



Corso di Laurea Triennale in Fisica
Laboratorio di Fisica Nucleare e Subnucleare
A.A. 2017/2018

Caratterizzazione di rivelatori a scintillazione e misura del flusso di raggi cosmici

Antonietti Rita
Meloni Pietro
Ripani Federico

12 giugno 2018

Indice

1	Introduzione	2
1.1	Raggi Cosmici	2
1.2	Rivelatori a scintillazione	2
1.3	Setup sperimentale	3
2	Caratterizzazione dei rivelatori	3
2.1	Risposta del PMT	3
2.2	Conteggi singolo PMT	4
2.3	Coincidenze tra due PMT (stesso scintillatore)	5
2.4	Coincidenze tra due scintillatori (4 PMT)	6
2.5	Misura dell'efficienza	8
3	Flusso dei raggi cosmici	10
3.1	Stima dell'accettanza	11
3.2	Stima del flusso	15
4	Propagazione del segnale negli scintillatori	15
4.1	Velocità di propagazione	16
4.2	Attenuazione del segnale	18
5	Conclusioni	22

1 Introduzione

Lo scopo di questo lavoro è studiare una particolare classe di rivelatori – i rivelatori a scintillazione – analizzando diversi loro aspetti e misurando alcune loro principali proprietà. Questo studio permetterà inoltre di stimare il flusso dei raggi cosmici al livello del mare.

Quindi, nei prossimi paragrafi si spiegherà il fenomeno dei raggi cosmici, si introdurranno i rivelatori a scintillazione in generale e si descriverà il setup sperimentale. Poi, si procederà con la caratterizzazione dei rivelatori usati in laboratorio, studiandone la risposta al variare dei principali parametri; si misurerà quindi l'efficienza dei rivelatori per poi effettuare la misura del flusso dei raggi cosmici. Per concludere, si studieranno i segnali luminosi che vengono generati al passaggio di particelle negli scintillatori, stimandone velocità di propagazione e lunghezza di attenuazione.

1.1 Raggi Cosmici

I raggi cosmici sono particelle e nuclei atomici di alta energia provenienti dallo spazio esterno, ai quali è esposta la Terra. L'esistenza dei raggi cosmici fu scoperta dal fisico tedesco Victor Hess agli inizi del ventesimo secolo. Nel 1912 caricò su un pallone aerostatico un dispositivo per misurare le particelle cariche e dimostrò come la quantità di particelle cariche aumentava con l'altitudine. Quelli osservati durante l'esperimento sono la componente secondaria della radiazione cosmica prodotta nell'interazione dei raggi cosmici primari con l'atmosfera terrestre. Quando l'energia è molto elevata vengono prodotte molte particelle secondarie e queste a loro volta possono fare nuove interazioni e moltiplicare il numero di secondari. L'origine dei raggi cosmici può essere varia: il Sole, le altre stelle, fenomeni energetici come novae e supernovae, fino ad oggetti remoti come i quasar. I raggi cosmici primari, i quali si trovano oltre l'atmosfera, sono costituiti da protoni (per il circa il 85%), particelle α (12%), nuclei più pesanti (1%) ed elettroni (2%). Lo studio degli sciami atmosferici al livello del mare e in quota permette di avere informazioni sull'energia, sulla direzione e sul tipo di particella primaria; l'energia si estende su un enorme intervallo da 10^8 eV a circa 10^{20} eV. Il flusso di raggi cosmici che investe l'atmosfera è circa $1000\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e diminuisce rapidamente con l'energia. Il flusso di raggi cosmici secondari al livello del mare è circa $100\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [1].

1.2 Rivelatori a scintillazione

Il funzionamento dei rivelatori di particelle è basato sul principio per cui viene trasferita una parte, o tutta, l'energia della radiazione al detector, la quale viene poi trasformata in una grandezza che può essere facilmente misurata (e.g. tensione, corrente). Nel caso di particelle cariche, l'energia è trasferita attraverso le collisioni con gli elettroni degli atomi, così da indurre l'eccitazione o la ionizzazione degli atomi. I rivelatori a scintillazione sono composti da un materiale scintillante il quale è collegato ad un fotomoltiplicatore (PMT) attraverso la guida di luce. Quando una particella passa attraverso lo scintillatore, eccita gli atomi e le molecole del materiale producendo fotoni, i quali, una volta giunti sul fotocatodo del PMT, vengono convertiti in fotoelettroni; quest'ultimi vengono infine accelerati e moltiplicati in modo da ottenere una corrente (e quindi una tensione) misurabile.

Scintillatori

I materiali scintillanti hanno la proprietà di luminescenza: quando vengono esposti a una certa forma di energia assorbono e riemettono l'energia in forma di luce visibile in $\sim 10^{-8}\text{s}$, il processo è usualmente chiamato fluorescenza. Se l'emissione è ritardata perché lo stato eccitato è metastabile, il processo è detto fosforescenza.

Le caratteristiche di un materiale scintillante devono essere: alta efficienza; trasparenza alla radiazione emessa; linearità, luce emessa proporzionale all'energia depositata; rapidità, costante di decadimento corta tipicamente di qualche ns.

Per evitare dispersioni della luce generata dal passaggio di particelle, si ricopre il materiale con un foglio riflettente (alluminio) e si avvolge tutto in un materiale opaco (carta o plastica nera) per evitare che la luce entri dall'esterno.

Fotomoltiplicatori

Il fotomoltiplicatore (PMT) è un dispositivo che converte la luce in un segnale elettrico.

Consiste di un catodo composto di materiale fotosensibile seguito da: un sistema di raccolta di elettroni, una sezione di moltiplicazione degli elettroni e in fine un anodo dal quale viene preso il segnale.

Quando un fotone incide sul fotocadoto, un elettrone viene emesso per effetto fotoelettrico. Durante l'operazione viene applicata un'alta tensione al catodo che accelera l'elettrone verso il primo dinodo. Sul dinodo avviene una reazione simile all'effetto fotoelettrico (eccetto per il fatto che il fotone è sostituito dall'elettrone). Questo causa l'emissione di un secondo elettrone; entrambi vengono accelerati verso il successivo dinodo dove vengono prodotti altri elettroni e accelerati, così da creare una cascata di elettroni. Questa cascata di elettroni altro non è che una corrente che può essere amplificata e analizzata in funzione del tempo.

Il funzionamento di un PMT è sempre influenzato dal rumore, il quale può essere dovuto alla dark current – rumore termico di catodo e dinodi – o a correnti parassite[2].

1.3 Setup sperimentale

Nel caso specifico i rivelatori di cui si è fatto uso sono costituiti da una barra di materiale scintillante plastico¹ di forma rettangolare (20cm x 122cm) ai cui due estremi sono collegati, tramite delle guide di luce, due PMT con cui è possibile effettuare una doppia lettura (un'illustrazione schematica è riportata in Fig. 2). Gli scintillatori hanno inoltre una lunghezza di attenuazione nominale $\lambda = 360\text{cm}$. I PMT (a 12 dinodi) hanno corrente di buio e rumore di fondo rispettivamente 10nA e 1kHz (valori nominali). Infine il guadagno dei PMT è nominalmente di $5 \cdot 10^7$ per tensione di alimentazione di 1.9kV. Tutti i valori numerici qui riportati, come si vedrà in seguito, potrebbero risultare diversi da quelli effettivi, a causa dell'invecchiamento della strumentazione.

Assieme ai rivelatori, si è fatto uso di alcuni moduli elettronici che verranno nel seguito introdotti.

2 Caratterizzazione dei rivelatori

Lo studio e la caratterizzazione dell'apparato strumentale costituiscono un passo importante e necessario per la buona riuscita di un esperimento. Quindi nel seguito verranno descritte le misurazioni volte a caratterizzare i rivelatori.

2.1 Risposta del PMT

Per prima cosa è stata valutata la risposta di un PMT rispetto a variazioni di tensione di alimentazione V_{in} . Infatti, al PMT viene fornita, tramite un opportuno generatore, un'alta tensione ($\sim kV$), necessaria per l'amplificazione. Tramite lo stesso generatore è stato possibile misurare sia la corrente assorbita dal PMT, I (μA), sia la tensione di alimentazione V_{in} (V). L'andamento atteso è lineare. Infatti ci si aspetta di poter considerare il PMT, dal punto di vista puramente elettrico, come una resistenza. Ciò è fondamentale affinché si possa controllare il PMT e il suo guadagno tramite la tensione applicata. Le misure sono state prese a partire da una tensione di 1200V fino ad arrivare ad una tensione di 2000V (questo è anche il range in cui si lavorerà nel seguito). Si è deciso di procedere con questa misura su un solo PMT, assumendo che anche gli altri PMT avessero un comportamento analogo.

I risultati ottenuti sono mostrati in Fig. 1. L'andamento lineare è evidente e la resistenza equivalente del PMT stimata con un fit lineare ($\chi^2 \sim 0$) è la seguente:

$$R = 2.21 \pm 0.01 M\Omega$$

¹Indice di rifrazione $n = 1.60$ e densità $\rho = 1.06\text{g/cm}^3$.

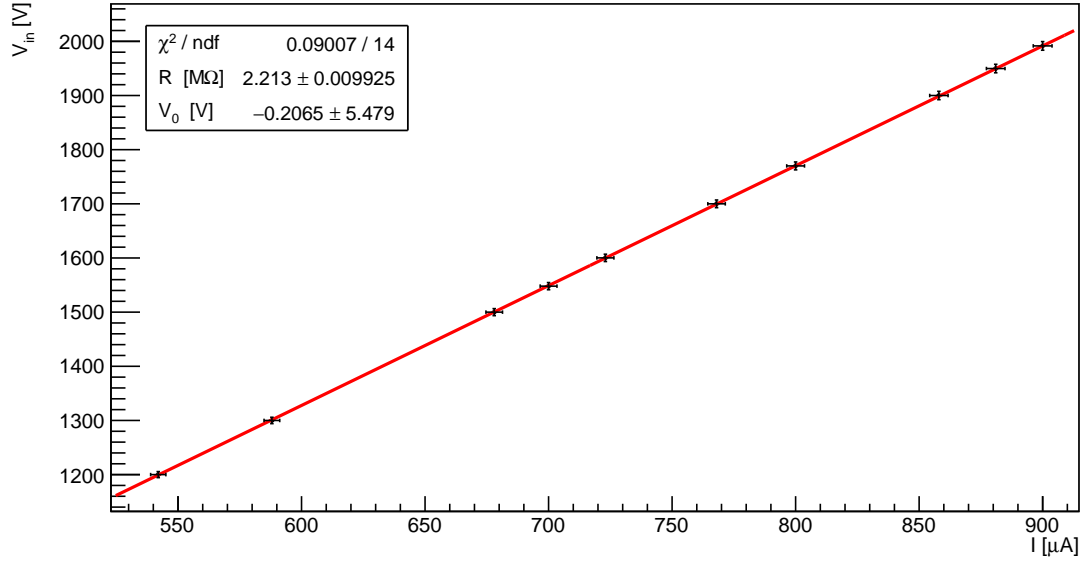


Figura 1: Andamento della tensione di alimentazione in funzione della risposta in corrente del PMT.

