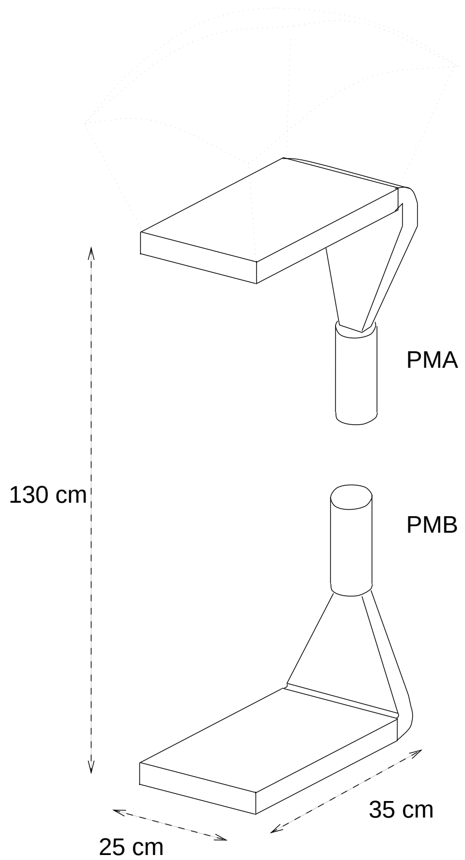
Determinazione delle condizioni di lavoro di un rivelatore di particelle

M. Gubinelli, M. Laino

June 23, 1997



Introduzione

Ci si ripropone di determinare le condizioni di lavoro ottimali di un rivelatore di particelle cariche costituito da una coppia di scintillatori letti da fototubi.
Abbiamo effettuato misure sui entrambi i fotomoltiplicatori indipendentemente e poi, per poter discriminare i segnali correlati, anche in coincidenza. Sfruttando le misure possiamo quindi stimare il flusso della componente carica della radiazione cosmica sulla superficie terrestre. L'esperienza è stata compiuta in un laboratorio del progetto CLUE (Cerenkov Light Ultraviolet Experiment) a S.Piero a Grado sotto la supervisione del Dott. E. Cocca.

Descrizione dei dispositivi

I rivelatori che abbiamo utilizzato convertono l'energia rilasciata da una particella carica in un segnale elettrico attraverso l'accoppiamento di due sistemi: lo scintillatore che, interagendo con una particella carica, emette fotoni e il fotomoltiplicatore che, mediante effetto fotoelettrico, converte il flusso di fotoni in un segnale elettrico.

Lo scintillatore

Lo scintillatore è costituito da materie plastiche le cui molecole sono eccitabili dall'interazione con particelle cariche. Le molecole si diseccitano emettendo isotropicamente fotoni nella banda del visibile, di tali fotoni una parte raggiunge il fotofubo direttamente, una parte indirettemente attraverso una serie di riflessioni totali sulle pareti interne dello scintillatore e della guida di luce. Questa permette un efficente accoppiamento ottico tra la sezione trasversa dello scintillatore, tipicamente rettangolare, e la finestra circolare del fototubo. Nel caso degli scintillatori organici che stiamo utilizzando la diseccitazione delle molecole procede in modo esponenziale e la costante di decadimento è dell'ordine di pochi nanosecondi.

Il fotomoltiplicatore

Un fotomoltiplicatore è costituito da un tubo cilindrico all'interno del quale si realizza la conversione della luce in elettroni liberi che vengono moltipicati e producono una corrente in uscita. L'interno del tubo e' sotto vuoto. La conversione avviene sul fotocatodo, costituito da una finestra trasparente sulla parete interna della quale e' stata evaporata una miscela fotosensibile costituita da metalli alcalini. La luce trasmessa attraverso la finestra ionizza il materiale del fotocatodo e gli elettroni liberati vengono accelerati da un campo elettrico focalizzante verso una serie di elettrodi (dinodi) tenuti a potenziali crescenti. Nell'urto con un dinodo gli elettroni liberano altri elettroni che vengono accelerati a loro volta verso il dinodo successivo, generando cosíuna cascata che infine viene raccolta dall'anodo e produce un impluso in uscita. Un parametro importante nella caratterizzazione del fototubo è la sua efficenza quantica che corrisponde alla probabilitá che il fotone in ingresso riesca effetivamente a produrre un segnale in uscita. L'efficenza dipende dalla probabilitá che il fotone venga convertito al livello del fotocatodo e che l'elettrone prodotto dalla ionizzazione riesca a raggiungere il primo dinodo e iniziare il processo di moltipicazione a catena.

