

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Simulazioni Monte Carlo delle proprietà ottiche di un
rivelatore per misure di flusso di neutroni ad alta
energia

Relatore:
Dott. Cristian Massimi

Presentata da:
Pietro Paolo Cecchini

Correlatore:
Prof. Gianni Vannini
Dott. Sergio Lo Meo

Sessione II
Anno Accademico 2015/2016

Abstract

I neutroni possono essere classificati in base all'energia e per anni lo studio sui neutroni si è focalizzato verso le basse energie, ottenendo informazioni fondamentali sulle reazioni nucleari. Lo studio per i neutroni ad alta energia ($E > 20$ MeV) ha ultimamente suscitato un vivo interesse, poiché i neutroni hanno un ruolo fondamentale in una vasta gamma di applicazioni: in campo medico, industriale e di radioprotezione. Tuttavia le informazioni sperimentali (sezioni d'urto) in nostro possesso, in funzione dell'energia dei neutroni, sono limitate, considerando che richiedono la produzione di fasci con un ampio spettro energetico e delle tecniche di rivelazione conformi ad essi. La rivelazione dei neutroni avviene spesso attraverso il processo di scintillazione che consiste nell'eccitazione e diseccitazione delle molecole che costituiscono il rivelatore. Successivamente, attraverso i fotomoltiplicatori, la luce prodotta viene raccolta e convertita in impulsi energetici che vengono registrati ed analizzati.

Lo scopo di questa tesi è quello di testare quale sia la migliore configurazione sperimentale di un rivelatore costituito da scintillatori e fotomoltiplicatori per quanto riguarda la raccolta di luce, utilizzando una simulazione Monte Carlo per riprodurre le proprietà ottiche di un rivelatore per misure di flusso di un rivelatore ad alta energia.

Indice

Introduzione	6
1. La fisica del neutrone	7
1.1. Neutroni	7
1.2. Reazione Nucleare	8
1.3. Interazione con la Materia	10
2. Apparatì sperimentali per la rivelazione del neutrone	13
2.1. Formula di Bethe-Bloch	13
2.2. Telescopio per Protoni di Rinculo	17
2.3. Scintillatori e Fotomoltiplicatori	19
2.4. Tecnica del Tempo di Volo	22
2.4.1. Problema del γ -flash	23
3. Simulazione Monte Carlo	25
3.1. Rivelatore PRT	25
3.2. Monte Carlo GEANT4	28
3.3. Analisi Dati	28
Conclusione	40
Bibliografia	42

Introduzione

Data la scarsità delle informazioni riguardanti lo studio dei neutroni ad alta energia, la ricerca descritta in questa tesi è spinta verso questo settore per ottenere una sezione d'urto di riferimento per i neutroni ad alta energia.

Il presente lavoro di tesi è incentrato sullo studio delle proprietà ottiche di un rivelatore per misure di flusso di neutroni ad alta energia, utilizzando una simulazione che si serve del metodo Monte Carlo. Nel Capitolo 1 si descriverà l'importanza, nella fisica nucleare, del neutrone e le sue interazioni con la materia. Inoltre verranno poi trattate le basi delle reazioni nucleari e della sezione d'urto. Nel Capitolo 2 si tratterà della rivelazione del neutrone, soffermando l'attenzione su alcuni apparati sperimentali, quali il telescopio per protoni di rinculo, scintillatori e fotomoltiplicatori. Si osserverà nel dettaglio l'equazione di Bethe-Bloch che descrive la perdita di energia di una particella e che è strettamente collegata al telescopio, inoltre si analizzerà la tecnica del tempo di volo e le problematiche sperimentali che bisogna affrontare (γ -flash). Infine nel Capitolo 3 si procederà con la descrizione della simulazione, ottenuta grazie al Monte Carlo Geant4. Verranno analizzati i dati ottenuti traendo delle conclusioni sulla discriminazioni delle particelle e su quale configurazione di scintillatore e fotomoltiplicatore sia più soddisfacente per la raccolta di luce.

