

RELAZIONE DI
LABORATORIO DI FISICA IV
10/05/2002

Studio del flusso di raggi cosmici tramite un rivelatore a scintillazione

S. Bianco, V. Boschi

*Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di laurea in Fisica
Università degli studi di Pisa*

Abstract

Sono riportate alcune generalità sui raggi cosmici, quali classificazione e distribuzioni in angolo zenitale; segue quindi una descrizione dell'apparato sperimentale, uno studio dei plateau di tre fotomoltiplicatori in singola ed in coincidenza doppia, e una misura dell'efficienza del fotomoltiplicatore due. Infine, con l'ausilio di una simulazione Monte Carlo, si valutano le accettanze dell'apparato, le efficienze degli altri fotomoltiplicatori e si ricava una stima del flusso medio dei raggi cosmici per unità di superficie e per unità di tempo.

1 Introduzione

1.1 I raggi cosmici

Per *raggi cosmici* si intendono tutte quelle particelle e nuclei che fanno parte della radiazione che investe la parte superiore dell'atmosfera terrestre.

Scoperti nel 1911 da **V. F. Hess** tramite una camera a ionizzazione posta su un pallone sonda, furono studiati in modo efficace solo in seguito all'invenzione da parte di **B. Rossi** negli anni '30 del metodo delle coincidenze. Questo metodo consisteva nell'uso di una serie di contatori Geiger-Müller allineati, tra i quali erano posti degli assorbitori in piombo, consentendo così di osservare le intensità al variare dello spessore (*curve di assorbimento*).

In origine ritenuti esclusivamente formati da raggi γ , oggi sappiamo che i raggi cosmici sono costituiti da particelle di varia natura, all'interno di un vastissimo range di energie, da 10 GeV ad oltre 1 TeV .

1.2 Classificazione dei raggi cosmici

Possiamo classificare i raggi cosmici in:

- primari: comprendono le particelle osservate all'esterno dell'atmosfera terrestre. Sono costituiti principalmente da protoni, particelle α e nuclei;
- secondari: comprendono le particelle che giungono sulla superficie terrestre a seguito di una lunga e complessa successione di trasformazioni generate dai primari che interagiscono con l'atmosfera.

Oltre a tale distinzione legata alla diversa origine della radiazione, ne viene fatta un'altra in base alla differente interazione con la materia delle particelle costituenti. Infatti, dall'analisi delle curve di assorbimento emerge che i cosmici sono composti da due parti distinte, corrispondenti a radiazione assorbita dal piombo più o meno rapidamente: una detta *morbida*, costituita essenzialmente da e^\pm che perdono energia per Bremsstrahlung, l'altra *dura* formata da particelle pesanti (soprattutto μ , al livello del mare) con $E \leq 10\text{ GeV}$.

Queste due componenti sono convenzionalmente distinte in base alla loro penetrazione nel piombo: $\simeq 10\text{ cm}$ per la componente morbida, oltre 10 cm per quella dura. La scelta di questa lunghezza critica, corrispondente ad un improvviso cambiamento di pendenza nelle curve di assorbimento, ha senso proprio perché le intensità relative delle due componenti sono praticamente indipendenti da tale scelta.

1.3 Distribuzione angolare

Per assegnati angolo zenitale θ e azimutale ϕ , si definisce l'intensità unidirezionale $j(\theta, \phi)$ come il numero di particelle incidenti nell'unità di area nell'unità di tempo all'interno di una unità di angolo solido. Integrando sulla semisfera superiore, si ottiene il flusso totale, o intensità integrata:

$$J = \int_0^1 d(\cos\theta) \int_0^{2\pi} d\phi j(\theta, \phi) \quad (1.1)$$

espressa in $m^{-2}s^{-1}$. Definendo l'intensità verticale $j_{\perp} = j(\theta = 0)$, è nota sperimentalmente la distribuzione in angolo azimutale:

$$j(\theta, \phi) = j_{\perp} \cos^n(\theta) \quad (1.2)$$

dove n dipende dalla componente di raggi cosmici considerata, dall'altitudine e dalla energia. Nel caso della componente 'dura', $n = 2$ e quindi:

$$j_{\theta}(\mu) \simeq j_{\perp}(\mu) \cos^2\theta \quad (1.3)$$

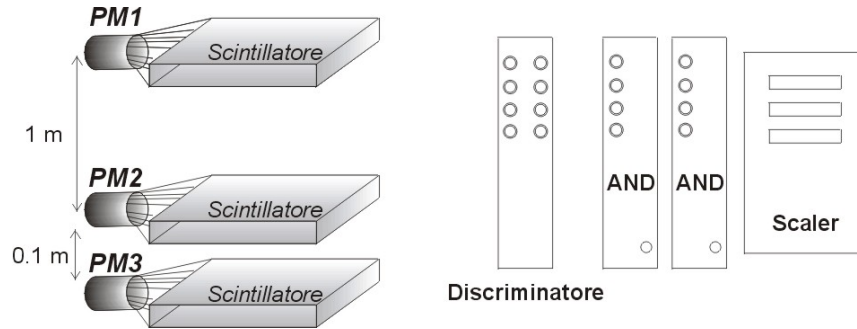


Figura 1.1: Schema del setup

2 L'apparato sperimentale

L'apparato sperimentale a nostra disposizione per la realizzazione dell'esperimento, fig. 1.1, consiste di tre rivelatori a scintillazione, il cui segnale è 'visto' da fotomoltiplicatori mod. Philips XP 2008 UB. I rivelatori sono posizionati nel seguente modo: il primo (che chiameremo convenzionalmente PM_1) è più in alto degli altri due (PM_2 e PM_3), a distanza, rispettivamente, di 1 m e 1,1 m, paralleli; i tre PM hanno inoltre le stesse dimensioni ($0,2 \times 0,4 \times 0,01$ m) e sono alimentati da un generatore a tensione variabile.

L'elettronica che analizza il segnale dei fototubi consiste di un discriminatore, una coincidenza, un contatore multicanale e un oscilloscopio analogico. I PM sono collegati agli strumenti tramite connettori dal ritardo noto. Passiamo ora ad analizzare in breve ogni apparecchio singolarmente.

2.1 Gli scintillatori

Sono materiali in grado di rilevare il passaggio di una particella (o fascio di radiazioni) che li attraversa. Il fenomeno su cui si basano è lo scambio di energia che avviene quando la particella attraversa il materiale scintillante, energia che viene riemessa sotto forma di radiazione luminosa. Nel caso in cui questo fenomeno avvenga con tempi dell'ordine del ns, si parla di *fluorescenza*; viceversa, per tempi maggiori (μ s fino ad alcune ore, a seconda del materiale scintillante), si parla di *fosforescenza*.

Lo scintillatore impiegato in questo esperimento è di tipo plastico, ossia è una

soluzione di scintillatore organico in un solvente plastico, con una buona velocità di risposta ($\sim ns$) ed una emissione tipica nel visibile ($4000 \div 6000\text{\AA}$). Come detto, gli scintillatori hanno forma rettangolare e sono rivestiti di na-stro isolante nero per evitare il rumore dovuto alle radiazioni poco energetiche (per es. tubi al neon del laboratorio).