2.2 Conteggi singolo PMT

Una volta stabilito che il PMT ha un comportamento lineare, il segnale del PMT (ipoteticamente generato dal passaggio di una particella) viene estratto per mezzo di adeguati cavi² e portato ad un modulo discriminatore (ADM³) di cui è possibile impostare la tensione di soglia (V_{th}), ovvero il valore che stabilisce il segnale logico alto (uno) e basso (zero) del segnale d'uscita dell'ADM. Una volta discriminato, il segnale viene portato ad un counter che conta⁴ il numero di segnali in un dato intervallo temporale. Lo schema logico dell'apparato è rappresentato in Fig. 2 (riquadro tratteggiato celeste).

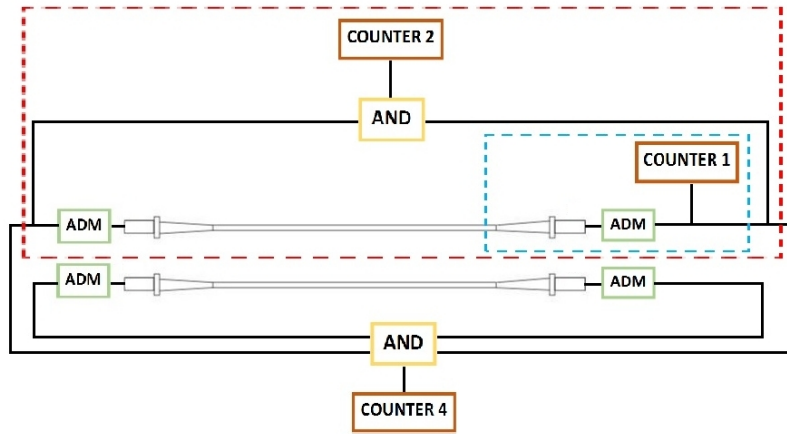


Figura 2: Schema per i conteggi di un solo PMT (tratteggiato celeste); schema per le coincidenze tra due PMT (tratteggiato rosso); schema per le coincidenze dei quattro PMT (tutta la figura).

²Tutti i collegamenti sono stati effettuati nello standard NIM.

³Amplitude Discriminator Module.

⁴L'incertezza associata ai conteggi è poissoniana: $\sigma = \sqrt{N}$, con N i conteggi.

Facendo variare V_{in} si può studiare l'andamento dei conteggi (e quindi della frequenza di conteggio). Fissando poi diverse tensioni di soglia, si possono ottenere diversi andamenti (Fig. 3).

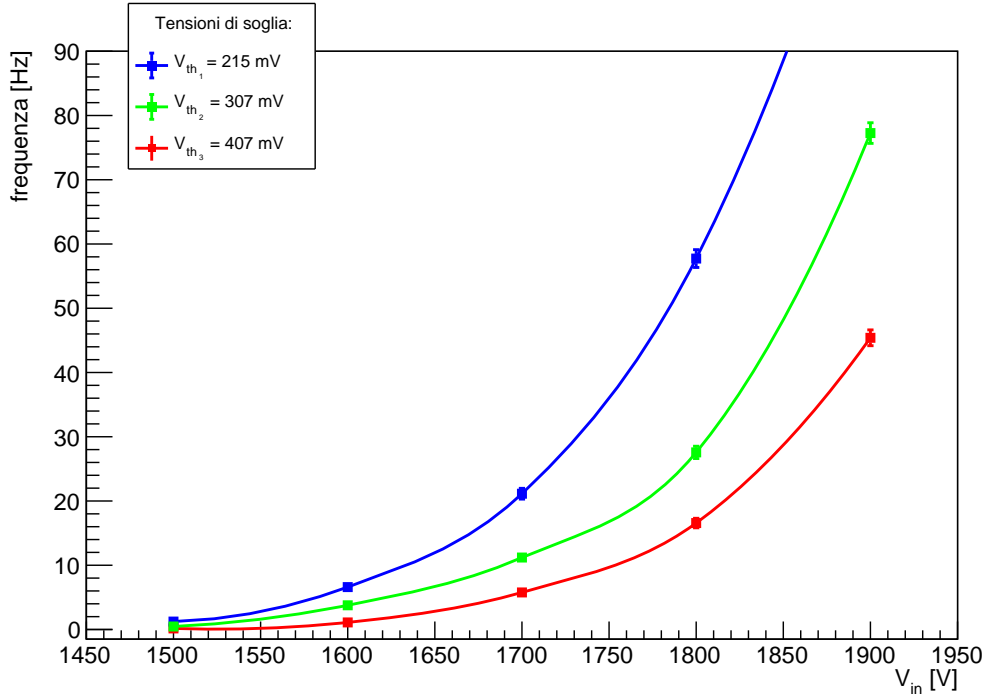


Figura 3: Frequenza di conteggio per un PMT in funzione della tensione di alimentazione, per tre differenti tensioni di soglia.

L'andamento generale è ragionevole: a V_{th} fissata, i conteggi aumentano all'aumentare di V_{in} , e a V_{in} fissata i conteggi aumentano al diminuire di V_{th} . Tuttavia l'andamento esponenziale non accenna ad appiattirsi neanche a tensioni di alimentazione alte. Se infatti i conteggi fossero solo particelle, poiché quelle che attraversano lo scintillatore nell'unità di tempo sono in numero finito, si giungerebbe ad una tensione tale da amplificare (e quindi rendere visibili) tutti i segnali da esse generate osservando uno stabilizzarsi del numero di conteggi (plateau) in funzione della tensione. Poiché ci si aspetta una rate di particelle di $\sim 20\text{Hz}$ [3], si conclude quindi che la maggior parte dei conteggi è dovuto a rumore. Dal momento che i segnali dovuti a particelle saranno mediamente più grandi del rumore, si potrebbe pensare di aumentare V_{th} e/o diminuire V_{in} per ridurre i conteggi dovuti a rumore; tuttavia, così facendo, si perderebbero anche molti segnali di particelle. Dal momento che il singolo PMT non è abbastanza efficiente, per uno scintillatore così rumoroso, nei prossimi paragrafi si metteranno i segnali di due o più PMT in coincidenza, eliminando così parte del rumore senza perdere drasticamente i segnali dovuti a particelle.

2.3 Coincidenze tra due PMT (stesso scintillatore)

Invece di contare i singoli segnali come è stato fatto in precedenza, si possono contare i segnali in coincidenza tra due PMT agli estremi di un singolo scintillatore. L'operazione di coincidenza è effettuata tramite un apposito modulo che prende in ingresso due segnali discriminati e ne restituisce uno se i due d'ingresso si sovrappongono (nel tempo). Lo schema logico dell'apparato è rappresentato in Fig. 2 (riquadro tratteggiato rosso), dove il modulo che fa le coincidenze è stato banalmente chiamato AND⁵.

⁵Infatti il modulo effettua l'operazione logica AND.

Il modulo discriminatore ADM permette di impostare la larghezza Δt del segnale in uscita. Quindi Δt dovrà essere scelto in modo tale da essere maggiore del massimo ritardo possibile tra due segnali generati dal passaggio di una stessa particella, ma anche in modo tale da essere minore dell'intervallo di tempo medio che intercorre tra due segnali, al fine di evitare coincidenze accidentali (i.e. coincidenza tra due segnali di rumore). Supponendo che i rumori generati nei PMT siano scorrelati⁶, la probabilità di avere una coincidenza accidentale in una finestra di tempo Δt è data dalla (1) in cui si è ipotizzato che la probabilità di avere un conteggio di rumore segua una distribuzione uniforme di ampiezza $1/f$.

$$P = f_1 f_2 (\Delta t)^2 \quad (1)$$

Dove f_1 ed f_2 sono le frequenze di rumore dei due PMT, e Δt la larghezza del segnale discriminato.

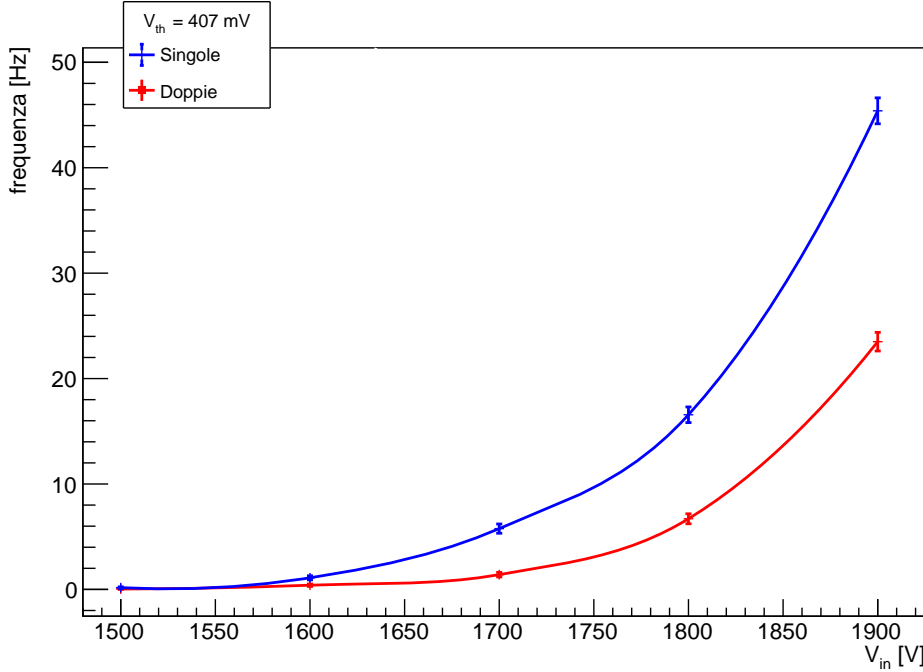


Figura 4: Frequenza di conteggio in funzione della tensione di alimentazione: coincidenze doppie in rosso, conteggi singoli in blu.

Nel grafico in Fig. 4 vengono riportati gli andamenti delle frequenze di conteggio in funzione di V_{in} (con V_{th} costante) per i segnali di un singolo PMT (blu) e per le le coincidenze di due PMT (rosso). L'andamento delle due curve è qualitativamente lo stesso, e l'effetto della coincidenza è quello di abbassare sensibilmente i conteggi rispetto al singolo conteggio, eliminando una minima parte del rumore. Tuttavia ancora non è possibile intravedere alcun plateau. Probabilmente, infatti, il rumore dei due PMT potrebbe essere correlato⁷. Nel prossimo paragrafo si vedrà come, mettendo in coincidenza due scintillatori, si possa ottenere una netta diminuzione dei conteggi, proprio perché i rumori dei due scintillatori saranno scorrelati.

2.4 Coinidenze tra tra due scintillatori (4 PMT)

Per ridurre ulteriormente il rumore si procede mettendo in coincidenza due scintillatori sovrapposti, come in Fig. 2. Così facendo si abbatte notevolmente il numero di conteggi, infatti ci si aspetta che i rumori dei PMT accoppiati a diversi scintillatori siano scorrelati. In Fig. 5 è riportato l'andamento della frequenza di conteggio per le quattro coincidenze.

⁶Questa ipotesi si rivelerà vera soprattutto per PMT accoppiati a scintillatore diversi.

⁷In questo caso la fonte principale di rumore potrebbe essere dovuta alle infiltrazioni di luce nello scintillatore.

