

Il contatore Geiger-Müller

Gruppo III:

Erica Brisigotti, Emmanuele Lotano, Ylenia Mascolo

Docenti:

Prof.ssa Michela Prest
Prof. Erik Silvio Vallazza

Assistenti di laboratorio:

Christian Petroselli
Federico Ronchetti
Alessia Selmi



Laboratorio di Fisica III A - Modulo di Fisica Subnucleare

Anno accademico 2020/2021

Università degli Studi dell'Insubria

Dipartimento di Scienza ed Alta Tecnologia

Indice

1	Introduzione	3
2	<i>Plateau</i>	5
3	La distribuzione dei conteggi	7
4	Relazione tra intensità e distanza	8
4.1	Stima del tempo morto	9
5	Comportamento del contatore Geiger	10
5.1	Sorgente di cesio-137	11
5.2	Sorgente di americio-241	12
6	Fonti	14

1 Introduzione

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

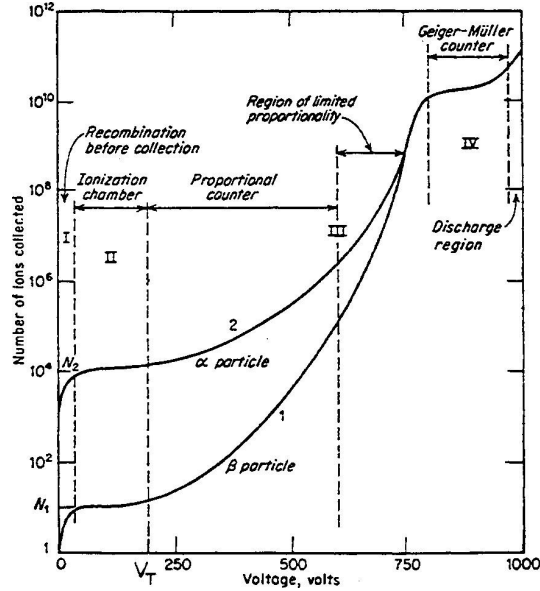


Figura 1: Segnale di un rivelatore a gas in funzione della differenza di potenziale tra i suoi elettrodi.

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

La figura (2) mostra lo schema di un contatore Geiger e una foto di un contatore non funzionante.

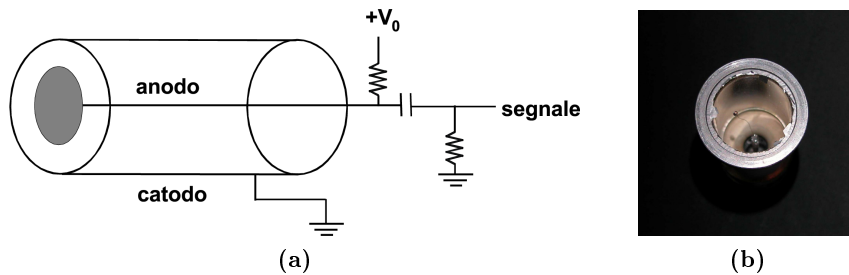


Figura 2: (a) Schema di un contatore Geiger.
(b) Foto di un contatore Geiger non funzionante, in cui si vede il filo anodico.

Il Geiger utilizzato per l'esperimento ha una finestra in mica, la cui protezione è stata tolta durante le misure effettuate con sorgenti beta; gli elettroni della sorgente beta richiedono necessariamente una quantità minima di materiale da attraversare prima di incontrare il rivelatore.

La figura (3a) mostra il *setup* di misura: il Geiger e la sorgente sono stati posizionati su una scala graduata per misurare correttamente le distanze. La figura (3b), invece, presenta la catena di acquisizione dati.

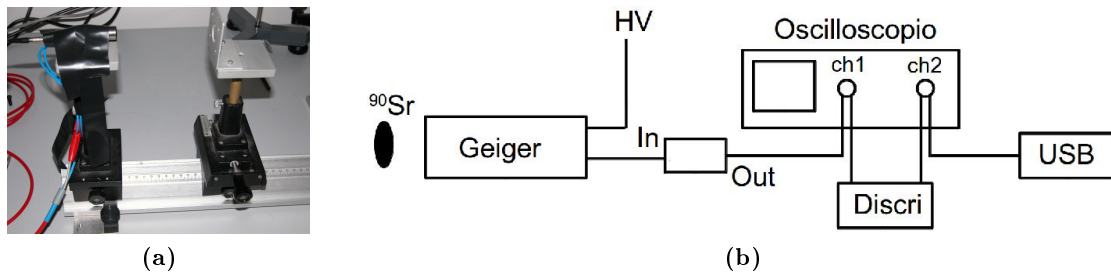


Figura 3: (a) *Setup* della misura. (b) Catena di acquisizione elettronica.

L'esperienza prevede le seguenti misure:

1. misura del *plateau* di funzionamento del contatore;
2. verifica della validità della statistica poissoniana;
3. verifica dell'andamento dell'intensità della sorgente come l'inverso del quadrato della distanza e misura del relativo tempo morto;
4. comportamento del contatore con sorgenti che emettono radiazioni α , β e γ .