Dark current e altre cause di rumore Il fenomeno della dark current consiste nella presenza all'uscita del fototubo di corrente elettrica in condizioni di assenza di luce entrante. Tale corrente è dovuta alle emissioni termoioniche che si verificano sia all'anodo che ai vari dinodi; la sua intensitá è proporzionale alla temperatura dell'elettrodo interessato nella forma data da Richardson e Fermi: $I = A \cdot T^2 \cdot exp(-e \cdot \phi/K \cdot T)$; dove : A è una costante numerica, T è la temperatura assoluta dell'elettrodo, ϕ è la funzione lavoro del metallo costituente l'elettrodo, K è la costante di Boltzmann; e è la carica elementare. Altre cause della dark current sono:

- correnti di leakage dovute alla conducibilitá residua delle superfici interne;
- elementi radioattivi presenti nel vetro del fotocatodo o nelle parti di supporto che possono liberare elettroni;
- gas residui nel fototubo, (è da tenere presente che tecnicamente non è possibile realizzare e mantenere il vuoto assoluto) possono essere ionizzati e gli ioni prodotti percorrendo il fototutbo in senso inverso agli elettroni della cascata e urtando contro i dinodi possono produrre nuovi elettroni.
- effetto campo: il forte campo elettrico puó sfruttare le microscopiche punte presenti nelle rugositá dei dinodi per generare altri elettroni.

Inoltre se la corrente nel tubo fotomoltiplicatore è molto alta si possono avere quanti di luce emessi dagli ultimi dinodi che interagendo con il fotocatodo generano poi segnali spurii in uscita (rigenerazione).

Misure

Per le misure di flusso il segnale del fotomoltiplicatore (PM) viene inviato ad un discriminatore che fornisce un segnale standard se l'impulso in ingresso supera una soglia in ampiezza regolabile, permettendo così di rigettare impulsi di piccola ampiezza tipici del rumore intrinseco del fototubo. Abbiamo cosí due parametri a disposizione: il voltaggio di alimentazione del PM, che ne influenza il guadagno e l'efficenza, e la soglia del discriminatore che lo legge. Nel nostro caso possiamo assumere che il flusso di raggi cosmici generi in media un'altezza di impulso ben definita. Quindi la distribuzione delle altezze dei segnali sarà piccata attorno ad un valore tipico del fascio incidente. Per condizioni di alimentazione medie la distribuzione in ampiezza del rumore per contro sarà una funzione fortemente descrescente dell'ampiezza. Lo spettro totale quindi presenterà una valle tra la zona dominata dal rumore alle piccole ampiezze e il picco del segnale (vedi Fig. 1).

Se a soglia fissata si varia l'alimentazione del PM e quindi il guadagno, lo spettro si modifica espandendosi verso ampiezze maggiori perché il guadagno aumenta; inoltre lo spettro del rumore diventerà sempre piú rilevante rispetto a quello del segnale anche a causa della rigenerazione. I conteggi misurati sono proporzionali all'area dello spettro alla destra dell'ampiezza di soglia.
A bassi voltaggi la frequenza dei conteggi è essenzialmente zero, man a mano che il guadagno del PM aumenta una parte sempre piú rilevante dello spettro contibuisce alla frequenza misurata che quindi aumenta sensibilmente con il voltaggio applicato. Quando la valle dello spettro attraversa la soglia l'aumento della frequenza è limitato (idealmente quasi nullo) e quindi si dice di essere