Si nota subito come rispetto al grafico in Fig. 4 o in Fig. 3 il numero di conteggi è effettivamente molto più basso, come previsto. Inoltre si può notare come in Fig. 5 la prime tre curve (V_{th} alta) abbiano un salto nell'andamento crescente ad una tensione d'alimentazione compresa tra 1850V e 1900V, ciò è dovuto probabilmente al fatto che un gran numero di particelle genera un segnale di un'ampiezza tale da venir amplificata fino alla V_{th} in corrispondenza della V_{in} a cui notiamo il flesso. Al diminuire di V_{th} ci si aspetta uno slittamento a sinistra del punto di flesso, cosa poco visibile per le prime tre curve in basso. Nell'ultima curva in alto (V_{th} più bassa) non si nota un flesso, che potrebbe trovarsi a tensioni di alimentazione più basse, tuttavia c'è un appiattimento a tensioni alte (a partire da 1950 V circa) dovuto probabilmente al fatto che da quel punto in avanti si rendono visibili tutti o gran parte dei segnali generati negli scintillatori; ciò si rende compatibile, in linea con quanto affermato sopra, col fatto che la maggior parte dei conteggi siano dovuti al passaggio di particelle (frequenza $\sim 20\text{Hz}$).

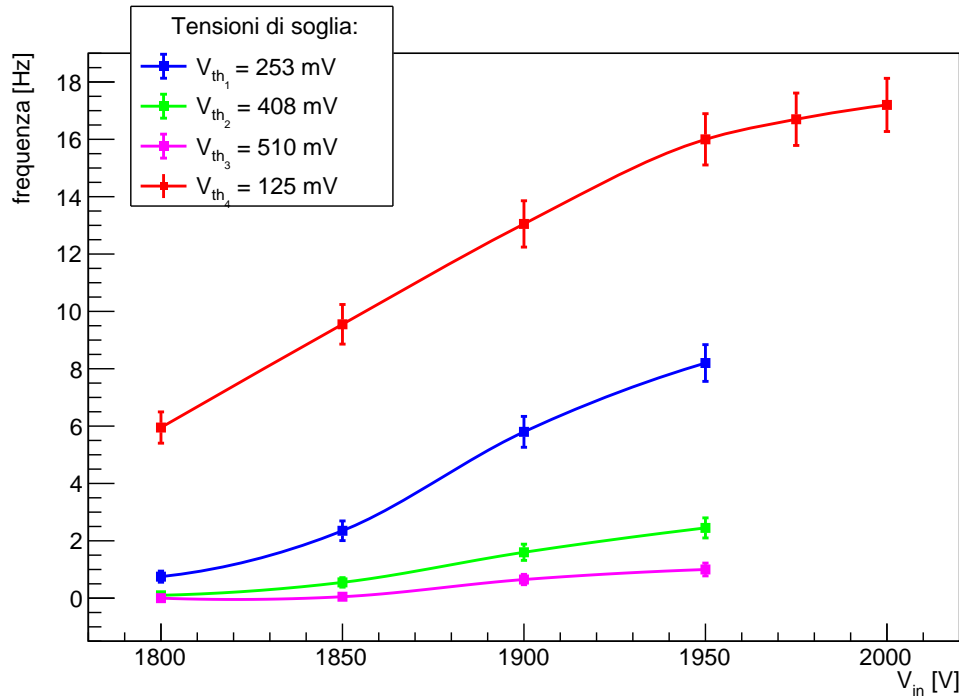


Figura 5: Frequenza di conteggio delle coincidenze quaduple in funzione della tensione di alimentazione per quattro tensioni di soglia differenti.

Nel grafico in Fig. 6 è possibile invece osservare l'andamento della frequenza di conteggio in funzione di V_{th} per una V_{in} fissata. L'andamento aspettato è esattamente opposto a quello visto in Fig. 5, per ragioni simili a quelle appena discusse. Quindi ci si aspetterebbe un appiattimento a basse tensioni di soglia. Tuttavia, poiché si sta osservando un flusso di particelle non omogeneo nell'energia, abbassando V_{th} i conteggi continuano ad aumentare perché si riescono a vedere anche le particelle meno energetiche, di conseguenza il plateau è più difficile da vedere⁸.

A conclusione di questa prima parte, sulla base dei risultati ottenuti, si è stabilito per ipotesi che ogni conteggio dato da due (o più) scintillatori in coincidenza è sempre una particella, trascurando quindi le possibili coincidenze accidentali dovute al rumore.

⁸Un modo per riuscire a vedere il plateau sarebbe quello di aumentare V_{in} (ma questo non è sempre possibile).

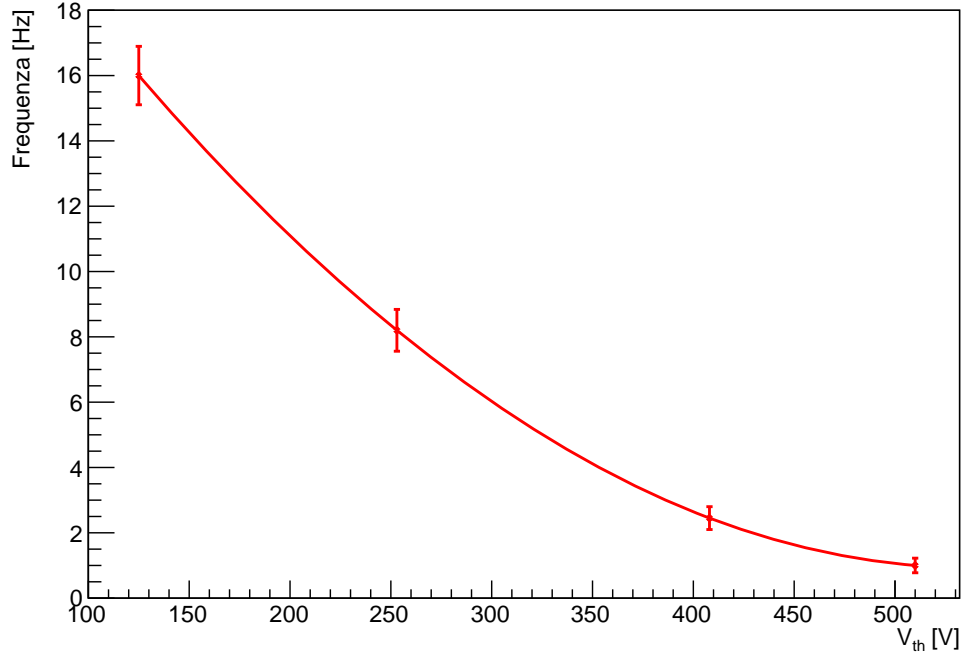


Figura 6: Frequenza di conteggio delle coincidenze quadruple in tensione di soglia a tensione $V_{in} = 1950V$ fissata.

2.5 Misura dell'efficienza

In generale l'efficienza di un rivelatore è la capacità di quest'ultimo di produrre, al passaggio di una particella, un segnale superiore al rumore. Essa può essere espressa come:

$$\varepsilon = \frac{\# \text{ particelle rivelate}}{\# \text{ particelle incidenti}}$$

Nel caso specifico, dal momento che non si ha a disposizione una sorgente di cui si conosca il flusso di particelle emesse, non è neanche noto il numero di particelle incidenti sul rivelatore. Tuttavia, dati due rivelatori B e C e un terzo A posto tra i due come in Fig. 7, se una particella viene rivelata da B e da C, allora sarà sicuramente passata anche per il rivelatore centrale A, vista la geometria del sistema. Pertanto è possibile calcolare l'efficienza come:

$$\varepsilon = \frac{N_{triple}}{N_{doppie}}$$

Dove N_{triple} e N_{doppie} sono rispettivamente i conteggi delle coincidenze triple (i.e. tra i tre rivelatori A, B e C), e i conteggi delle coincidenze doppie (i.e. tra i rivelatori B e C).

Così misurata, l'efficienza è rappresentata da una variabile binomiale, dunque la sua incertezza viene calcolata come segue:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)}{N_{doppie}}}$$

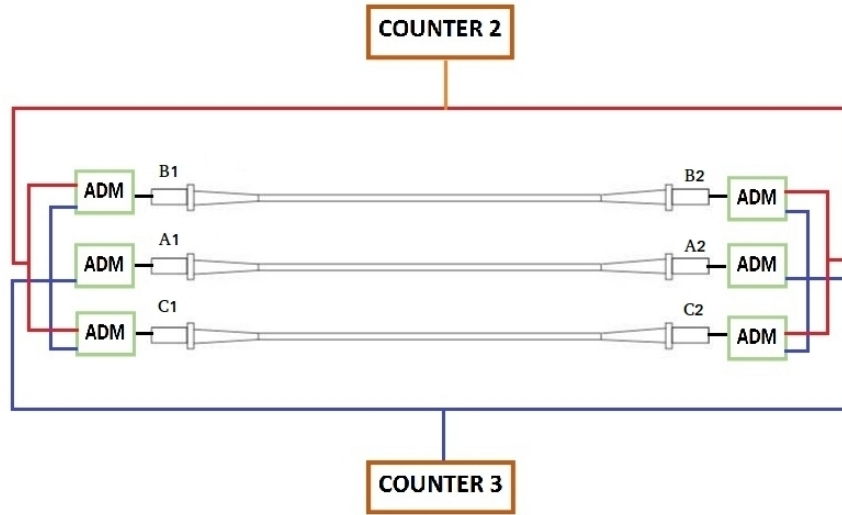


Figura 7: Schema dell'apparato per la misura dell'efficienza del rivelatore A.

Punto di lavoro

Chiaramente l'efficienza dei rivelatori dipende da diversi parametri, alcuni più facili da impostare (tensioni di alimentazione V_{in} e tensioni di soglia V_{th} dei PMT), altri più difficili da controllare (temperatura, campi elettromagnetici esterni... etc.). Dunque è possibile studiare l'efficienza al variare di alcuni di questi parametri, e successivamente stabilire un punto di lavoro. In generale è bene scegliere un punto di lavoro che massimizzi⁹ l'efficienza in un regione in cui sia stabile rispetto a variazioni dei parametri. Altrimenti, infatti, piccole variazioni dei parametri impostati (o dei parametri non controllabili), potrebbero modificare in modo apprezzabile l'efficienza nel corso di una misurazione.

Nel caso specifico l'efficienza è stata studiata in funzione di V_{in} e V_{th} .

Efficienza rivelatore A

Per studiare l'efficienza del rivelatore A, quest'ultimo è stato posto tra i rivelatori B e C (come in Fig. 7). Le tensioni di alimentazione e le tensioni di soglia dei quattro PMT dei rivelatori B e C sono state fissate ($V_{in} = 2000V$ e $V_{th} = 126mV$). Invece, per quanto riguarda PMT A1 e PMT A2, è stata fatta variare la tensione di alimentazione di PMT A1 e PMT A2 nell'intervallo tra 1500V e 2000V. Questo è stato fatto per due valori di tensione di soglia di PMT A1 e PMT A2 ($126mV$ e $60mV$).

In Fig. 8 sono riportate le curve di efficienza ottenute. Come si nota dal grafico, l'efficienza aumenta al crescere della tensione di alimentazione, raggiungendo un plateau al valore $\varepsilon \sim 1$. Inoltre, al diminuire di V_{th} , la curva di efficienza si sposta a sinistra.