2.2 La guida ottica

La luce prodotta dallo scintillatore viene convogliata tramite una guida ottica, il cui funzionamento si basa sulla riflessione totale: le pareti interne del materiale (di solito *plexiglass*) sono lavorate a specchio per evitare dispersioni, mentre le superfici terminali sono lavorate a lucido. Per evitare perdite di radiazione, le zone che dividono la guida ottica dal fototubo e dallo scintillatore sono realizzate in una speciale pasta conduttrice, che ha un indice di rifrazione intermedio rispetto ai mezzi che unisce.

2.3 Il fototubo

L'amplificazione del segnale è garantita dal fotomoltiplicatore o fototubo, strumento che converte un impulso luminoso in un segnale elettrico. Il suo funzionamento è basato sull'*effetto fotoelettrico*. È accoppiato allo scintillatore in quanto permette di amplificare il segnale generato dal passaggio della radiazione, che altrimenti sarebbe praticamente invisibile, senza introdurre grosse quantità di rumore.

Questo apparecchio è formato da una lastra di materiale fotosensibile (*fotocathodo*) in cui avviene l'effetto fotoelettrico, da una struttura per l'amplificazione del segnale e da un anodo per la raccolta degli elettroni. L'amplificazione avviene nel seguente modo: quando il fotoelettrone viene emesso, il voltaggio applicato lo accelera; quindi colpisce il primo dinodo trasferendo una parte della sua energia agli elettroni della placca. Questo provoca la fuoriuscita di alcuni elettroni secondari che vengono inviati, tramite differenza di potenziale applicata, al secondo dinodo. Dopo una serie di 10-15 dinodi, tipicamente, il segnale viene raccolto, notevolmente amplificato, dall'anodo.

2.4 I cavi coassiali

L'impulso elettrico prodotto dal fotomoltiplicatore viene inviato alla elettronica per l'analisi tramite delle guide d'onda flessibili costituite da cavi coassiali, i quali

hanno una impedenza caratteristica di 50Ω e sono caratterizzati da tempi di percorrenza variabili. Per il nostro esperimento sono stati messi a disposizione cavi con tempi di percorrenza di 0.5, 2, 3, 4, 6, 8 e 10 ns.

2.5 Il discriminatore

Il discriminatore è, in sostanza, un circuito logico: è uno strumento in grado di eseguire una selezione tra gli impulsi analogici in arrivo dall'amplificatore, scartando quelli il cui valore di tensione è inferiore ad una certa soglia (*threshold*) arbitraria. Quando invece un impulso supera la tensione di soglia, il discriminatore invia in uscita un segnale digitale, le cui caratteristiche appartengono (per quanto riguarda gli strumenti impiegati in questa esperienza) ad uno standard internazionale denominato **NIM**. La funzione di questo dispositivo è duplice: eliminare il rumore di fondo e rendere il segnale analizzabile dal contatore. Per far ciò, è opportuno regolare un'altra quantità, ossia la larghezza del segnale NIM in uscita (*width*), in maniera tale da impedire che segnali che presentano bassa separazione temporale non siano rilevati.

2.6 La coincidenza

Anche l'apparecchio in questione è praticamente un circuito logico (**AND**): è in grado di mandare in uscita un impulso quando il segnale logico corrispondente a due o più fototubi in ingresso arriva nello stesso istante.

2.7 Lo scaler

Il segnale digitale così prodotto viene inviato al contatore o scaler, il quale "conta" gli impulsi che giungono in ingresso in un determinato intervallo regolabile (*clock*), indicato su di un display. È stato verificato che 1000 conteggi del clock equivalgono a un secondo.

3 Misura del plateau dei PM

Per ogni PM è possibile selezionare un vasto range di tensioni di alimentazione. A seconda dell'applicazione, è necessario scegliere un punto di lavoro appropriato; in modo particolare, è importante che instabilità nell'alimentazione del PM

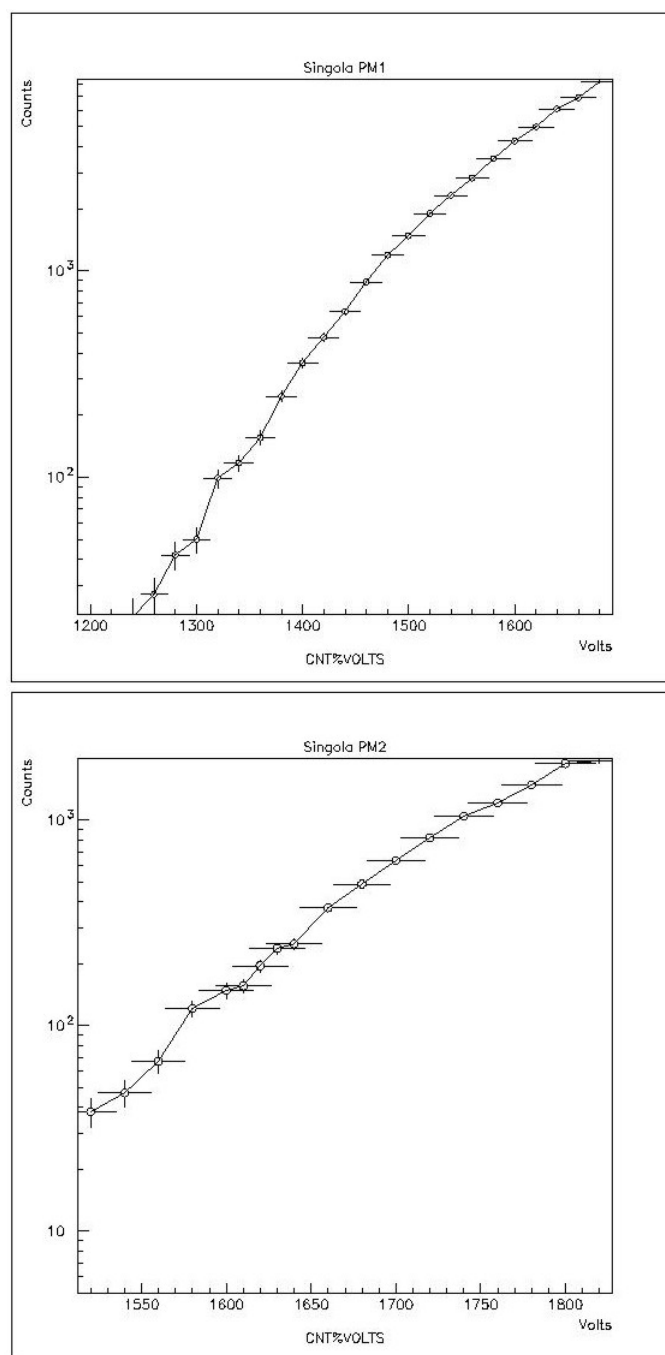
dovute alla strumentazione non perturbino significativamente il numero di conteggi osservati. Le curve caratteristiche V vs. $\text{Log}(\text{Conteggi})$ evidenziano una zona piatta, definita *plateau*, al centro della quale è opportuno scegliere il punto di lavoro. Di solito questa operazione di calibrazione dello strumento viene effettuata tramite l'uso di sorgenti radiattive di attività nota: nel nostro caso i raggi cosmici forniscono tale fonte di radiazione ionizzante.