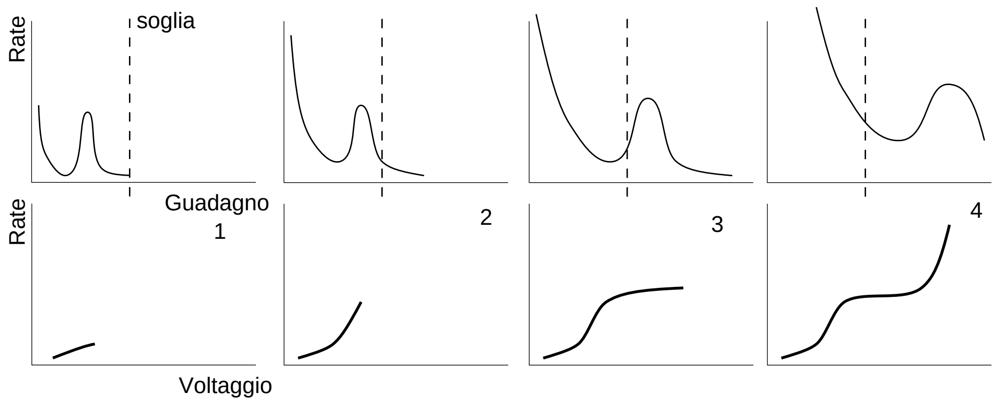


Figure 1: L'effetto della soglia: spettro di ampiezza e curva di plateau

in plateau, situazione che termina quando a voltaggi ancora superiori una parte non trascurabile del rumore supera la soglia e la frequenza dei conteggi ricomincia di nuovo a crescere, tipicamente con una pendenza maggiore di quella prima del plateau e al limite in modo esponenziale. La zona di lavoro ottimale, quella determinata dall'insensibilità della frequenza misurata al variare del voltaggio, fissa le condizioni nelle quali il rumore rigettato è massimo e il segnale trascurato minimo.

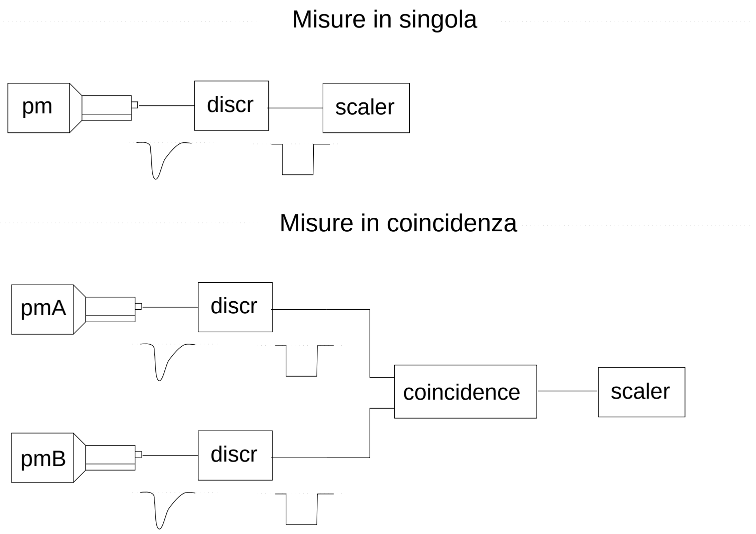


Figure 2: Schema per presa dati in singola e in coincidenza

Misure in singola La prima serie di misure effettuate aveva come scopo la costruzione delle curve di plateau per entrambi i PM al variare della soglia dei discriminatori. Il setup è chiarito nella Fig. 2. Gli impulsi dei PM durano tempi dell'ordine dei 50 ns e l'ampiezza media è circa $-40\ mV$ valutata osservando il segnale sull'oscilloscopio. Per ciscun PM si sono costruite tre curve corrispondenti a valori di soglia di $-30\ mV$,$-35\ mV$,$-40\ mV$. Per distinguere nel seguito i due PM li denominiamo convenzionalmente PMA e PMB. Dalle curve (Fig. 3) si nota che PMA ha un range di voltaggi che va da 900 V a 1600 V mentre quello per PMB è 1200–2500 V.