Il punto di lavoro è stato scelto sulla base delle considerazioni del precedente paragrafo, cercando al contempo dei valori piccoli per V_{in} e V_{th} ¹⁰. Pertanto è stato stabilito il seguente punto di lavoro:

$$V_{in} = 1850V \quad V_{th} = 60mV$$

Il valore dell'efficienza corrispondente è quindi¹¹:

$$\varepsilon_A = (0.985 \pm 0.004)$$

⁹Ai fini di questa esperienza di laboratorio non è davvero importante tentare di massimizzare l'efficienza dal momento che il fenomeno che si vuole osservare (i.e. raggi cosmici) non è particolarmente raro.

¹⁰Il fatto di scegliere V_{in} e V_{th} i più piccoli è legato al fatto che tensioni di soglia troppo alte potrebbero generare un bias, mentre tensioni di alimentazione troppo alte causano maggior rumore (dark current) e, in altre circostanze, possono creare problemi di dissipazione del calore (oltre a chiaramente ad aumentare il consumo energetico dell'apparato).

¹¹Questo valore è stato calcolato con una interpolazione lineare tra i valori di ε in $V_{in} = 1800V$ e $V_{in} = 1900V$.

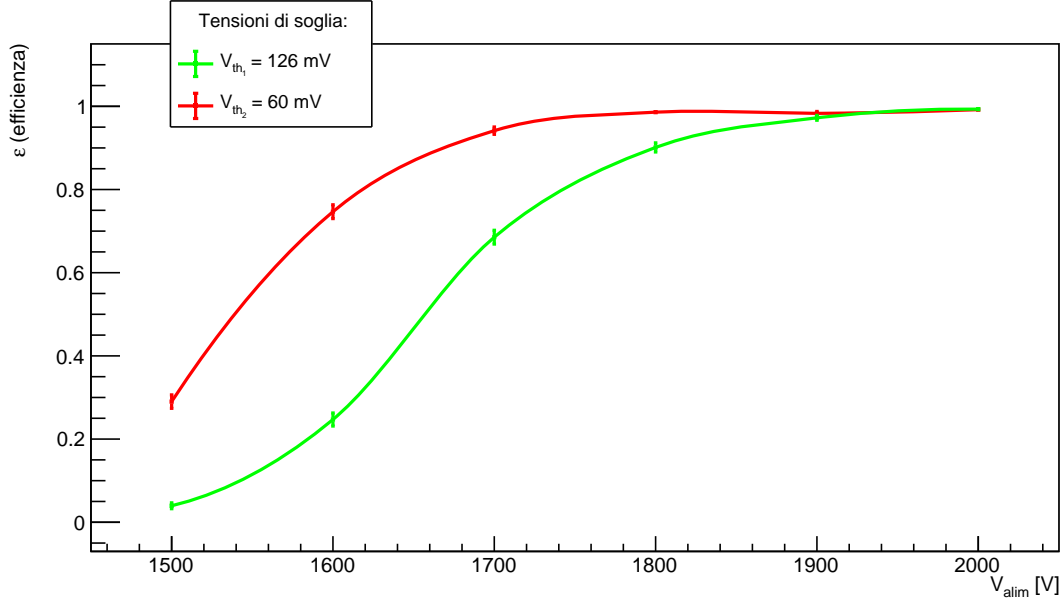


Figura 8: Curve di efficienza per il rivelatore A al variare della tensione di alimentazione V_{in} , a due diversi valori di V_{th}

Efficienza rivelatore B

Ripetendo in modo analogo¹² quanto fatto per il rivelatore A, si è trovato un buon punto di lavoro anche per il rivelatore B:

$$V_{in} = 2000V \quad V_{th} = 50mV$$

Il valore dell'efficienza corrispondente è quindi:

$$\varepsilon_B = (0.926 \pm 0.008)$$

3 Flusso dei raggi cosmici

Il numero di particelle che attraversa una superficie S nell'unità di tempo è definito come:

$$\frac{dN}{dt} = \int d\Omega \int_S \rho \vec{v} \cdot d\vec{S} \quad (2)$$

Dove $\rho = \frac{dN}{d\Omega dV}$ è il numero di particelle su unità di volume su unità di angolo solido e \vec{v} è la loro velocità. L'integrale in $d\Omega$ è limitato al semipiano superiore (i.e. non provengono particelle dal basso). Se lo calcoliamo su una superficie piana si ottiene:

$$\frac{dN}{dt} = \int_S \int d\Omega \rho \frac{dl}{dt} \cos \theta dS \quad (3)$$

Dove θ è l'angolo che le particelle formano con la verticale e $dS = dx dy$ è l'elemento di superficie piana. L'integrando (rispetto alla superficie) è il flusso che si vuole misurare, e considerando che $dV = dS dl \cos \theta$ si può esprimere come:

$$\Phi = \int d\Omega \frac{dN}{d\Omega dS dt} \quad (4)$$

¹²In realtà, si sono riscontrate delle differenze nei comportamenti dei diversi PMT, conseguentemente il punto di lavoro e l'efficienza per i due rivelatori A e B risultano diversi.

Infatti il numero di particelle dirette lungo una direzione (θ, ϕ) che attraversa la superficie dS dello scintillatore nell'intervallo di tempo dt è il numero di particelle contenute nel volume $dV = dS dl \cos \theta$, e integrando su tutte le direzioni si ottiene il numero di particelle totali che attraversa lo scintillatore (nell'unità tempo e di superficie). Conoscendo quindi la superficie S dello scintillatore, il tempo Δt della misura e misurando il numero di particelle che lo hanno attraversato siamo in grado di stimare il flusso.

Ora il problema è risalire al numero effettivo di particelle che attraversa la superficie dello scintillatore, data la misura diretta dei conteggi N .

A questo scopo in parte interviene la misura dell'efficienza ($\varepsilon = \varepsilon_A \varepsilon_B$), inoltre si deve tener conto anche delle particelle che non vengono rivelate a causa della geometria del rivelatore, ciò verrà fatto nel prossimo paragrafo mediante il calcolo dell'accettanza A . Tenuto conto di tutto ciò, il flusso dei raggi cosmici è dato da:

$$\Phi = \frac{N}{\Delta t S A \varepsilon_A \varepsilon_B} \quad (5)$$

3.1 Stima dell'accettanza

Nel sistema costituito da due scintillatori in coincidenza la frazione di particelle che attraversano entrambi gli scintillatori, rispetto a tutte le particelle che attraversano un singolo scintillatore ($A = \frac{N_{1,2}}{N_1}$) è data dalla (6), dove $a = 20\text{cm}$ e $b = 122\text{cm}$ sono i lati dello scintillatore e d la distanza tra i due scintillatori¹³.

$$A = \frac{2}{ab\pi} \int_0^a dx \int_0^b dy \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_{max}(x,y,\phi,d)} d\theta \sin \theta \cos^3 \theta \quad (6)$$

Si noti come per $\theta_{max} = \pi/2$ si ha $A = 1$.

Per scrivere la (6) si fatto uso della (4) e del fatto noto sperimentalmente che il numero di particelle per angolo solido che attraversano la superficie $dS \cos \theta$ perpendicolare alla direzione d'arrivo è:

$$\frac{dN}{d\Omega dS \cos \theta} = \frac{dN}{d\Omega dS \cos \theta} \Big|_{\theta=0} \cos^2 \theta \quad (7)$$

Per il calcolo del numero di particelle totali ($N_{1,2}$) si è integrata la (4) sul semiangolo solido superiore, per il calcolo delle sole particelle che intercettano anche il secondo scintillatore (N_2) si è integrata la (4) sull'angolo solido che sottende il secondo scintillatore. Si è inoltre fatta l'ipotesi di distribuzione uniforme in x , y e ϕ .

Per stimare il valore dell'integrale si è utilizzata una simulazione Montecarlo¹⁴ con funzione di distribuzione pari a $f(\theta, \phi, x, y) = \frac{2}{ab\pi} \cos^3 \theta \sin \theta$: vengono generati $N = 10^6$ particelle (ovvero quaterne (x, y, ϕ, θ)) e si contano quanti di queste intercettano anche il secondo scintillatore. Data una particella, le condizioni che questa intercetti il secondo scintillatore posto a distanza d più in basso del primo sono le seguenti:

$$0 < x - d \tan \theta \cos \phi < a \quad 0 < y - d \tan \theta \sin \phi < b \quad (8)$$

Le stesse condizioni definiscono anche θ_{max} .

L'accettanza sarà quindi data dal rapporto tra le particelle che intercettano il secondo scintillatore e le particelle totali generate, il valore sarà tanto più attendibile tanto più è alto il numero di particelle generate, ovvero l'incertezza associata sarà quella di una binomiale:

$$\sigma = \sqrt{\frac{A(1-A)}{N}}$$

Sebbene questo errore di tipo statistico possa essere reso piccolo a piacere, il valore di A che si otterrà con la simulazione rimarrà comunque affetto da un errore sistematico dovuto al fatto che gli scintillatori hanno uno spessore non trascurabile, e, se una particella non attraversa un tratto sufficiente dello scintillatore, potrebbe non rilasciare la quantità necessaria di energia per essere rilevata.

¹³L'origine del sistema di riferimento (x, y, z) è stato posto in uno dei 4 vertici dello scintillatore superiore.

¹⁴Per generare distribuzioni che non fossero uniformi si è usato il metodo della reiezione.

Quindi questo errore sistematico è stato valutato a partire dalle variazioni dell'accettanza ottenute da piccole variazioni della distanza d tra gli scintillatori dell'ordine dello spessore dello scintillatore ($\sim 2\text{cm}$):

$$A(12\text{cm}) = 0.679 \quad A(14\text{cm}) = 0.634$$

Per quanto detto sopra, l'accettanza sarà allora:

$$A = 0.656 \pm 0.023$$

Per verificare la correttezza dell'ipotesi della distribuzione in θ dei raggi cosmici (espressa dalla (7)) si sono misurati i conteggi per due diversi valori della distanza tra i due scintillatori, in questo modo, rimanendo invariati tutti gli altri parametri (Δt , S , ε_A , ε_A e Φ), il rapporto tra le accettanze simulate e i conteggi misurati dovrebbero essere uguali. I risultati delle misure sono riportati in Tab. 1. I rapporti risultano compatibili, dunque la relazione (7) per i raggi cosmici è verificata.

	Distanza	Conteggi (doppie)	Accettanza (simul.)
	$(13 \pm 1)\text{cm}$	3246 ± 57	0.656 ± 0.023
	$(106 \pm 1)\text{cm}$	480 ± 22	0.091 ± 0.001
Rapporto		6.76 ± 0.38	7.21 ± 0.26

Tabella 1: Accettanze e conteggi delle doppie per due diverse distanze d

Nelle Figg. da 9 a 13 sono illustrati i risultati della simulazione Montecarlo. Gli istogrammi in rosso rappresentano le particelle totali generate e seguono come devono le distribuzioni con cui sono stati generate, gli istogrammi in blu rappresentano solo le particelle che intercettano entrambi gli scintillatori e subiscono quindi una distorsione dovuta alla geometria del sistema. Tutti gli istogrammi sono stati normalizzati ad uno.

