



Università degli studi dell'Insubria

Dipartimento di Scienza e Alta Tecnologia

Laboratorio di Fisica IV

Il contatore Geiger-Müller

Mozzanica Martina, Quaini Alessandro, Savorgnano Sofia

Docente

Prof.ssa Michela PREST

Data

4 maggio 2020

Contents

1	Introduzione	3
2	Allineamento orizzontale	6
3	Plateau	7
4	La distribuzione dei conteggi	11
5	Dipendenza dell'intensità dalla distanza e calcolo del tempo morto	13

1 Introduzione

Teoria Il contatore Geiger-Müller (1928) è un contatore a gas che opera in regime di non proporzionalità (il segnale che registra non è proporzionale alla carica depositata dalla particella in ingresso), come si evince dalla fig. 1.

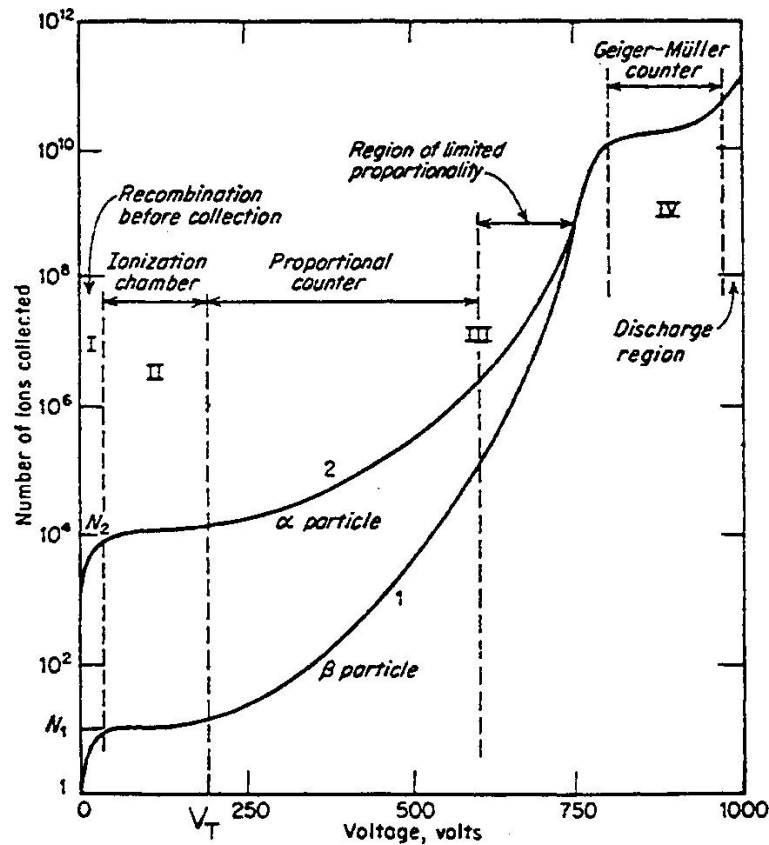


Figure 1: Segnale di un rivelatore a gas in funzione della differenza di potenziale tra i suoi elettrodi.

Il contatore Geiger è fondamentalmente un contatore digitale: rivela infatti il passaggio o meno di una particella senza fornire nessuna informazione energetica.

Consideriamo la figura 2(a) che mostra lo schema di un contatore Geiger. Riempiamo il cilindro con un gas nobile e applichiamo una tensione V_0 all'anodo mentre il catodo viene messo a terra. Si forma un campo elettrico radiale:

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(b/a)} \quad (1)$$

b = raggio del cilindro interno

a = raggio del filo anodico

r = distanza dall'asse

Quando la particella attraversa il cilindro deposita energia producendo coppie elettrone-ione che driftano verso gli elettrodi; gli elettroni a loro volta, grazie all'elevata differenza di potenziale applicata agli elettrodi stessi, producono ulteriori coppie generando un fenomeno a valanga che si propaga lungo tutto il filo anodico. Gli elettroni vengono raccolti dall'anodo mentre gli ioni dal catodo. Il segnale viene raccolto direttamente dal filo anodico in cui si aggiunge un condensatore in serie, prima dell'output, in modo tale da riuscire a filtrare la componente continua e così si riesce a leggere quello che è il vero segnale, ovvero l'impulso di corrente. Il segnale in output ovviamente dipende dall'intensità del campo radiale dato dall'equazione 1.

La fig. 2 mostra lo schema di un contatore Geiger e una foto di un contatore non funzionante.