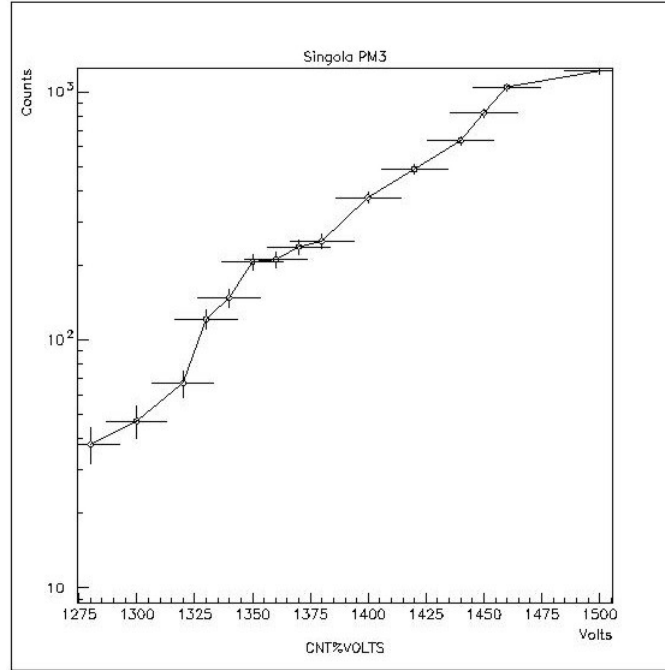
L'osservazione della curva caratteristica può essere effettuata in diverse configurazioni. La geometria del nostro sistema consentiva di misurare il plateau utilizzando i singoli PM, le possibili coincidenze doppie o la coincidenza tripla.

Parte importante all'interno di questo procedimento è la scelta dei parametri di discriminazione del segnale. In particolare è necessario scegliere un valore appropriato per la soglia (**Thr**) del segnale accettato in ingresso e della larghezza d'impulso (**Wdt**) in uscita. Inizialmente i settaggi prevedevano uguale soglia e larghezza per tutti e tre i canali. In particolare: $\text{Thr} = 30 \text{ mV}$, $\text{Wdt} = 30 \text{ ns}$. In questa configurazione si sono effettuati i conteggi in singola.

3.1 I conteggi in singola

Come atteso, i conteggi accidentali e quindi non fisicamente rilevanti, rappresentano una gran parte dei dati raccolti: si osserva un comportamento praticamente lineare, che non permette una chiara identificazione della regione di plateau. È tuttavia possibile stimare il range del voltaggio di plateau. Nel caso di PM_3 , che presenta il grafico meno lineare, V_{plt} può essere localizzato in una regione compresa tra 1350 e 1400; nel caso di PM_2 tra 1600 e 1650, mentre per PM_1 la curva non consente di fare nessuna previsione. Gli errori sui conteggi sono stati calcolati considerando la distribuzione dei cosmici in arrivo come una binomiale, $\Delta_{Cnt} \simeq \sigma = \sqrt{Cnt}$, mentre l'incertezza sull'alimentazione è stata valutata dell'1%.

Figura 3.1: Singola PM₁ e PM₂

Figura 3.2: Singola PM₃

3.2 La curva di ritardo

Per ridurre il numero di eventi accidentali nei conteggi, è necessario fare uso di una unità di coincidenza, ossia una porta logica AND che seleziona tra gli impulsi in ingresso solo quelli per cui la differenza in tempo è minore di un parametro circuitale τ definito *resolving time*. Operazione preliminare per ogni misura in coincidenza è la registrazione della curva di ritardo che viene effettuata con il setup mostrato in fig. 1.1. Assumendo che inizialmente un input dell'unità sia posto ad un delay fisso t_f , plottiamo il rate di conteggi in funzione del ritardo variabile t_v dell'altro ingresso. Otteniamo così una distribuzione di conteggi nell'intervallo $(t_v - t_f - \tau), (t_v - t_f + \tau)$ analoga a quella mostrata in fig. 3.4. È importante che t_f sia all'interno della regione piatta centrale di larghezza 2τ , che rappresenta il picco di coincidenze vere. Se ci spostiamo considerevolmente da tale picco, abbiamo una stima del rate delle coincidenze accidentali:

$$r_{\text{chance}} = 2\tau r_1 r_2 \quad (3.1)$$

dove r_c ed r_2 sono i rates dei segnali in input. Nella fig. 3.3 è mostrata la curva di delay per la coincidenza PM₂₃: da essa si ricava che per $t_v = 0$ siamo al centro della zona piatta utile e che quindi non è necessario ritardare nessuno dei due impulsi provenienti dal discriminatore. Abbiamo anche $2\tau \simeq 41ns$ e quindi $r_{chance} \simeq 1 \times 10^{-4}Hz$, prendendo come r_1 ed r_2 i valori medi dei conteggi in singola. Le curve di cavo nelle altre configurazioni non riportate forniscono un risultato analogo: *i segnali sono in coincidenza*.