Capitolo 1

La Fisica del Neutrone

1.1 Neutroni

Il neutrone è una particella di massa pari a $938,566 \text{ MeV}/c^2$, che ricopre un ruolo fondamentale nello studio delle reazioni nucleari. Fa parte dei nucleoni, ovvero dei costituenti del nucleo, insieme ai protoni, di cui però non condivide la carica. Infatti il neutrone non possiede carica elettrica, interagisce fortemente con i nuclei, ma non elettromagneticamente con i protoni e gli elettroni. L'assenza di carica elettrica fa del neutrone un efficace mezzo per studiare la struttura della materia nella sua totalità (nucleare, atomica e molecolare), infatti il neutrone riesce ad attraversare la barriera coulombiana nucleare ed interagire direttamente con il nucleo bersaglio.

Per ottenere delle informazioni sulla materia, si deve bombardare un bersaglio con un fascio di neutroni. Un sistema per produrre questo fascio è per spallazione, un metodo tramite cui, con un acceleratore di particelle cariche, si possono produrre appunto dei neutroni. La spallazione rappresenta l'effetto del bombardamento atomico con particelle di energia molto elevata ($>100 \text{ MeV}$) contro un determinato bersaglio che ad esempio, nel caso di produzione dei neutroni, è di piombo [1].

Poiché il neutrone, privo di carica elettrica, non ionizza direttamente

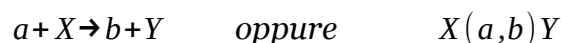
all'interno della materia, i rivelatori devono individuare tecniche di rivelazione adatte a questo tipo di radiazione. Il neutrone è soggetto solo alla forza nucleare forte, motivo per cui, data la natura a corto raggio di questo tipo di interazione e le ridotte dimensioni del nucleo, la radiazione risulta molto penetrante. Tuttavia la probabilità di interazione del neutrone con un materiale è bassa, poiché l'interazione forte agisce solo quando il neutrone si trova ad una distanza di 10^{-13} cm circa dal nucleo.

I neutroni sono prodotti attraverso reazioni nucleari e possono essere rallentati attraverso un processo chiamato 'moderazione dei neutroni', che consta nella collisione con atomi di determinati materiali e che permette di ottenere neutroni che posseggano le energie cercate. È utile perciò classificare i neutroni in base alla loro energia:

- con $E_n \simeq 0,025$ eV si dicono neutroni *Termici*
- tra $\sim 0,1$ eV $< E_n < 100$ KeV si dicono neutroni *Epitermici*
- tra 100 KeV $< E_n < 10$ MeV si dicono neutroni *Veloci*
- con $E_n > 100$ MeV si dicono ad *Alta Energia*

1.2 Reazione Nucleare

Si è detto che i neutroni sono prodotti da reazioni nucleari, ma in cosa consiste una reazione nucleare? Essa è un tipo di reazione che interessa il nucleo di un atomo di un elemento che viene convertito in un altro elemento con differente numero atomico, utilizzando le forze nucleari (forza nucleare forte e debole). È tipicamente scritta come:



dove

a = particella proiettile	b = particella leggera
X = bersaglio	Y = elemento pesante che si stanzerà sul bersaglio

È importante sottolineare come, dalla conservazione del quadri-impulso, si possano trovare le energie dei prodotti a partire dalle energie iniziali.

La probabilità con cui può avvenire una reazione è legata ad una grandezza misurabile chiamata sezione d'urto σ . La sezione d'urto è una grandezza intrinseca del singolo processo, ma si può pensare come l'area attorno al bersaglio all'interno della quale la particella incidente genera fenomeni di interazione tra i due corpi. Questa grandezza σ ha un'importanza fondamentale in fisica nucleare, poiché gran parte degli esperimenti nucleari avviene bombardando un bersaglio tramite un fascio di particelle; i dati di diffusione dei proiettili permettono di risalire alla forma del bersaglio, del proiettile ed al tipo di interazione tra di essi. Alcune sezioni d'urto sono state misurate con grande precisione e rappresentano uno standard che è riconosciuto ufficialmente a livello internazionale. Tali sezioni d'urto sono utilizzabili come modello nello studio dell'interazione della materia. Le sezioni d'urto di fissione sono tipicamente misurate rispetto al $^{235}\text{U}(n,f)$, che è la sezione d'urto standard dall'energia termica fino ai 200 MeV. Altra sezione d'urto importante per la ricerca è, tra le altre, quella del $^6\text{Li}(n,\alpha)$, che è usata soprattutto per le energie più basse, minori di 1 MeV (una panoramica generale delle sezioni d'urto standard è data in Fig. 1.1). Il problema consiste nello studiare la sezione d'urto per energia superiore a 200 MeV, poiché oltre questa soglia energetica non è disponibile nessun dato. Si possono perciò fare esclusivamente delle valutazioni basate su calcoli teorici. Inoltre l'unica reazione ben nota ad alte energie è lo scattering n-p, motivo per cui le reazioni neutrone-protone assumono una certa rilevanza [2].