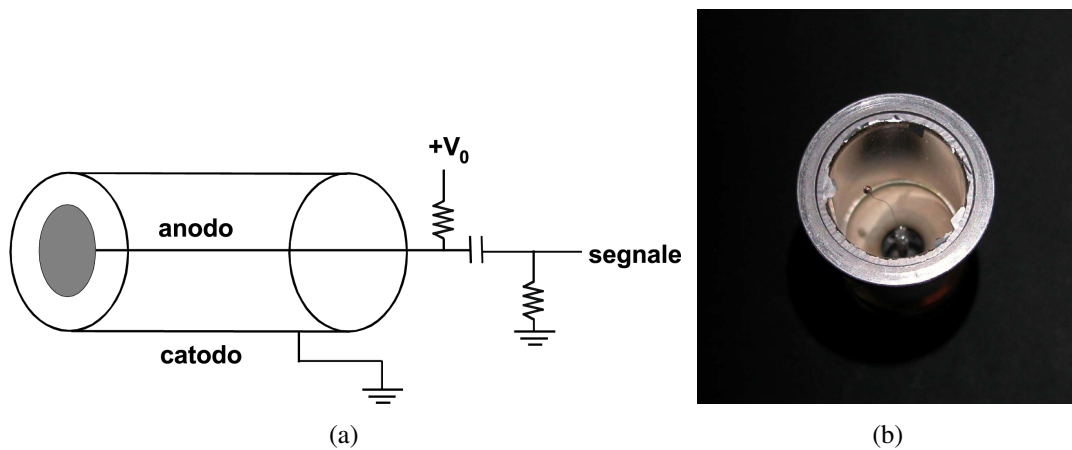


Figure 2: (a) Schema di un contatore Geiger. (b) Foto di un contatore Geiger non funzionante, in cui si vede chiaramente il filo anodico.

Il Geiger utilizzato nell'esperimento ha una finestra in mica, la cui protezione è stata tolta durante le misure effettuate con sorgenti β , i cui elettroni necessariamente richiedono una quantità minima di materiale da attraversare prima di incontrare il rivelatore.

La fig. 3a mostra il setup di misura. Il Geiger e la sorgente sono stati posizionati su una scala graduata per misurare correttamente le distanze. La fig. 3b presenta la catena di acquisizione dati.

Il contatore utilizzato è lo Schuricht ZP 1400:

- Gas interni: Ne, Ar, Alogeni
- Materiale della finestra: mica
- Spessore della finestra: $2-3 \text{ mg/cm}^2$

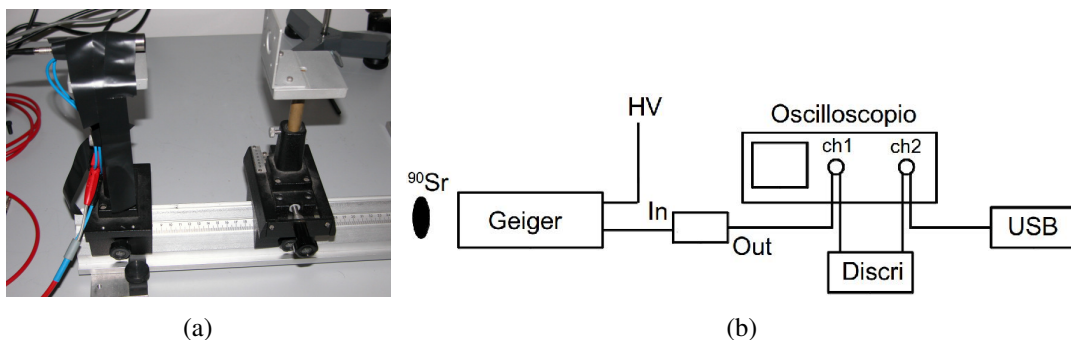


Figure 3: (a) Setup della misura. (b) Catena di acquisizione elettronica.

- Diametro efficace della finestra: 9 mm
- Materiale del catodo: 28% Cr, 72% Fe
- Tensione iniziale di funzionamento: 325 V
- Plateau: 400-600 V
- Variazione relativa del Plateau: 0.04 %/V

L'esperienza prevedeva le seguenti misure:

- misura del plateau di funzionamento del contatore
- verifica della validità della statistica poissoniana
- verifica dell'andamento dell'intensità della sorgente come l'inverso del quadrato della distanza e misura del relativo tempo morto
- comportamento del contatore con sorgenti che emettono γ e α

Analisi dati Per l'analisi dati ci sono stati forniti 43 set di dati ognuno composto da:

- * numero dell'acquisizione
- * tempo dall'inizio del run
- * tempo assoluto
- * conteggi nell'acquisizione
- * tempo di acquisizione in ms

In figura 4 viene mostrata, a titolo esemplificativo, un'acquisizione in cui mostriamo i conteggi in funzione del tempo.