La dipendenza delle curve dalla soglia è chiara: le frequenze aumentano al diminuire (in valore

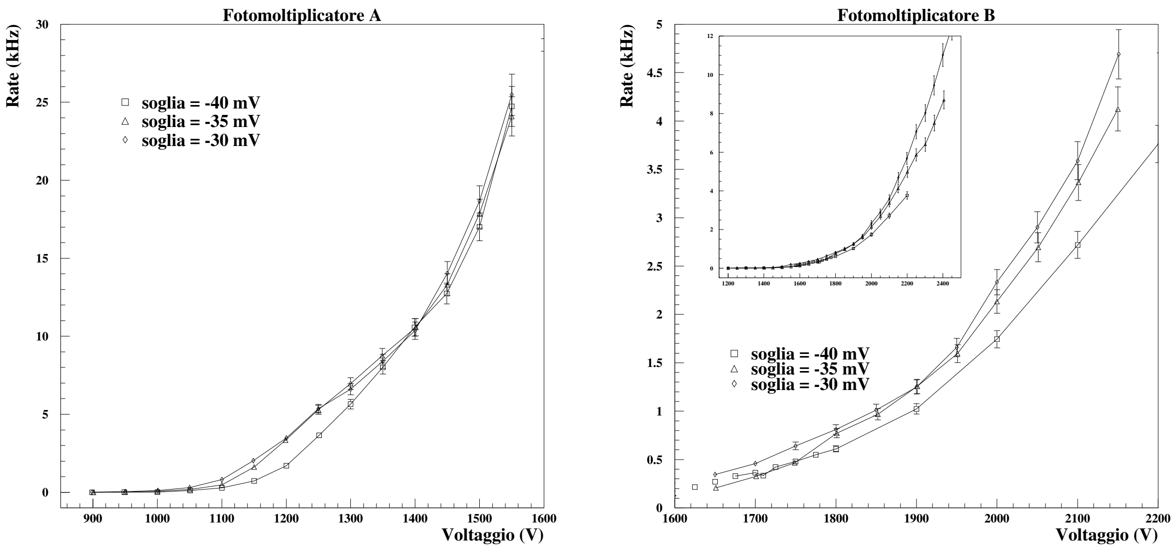


Figure 3: Curve di plateau in singola

assoluto) della soglia, inoltre si nota che la soglia influenza in modo trascurabile (ai nostri fini) i risultati. In tutte le curve non si riesce a distinguere chiaramente la zona di plateau; questo è dovuto al fatto che il rumore dei nostri PM è elevato rispetto all'entità del segnale e quindi la valle nello spettro di ampiezza non così evidente. Peró si riesce a distingure il cambiamento del comportamento delle curve tra la zona ad alto e quella a basso voltaggio: questo ci permette almeno di stimare dove potrebbe situarsi il plateau. Il rapporto segnale-rumore puó essere sensibilmente migliorato effettuando delle misure in coincidenza: cioè sfruttando la correlazione temporale dei segnali dei due PM per discriminare tra i segnali fisici dovuti al passaggio di particelle in entrambe gli scintillatori e il rumore. Ovviamente in questo modo il flusso misurato è quello all'interno dell'angolo solido sotteso dalle superfici dei due rivelatori.

Misure in coincidenza Per effettuare le misure in coincidenza i segnali dai discriminatori vengono inviati a un modulo di coincidenza: esso presenta un segnale in uscita se i suoi due ingressi sono attivi contemporaneamente. È quindi richiesta una messa in tempo dei segnali dei due PM prima di presentarli alla coincidenza (Fig. 4), questo perché sia le caratteristiche stesse dei due sono diverse sia per la disposizione del nostro apparato. Si deve cioè determinare un ritardo ottimale tra i due segnali affinchè, in condizioni di lavoro fisse, la frequenza di eventi in coincidenza sia massima.