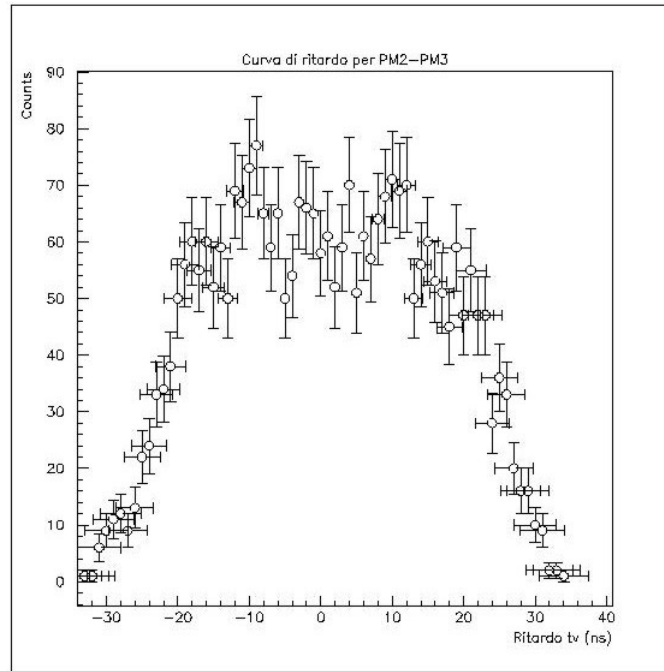


Figura 3.3: Curva di ritardo PM₂₃

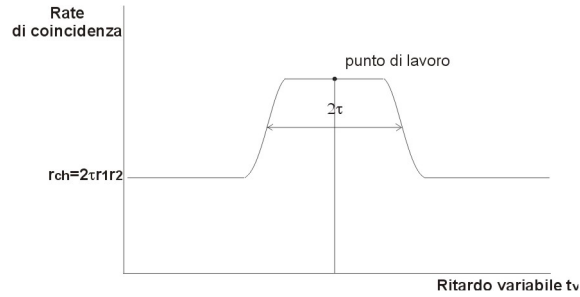
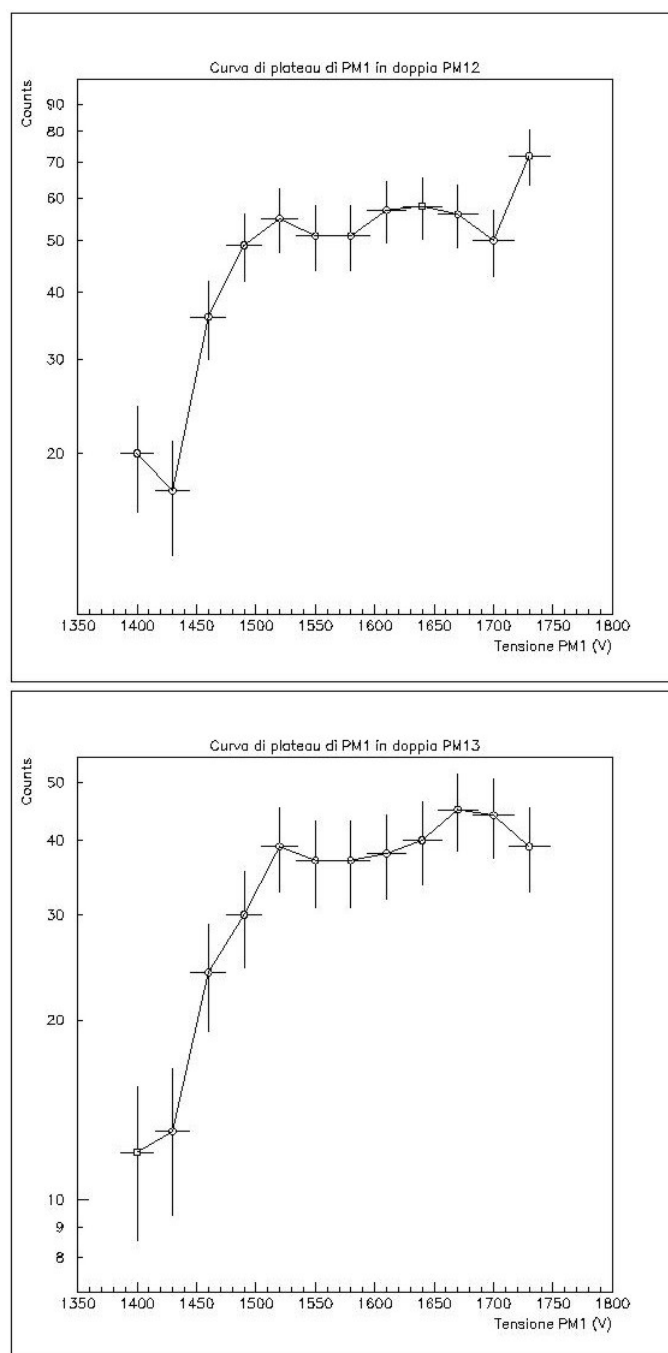


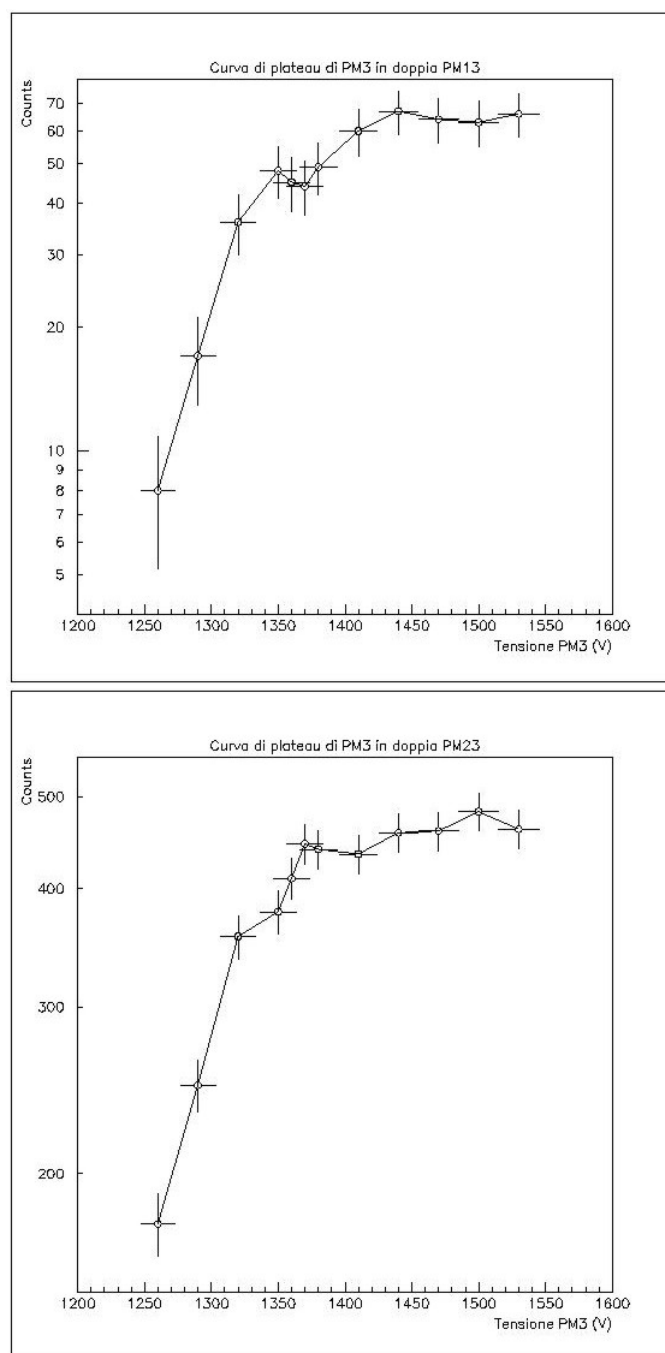
Figura 3.4: Schema di una curva di ritardo

3.3 Le curve in coincidenza

Verificato che non è necessario l'uso di alcuna unità di ritardo e che la lunghezza totale dei cavi è uguale per ogni PM, è ora possibile tracciare le curve in coincidenza doppia e tripla. Esse sono state effettuate impostando le soglie dei tre canali ai seguenti valori: $THR_1 = 40 \text{ mV}$, $THR_2 = 17 \text{ mV}$, $THR_3 = 50 \text{ mV}$. La scelta di questi valori è stata dettata dalle diverse efficienze dei tre PM: i fotomoltiplicatori PM_1 e PM_3 infatti, come era già possibile notare dalle curve in singola, contano considerevolmente più di PM_2 . Per rendere i valori più vicini è stato quindi necessario tenere THR_2 e THR_3 a livelli elevati mentre THR_1 al minimo. La width del segnale uguale per tutti e tre i canali era di 32 ns . A differenza delle curve in singola, i conteggi all'aumentare della tensione non crescono in modo apparentemente illimitato: oltre un certo valore dell'alimentazione la pendenza della curva scende rapidamente fino a che il numero di conteggi satura. Questo comportamento ha origine dal fatto che il PM tenuto a tensione fissa ha un'efficienza < 1 e limita il numero massimo di coincidenze. Per le curve di PM_2 questo non vale perché nonostante la suddetta scelta delle soglie, ϵ_2 rimane l'efficienza più piccola. Come conseguenza i conteggi non saturano. I plots più significativi delle varie configurazioni sono mostrate nelle figg. . Prendendo come sempre il centro della zona piatta abbiamo:

$$\begin{aligned} V_{PLT}(PM_1) &\simeq 1550V \\ V_{PLT}(PM_2) &\simeq 1650V \\ V_{PLT}(PM_3) &\simeq 1410V \end{aligned} \quad (3.2)$$