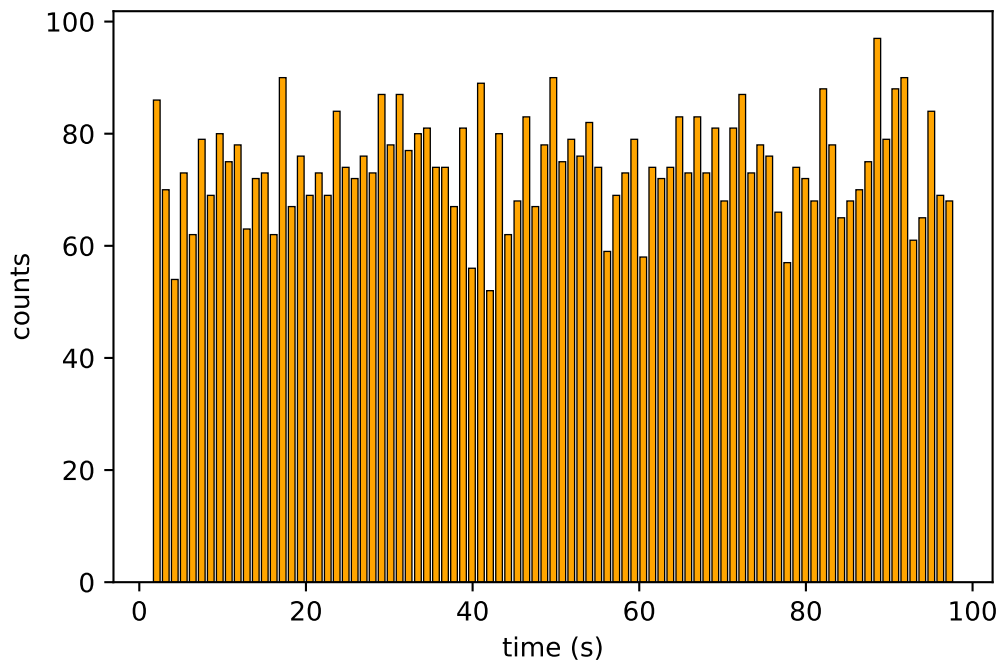


Figure 4: Esempio di un'acquisizione in cui vengono mostrati i conteggi in funzione del tempo.

2 Allineamento orizzontale

Vogliamo capire qual è la distanza ottimale per cui la sorgente è posta esattamente perpendicolare al contatore Geiger (figura 5). Questa distanza ottimale si ha quando viene massimizzato il rate.

Infatti quando si ha la condizione di perpendicolarità la radiazione emessa dalla sorgente che entra nel Geiger sarà maggiore rispetto ad altre distanze. Più sono le cariche emesse dalla sorgente che entrano nel contatore Geiger più aumenterà il rate.

La sorgente è stata posta abbastanza vicina al contatore Geiger per un rate sufficientemente elevato da osservare l'effetto.

La misura è stata effettuata a 400 V e sono stati utilizzati 5 set di dati con distanze che variano da 10 a 16 mm.

Come si nota dal grafico in figura 6, abbiamo ottenuto che l'allineamento ideale si ha per una distanza pari a 13 mm.

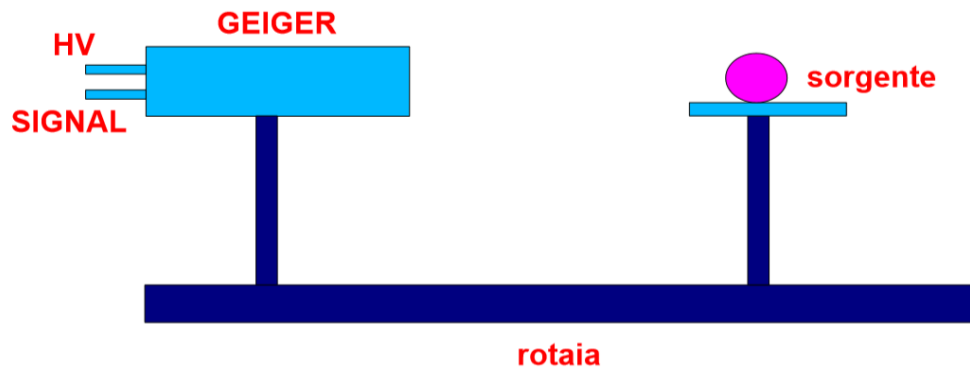


Figure 5: Posizione della sorgente rispetto al contatore geiger.