Il contatore utilizzato è lo Schuricht ZP 1400:

- Gas interni: Ne, Ar, Alogeni
- Materiale della finestra: mica
- Spessore della finestra: 2-3 mg/cm²
- 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

2 Plateau

Il contatore Geiger-Müller possiede un intervallo di tensione in cui lavora alla sua massima efficienza. Tale intervallo è detto *plateau* ed è tale che in esso il *rate* dei conteggi si mantiene pressappoco costante al variare della tensione applicata.

Siccome nella zona di *plateau* tutti gli impulsi hanno la stessa ampiezza mantenendo costante l'intensità di radiazione, si ottiene una curva in cui la zona di *plateau* corrisponde al tratto rettilineo quasi orizzontale.

Al di sotto della tensione minima V_1 si ricade nella regione di proporzionalità limitata, in cui la tensione (e quindi il campo elettrico) risulta abbastanza grande da produrre cariche in grado di distorcere il campo elettrico nella regione vicina all'anodo: si osserva quindi una proporzionalità solo limitata tra l'energia della particella e quella depositata, e il campo elettrico risulta però troppo ridotto per generare una scarica.

Se, invece, la tensione applicata è maggiore di un valore massimo V_2 si ha il rischio di una scarica continua. Quindi il contatore Geiger-Müller viene adoperato utilizzando tensioni comprese tra V_1 e V_2 (come schematizzato in figura (4)).

Dal *datasheet* relativo al rivelatore Geiger utilizzato, è noto che la zona di *plateau* si colloca attorno a 400 - 600 V; in particolare, per le misure è stata considerata una porzione compresa tra $V_1 = 400$ V e $V_2 = 500$ V con uno *step* di 10 V.

Caratteristica fondamentale della zona di *plateau* (ed anche indice della bontà del contatore) è la pendenza η definita come:

$$\eta = \frac{R_2 - R_1}{V_2 - V_1} \cdot \frac{100\%}{R_1} \quad (1)$$

dove R_1 ed R_2 sono i *rate* ottenuti in corrispondenza di V_1 e V_2 .

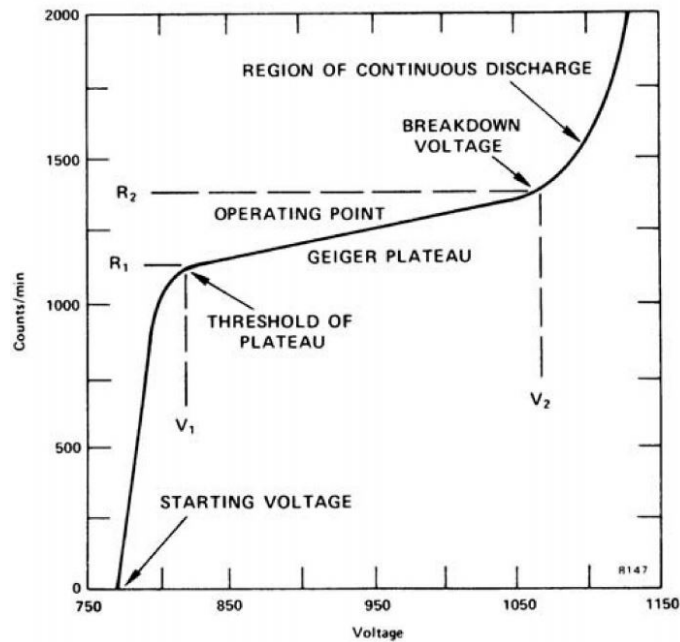


Figura 4: *Plateau* tipico di un contatore Geiger.

Per le misure è stata impiegata una sorgente di ^{90}Sr posizionata ad una distanza dal contatore tale da evitare eccessive influenze del tempo morto (durante il quale il Geiger non riesce ad effettuare alcun conteggio) e la scarsa acquisizione di particelle (nel caso di sorgente troppo distante): infatti si è considerata come distanza ottimale quella necessaria per ottenere una frequenza di registrazione di circa 100 Hz (che è risultata prossima a 1 cm). Ogni *set* di dati è stato ottenuto acquisendo almeno 10000 eventi, in modo tale da avere una buona statistica con cui lavorare. Per tale motivo si è impostato un intervallo di acquisizione di circa 100 s registrando il numero di conteggi ogni 1000 ms.

Per verificare l'andamento costante del *plateau* è stato necessario rappresentare il *rate* di conteggi (calcolato come il rapporto tra i conteggi totali e l'intervallo di acquisizione), di ciascun *set* di dati, in funzione della tensione utilizzata.

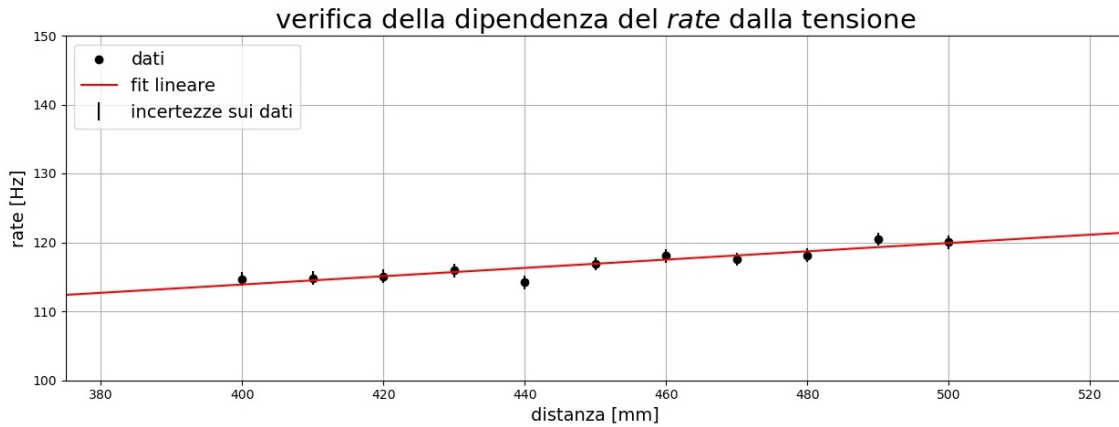


Figura 5: Rappresentazione del *rate* in funzione della tensione, con *fit* lineare.