Reaction	Neutron Energy Range	
	1987	2002-2005/06
H(n,n)	1 keV to 20 MeV	1 keV to 20 MeV
³ He(n,p)	0.0253 eV to 50 keV	0.0253 eV to 50 keV (1987 adopted)
⁶ Li(n,t)	0.0253 eV to 1 MeV	0.0253 eV to 1 MeV
¹⁰ B(n, α)	0.0253 eV to 250 keV	0.0253 eV to 1 MeV
¹⁰ B(n, $\alpha_1\gamma$)	0.0253 eV to 250 keV	0.0253 eV to 1 MeV
C(n,n)	up to 1.8 MeV	up to 1.8 MeV (1987 adopted)
Au(n, γ)	0.0253 eV, and 0.2 to 2.5 MeV	0.0253 eV, and 0.2 to 2.5 MeV
²³⁵ U(n,f)	0.0253 eV, and 0.15 to 20 MeV	0.0253 eV, and 0.15 to 200 MeV
²³⁸ U(n,f)	threshold to 20 MeV	2 to 200 MeV

Figura 1.1: la figura mostra le diverse sezioni d'urto standard prese come riferimento per le diverse energie. Come si può notare, lo studio risale all'anno 2015/06

1.3 Interazione con la materia

Poiché il neutrone ha carica nulla non interagisce con gli elettroni del materiale attraversato, ma può interagire solo con il nucleo. I modi per interagire sono sostanzialmente due: per scattering o per assorbimento.

Con il termine scattering si indica una diffusione del neutrone da parte del nucleo; difatti, quando accade ciò, la velocità e la direzione del neutrone cambiano, ma il nucleo conserva lo stesso numero atomico e anche lo stesso numero di neutroni. Inoltre può passare ad uno stato eccitato che porterà all'eventuale rilascio di radiazioni. In questo caso si parla di scattering anelastico, mentre lo scattering elastico è caratterizzato dalla conservazione dell'energia cinetica totale del neutrone e del nucleo. Lo scattering elastico è

particolarmente importante nella rivelazione per i neutroni con energia superiore al MeV poiché alcuni rivelatori posseggono un bersaglio con nuclei di idrogeno H il quale, non possedendo stati eccitati, vieta lo scattering anelastico e privilegia quello elastico. Un esempio che si analizzerà più nel dettaglio in seguito è dato dal telescopio per protoni di rinculo.

Se il neutrone non interagisce per scattering, allora si verifica l'interazione per assorbimento (o per cattura) [3]. Di seguito i diversi tipi di reazione:

- *diffusione elastica*: il neutrone non eccita il nucleo che rimane nel suo stato fondamentale. Tipicamente questa reazione si indica con $X(n,n)X$ oppure (n,n) ;
- *diffusione anelastica*: il neutrone eccita il nucleo che resta in uno stato eccitato e successivamente decadrà emettendo un fotone. Si indica con $X(n,n')X^*$;
- *cattura radioattiva*: il neutrone viene catturato dal nucleo che si porta ad uno stato eccitato e il ritorno allo stato fondamentale si ha solo mediante l'emissione di raggi gamma. Molto spesso il nucleo che si ottiene anche allo stato fondamentale è instabile per il decadimento beta. Viene indicato con (n,γ) ;
- *reazioni con emissione di particelle cariche*: l'energia di eccitazione del nucleo viene distribuita tra le sue componenti e, decadendo, può emettere particelle alfa (n,α) , protoni (n,p) o frammenti di fissione (n,f) .