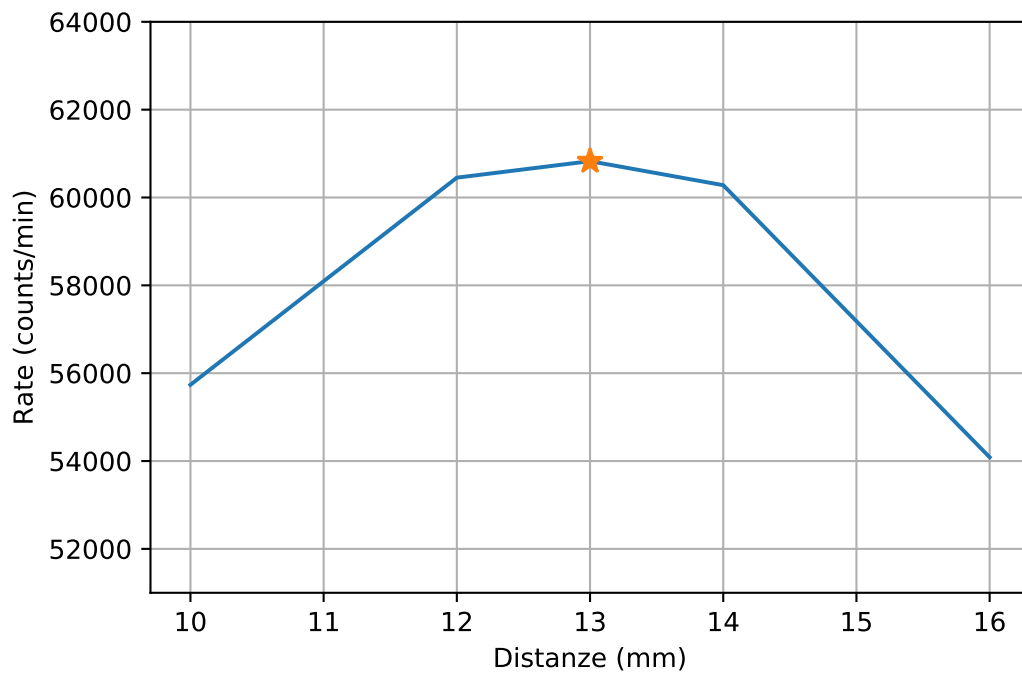


Figure 6: Andamento del rate in funzione della distanza. Il punto arancione rappresenta il rate massimo.

3 Plateau

Il Geiger può operare correttamente in una regione detta plateau, regione caratterizzata da una slope definita da:

$$\text{slope} = \frac{R_2 - R_1}{R_1} \cdot \frac{100}{V_2 - V_1} \quad (2)$$

come mostrato nella fig. 7.

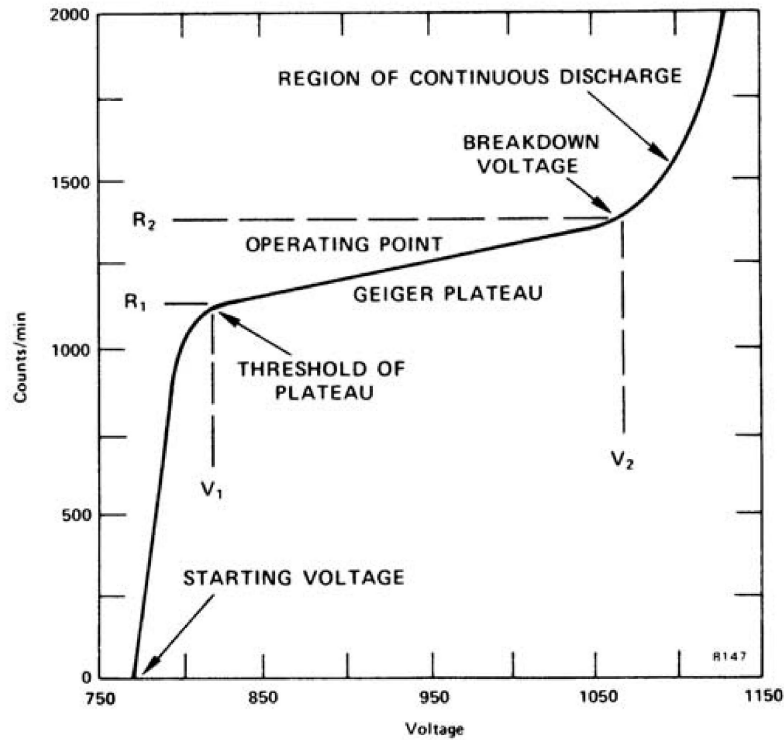


Fig. 2.2. Geiger Tube Plateau.

Figure 7: Plateau tipico di un contatore Geiger.

I dati ci sono stati forniti acquisendoli con una sorgente di ^{90}Sr . L'analisi è stata eseguita utilizzando 10 set di dati in cui i voltaggi variano da 330 V a 510 V con un passo di 10.