I dati rappresentati in figura (5) sono stati analizzati mediante un *fit* lineare:

$$y = m \cdot x + q \quad (2)$$

Di seguito sono riportati i parametri stimati dal fit:

m [Hz/mm]	q [Hz]	$\tilde{\chi}^2$
0.06 ± 0.01	90 ± 4	0.01

Tabella 1: Parametri stimati dal *fit* lineare.

Come è possibile notare in tabella (1) il valore di $\tilde{\chi}^2$, risultando inferiore al valore di aspettazione 1, permette di accettare i parametri stimati e il modello lineare ipotizzato. Inoltre il valore stimato per il coefficiente angolare m può essere impiegato per ottenere il valore di pendenza del *plateau* η e la relativa incertezza come:

$$\eta = \frac{R_2 - R_1}{V_2 - V_1} \cdot \frac{100\%}{R_1} = m \cdot \frac{100\%}{R_1} = 0.05 \frac{\%}{V} \quad (3)$$

$$\sigma_\eta = \sqrt{\sigma_m^2 \cdot \frac{(100\%)^2}{R_1^2} + m^2 \sigma_{R_1}^2 \cdot \frac{(100\%)^2}{R_1^4}} = 0.01 \frac{\%}{V} \quad (4)$$

Il valore η risulta compatibile, entro 1 σ , con la variazione relativa nel *plateau* (riportata nel *datasheet*) pari a 0.04 %/V. Inoltre, siccome il valore stimato risulta prossimo a zero, è possibile approssimare il *rate* nella zona di *plateau* con un andamento costante e confermare così la bontà del contatore utilizzato.

3 La distribuzione dei conteggi

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

$$P(n) = \frac{N^n \cdot e^{-N}}{n!} \quad (5)$$

Si può dimostrare che lo scarto quadratico medio σ^2 (e quindi la sigma σ) di tale distribuzione è:

$$\sigma^2 = \sum_{n=0}^{\infty} P(n)(n - N)^2 = N \quad \Rightarrow \quad \sigma = \sqrt{N} \quad (6)$$

Inoltre, se n è grande ($n > 20$) è possibile approssimare la distribuzione di Poisson con la distribuzione Gaussiana:

$$P(n) \Rightarrow G(n) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\left[-\frac{(n-\mu)^2}{2\sigma^2}\right]} = \frac{A}{\sqrt{2\pi N}} e^{\left[-\frac{(n-N)^2}{2N}\right]} \quad (7)$$

Come in precedenza è stata impiegata una sorgente di ^{90}Sr posizionata ad una distanza dal contatore tale da evitare eccessive influenze del tempo morto (durante il quale il Geiger non riesce ad effettuare alcun conteggio) e la scarsa acquisizione di particelle (nel caso di sorgente troppo distante): infatti si è considerata come distanza ottimale quella necessaria per ottenere una frequenza di registrazione di circa 100 Hz (che è risultata prossima a 1 cm). Il *set* di dati è stato acquisito considerando la registrazione di almeno 60000 eventi, in modo tale da avere una buona statistica su cui lavorare. Per tale motivo si è impostato un intervallo di acquisizione di circa 600 s registrando il numero di conteggi ogni 1000 ms.

Tale *set* di dati è stato adoperato per ricavare la distribuzione del numero di conteggi, avvenuti in 1000 ms, rappresentata di seguito:

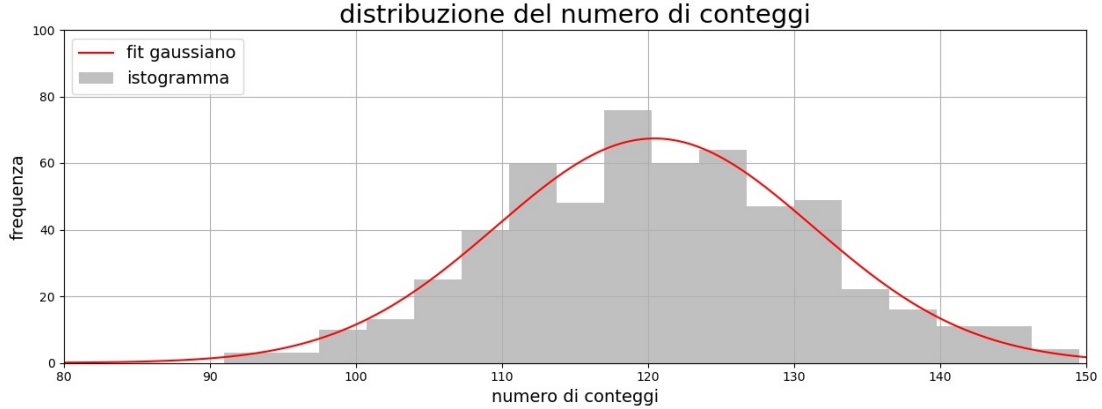


Figura 6: Rappresentazione della distribuzione del numero di conteggi.