Figura 3.5: Plateau PM₁ $clock@100000 = 10s$

Figura 3.6: Plateau PM₃ $clock@100000 = 10s$

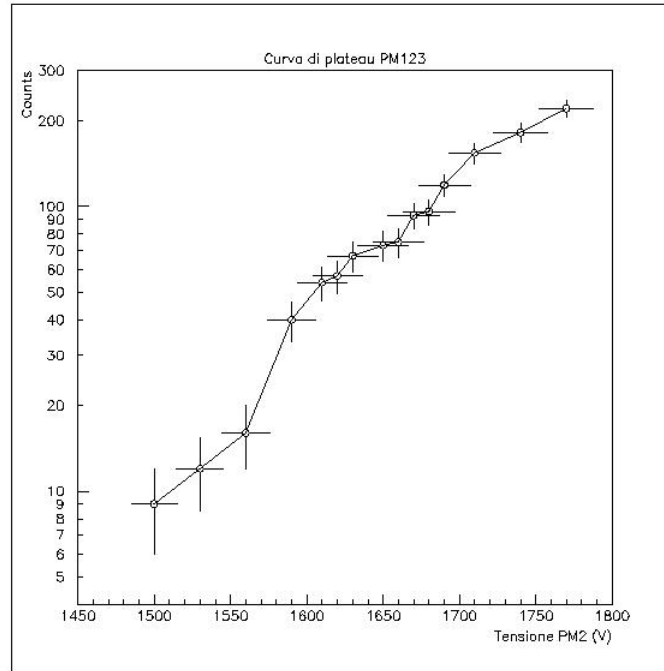


Figura 3.7: Plateau PM_2 $clock@100000 = 10s$

3.4 Misura dell'efficienza ε_2

Particolarmente rilevante è il confronto delle triple con le doppie: come vedremo in 4, $Acc_{123} = Acc_{13}$ dato che ogni raggio cosmico che attraversa PM_{13} , attraversa PM_2 . Il rapporto tra i conteggi $\frac{N_{123}}{N_{13}}$ fornisce una misura dell'efficienza ε_2 di PM_2 . Essa è mostrata in funzione della tensione in fig. . ε_2 presenta un comportamento analogo alle curve di plateau: inizialmente è lineare, quindi assume rapidamente un valore costante. Prendendo come stima ottimale il centro della zona piatta e

considerando correlati gli errori sui conteggi, abbiamo:

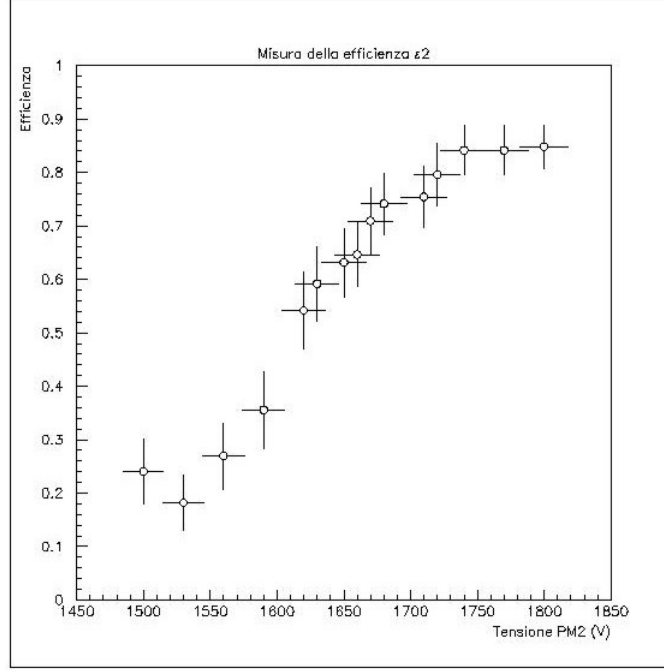


Figura 3.8: Efficienza del PM₂

$$\epsilon_2 = \frac{N_{123}}{N_{13}} \pm \frac{\sqrt{N_{123}(1 - \frac{N_{123}}{N_{13}})}}{N_{13}} = 0,84 \pm 0.05 \quad (3.3)$$

3.5 Tripla

Le triple PM₁₂₃ contengono una informazione importante: N_{123} , ottenuto tenendo $V_{PM_1} = V_{PLT}(PM_1)$, $V_{PM_2} = V_{PLT}(PM_2)$, $V_{PM_3} = V_{PLT}(PM_3)$, fornisce la stima del rate di cosmici in arrivo statisticamente più precisa ottenibile dal nostro apparato. La possibilità di una coincidenza accidentale, infatti, è la minore possibile:

$$r_{chance} = r_1 r_2 r_3 (2\tau)^2 + N_{12} r_3 (2\tau) + N_{13} r_2 (2\tau) + N_{23} r_1 (2\tau) = 5.74 \times 10^{-6} Hz \quad (3.4)$$

dove come $r_1 r_2 r_3$ sono stati presi i rates in singola alle tensioni di plateau. Per questo sono state registrate 100 misure di N_{123} al plateau con $\text{clock} @ 10000 = 10s$. Il risultato, fittato con una gaussiana, fornisce $N_{123} = \mu \pm 2\sigma = 46 \pm 16$, prendendo un intervallo di confidenza del 95%.

4 La simulazione Monte Carlo

La stima del flusso medio di cosmici può essere ottenuta partendo dalla definizione del numero medio di conteggi: per ogni PM_i sarà:

$$N_i = \epsilon_i J S \quad (4.1)$$

dove ϵ_i è l'efficienza del fototubo, ossia il rapporto tra gli eventi effettivamente rilevati e il numero totale di cosmici in arrivo, J il flusso in $cm^{-2}s^{-1}$, S la superficie della lastra di scintillatore. In coincidenza avremo in generale:

$$N_{i\dots n} = \epsilon_{i\dots n} J \cdot S \cdot Acc_{i\dots n} \quad (4.2)$$

dove $Acc_{i\dots n}$ è l'accettanza geometrica nelle varie configurazioni. Dato che $Acc_{123} = Acc_{13}$ segue semplicemente che:

$$\frac{N_{123}}{N_{13}} = \epsilon_2 \quad (4.3)$$

e grazie a questo è stato possibile ricavare dal semplice rapporto triple/singole in 3.4 l'efficienza di PM_2 . Tuttavia la geometria del sistema non consente un'analoga misura di ϵ_1 ed ϵ_3 . E' quindi necessario l'uso di una simulazione Monte Carlo con cui stimare le accettanze geometriche Acc_{123} , Acc_{13} , Acc_{23} e dal loro rapporto ϵ_1 ed ϵ_3 :