Avendo il tempo di acquisizione (T) e i conteggi (C) abbiamo calcolato il rate tramite l'equazione 3 con il rispettivo errore, calcolato con la propagazione degli errori (eq. 4).

$$R = \frac{\sum_{i=1}^N C_i}{\sum_{i=1}^N T_i} \quad (3)$$

R=rate

N=numero di misure

C=conteggi nell'acquisizione

T=tempo di acquisizione

$$\sigma = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N C_i}}{\sum_{i=1}^N T_i} \quad (4)$$

$\sigma = \text{errore sul rate}$

Nel grafico 8 si osserva l'andamento del rate in funzione del voltaggio (linea blu) con i rispettivi errori. Notiamo che siamo nella regione in cui abbiamo il plateau.

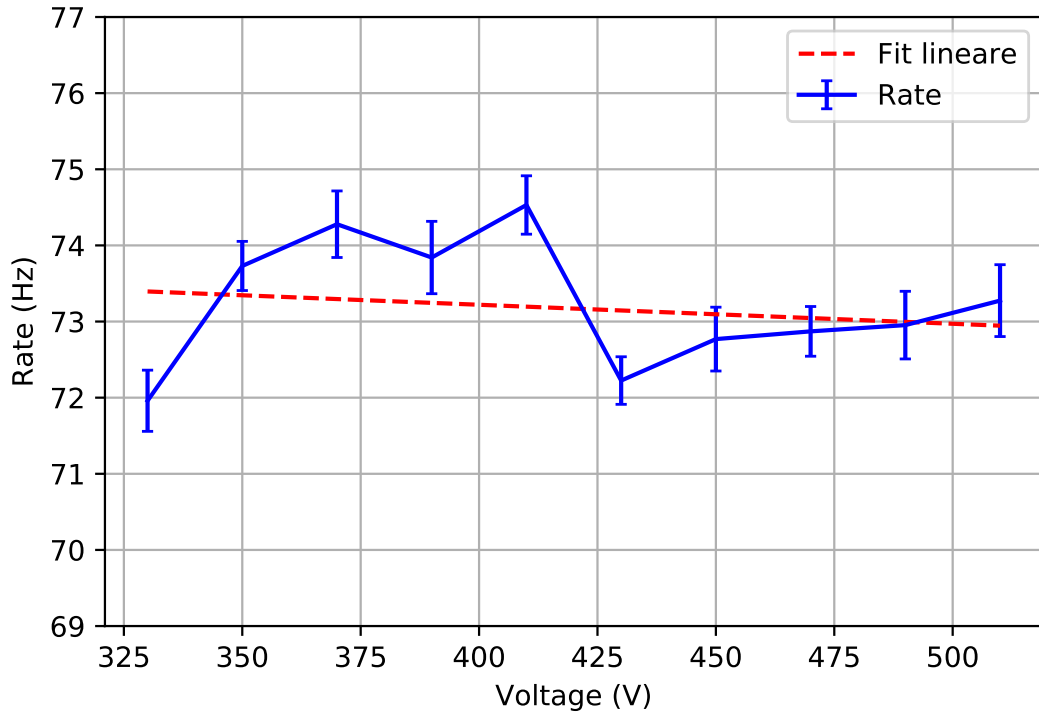


Figure 8: Rate in funzione del voltaggio. Si osserva il plateau.

Per stimare la slope, cioè la pendenza, della retta abbiamo fatto un fit lineare dei dati (linea rossa) e ricavato dal fit il coefficiente angolare della retta che risulta essere, in modulo, pari a 0.15 ± 0.3 . L'errore, che è stato ricavato dal fit, risulta elevato; infatti è addirittura maggiore della misura stessa. Questo è causato dall'errore sul rate in quanto, come si nota dal grafico 8, non tutte le misure del rate, con i relativi errori, "rientrano" nel fit. Infatti anche il χ^2 ridotto, pari a circa 43, risulta essere grande.

Possiamo ricavare la slope percentuale del plateau dall'equazione 2, sapendo che $(R_2 - R_1)/(V_2 - V_1) = m_{fit}$ è il coefficiente angolare della retta.

$$\text{slope} = \frac{m_{fit}}{R_1} \cdot 100 = 0.003\% \quad (5)$$

Propagando gli errori abbiamo ottenuto un errore di 0.007%.

Paragonando il valore della slope ottenuto con quello riportato nel datasheet del Geiger notiamo che è minore del $4\%/100\text{ V}$. Quindi possiamo dire che il risultato ottenuto è in accordo con quest'ultimo.