Come è possibile visualizzare dalla figura (6) la distribuzione del numero di conteggi è stata analizzata tramite un *fit* gaussiano volto a stimare i seguenti parametri:

A	$\mu = N$	\sqrt{N}	σ	$\tilde{\chi}^2$
1830 ± 80	120.4 ± 0.6	10.97 ± 0.03	10.9 ± 0.6	1

Tabella 2: Parametri gaussiani A , μ e σ stimati dal *fit*, con verifica della proprietà poissoniano di avere $\sigma \sim \sqrt{N}$.

Il valore di estimatore di bontà $\tilde{\chi}^2$, riportato in tabella (2), risulta pari al valore di aspettazione unitario permettendo di accettare i parametri stimati e la tipologia di *fit* (gaussiano) utilizzata per la distribuzione; infine, è stato possibile verificare la proprietà caratteristica della distribuzione poissoniana confrontando i valori di σ e \sqrt{N} riportati in tabella (2), che risultano compatibili entro 1σ .

4 Relazione tra intensità e distanza

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:

$$I = \frac{S_0(t)}{A} = \frac{S_0(t)}{4\pi r^2} \quad (8)$$

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.

Quindi, la relazione (8) diventa:

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

A seguire, è rappresentato l'andamento dell'intensità (sotto forma di *rate* di conteggi) in funzione della distanza:

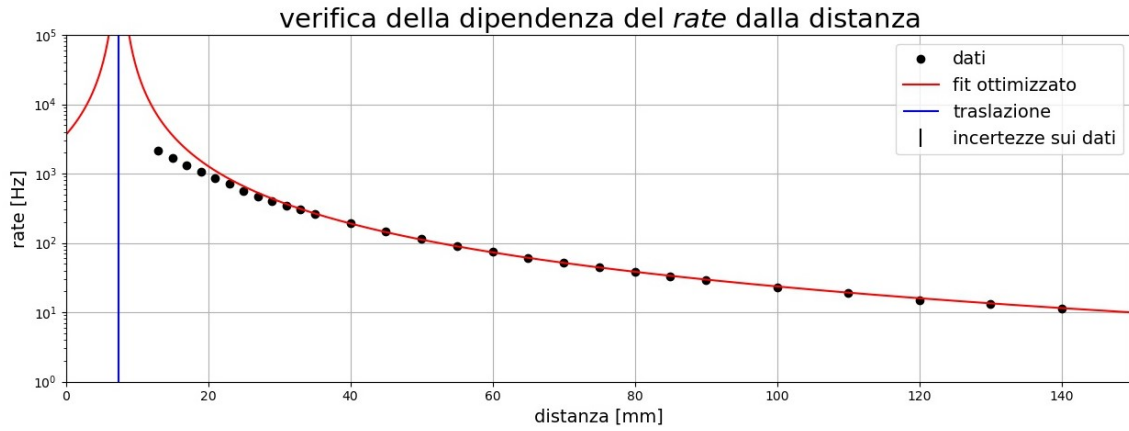


Figura 7: Rappresentazione del *rate* di conteggi in funzione della distanza.

Dalla figura (7) è possibile osservare che i dati corrispondenti al *rate* in funzione della distanza sono stati analizzati mediante un *fit* della forma:

$$y = \frac{y_0}{(x - b)^2} \quad (10)$$

dal quale è stato possibile ricavare la traslazione $b = 7.5 \pm 0.2$ mm e il valore del *rate* a distanza netta¹ nulla $y_0 = 202 \pm 3$ kHz · mm.

¹Per distanza netta si intende la distanza x riscalata (sottraendo) per il fattore b di traslazione; in particolare per distanza netta nulla si considera il valore limite ottenuto per $x = b$.

La traslazione b stimata corrisponde ad una correzione necessaria per compensare la modalità di misurazione delle distanze, prese tra i due carrelli che sorreggono la sorgente ed il contatore Geiger: questi, infatti, si trovano talmente vicini tra loro da non permettere la corretta misura che sarebbe comunque falsata a causa della distanza media che la radiazione percorre all'interno del rivelatore prima di interagire con esso.

Inoltre, osservando sempre il grafico in figura (7) è possibile notare la presenza di punti a distanza ridotte che non seguono correttamente l'andamento del *fit*: per questo motivo si è deciso di escludere tali punti incriminati perché particolarmente affetti dalla presenza del tempo morto.

4.1 Stima del tempo morto

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: per questo motivo il contatore Geiger è usato per misurare il tempo morto, ovvero il tempo in cui il rivelatore non funziona (per circa un centinaio di microsecondi).

Il sistema impiegato per la lettura del Geiger è infatti 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, il numero di conteggi n veri è:

$$n = mT = k + mk\tau \quad (11)$$

Il rate vero può essere ricavato ponendo la sorgente sufficientemente lontano per evitare effetti di *pile up*: in questo modo sarà possibile calcolare il tempo morto del rivelatore utilizzato.