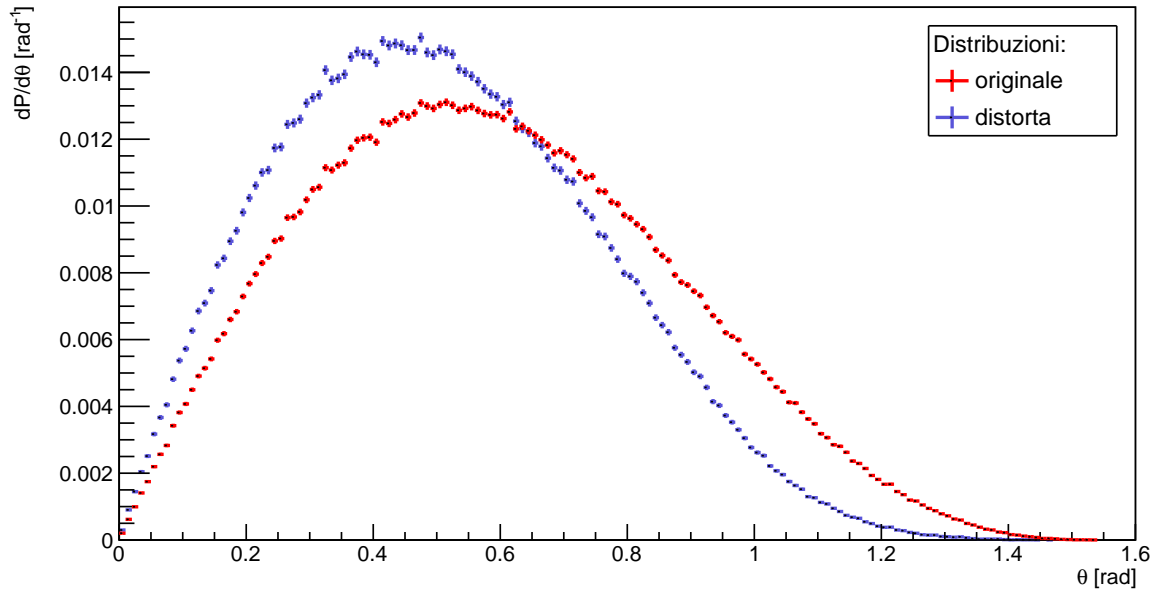


Figura 9: Distribuzioni per θ . La distorsione consiste nello spostamento verso sinistra del valore più probabile (da $\pi/6$ a circa $\pi/7$), e nella riduzione della dispersione. L'effetto è in accordo con la geometria del sistema, che determina una perdita crescente in θ .

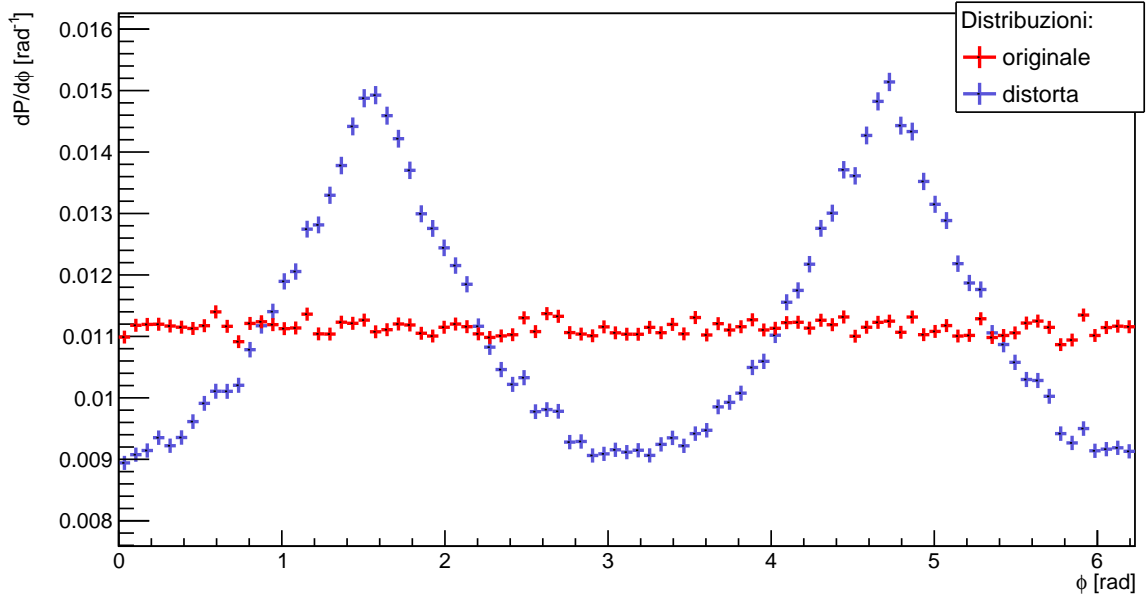


Figura 10: Distribuzioni per ϕ . La distorsione consiste nella formazione di due picchi per i valori $\phi_1 = \pi/2$ e $\phi_2 = 3\pi/2$, e tre depressioni in corrispondenza di $\phi = 0, \pi, 2\pi$. Il significato fisico è che le particelle incidenti con ϕ_1 o ϕ_2 , ovvero quelle che incidono lungo la direzione del lato lungo, hanno più probabilità di incidere su entrambi gli scintillatori. Invece per particelle incidenti lungo il lato corto ($\phi = 0, \pi, 2\pi$) avverrà il contrario.

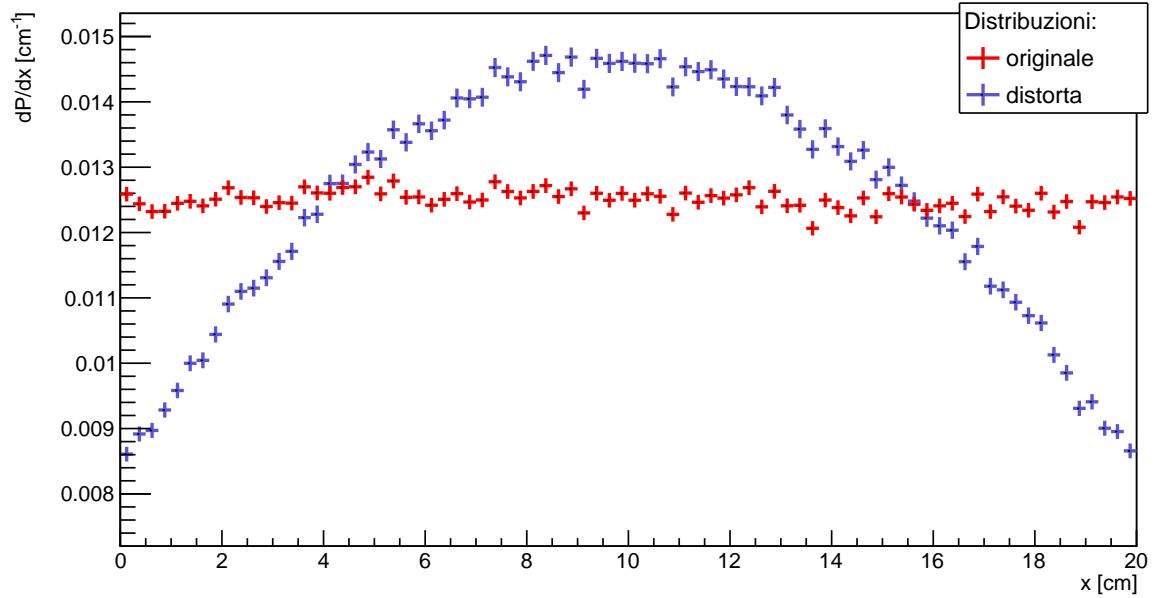


Figura 11: Distribuzioni per x . La distorsione consiste nella formazione di un valore più probabile corrispondente al valore di 10cm ($a/2$). L'effetto è in accordo con la geometria del sistema secondo la quale è più probabile avere coincidenze dovute a raggi che passano nella zona centrale dello scintillatore.

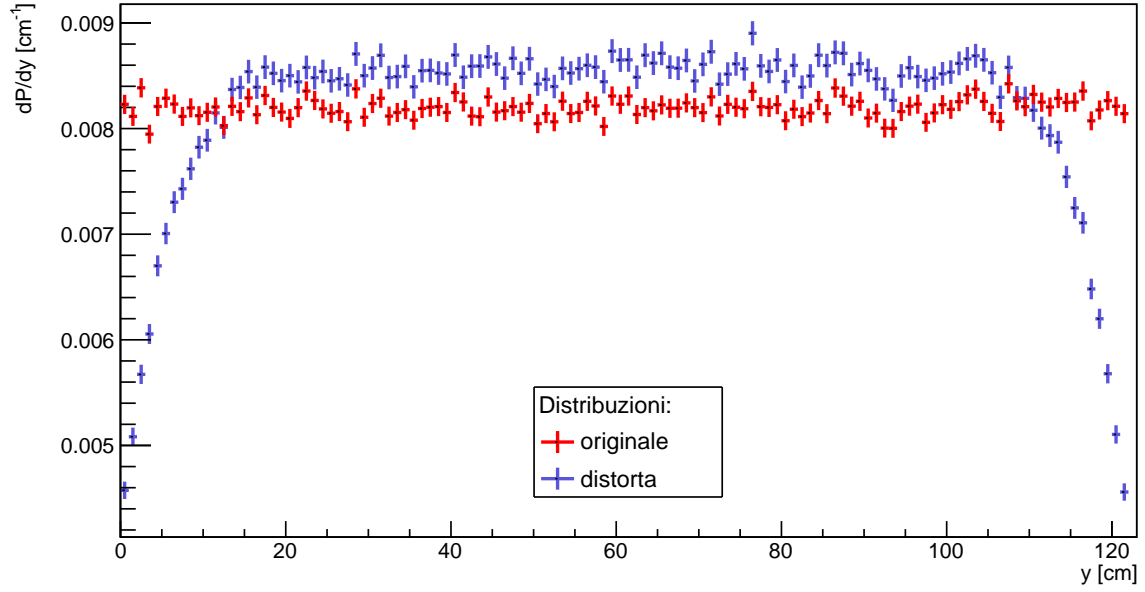


Figura 12: Distribuzioni per y . La distorsione è molto simile a quella vista per x . Tuttavia, trattandosi di una distribuzione più estesa ($0 < y < 122\text{cm}$ mentre $0 < x < 20\text{cm}$), la distorsione riguarda principalmente gli estremi, mentre la parte centrale rimane compatibile con una distribuzione uniforme. L'effetto complessivo è in accordo con la geometria del sistema.