4 La distribuzione dei conteggi

I decadimenti di una sorgente radioattiva sono totalmente casuali e in buona approssimazione indipendenti tra loro; il numero dei decadimenti può essere espresso con la statistica di Poisson, la quale descrive le fluttuazioni di tale numero intorno ad un valore medio N :

$$P(n) = \frac{N^n e^{-N}}{n!}$$

Si può dimostrare che lo scarto quadratico medio di tale distribuzione è:

$$\sigma^2 = \sum_{n=0}^{\infty} P(n)(n-N)^2 = N$$

e quindi la sigma:

$$\sigma = \sqrt{N} \quad (6)$$

Nel caso in cui n è molto grande ($n > 20$), per il teorema del limite centrale è possibile approssimare la distribuzione di Poisson con la distribuzione Gaussiana:

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} e^{\left[-\frac{(n-N)^2}{2N}\right]}$$

Per verificare quindi che il fenomeno di decadimento di una sorgente ^{137}Cs segua effettivamente un andamento poissoniano, si è analizzato un set dei dati per la misura del deadtime, facendo attenzione a sceglierne uno ad alta statistica e non saturato. Dopo averli visualizzati tutti si è scelta la run 28, in cui la distanza sorgente-rivelatore era di 31 mm. Per la realizzazione dell'istogramma si è considerata la σ dell'istogramma stesso con un binning casuale. Abbiamo ricavato che la σ risulta essere pari a 17.11.

Per l'istogramma finale si è scelto di utilizzare una larghezza dei bin pari a:

$$l = \frac{\sigma}{2} \simeq 8 \quad (7)$$

l =larghezza dei bin

σ = sigma dell'istogramma

La larghezza dei bin viene scelta in questo modo in quanto prendendone una che risulta molto minore di $\sigma/2$ si ottengono troppe fluttuazioni e dato che per il fit si assume un errore di \sqrt{N} , dove N è il numero di conteggi, al diminuire della larghezza dei bin i dati tendono a saturare. Al contrario se scelgo una larghezza dei bin sufficientemente più grande di $\sigma/2$ non riesco a distinguere l'andamento dell'istogramma ottenendo pochi 'blocchi'.

Avendo la larghezza dei bin per visualizzare l'istogramma nel modo corretto si è scelto un binning pari a:

$$\text{binning} = \frac{M-m}{l} \simeq 11 \quad (8)$$

M = valore massimo del numero di decadimenti
 m = valore minimo del numero di decadimenti
 l = larghezza dei bin

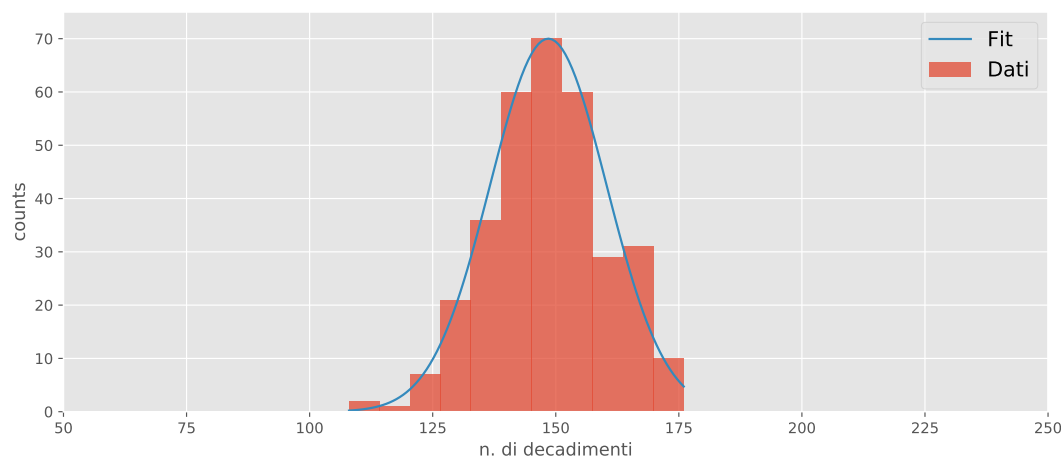


Figure 9: Fit gaussiano dell'istogramma di conteggi dei decadimenti.

Una volta scelto il set di dati, è stato eseguito un fit gaussiano (fig. 9), a cui corrisponde un $\tilde{\chi}^2=4.54$.

Per confermare ora che il fenomeno sia poissoniano si richiede che venga verificata anche la relazione 6. Dalla funzione di fit si ricava $\sigma=17.11$, e siccome il set di dati analizzato è composto da $N=334$ conteggi, si ottiene $\sqrt{N}=18.27$.

Si conclude quindi, che il fenomeno di decadimento radioattivo della sorgente di ^{137}Cs segue un andamento poissoniano.

Infine è stato osservato anche l'andamento del rapporto $\frac{N}{\sigma^2}$, dei valori medi delle gaussiane e le relative deviazioni standard dei dati dello scan per il dead time, scaricando i primi 12 set di dati per evitare di considerare le situazioni in cui c'è pileup.