I dati utili per la stima del tempo morto consistono nei *rate* x calcolati in precedenza a partire dai dati iniziali e nei corrispondenti *rate* y (teorici, che non risultano affetti dal tempo morto) stimati dal *fit* nell'analisi precedente, in figura (7).

Tali valori sono stati sfruttati considerando un *fit* ricavato dalla rielaborazione dell'equazione (11) e rappresentato in figura (8):

$$y = \frac{x}{1 - x \cdot \tau} \quad (12)$$

Dal *fit* è stato quindi possibile ricavare il valore di tempo morto $\tau = 0.37 \pm 0.02$ ms.

Il valore ottenuto, non particolarmente ridotto, è compatibile con l'utilizzo di un rivelatore Geiger caratterizzato da un tempo morto di qualche centinaia di microsecondi: infatti, questo tipo di rivelatore a gas necessita di un intervallo di tempo più lungo di rivelatori di altre tipologie poiché è necessario interrompere la scarica avvenuta nel gas contenuto prima che lo stato iniziale sia ripristinato.

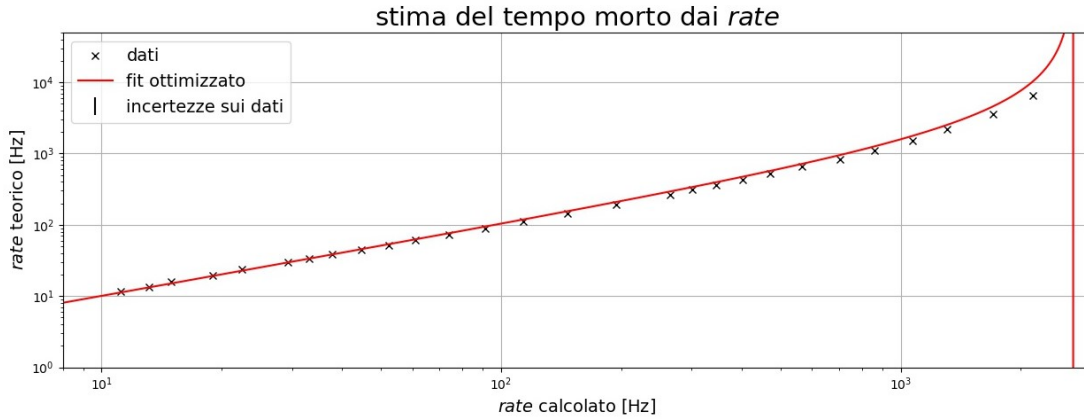


Figura 8: Rappresentazione del *rate* teorico in funzione di quello calcolato, con *fit* volto a stimare il tempo morto τ .

5 Comportamento del contatore Geiger

Per valutare il comportamento del contatore Geiger nel caso di rivelazione di particelle α , β e raggi γ sono state considerate due diverse sorgenti (cesio-137 ed americio-241) posizionate a varie distanze ed interponendo, tra il rivelatore e la sorgente stessa, uno o due fogli di carta oppure diverse lastre di polietilene (di spessori 0.5 cm, 1.0 cm, 1.5 cm misurati con un calibro di sensibilità pari a 0.1 cm).

I dati acquisiti sono stati rappresentati tramite un istogramma di frequenza per analizzare la distribuzione (normalizzata), che si ipotizza approssimabile ad una gaussiana per via della poissonianità della sorgente e del gran numero di conteggi.

In particolare è stato eseguito un *fit* delle distribuzioni ottenute nei vari casi, volto a stimare il numero medio di conteggi emessi come il valore medio N della distribuzione gaussiana:

$$G(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} e^{-\frac{(n - N)^2}{2N}} \quad (13)$$

In questa esperienza sono state considerate le seguenti tipologie di radiazione:

- * La radiazione α consiste in nuclei di elio (particelle molto pesanti) con carica positiva. Essi possiedono velocità elevate, ma a causa della loro elevata sezione d'urto di interazione con la materia (costituita, a sua volta, da particelle cariche) perdono gran parte della loro energia (dell'ordine di MeV) in tragitti di 2 - 8 cm in aria, o frazioni di millimetri di materiali più densi (ad esempio un foglio di carta).

Operativamente, questo tipo di radiazione viene registrato come un gran numero di conteggi nel limite in cui non siano presenti schermature o distanze troppo elevate tra il rivelatore e la sorgente (siccome tra i due è presente aria);

- * La radiazione β è costituita da elettroni o positroni espulsi a enormi velocità dai nuclei atomici. Anche le particelle β perdono energia per ionizzazione (in quanto particelle cariche che attraversano la materia) in modo continuo nel materiale. Tale comportamento è illustrato dalla formula di Bethe-Bloch, che prevede (rispetto alle particella α , per via della minore carica) una minore perdita di energia per le particelle β (di ordine compreso tra keV e MeV) a parità di condizioni, che possono pertanto penetrare più a fondo nella materia. Si deduce, pertanto, che sono necessari materiali più densi (ad esempio il polietilene) per schermare questo tipo di radiazione;

- * La radiazione γ , in quanto costituita da fotoni, è esclusivamente energetica (con energia di ordine compreso tra keV e MeV). Inoltre, l'assenza di carica tipica di questo tipo di radiazione, fa sì che questa abbia un potere penetrante molto superiore rispetto alle altre radiazioni trattate. Per questo motivo, la perdita in intensità dovuta al passaggio (anche attraverso materiale relativamente densi, come il polietilene) è limitata e regolata da un andamento esponenziale decrescente di coefficiente μ pari al coefficiente di assorbimento del materiale in questione.