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \frac{N_{123}}{N_{23}} \frac{Acc_{23}}{Acc_{123}} \\ \epsilon_3 &= \frac{N_{123}}{N_{12}} \frac{Acc_{12}}{Acc_{123}} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Ottenuti questi dati sarà quindi possibile ricavare l'intensità integrata J.

```

Program Accettanza
Real pi,l
Real ar(3)
parameter (pi=3.145926538)
Integer Ivec(25)
*   Creo i files che mi servono per le analisi
open(unit = 11,file = 'ranlux',status='Unknown')
open(unit = 4,file = 'theta2',status='Unknown')
open(unit = 3,file= 'pxy',status='Unknown')
open(unit = 10,file= 'xy',status='Unknown')
open(unit = 13,file= 'theta',status='Unknown')
c = 0
*   Blocco input
Write(*,*) 'Quanti ne vuoi'
read(*,*) a
write(*,*) 'Distanza lastre [m]: '
read(*,*) l
*   Blocco inizializzazione e creazione ar(3)
Read(11,*,ERR=10,END=10)Ivec
CALL RLuxin(Ivec)
goto 11
10  Int = 1
    Lux = 3
    K1 = 0
    K2 = 0
    call RLUXGO(Lux,Int,K1,K2)
11  continue
*   Blocco di generazione dei theta distribuiti come cos**2
do i=1,a
20  CALL RANLUX(ar,3)
    XLONG=1
    CALL RN3DIM(s,t,z,XLONG)
    th = acos(z)
    h = ar(1)
    f = cos(th)**2
*   Qui uso Von Neumann
    if (h.le.f.and.z.ge.0) then
        write(4,*) th
        goto 30
    else
        goto 20
    end if
*   Qui parte la simulazione vera e propria
30  x=0.2*ar(2)

```

```

      y=0.4*ar(3)
      fi=asin(t/sin(th))
      r=1/cos(th)
      xp=r*sin(th)*cos(fi)
      yp=r*sin(th)*sin(fi)
      write(10,*) xp+x, yp+y
      if (xp+x.le..2.and.yp+y.le..42.and.xp+x.ge.0.and.yp+y.ge..02)then
        c=c+1
        write(3,*) xp+x, yp+y
        write(13,*) th
      end if
    end do
*   Scrivo i risultati e calcolo l'errore
    write(*,*) 'Conteggi: ', c
    acc=c/a
    eacc=(acc*(1-acc)/a)**.5
    write(*,*) 'Accettanza: ', acc, ' +- ', eacc
*   Memorizzo i seeds sul file ranlux per i futuri runs
    CALL RLUXUT(Ivec)
    Rewind 11
    write(11,*) Ivec
  End

```

Il programma `acc.f` è stato sviluppato in *Fortran77* e fa uso della libreria `mathlib` delle CERNLIB. Dopo le opportune dichiarazioni di variabile la simulazione chiede in input il numero di eventi a e la distanza in metri tra le lastre di scintillatore l . Il valore a rappresenta il numero di cosmici di cui voglio simulare la traiettoria in arrivo sulla piastra iniziale. A questo punto si fa uso della routine `V115 RANLUX`: essa consente di generare numeri casuali a 24 bits di mantissa distribuiti uniformemente in $[0,1]$ di notevole "qualità", ossia con periodi $T \gg 10^{165}$ di gran lunga superiori a quelli ottenibili con il comando di default in Fortran `RNDM` ($T \sim 5 \times 10^8$). Il livello di qualità, *luxury level*, può essere selezionato attraverso la variabile `LUX` compresa tra 0 e 4. Per ottenere ad ogni run del programma numeri sempre diversi è necessario resettare i 25 seeds a 32 bit attraverso la routine `RLUXGO`. Alla fine del programma scriverò questi seeds nel vettore `Ivec` e quindi nel file `ranlux` da dove li leggerò il prossimo run. Finito il blocco di inizializzazione, viene effettivamente generato l'array `ar(3)` di tre numeri casuali che servono alla simulazione. A questo punto si deve generare un flusso di particelle che abbia un dipendenza angolare da ϑ che segua la 1.2. Per tale scopo si producono inizialmente punti distribuiti uniformemente su una superficie sferica di raggio unitario attraverso la routine `V131 RN3DIM`: essa partendo da un vet-

tore a tre componenti generate da RANLUX lo produce in output solo se giace su un guscio sferico di raggio dato. Dall'output di *RN3DIM* ottengo ϑ e ϕ che saranno distribuiti rispettivamente come $\sin \vartheta$, uniforme tra 0 e 2π . Di tali punti prenderemo solo la semisfera superiore dato che i cosmici provengono dall'atmosfera. Quindi faccio uso dell'algoritmo "hit or miss" di Von Neumann: genero un numero casuale uniforme h compreso tra gli estremi della funzione ($0 \leq h \leq 1$ nel caso di $\cos^2 \vartheta$) e accetto ϑ se $h \leq \cos^2 \vartheta$. Il risultato ottenuto per un run da 10000 eventi è mostrato in fig. 4.1.

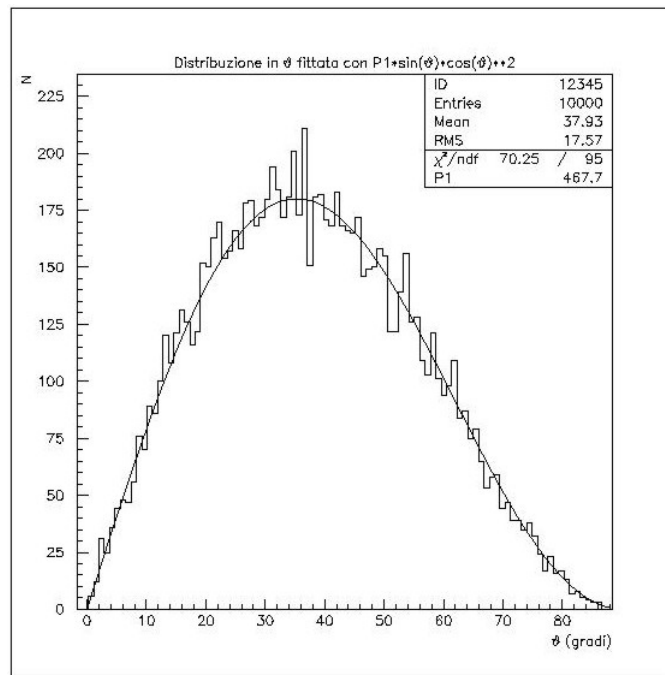


Figura 4.1: Distribuzione angolare degli eventi generati

La distribuzione è, come volevamo, $\cos^2 \vartheta d\Omega = \sin \vartheta \cos^2 \vartheta d\vartheta d\phi$ e con tale funzione è stato effettuato un fit di prova ad un parametro. Nel blocco successivo avviene la simulazione vera e propria: a partire da due punti casuali generati sulla lastra di scintillatore iniziale ($0 \leq x \leq 0.2 \text{ m}$ e $0 \leq y \leq 0.4 \text{ m}$), considerando rettilinea la traiettoria del raggio cosmico tra un PM e l'altro, traccio per ogni evento un vettore con direzione individuata da ϑ e ϕ ; se tale vettore interseca la lastra finale, lo accetto, altrimenti lo scarto. Il problema si riduce all'intersezione di una retta con un piano in 3 dimensioni:

$$\begin{cases} x = x_0 + \frac{\partial x}{\partial z} dz \\ y = y_0 + \frac{\partial y}{\partial z} dz \\ z = z_0 + dz \end{cases} \quad (4.5)$$