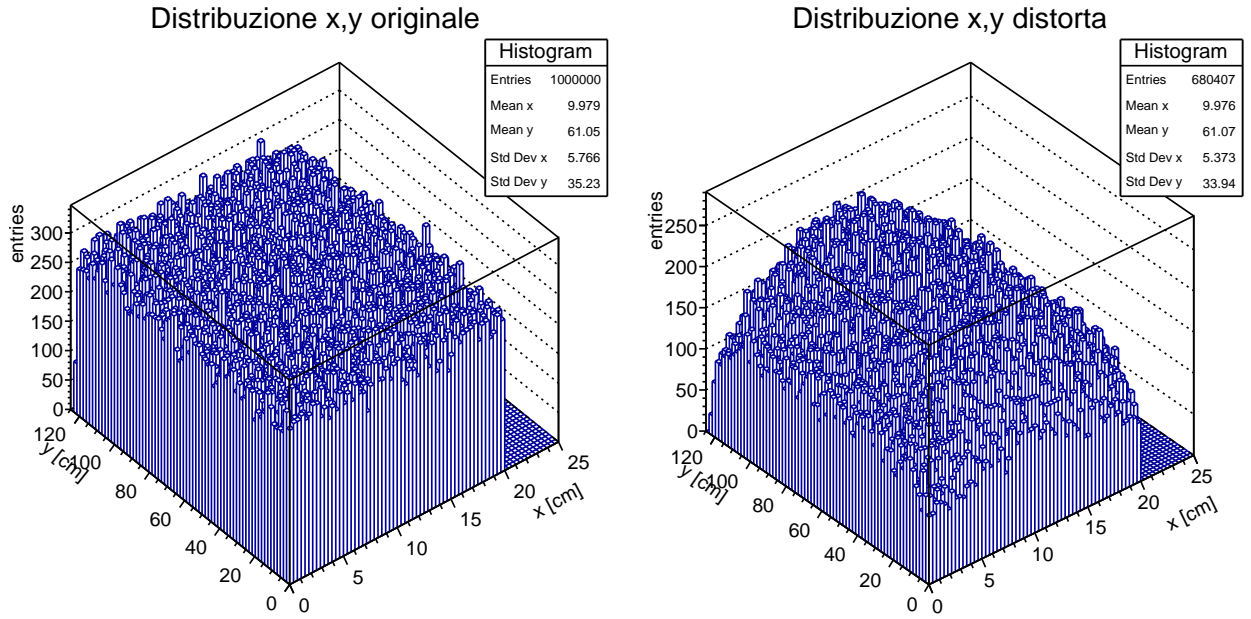


Figura 13: Distribuzione per x e y . In questi grafici è possibile apprezzare più facilmente l'effetto convoluto delle distorsioni delle distribuzioni di x e di y separate. In particolare i punti meno probabili per avere una coincidenza sono i 4 vertici dello scintillatore, mentre la parte centrale è altamente favorita.

3.2 Stima del flusso

Nel calcolo del flusso si trascura il fatto che alcuni conteggi dati dalla coincidenza tra i due scintillatori possano essere frutto di rumore. Così si può ricostruire il numero totale di particelle che colpisce una superficie di area $S = ab$, pari alla superficie di uno degli scintillatori, semplicemente dividendo il numero di particelle misurato per l'accettanza e per le efficienze dei due scintillatori (si veda la (5)). Infatti il primo scintillatore riconosce una frazione ε_A delle particelle che lo hanno attraversato, mentre il secondo riconosce una frazione ε_B delle particelle già riconosciute dal primo. Nella Tab. 2 sono quindi riportate tutte le grandezze necessarie per il calcolo del flusso.

Grandezza	Valore
N	16096 ± 127
Δt	$(600.000 \pm 0.001)s$
S	$(0.244 \pm 0.003)m^2$
A	0.656 ± 0.023
ε_A	0.985 ± 0.004
ε_B	0.926 ± 0.008

Tabella 2: Grandezze necessarie per il calcolo del flusso.

Si ha quindi la seguente misura del flusso:

$$\Phi = \frac{N}{\Delta t S A \varepsilon_A \varepsilon_B} = (183.90 \pm 6.98)s^{-1}m^{-2} \quad (9)$$

Il valore ottenuto è in accordo con la stima di $\sim 160s^{-1}m^{-2}$ ottenuta a partire da considerazioni sul flusso di muoni (componente principale dei raggi cosmici secondari) al livello del mare[3].

4 Propagazione del segnale negli scintillatori

I fotoni generati dal passaggio di una particella nello scintillatore si propagano dopo una serie di urti con le pareti dello scintillatore stesso, e giungono infine al PMT. L'insieme dei fotoni originati da una stessa particella costituiscono un segnale luminoso che avrà velocità costante v e perderà energia esponenzialmente con una lunghezza di attenuazione λ . Nei prossimi paragrafi verranno descritte le misurazioni di entrambe queste grandezze.

Entrambe le misurazioni sono state effettuate usando due scintillatori lunghi (A e B) assieme con un terzo scintillatore piccolo S (10cm x 10cm). Lo scintillatore piccolo, con il rispettivo PMT, permetteva di triggerare le particelle che passavano ad una data distanza da un PMT di riferimento¹⁵. Poiché le dimensioni dello scintillatore piccolo S non sono trascurabili rispetto alle dimensioni dei due scintillatori grandi A e B , l'assegnazione delle incertezze sulla posizione è:

$$\sigma = \frac{L}{\sqrt{12}}$$

Ovvero la deviazione standard di una distribuzione uniforme di ampiezza $L = 10\text{cm}$, (lunghezza dello scintillatore S)¹⁶

Per entrambe le misurazioni si è usato un digitizer (con frequenza di campionamento 5G Samples), ovvero un modulo che acquisisce un segnale analogico in tensione e lo trasforma in un segnale digitale, facilmente analizzabile al computer. Quindi le forme d'onda dei segnali dei PMT sono state analizzate con un software (ROOT) per stimare, prima la velocità di propagazione, e poi la lunghezza di attenuazione.

¹⁵Il PMT A2 è stato scelto come origine del sistema di riferimento per la misura della posizione del PMT S.

¹⁶Si è trascurato il fatto che le particelle incidenti con grandi θ non incidono su un punto che è all'interno della proiezione dello scintillatore S su quello grande A . Ciò è dovuto al fatto che S dista verticalmente da A una distanza di alcuni cm.

In Fig. 14 è mostrato lo schema dell'apparato strumentale. Di seguito vengono descritti i ruoli dei canali del digitizer:

- **Ch. TRG**¹⁷: coincidenze tra i tutti i 5 PMT, pilotata¹⁸ dal segnale del PMT A2;
- **Ch. 0**: segnale discriminato del PMT S;
- **Ch. 1**: segnale non discriminato del PMT A2, che pilota le coincidenze.

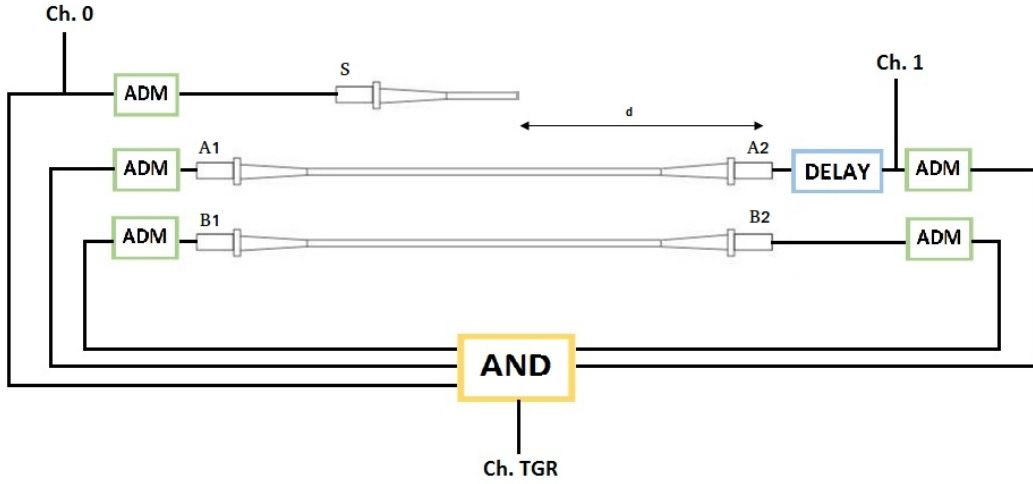


Figura 14: Schema dell'apparato strumentale per le misurazioni relative alla propagazione del segnale nello scintillatore (v e λ).

4.1 Velocità di propagazione

Per la misura della velocità di propagazione del segnale luminoso sono stati acquisiti i segnali del canale Ch. TRG e Ch. 0 del digitizer. Per ogni evento (Ch. TRG e Ch. 0 relativi ad uno stesso segnale) è stato misurato il ritardo Δt tra i due canali. Dal momento che le forme d'onda sono delle onde quadre, è stato eseguito un fit con una Fermi-Dirac per entrambi i canali:

$$V(t) = \frac{V_1}{e^{-(t-t_0)/\tau} + 1} + V_2$$

Dove il valore logico alto è V_2 , il valore logico basso è $V_1 + V_2$ e il parametro t_0 rappresenta l'istante di tempo in cui il segnale assume il valore intermedio tra i due valori logici. Quindi, per ottenere il ritardo Δt tra il Ch. TRG e il Ch. 0, è stata fatta la differenza tra i t_0 dei due canali.

¹⁷Canale di trigger del digitizer.

¹⁸Per pilotare le coincidenze con il PMT A2 è sufficiente ritardare di un Δt^{delay} il suo segnale (allungando il cavo che porta il segnale, oppure usando un modulo che ritarda il segnale). Tuttavia Δt^{delay} deve essere sufficientemente grande da permettere al PMT A2 di pilotare effettivamente le coincidenze. Inoltre Δt^{delay} deve essere tale da far avvenire la coincidenza, ovvero deve essere minore dell'ampiezza temporale dei segnali discriminati.

In generale, il ritardo misurato sarà diverso evento per evento e il motivo di queste fluttuazioni può essere ricondotto a tre ragioni principali:

1. La velocità del segnale luminoso è la velocità media dei fotoni che tuttavia seguono delle traiettorie non rettilinee, urtando con le pareti dello scintillatore un numero di volte che varia da fotone a fotone, e da segnale a segnale;
2. Fluttuazioni dovute al fotomoltiplicatore;
3. Risoluzione del digitizer.

La misura del ritardo Δt è stata ripetuta per 20000 eventi ottenendo così una distribuzione. Per stimare poi la velocità di propagazione, sono stati effettuati tre run per tre diverse posizioni del PMT S. I risultati vengono riportati in tre diversi istogrammi in Fig. 15.