Nella pratica, i raggi γ accompagnano solitamente l'emissione di radiazione α e β : pertanto, saranno sfruttate le proprietà precedenti per poter osservare gli effetti caratteristici di una radiazione alla volta (nello specifico, saranno isolate le radiazioni γ schermando le restanti).

Per confrontare le intensità in differenti configurazioni è stato necessario considerare il *rate* di emissione, calcolato dividendo il numero di conteggi per il rispettivo tempo di misura.

5.1 Sorgente di cesio-137

La sorgente di cesio-137 è stata analizzata poiché emette radiazioni β e γ . Per verificare le relative proprietà, la sorgente è stata impiegata in diverse configurazioni mantenendo costante la distanza dal rivelatore.

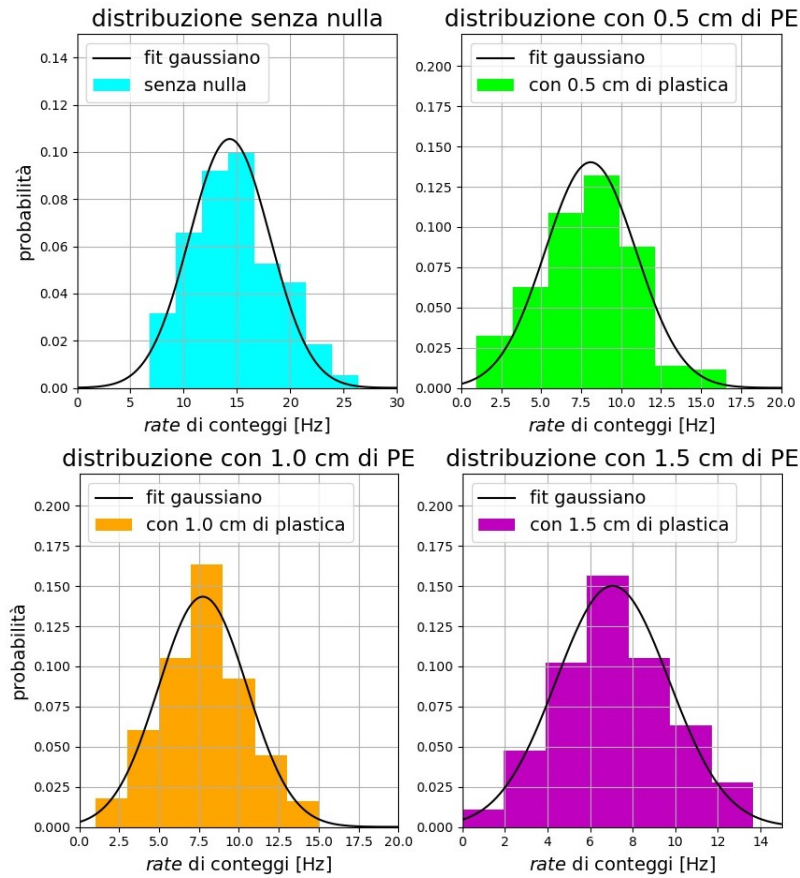


Figura 9: Rappresentazione delle distribuzioni del *rate* di conteggi nelle diverse configurazioni.

La figura (9) mostra il *rate* di conteggi in base alle seguenti configurazioni:

- ◇ senza nessuna schermatura, la distribuzione del *rate* di conteggi ha un valore medio pari a $R = 14.3 \pm 0.3$ Hz;
- ◇ con uno spessore di polietilene di 0.5 cm, la distribuzione del *rate* di conteggi ha un valore medio pari a $R = 8.1 \pm 0.2$ Hz;
- ◇ con uno spessore di polietilene di 1.0 cm, la distribuzione del *rate* di conteggi ha un valore medio pari a $R = 7.7 \pm 0.2$ Hz;
- ◇ con uno spessore di polietilene di 1.5 cm, la distribuzione del *rate* di conteggi ha un valore medio pari a $R = 7.1 \pm 0.1$ Hz.

Le configurazioni con la schermatura in polietilene sono caratterizzate da valori medi compatibili entro 3σ (combinata) l'uno con l'altro, mentre il caso senza schermatura non risulta compatibile con essi: in quest'ultimo, infatti, il rivelatore registra sia radiazione β che raggi γ . Viceversa, nei casi con polietilene, la registrazione riguarda solo i raggi γ poiché la radiazione β viene fermata.

5.2 Sorgente di americio-241

La sorgente di americio-241 è stata analizzata poiché emette particelle α e raggi γ . Per verificare la presenza di tale radiazione, la sorgente è stata impiegata in diverse configurazioni variando anche la distanza dal rivelatore.