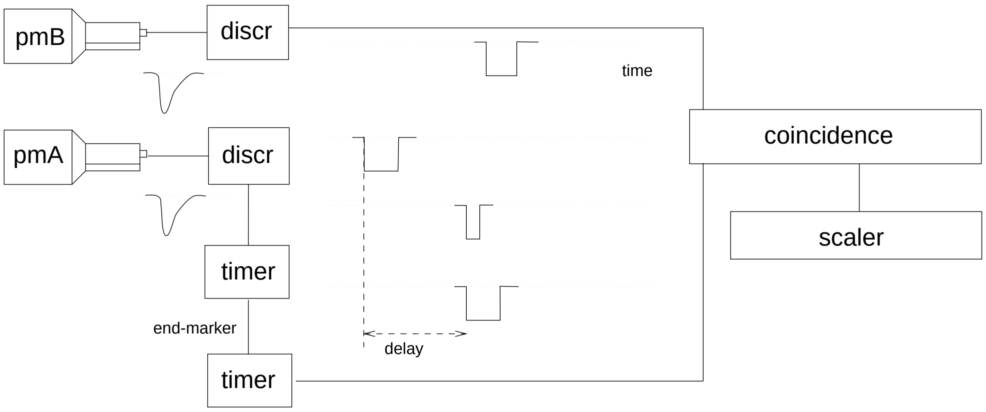


Figure 4: Schema per messa in tempo

Nella determinazione della messa in tempo ottimale dell'apparato un parametro importante è la durata degli impulsi che vengono inviati alla coincidenza. Questa determina una finestra temporale utile, all'interno della quale l'impulso in ritardo deve presentarsi per far scattare la coincidenza. A durate maggiori corrisponde una maggiore accettanza ma quindi anche un minore rapporto segnale-rumore. Per la misura si sono scelti per l'alimentazione dei due PM voltaggi determinati dalle curve di plateau descritte piú sotto. Dalla Fig. 5 che riassume i risultati delle misure per la messa in tempo e nella quale sono riportate due curve corrispondenti a due valori diversi per le durate del segnale si vede che la zona utile, ampia circa il doppio della durata degli impulsi, comprende anche il ritardo "nullo" rispetto alla configurazione dell'apparato, questo giustifica la nostra procedura: le curve di plateau in coincidenza infatti sono state misurate a ritardo "nullo" prima di effettuare la messa in tempo – per avere un'indicazione sui valori ottimali di alimentazione – quindi possono considerarsi definitive, essendo state misurate in condizioni ottimali.

Nelle curve in coincidenza, riportate in Fig. 6, si notano i plateau e sopratutto la drastica diminuzione delle frequenze dei conteggi, a riprova del fatto che il rumore in singola non è assolutamente trascurabile. Quindi si sono fissati i voltaggi di alimentazione per entrambi i PM: $V_A = 1250\ V$, $V_B = 1700\ V$.

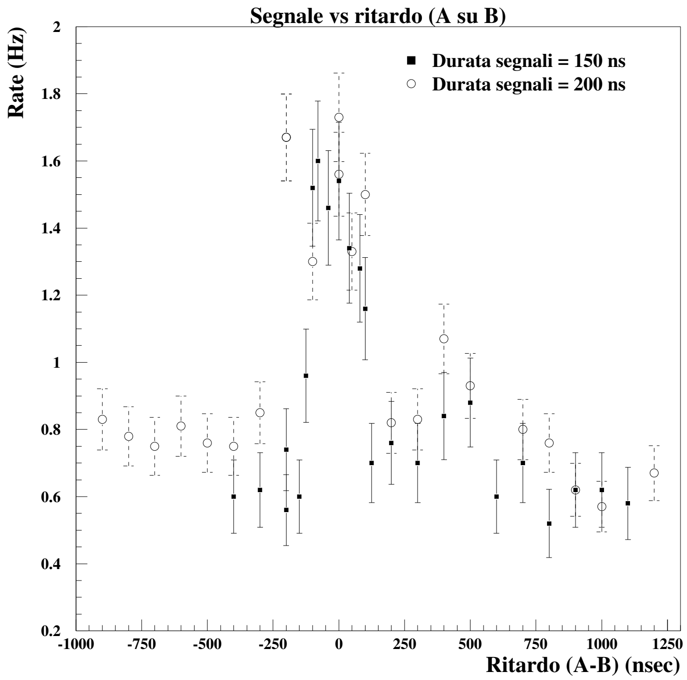


Figure 5: Messa in tempo: frequenza dei conteggi in funzione del ritardo applicato ($V_A = 1250$ V, $V_B = 1700$ V)