Poiché in coordinate sferiche:

$$\begin{cases} x = r \sin \vartheta \cos \phi \\ y = r \sin \vartheta \sin \phi \\ z = r \cos \vartheta \end{cases} \quad (4.6)$$

e nel nostro caso $dz = l$ e $z_0 = 0$, vale derivando

$$\begin{cases} x = x_0 + \frac{\sin \vartheta}{\cos \phi \cos \vartheta} l \\ y = y_0 + \frac{\sin \vartheta}{\sin \phi \cos \vartheta} l \\ z = l \end{cases} \quad (4.7)$$

Se $0 \leq x \leq 0.2 \text{ m}$ e $0 \leq y \leq 0.4 \text{ m}$ il punto è contenuto nel piano, quindi l'evento è buono ed il contatore c incrementa di un'unità. A conferma della validità del metodo usato, i ϑ corrispondenti ad eventi accettati (file theta2, unità 4) dovranno essere compatibili con la geometria del sistema ossia dovrà risultare $0 \leq \vartheta \leq \tan^{-1}(\frac{0.4}{l})$. In effetti nei tre casi $l = 1.1 \text{ m}$, $l = 1 \text{ m}$, $l = 0.1 \text{ m}$ considerati le distribuzioni si estinguono, come mostrano le figg. 4.3 e 4.2, rispettivamente a $\vartheta_{123} = 20^\circ$, $\vartheta_{12} = 21,8^\circ$, $\vartheta_{23} = 76^\circ$. Infine il rapporto $\frac{c}{a}$ fornisce l'accettanza desiderata e l'errore $eacc$ è calcolato considerando c ed a grandezze correlate:

$$Acc = \frac{c}{a} \pm \frac{\sqrt{c(1 - \frac{c}{a})}}{a} \quad (4.8)$$

I risultati ottenuti con runs a 100000 eventi forniscono:

$$\begin{aligned} Acc_{123} &= 0,0300 \pm 5 \times 10^{-4} \\ Acc_{23} &= 0,601 \pm 2 \times 10^{-3} \\ Acc_{12} &= 0,0360 \pm 6 \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (4.9)$$

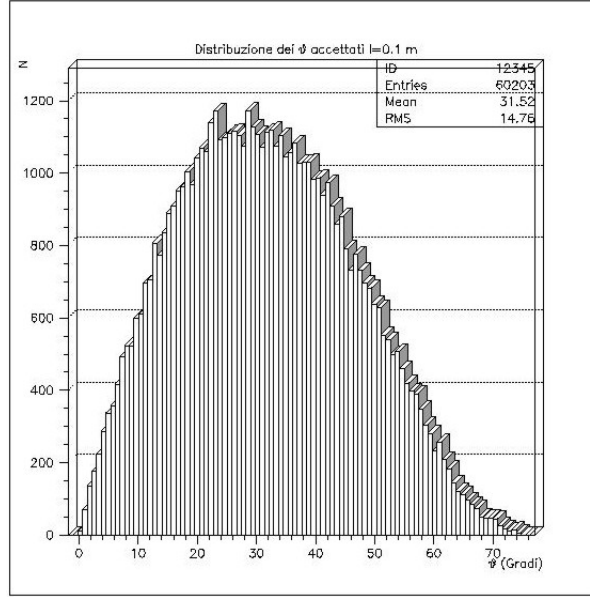


Figura 4.2: Distribuzione dei ϑ accettati per $l = 0.1 \text{ m}$

La differenza tra i tre valori delle accettanze è evidenziata nelle figg. In esse sono visibili i 100000 eventi che arrivano sul piano $z = l$ e la lastra di scintillatore su cui li conto, rappresentata dal rettangolo rosso; i cosmici che misuro sono solo quelli contenuti nel box. Adesso è possibile stimare le accettanze attraverso le (4.4):

$$\begin{aligned}\epsilon_1 &= 1 \pm 0.16 \\ \epsilon_3 &= 0.93 \pm 0.09\end{aligned}\tag{4.10}$$

ed infine il flusso J :

$$J = \frac{R_{123}}{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3 \cdot S \cdot \text{Acc}_{123}} = 245 \pm 26.4 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}\tag{4.11}$$

dove R_{123} è il rate di conteggi $\frac{N_{123}}{t_{\text{clock}}}$ con t_{clock} il tempo al quale era impostato lo scaler. Il valore è da confrontare con quello ricavato dal PDG ed. 2000, che fornisce un flusso totale $J = 240 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

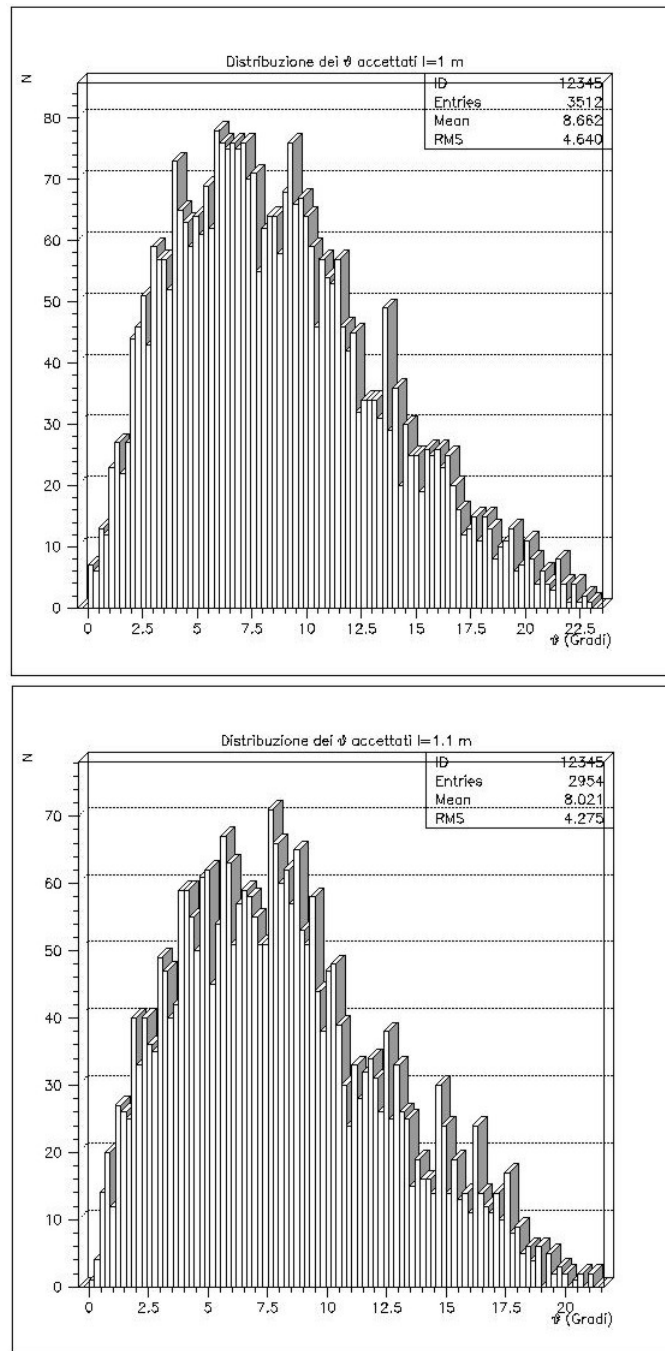


Figura 4.3: Distribuzione dei ϑ accettati per $l = 1\text{ m}$ e $l = 1.1\text{ m}$