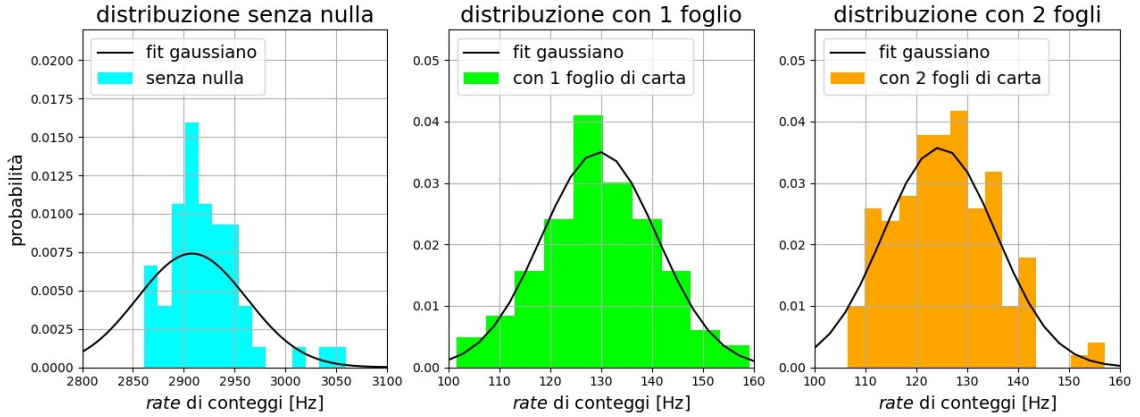


Figura 10: Rappresentazione delle distribuzioni del *rate* di conteggi nelle diverse configurazioni, con la sorgente vicina al rivelatore.

La figura (10) mostra il *rate* di conteggi, nel caso di sorgente vicina al rivelatore, in base alle seguenti configurazioni:

- ◇ senza nessuna schermatura, la distribuzione del *rate* di conteggi ha un valore medio pari a $R = 2910 \pm 20$ Hz;
- ◇ con uno foglio, la distribuzione del *rate* di conteggi ha valore medio pari a $R = 130 \pm 1$ Hz;
- ◇ con due fogli, la distribuzione del *rate* di conteggi ha valore medio pari a $R = 125 \pm 1$ Hz.

Le configurazioni con uno o due fogli sono caratterizzate da valori medi aventi lo stesso ordine di grandezza, mentre il caso senza schermatura non risulta compatibile con essi dato che presenta un ordine di grandezza in più: in quest'ultimo, infatti, il rivelatore registra sia radiazione α che raggi γ .

Viceversa, nei casi con il foglio, la registrazione riguarda solo i raggi γ poiché la radiazione α viene fermata immediatamente.

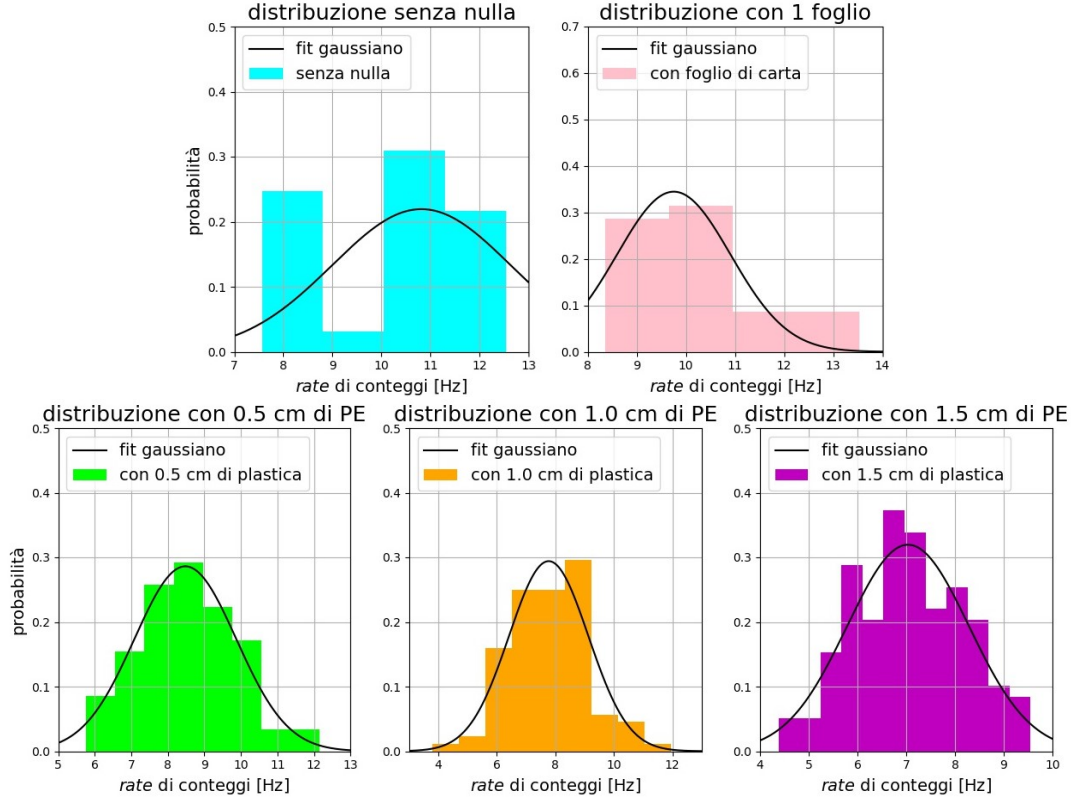


Figura 11: Rappresentazione delle distribuzioni del *rate* di conteggi nelle diverse configurazioni, con la sorgente lontana dal rivelatore: nei primi due casi, il *fit* non risulta aderente ai dati ed è quindi stata utilizzata una media.