La strumentazione e gli errori Nell'effettuare la misure abbiamo utilizzato un crate in standard NIM *fast negative logic* [1] per avere a disposizione il discriminatore, un multi–scaler, un double–timer e l'unita di coincidenza. Nelle figure sono illustrati schematicamente i cablaggi (Fig. 2, 4). La messa in tempo dell'apparato si avvale del dual-timer per ritardare un segnale del discrimininatore rispetto all'altro: un timer ha in input il trigger mentre il suo end-marker, che presenta un impulso in uscita quando un determinato lasso temporale è trascorso dall'attivazione dell'input (start), viene utilizzato per attivare l'altro timer. Questo funge da signal shaper: ci consente di avere una durata d'impulso analoga a quella dei discriminatori da inviare alla coincidenza.
Si noti che identifichiamo ritardi positivi con una posticipazione del segnale di A e i ritardi negativi con quella dei segnali di B. La misura del ritardo viene effettuata attraverso l'oscilloscopio monitorando sia il segnale del discriminatore che quello del secondo timer. L'errore nella misura

[1] lo zero logico corrisponde a 0 V e l'uno a -0.8 V con rise-time del segnale dell'ordine del ns e impedenze di ingresso di 50 Ω

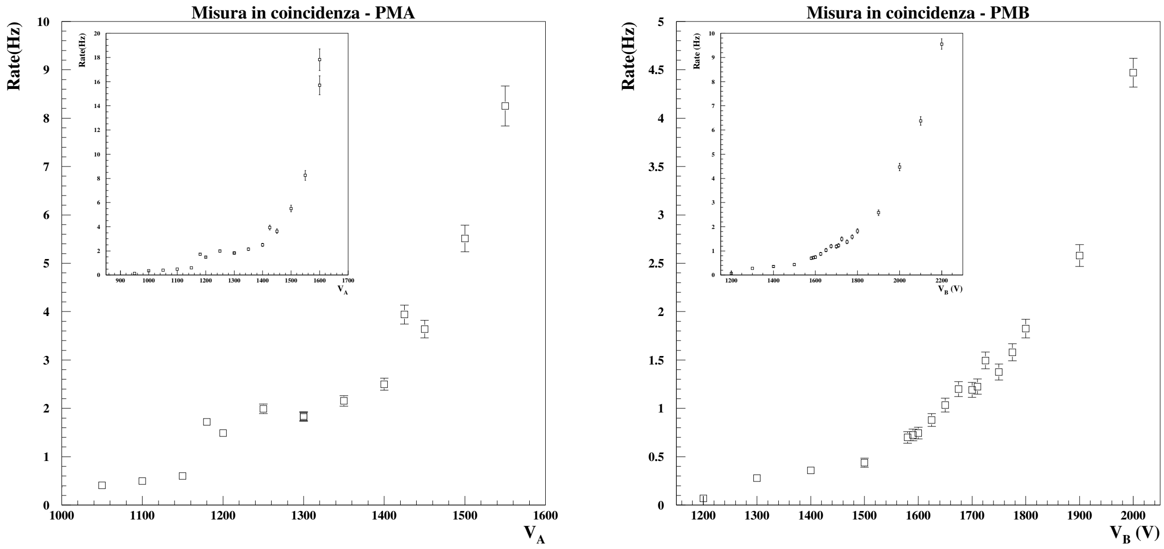


Figure 6: Curve di plateau in coincidenza

del voltaggio di alimentazione dei PM è di $\pm 3\ V$, i ritardi hanno un'errore di $\pm 5\ ns$.
Nel determinare l'errore sulle misure di conteggio ne abbiamo ripetute alcune diverse volte e si é notato che la deviazione standard ottenuta (5%) con grandi tempi di integrazione (500 ns) era molto maggiore del valore poissoniano che ci si aspetterebbe per la statistica dei conteggi. Un'ipotesi piú realistica della distribuzione degli errori ci é quindi sembrata quella di assumere come errore quadratico sulle misure la somma del contributo poissoniano e di uno gaussiano corrispondente a una deviazione del 5% dal valore della misura.