Dalla figura 10 si può notare che questa quantità rimane pressoché costante a 1 in tutte le prese dati considerate, infatti facendo una regressione lineare dei dati, si trova che questi vengono descritti da una retta con coefficiente angolare $m=-0.004$ e un'intercetta $q=1.08$. Per valutare quanto i dati si adattano alla funzione teorica è stato calcolato il $\tilde{\chi}^2$, questa volta considerando anche i pesi associati ad ogni dato, moltiplicando ogni scarto quadratico per $\frac{1}{err^2}$. Così facendo si calcola un $\tilde{\chi}^2=5.4$ e questo ci permette di affermare che l'andamento del rapporto $\frac{N}{\sigma^2}$ è costante e dell'ordine dell'unità.

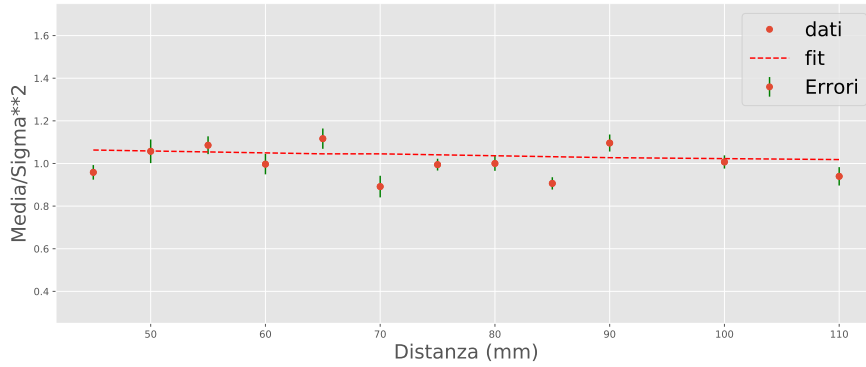


Figure 10: Fit dell'andamento del rapporto $\frac{N}{\sigma^2}$.

5 Dipendenza dell'intensità dalla distanza e calcolo del tempo morto

L'emissione di radiazione da parte di una sorgente può essere assunta isotropa con buona approssimazione. Il flusso di particelle che attraversa una superficie sferica può quindi essere scritto come:

$$I = \frac{S_0(t)}{A} = \frac{S_0(t)}{4\pi r^2}. \quad (9)$$

Dato che il tempo di dimezzamento della sorgente usata è molto maggiore della durata delle misure si può considerare il numero di fotoni ad un certo tempo $S_0(t)$ costante. La relazione (9) diventa quindi:

$$I = \frac{S_0}{4\pi r^2}. \quad (10)$$

Il passaggio della radiazione in un contatore Geiger provoca una scintilla che deve essere in qualche modo “spenta”, come in realtà avviene tramite l’inserimento di un gas con proprietà di quenching. Appare evidente dunque come il Geiger sia uno strumento piuttosto lento, cioè incapace di rivelare un altro segnale in tempi molto rapidi dopo il primo. Il contatore Geiger usato per la misura è caratterizzato da un tempo morto (il tempo in cui il rivelatore non funziona) di un centinaio di microsecondi. Il sistema impiegato per la lettura del Geiger è un sistema non paralizzabile, cioè un sistema in cui il rivelatore rimane cieco per un certo periodo che però non viene prolungato dall’arrivo di altri eventi durante quello stesso periodo.

Indicando con m il rate di conteggio vero e considerando che il Geiger conti k eventi in un intervallo T , ogni evento porta con sé un tempo morto τ . Nel tempo totale T , questo equivale a un tempo morto totale $k\tau$ e a un numero di conteggi persi $mk\tau$. In altre parole, dato che il numero di conteggi veri è:

$$nr \text{ vero di conteggi} = mT = k + mk\tau \quad (11)$$

si ricava la relazione che lega il rate vero e il rate misurato:

$$f_v = \frac{f_m}{1 - f_m\tau}. \quad (12)$$

Realizzando un grafico del rate vero in funzione di quello misurato è possibile stimare il tempo morto, sempre considerando i dati lontani dalla zona di pile-up.

Set di misure Viene utilizzata una sorgente di Cs-137 e ci si è posti ad una distanza tale che non ci fossero effetti di pile-up. Si procede con uno scan in distanza e frequenza di conteggi da 13 mm a 140 mm. Si trova che la posizione ottimale è a 40 mm di distanza dalla sorgente.

Per prima cosa è stato realizzato un plot della frequenza dei conteggi in funzione della distanza. Quindi è stato realizzato un fit (figura 11) dei soli dati ad una certa distanza dalla sorgente, con la funzione:

$$R = \frac{R_0}{(D - d)^2}, \quad (13)$$

dove R è il rate vero, R_0 un fattore di proporzionalità e d la correzione della distanza detector-sorgente rispetto alla distanza misurata tra i carrelli.