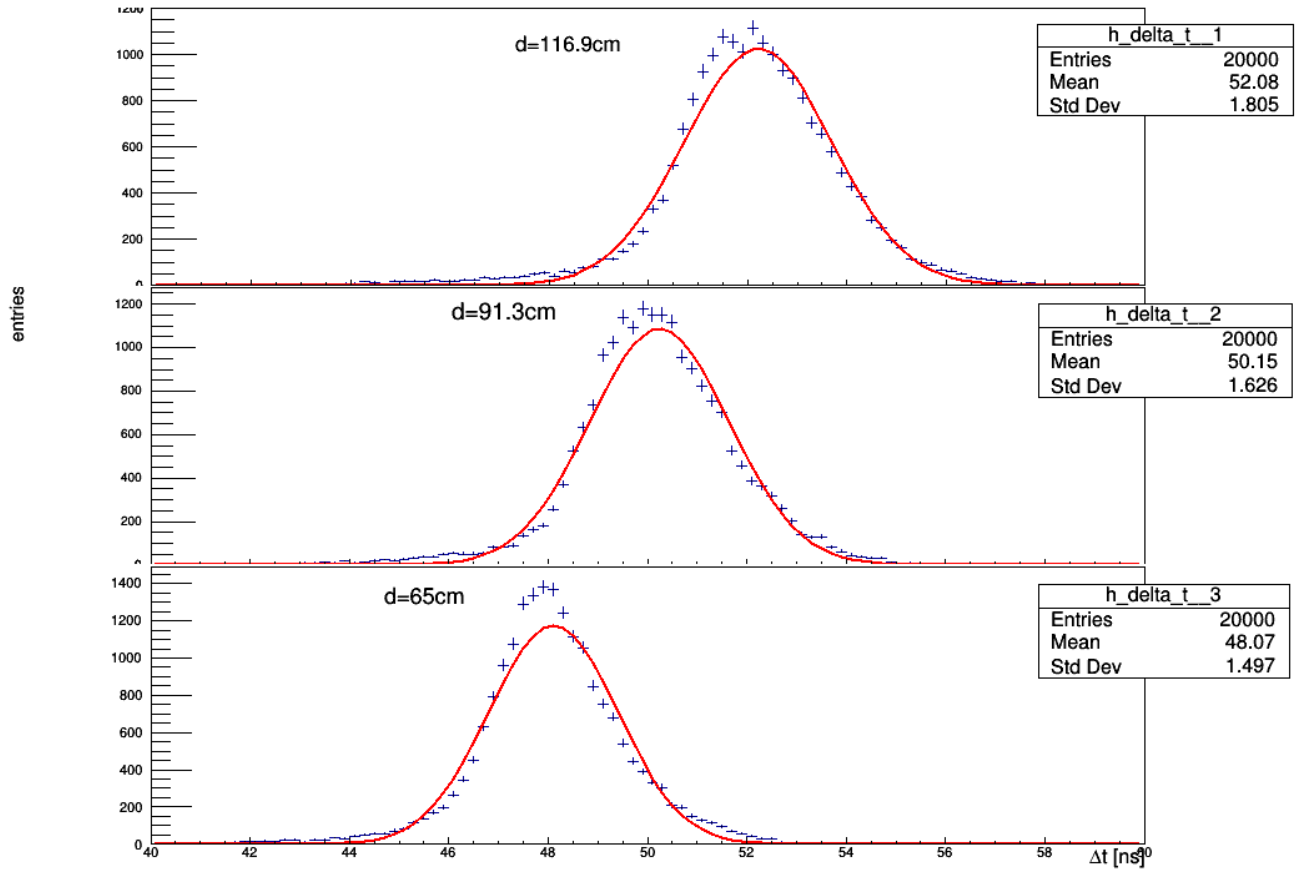


Figura 15: Distribuzioni dei tempi per tre diverse distanze d

Si può notare come all'aumentare della distanza la distribuzione si sposti verso destra, ovvero il ritardo aumenta all'aumentare della distanza dal PMT A2. Questo è in accordo con le previsioni. Inoltre il rapporto tra larghezza della distribuzione e valore medio aumenta leggermente all'aumentare della distanza. Infatti, come già accennato, nella propagazione del segnale i fotoni urtano con le pareti dello scintillatore, quindi tanto è maggiore la distanza tra il punto in cui passa la particella e il PMT A2, tanti più urti avverranno. Questo causa una indeterminazione leggermente maggiore sul valore medio delle distribuzioni corrispondenti a d maggiori.

Si può inoltre notare come le tre distribuzioni in Fig. 15 si discostino da una distribuzione gaussiana (curve rosse). Infatti le distribuzioni risultano leggermente asimmetriche, ovvero il valore più probabile (MPV) è leggermente spostato a sinistra rispetto al valore medio. Per spiegare il fatto che il ritardo dei fotoni tenda ad essere leggermente maggiore del MPV dobbiamo tener conto della definizione della grandezza misurata che ha un limite inferiore nel tempo che impiega un fotone a raggiungere in linea retta il PMT, ciò può causare una distribuzione asimmetrica nel caso in cui la deviazione standard è confrontabile con la distanza (nel nostro caso in tempo) tra il limite inferiore e il valore medio della distribuzione. Poiché nel caso specifico questo effetto è lieve, si parlerà in modo equivalente di valore medio e MPV.

Usando i valori medi delle distribuzioni (e assegnando come incertezza la deviazione standard) è stato effettuato un fit lineare per confermare l'ipotesi di velocità di propagazione costante nel mezzo scintillante (Fig. 16).

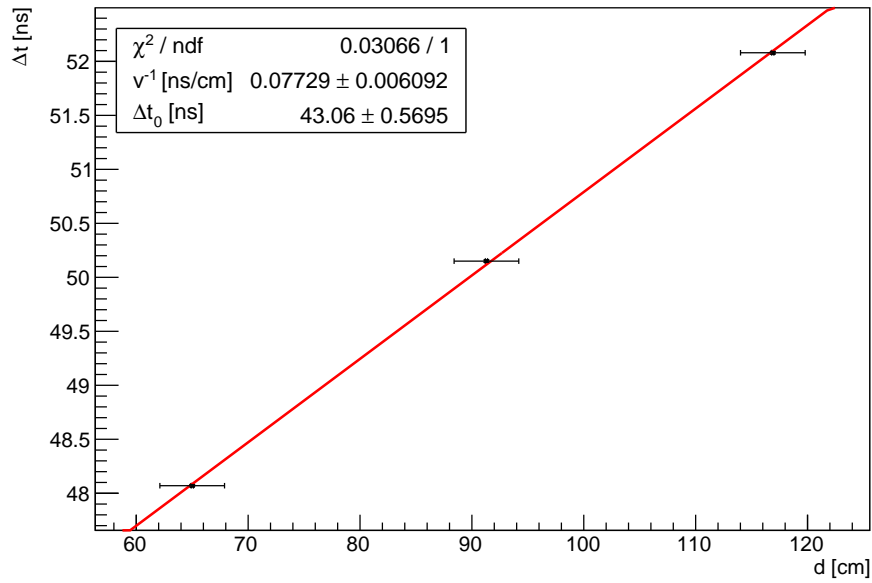


Figura 16: Fit lineare per la stima della velocità di propagazione del segnale luminoso nel materiale scintillante

Dato il χ^2 quasi nullo¹⁹, si può affermare che i punti hanno effettivamente un andamento lineare. La stima finale della velocità di propagazione è quindi:

$$v = (12.9 \pm 1.1) \text{cm/ns}$$

Ovvero $v = 0.43c$. Il valore teorico di v non è noto, ma si può affermare che il valore misurato è ragionevole come ordine di grandezza.

4.2 Attenuazione del segnale

Per lo studio dell'attenuazione del segnale, sono stati acquisiti i segnali del Ch. 1, i quali, essendo non discriminati, contengono importanti informazioni sul segnale luminoso generato nello scintillatore al passaggio di una particella, e sull'energia della particella stessa.

¹⁹Un χ^2 molto basso spesso è indice di una sovrastima dell'errore di alcune grandezze. Nel caso specifico si ritiene che l'incertezza su d , seppur molto grande, sia stata adeguatamente assegnata.

In particolare, integrando nel tempo la forma d'onda del segnale (in corrente) si ottiene la carica generata dal PMT. La carica può essere espressa come:

$$\Delta Q = G \varepsilon_Q n_\gamma$$

Dove ε_Q è l'efficienza quantica del fotocatodo, G è il guadagno del PMT, ed n_γ è il numero di fotoni raccolti dal fotocatodo. Tuttavia solo una frazione di tutti i fotoni generati dal passaggio di una particella nel materiale scintillante verranno raccolti dal fotocatodo. Questa frazione sarà data da:

$$F e^{-x/\lambda}$$

Dove il parametro λ è la lunghezza di attenuazione del materiale scintillante ed F è la frazione di fotoni che viene riflessa in avanti per riflessione totale nello scintillatore²⁰. In conclusione si ha:

$$\Delta Q = n_\gamma G \varepsilon_Q F e^{-x/\lambda} \quad (10)$$

Volendo misurare la lunghezza di attenuazione λ , si procede integrando le forme d'onda del segnale non discriminato di PMT A2.

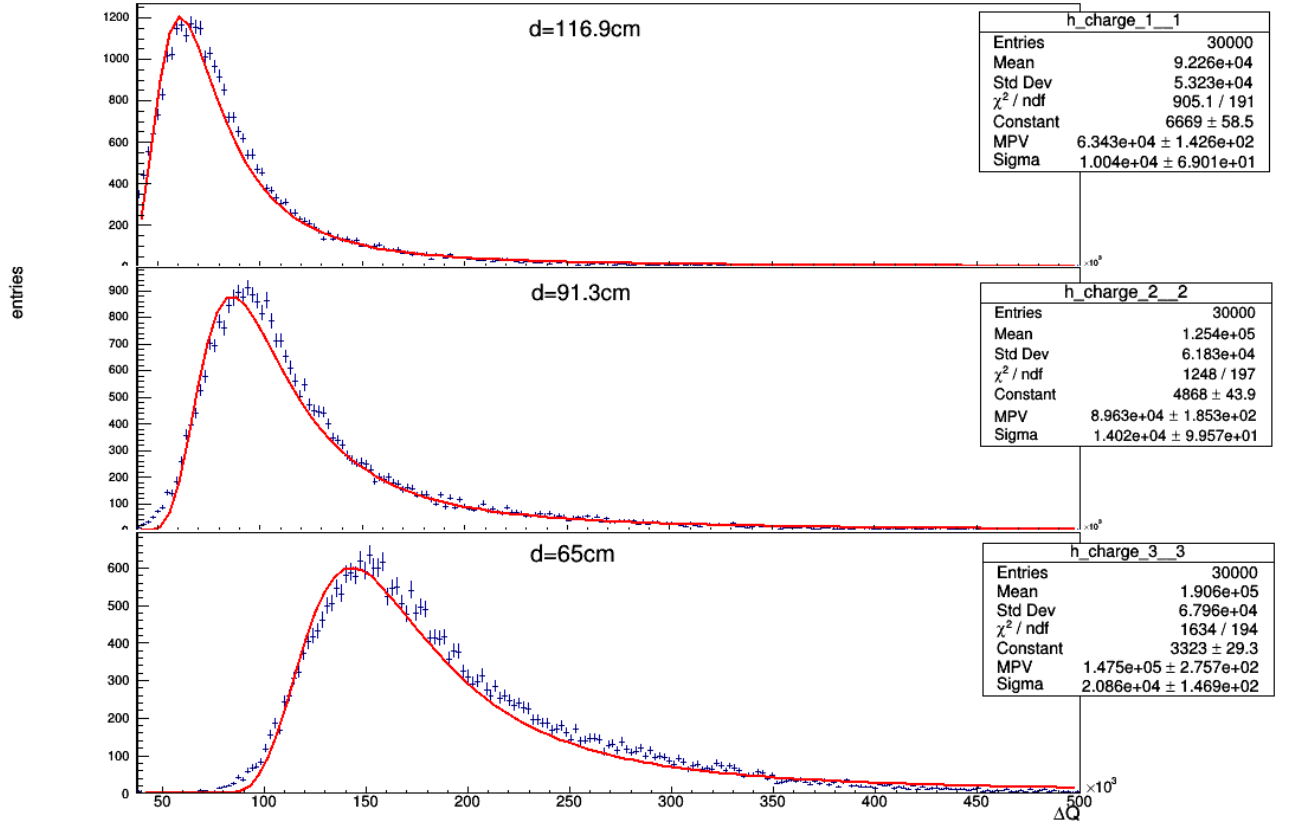


Figura 17: Distribuzioni delle cariche raccolte dal PMT A2 a diverse distanze dello scintillatore S.

L'integrazione²¹ è stata effettuata per 30000 eventi, così da generare una distribuzione della carica ΔQ raccolta dal PMT A2. Sono stati effettuati 3 run per tre diverse posizioni del PMT S. In Fig. 17 vengono riportate le tre distribuzioni.