La figura (11) mostra i *rate* di conteggi ed i relativi *fit* gaussiani, nel caso di sorgente lontana dal rivelatore, in base alle seguenti configurazioni:

- ◇ senza nessuna schermatura, la distribuzione del *rate* di conteggi non risulta analizzabile con un *fit* gaussiano ed il suo valore medio, pari a $R = 10.3 \pm 0.3$ Hz, è stato calcolato come la media dei *rate*;
- ◇ con uno foglio, la distribuzione del *rate* di conteggi è stata nuovamente caratterizzata tramite la media dei *rate*, pari a $R = 10.3 \pm 0.2$ Hz;
- ◇ con uno spessore di polietilene di 0.5 cm, la distribuzione del *rate* di conteggi ha un valore medio (stimato dal *fit* gaussiano) pari a $R = 8.5 \pm 0.1$ Hz;
- ◇ con uno spessore di polietilene di 1.0 cm, la distribuzione del *rate* di conteggi ha un valore medio (stimato dal *fit* gaussiano) pari a $R = 7.8 \pm 0.2$ Hz;
- ◇ con uno spessore di polietilene di 1.5 cm, la distribuzione del *rate* di conteggi ha un valore medio (stimato dal *fit* gaussiano) pari a $R = 7.0 \pm 0.1$ Hz.

Le configurazioni senza schermature e con un foglio sono caratterizzate da valori medi uguali l'uno con l'altro: infatti l'elevata distanza del rivelatore dalla sorgente, così come la presenza di un foglio di carta, impediscono il passaggio della radiazione α permettendo l'acquisizione dei soli raggi γ .

Invece, le configurazioni con schermatura in polietilene presentano dei valori medi del *rate* di conteggi che diminuiscono all'aumentare dello spessore della schermatura: all'aumentare del polietilene, vengono fermati sempre più raggi γ .

E' noto infatti che la diminuzione di intensità di radiazione γ , legata al passaggio di quest'ultima attraverso un materiale (in questo caso il polietilene PE), risulta proporzionale allo spessore di quest'ultimo secondo un andamento esponenziale decrescente di coefficiente μ :

$$R(s) = R_0 \cdot e^{-\mu s} \quad (14)$$

Tale coefficiente μ è stato calcolato a partire dai valori tabulati di densità $\rho = 0.9300 \text{ g/cm}^3$ del materiale schermante (polietilene) e di $\mu/\rho = 0.1970 \text{ cm}^2/\text{g}$ per radiazione γ dell'energia in questione (60 keV):

$$\mu = \rho \cdot \frac{\mu}{\rho} = 0.1832 \text{ cm}^{-1} \quad (15)$$

La relazione esponenziale è stata quindi sfruttata per verificare la coerenza delle stime dei valori medi delle distribuzioni trovate in precedenza per i diversi spessori $s = 0.5, 1.0, 1.5 \text{ cm}$ di polietilene utilizzati.

Per fare ciò, è stato necessario eseguire un *fit* esponenziale² del *rate* medio di conteggi R in funzione dello spessore s di polietilene utilizzato: questo ha permesso di stimare il numero medio di conteggi $R_0 = 9.37 \pm 0.02 \text{ Hz}$ in assenza di schermatura.

Il valore così ottenuto risulta compatibile entro 3σ con i *rate* medi di conteggi, ottenuti in precedenza, in assenza di schermature ($R = 10.3 \pm 0.3 \text{ Hz}$) e con un foglio ($R = 10.3 \pm 0.2 \text{ Hz}$) dato che la distanza dal rivelatore è tale da rivelare solo radiazione γ .

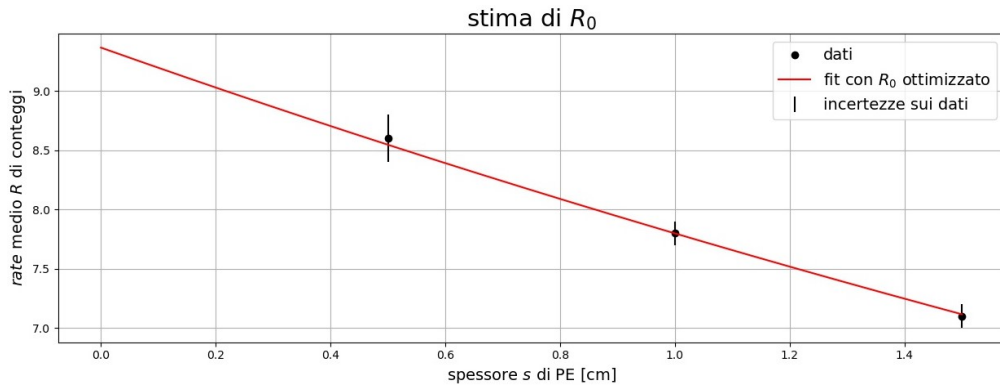


Figura 12: Rappresentazione dell'andamento esponenziale del *rate* medio di conteggi R in funzione dello spessore s .

6 Fonti

1. Coefficient μ/ρ , density ρ - Polyethylene HTML table format:

<https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/polyethylene.html>

²nel *fit* in questione è stato utilizzato un unico parametro libero R_0 , mentre per μ è stato impiegato il valore ricavato nell'equazione (15).