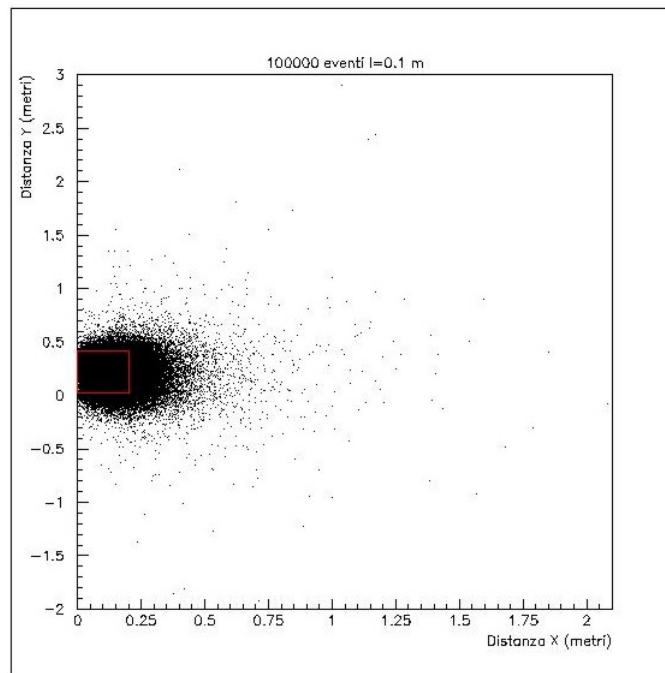


Figura 4.4: Visualizzazione grafica dell'accettanza Acc_{23}

5 Conclusioni

I risultati ottenuti sono consistenti con i valori attesi. Tuttavia l'età dell'apparato, in particolare delle lastre di scintillatore, ha condizionato negativamente le misure nel loro complesso. Ha pesato soprattutto la cattiva efficienza del PM_2 che ci ha costretto ad una laboriosa scelta delle soglie.

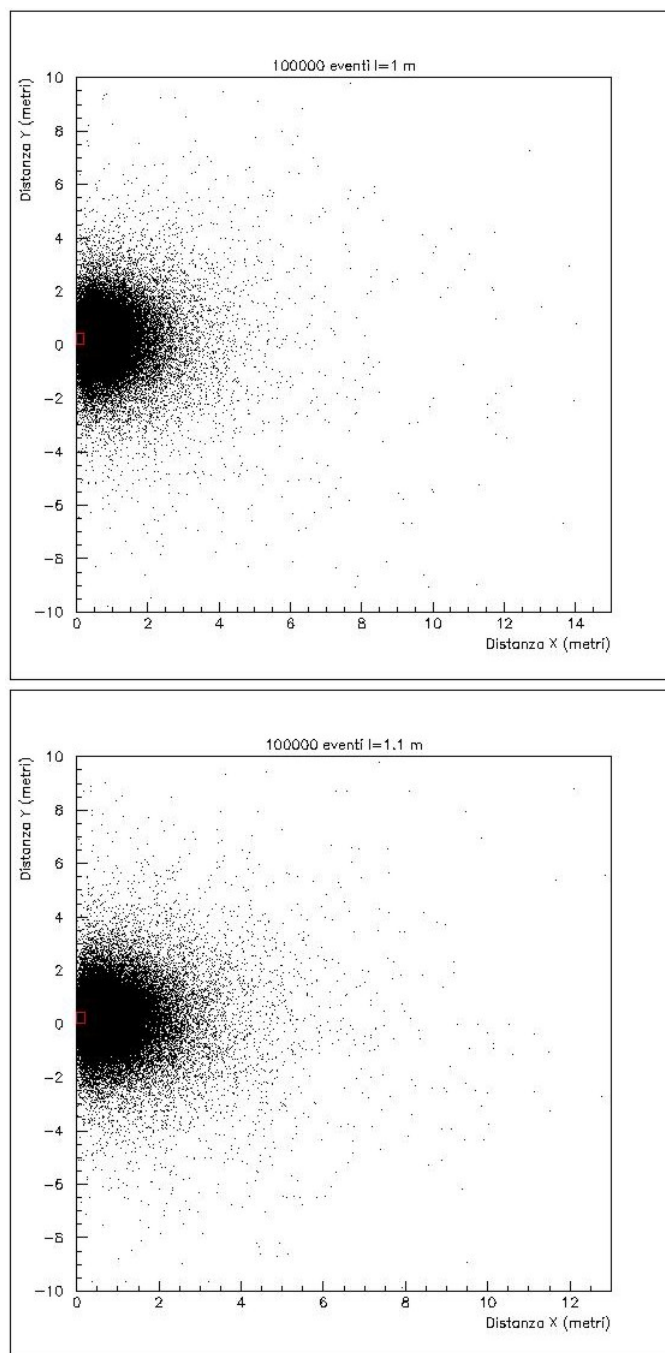


Figura 4.5: Visualizzazione grafica delle accettanze Acc_{12} e Acc_{123}

Indice

1	Introduzione	2
1.1	I raggi cosmici	2
1.2	Classificazione dei raggi cosmici	2
1.3	Distribuzione angolare	3
2	L'apparato sperimentale	4
2.1	Gli scintillatori	4
2.2	La guida ottica	5
2.3	Il fototubo	5
2.4	I cavi coassiali	5
2.5	Il discriminatore	6
2.6	La coincidenza	6
2.7	Lo scaler	6
3	Misura del plateau dei PM	6
3.1	I conteggi in singola	7
3.2	La curva di ritardo	9
3.3	Le curve in coincidenza	11
3.4	Misura dell'efficienza ϵ_2	14
3.5	Tripla	15
4	La simulazione Monte Carlo	16
5	Conclusioni	23

Riferimenti bibliografici

Per l'introduzione e le generalità sui raggi cosmici si vedano:

D.V. Sivuchin: *Corso di Fisica Generale*, EdEst
vol. 5, No. 2 "Fisica nucleare"

Per le generalità sull'apparato sperimentale:

W.R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*, Springer-Verlag
G.M. Pierazzini: *Note di Laboratorio IV*
Philips official data sheets (www.Philips.com)

Per una introduzione al metodo Monte Carlo:

T. Del Prete: *Methods of Statistical Data Analysis in High Energy Physics*
complementi, cap. 8
F. James: *Monte Carlo methods and techniques*, 1984

Questo documento è stato realizzato in L^AT_EX2 ϵ , compilato con T_EXnic
Center ver. 5