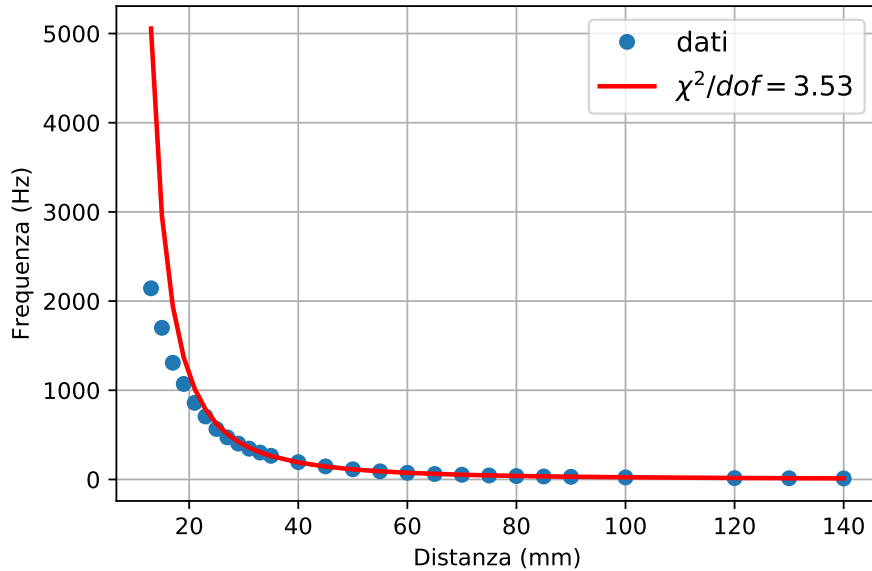


Figure 11: Grafico e fit dell'andamento del rate in funzione della distanza.

Dal grafico 11 è ben visibile come i dati in presenza di pile-up si discostino dalla curva di fit, che invece è perfettamente coerente con quelli lontani dalla zona di pile-up. Questo è un problema atteso, che viene risolto introducendo la correzione fornita dal parametro di fit d .

I valori stimati per i due parametri di fit sono:

- $R_0 = 2.14 \cdot 10^5$
- $d = 6.49 \text{ mm}$

A questo punto è stato ricalcolato il rate utilizzando i valori dei parametri trovati ed è stata utilizzata l'equazione 12 per ottenere il fit della curva di rate vero vs rate misurato, mostrato in figura 12.

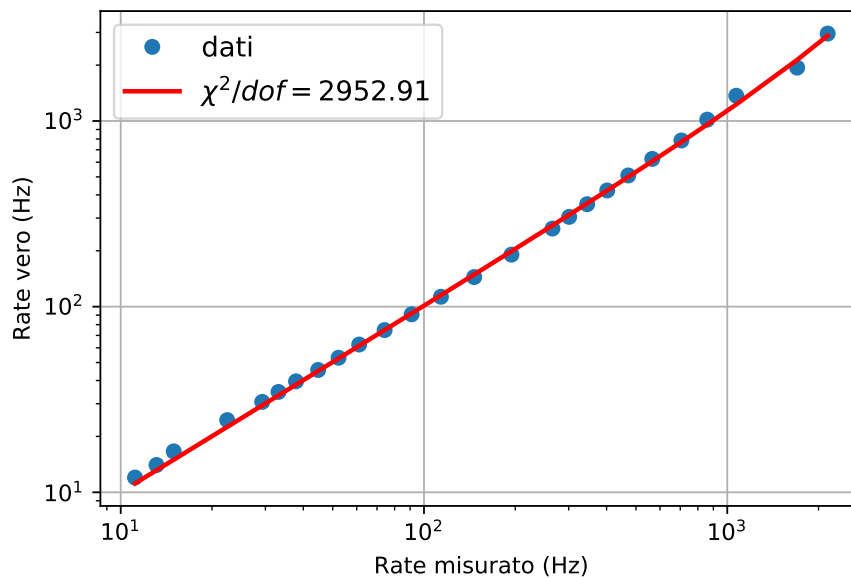


Figure 12: Grafico e fit del rate vero in funzione del rate misurato.

Quindi è stato possibile stimare il tempo morto: $\tau = 2.65 \cdot 10^{-4} \pm 2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. Questo valore è accettabile rispetto al data sheet del contatore Geiger, che prevedeva un valore del tempo morto di un centinaio di μs . Ciò si spiega dal fatto che il contatore Geiger è uno strumento lento, in quanto ogni volta che arriva la radiazione genera una scarica che si propaga lungo tutto il filo anodico. La scarica deve essere spenta dal quencher, che assorbe fotoni e si diseccita tramite rotazione e vibrazione: per questo processo occorre un certo tempo. Quando il Geiger sta per riaccendersi, la prima scintilla che arriva avrà un'ampiezza minore, in quanto non tutto il volume è ancora attivo: se la soglia è troppo alta, questa scintilla non supera la soglia e quindi non è visibile, il che aumenta ulteriormente il valore di tempo morto, in quanto conta ancora meno impulsi di quanto farebbe con una soglia bassa.