Le reazioni di assorbimento sono la base per la rivelazione di neutroni a bassa energia, cioè con energia inferiore al MeV. Come si è accennato in precedenza, il ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ viene impiegato grazie alla sua sezione d'urto, ma non è l'unico elemento usato per le basse energie [4]; ad esempio si possono utilizzare anche il ${}^3\text{He}(n,p)$ ed il ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$, come si osserva in Fig. 1.2. Fino a 200 MeV si può usare anche il ${}^{235}\text{U}(n,f)$, ma per le energie più alte non si hanno sufficienti dati sulle sezioni d'urto e sono necessari studi più accurati. L'unica cosa che si può studiare quando parliamo di alte energie è la reazione di scattering neutrone-protone (già citata in precedenza), che può originare

anche una cascata adronica.

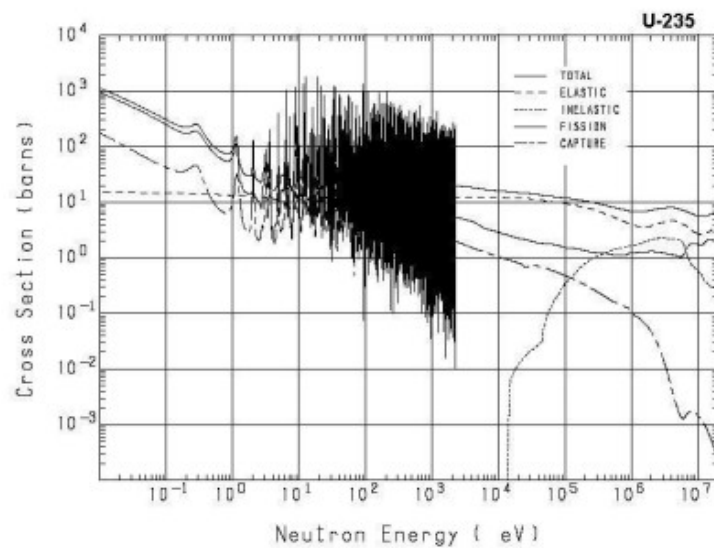
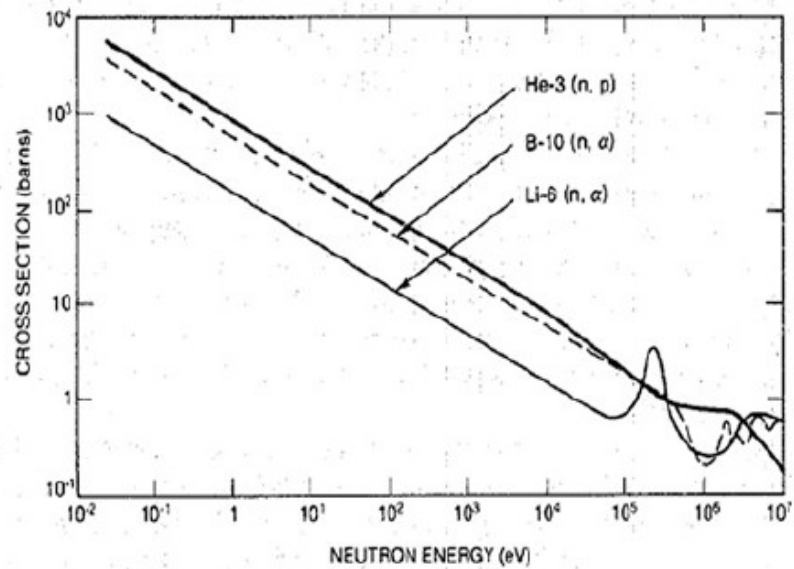


Figura 1.2: due esempi di grafici che esprimono la relazione della sezione d'urto in funzione dell'energia del neutrone. (Sopra) Grafico per il ^3H , ^6Li e ^{10}B , dove, al crescere l'energia, σ diminuisce ed i picchi sono le zone in cui le reazioni con i nuclei sono intensificate. (Basso) Grafico per il ^{235}U , dove si nota una zona altamente densa di picchi tra i 10 eV ed i 10^3 eV.

Capitolo 2

Apparati sperimentali per la rivelazione del neutrone

2.1 Formula di Bethe-Bloch

In generale due eventi caratterizzano il passaggio di particelle cariche nella materia:

- la perdita di energia dovuta principalmente agli urti anelastici con gli elettroni atomici
- la deflessione della particella dalla traiettoria iniziale, dovuta allo scattering elastico con i nuclei generalmente più pesanti delle particelle incidenti.