Calcolo del flusso atteso

Il flusso della componente carica dei raggi cosmici a livello del mare[2] ha una distribuzione angolare che va come $\cos^2\theta$ dove θ è l'angolo rispetto all'asse dello zenith; data la piccola apertura angolare del nostro apparato si é scelto di trascurare la dipendenza da θ e assumere un flusso isotropo che in questo caso é $\Phi = 110\ m^{-2} sec^{-1} sterad^{-1}$. Per tenere conto della geometria della configurazione si introduce un sistema di coordinate ortogonale centrato sullo scintillatore piú basso, sia $d\hat{x}d\hat{y}$ un suo elemento di superficie e $dxdy$ un elemento di superficie sullo scintillatore alto. Ogni $d\hat{x}d\hat{y}$ vede $dxdy$ sotto un'angolo solido pari a

$$d\Omega = dxdy\ \frac{z}{(z^2 + (x-\hat{x})^2 + (y-\hat{y})^2)^{3/2}} = dxdy\frac{z}{R^3}$$

[2]cfr. Particle Data Book 1992

quindi per ogni $d\hat{x}d\hat{y}$ l'angolo solido sotteso é

$$d\Omega = \left(\int_A dxdy \; \frac{z}{R^3} \right) d\hat{x}d\hat{y}$$

dove A è l'area dello scintillatore superiore; la frequenza attesa dunque corrisponde a:

$$N = \int_B \Phi \; d\Omega = \left(\int_B d\hat{x}d\hat{y} \; \int_A dxdy \frac{z}{R^3} \right) \Phi$$

dove B indica l'integrazione su l'area del rivelatore inferiore. Le dimensioni dell'apparato sono: $(0.35{\pm}0.01)$ m in larghezza, $(0.25{\pm}0.01)$ m in profonditá e $(1.30{\pm}0.03)$ m in altezza. Integrando numericamente l'espressione si trova $N = (0.0045 \pm 0.0008)$ Φ che corrisponde a una frequenza attesa di 0.5 ± 0.1 Hz.

Considerazioni

Dalle curve di messa in tempo (Fig. 5) si vede che il flusso misurato è molto maggiore di quello atteso: $N_{exp} = (1.50 \pm 0.25)$ Hz considerando la curva per la durata dei segnali a 150 ns e le quattro misure sulla zona piatta. Questo è dovuto principalmente alla componente scorrelata dei segnali che attiva la coincidenza e quindi simula un segnale fisico. Dalle zone estreme del grafico dei ritardi questa puó essere valutata in circa 0.6 Hz per una finestra di 150 ns. Questa verrebbe ridotta diminuendo la larghezza della finestra di coincidenza a scapito peró della statistica. Quello che preoccupa di piú è peró l'andamento delle curve a ritardi molto grandi: dove infatti ci si aspetterebbe un andamento piatto poichè al di fuori della zona di coincidenza il rumore dovrebbe dare conteggi indipendenti dal valore specifico del ritardo si trova invece un'oscillazione maggiore dell'errore previsto. L'errore è quindi sottostimato. Un altro problema che ha accompagnato le nostre prime misure e del quale siamo divenuti coscienti solo osservando i grafici delle misure è costituito del tempo finito che impega il fotomoltiplicatore per stabilizzarsi dopo un cambiamento del voltaggio. Le misure devono essere intervallate da tempi di qualche minuto per permettere la stabilizzazione (sopratutto per il fotomoltiplicatore B che si è rivelato il meno dinamico).
Cercando di ripetere le misure per migliorare i grafici presentati e risolvere meglio i plateau, abbiamo riscontrato una rapida degradazione delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori che ci ha impedito di riportare altri dati significativi.