²⁰Quindi $1 - F$ è la frazione di luce che viene assorbita dalle pareti dello scintillatore e quella che per riflessione totale viene riflessa indietro verso il PMT A1 opposto al PMT A2.

²¹Integrazione della forma d'onda è stata effettuata numericamente.

Sperimentalmente, è noto che la perdita di energia ΔE di una particella carica che attraversa un materiale sottile²² segue la distribuzione di Landau[2]. Nel caso in cui il materiale sottile sia proprio uno scintillatore spesso pochi centimetri, l'energia rilasciata dalla particella sarà proporzionale al numero di fotoni generati nello scintillatore n_γ (e quindi alla carica ΔQ generata dal PMT). Dal momento che i raggi cosmici sono costituiti da diversi tipi di particelle ci si aspetta che le distribuzioni in Fig. 17 siano la sovrapposizione di molte Landau. Tuttavia, nell'ipotesi in cui le diverse particelle si trovino nel minimo di ionizzazione²³ le tre distribuzioni in Fig. 17 dovrebbero essere compatibili con delle Landau. Quindi per ogni distribuzione è stato effettuato un fit con una Landau (curva rossa), ottenendo un risultato non ottimale ($\chi^2 \sim 10$) ma comunque soddisfacente, soprattutto per le successive analisi. Inoltre si può notare come le distribuzioni si spostano verso sinistra per distanze maggiori, ovvero il segnale luminoso è maggiormente attenuato a distanze maggiori.

A partire dalle distribuzioni in Fig. 17 si può provare a stimare la lunghezza di attenuazione λ del materiale scintillante effettuando un fit esponenziale sui MPV delle tre distribuzioni in funzione della distanza d , ovvero utilizzando la (10).

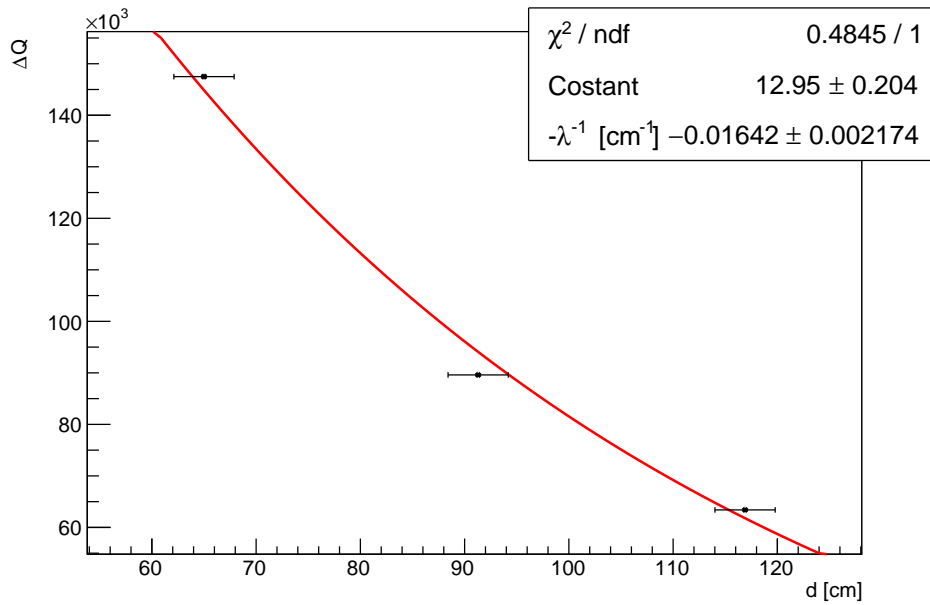


Figura 18: Attenuazione del segnali in funzione della distanza d percorsa dal segnale luminoso. La carica è espressa in unità arbitrarie.

Nonostante il numero esiguo di punti, il fit con un esponenziale ha un esito positivo ($\chi^2 \sim 0.5$) e la stima del parametro principale è:

$$\lambda = (60.9 \pm 8.1)\text{cm}$$

Mentre la costante di normalizzazione non viene presa in considerazione dal momento che non sono noti tutti parametri nella (10).

Il valore nominale della lunghezza d'attenuazione del materiale è 360cm . E' evidente che il valore misurato non è compatibile con tale valore. Una delle ragioni di questo discostamento potrebbe essere l'aver usato per questa misurazione i raggi cosmici (i.e. diverse particelle con diverse energie) invece di una sorgente radioattiva nota. Tuttavia l'ordine di grandezza della nostra λ è accettabile. Si osserva anche che per uno scintillatore di lunghezza 122cm (come quello usato) e con $\lambda \sim 60\text{cm}$ l'attenuazione dei segnali luminosi varia tra zero e $\sim e^{-2}$.

²²Se non fosse un materiale sottile, per il Teorema del Limite Centrale ΔE avrebbe una distribuzione Normale.

²³Il minimo di ionizzazione è il minimo della formula di Bethe-Block che esprime l'energia per unità di lunghezza, $-dE/dx$, persa mediamente da una particella carica (non elettrone) che attraversa un materiale. Sperimentalmente particelle diverse nel minimo di ionizzazione hanno circa lo stesso $-dE/dx$ [2].

Infine è possibile che il valore nominale non sia attendibile a causa dell'invecchiamento dello scintillatore che con il tempo tende a diventare più 'opaco'.

Tornando alle distribuzioni in Fig. 17, ora che si ha una stima di λ , è possibile fare un'ulteriore osservazione. La larghezza delle distribuzioni in Fig. 17 tende a diminuire al crescere della distanza. Questo comportamento sembrerebbe inaspettato. Infatti il rapporto tra la larghezza (a metà altezza) e il MPV della distribuzione dovrebbe aumentare all'aumentare della distanza, dal momento che la propagazione del segnale è un processo statistico legato al numero di urti dei fotoni, come già discusso nel precedente paragrafo. E' possibile che le distribuzioni non presentino il comportamento atteso solo 'in apparenza'. Infatti, rispetto alla distribuzione 'ideale' dei segnali originati dal passaggio di particelle a $d = 0$, ogni distribuzione in Fig. 17 è distorta per via del fatto che ogni segnale (ΔQ) è moltiplicato per il fattore di attenuazione $e^{-d/\lambda}$. Per verificare quindi che il rapporto tra larghezza (a metà altezza) e il MPV della distribuzione segua l'andamento atteso, si elimina il fattore di attenuazione effettuando una simulazione. In particolare si moltiplica ogni entry (ΔQ) di ogni distribuzione in Fig. 17 per il reciproco del fattore di attenuazione, ovvero $e^{d/\lambda}$ (dove λ è il valore stimato con il fit).

Le distribuzioni risultanti vengono riportate in Fig. 19. Si può notare come, una volta tolta l'attenuazione, le distribuzioni hanno gli stessi MPV ma la dispersione aumenta leggermente al crescere della distanza. Ciò è in accordo con quanto previsto.

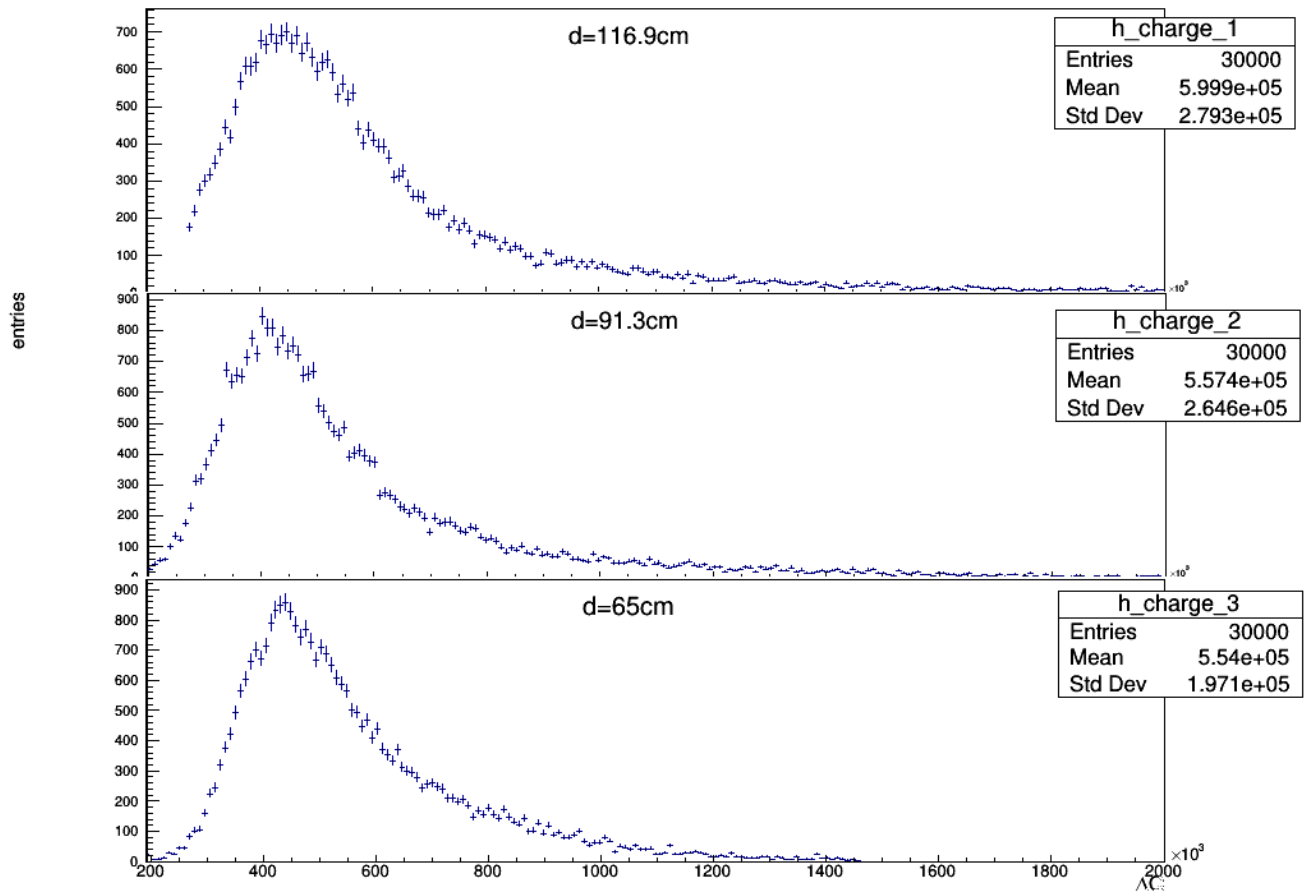


Figura 19: Distribuzioni ottenute con la simulazione.

5 Conclusioni

I risultati ottenuti, nella maggior parte dei casi, sono consistenti con i valori attesi. Tuttavia, l'invecchiamento dell'apparato, in particolare degli scintillatori e dei PMT, ha condizionato negativamente le misure nel loro complesso.

Riferimenti bibliografici

- [1] F. Ceradini, “Appunti del corso di istituzioni di fisica nucleare e subnucleare.” <http://webusers.fis.uniroma3.it/~ceradini/dispense.pdf>, Gen 2003. Ultimo accesso 4-6-2018.
- [2] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [3] J. M. J.J. Beatty and S. Wakely, “Cosmic rays (particle data group).” <http://pdg.lbl.gov/2017/reviews/rpp2017-rev-cosmic-rays.pdf>, Oct 2017. Ultimo accesso 4-6-2018.