Gli urti anelastici sono quasi sempre i soli responsabili della perdita di energia delle particelle pesanti nella materia. In queste collisioni l'energia è trasferita dalla particella all'atomo, causando una ionizzazione o

un'eccitazione di quest'ultimo. La quantità trasferita in ogni collisione è generalmente una piccolissima frazione dell'energia cinetica totale della particella, tuttavia, quando si ha a che fare con un così elevato numero di collisioni, si crea una sostanziale perdita di energia che difficilmente si può ignorare. Se gli scattering elastici richiedono generalmente un trasferimento di una piccola parte dell'energia (a causa della maggiore massa del nucleo rispetto alla particella incidente), gli scattering anelastici si verificano con una certa probabilità, regolata dalla meccanica quantistica. Tuttavia, a causa del loro ampio numero per percorso macroscopico, le fluttuazioni nella totale perdita dell'energia sono basse ed è possibile lavorare con la media della perdita dell'energia per unità di lunghezza. Questa quantità è chiamata *stopping power* o $\frac{dE}{dx}$ ed è stata prima calcolata da Borh e poi estesa e corretta da Bethe, giungendo così alla formula di Bethe-Bloch. La formula è valida per tutte le particelle tranne che per gli elettroni poiché bisogna considerare singolarmente gli effetti quantistici per ogni particella [5]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

dove

r_e = raggio elettrone = $2,1817 \times 10^{-13}$ cm	z = carica della particella incidente in unità dell'elettrone
m_e = massa elettrone	$\beta = v/c$ della particella incidente
N_a = numero di Avogadro	$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$
I = potenziale di eccitazione medio	δ = Correzione della densità
Z = numero atomico del materiale assorbente	C = Correzione della shell
A = peso atomico del materiale assorbente	W_{max} = Trasferimento massimo dell'energia in una singola collisione
ρ = densità del materiale assorbente	

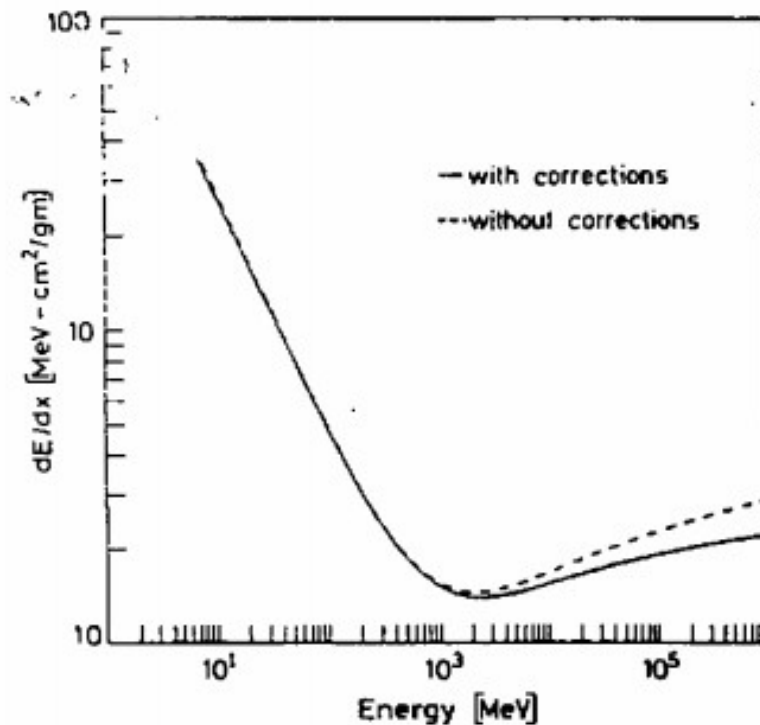


Figura 2.1: confronto della formula di Bethe-Bloch con e senza correzioni, calcolata per il rame

Pare opportuno soffermarsi sulle correzioni di densità e della shell della formula, poiché le correzioni portano un significativo cambiamento nell'andamento della formula di Bethe-Bloch, come si può osservare in Fig. 2.1. L'effetto di densità cresce perché il campo elettrico della particella tende a polarizzare gli atomi lungo il percorso; a causa di questa polarizzazione gli elettroni che sono lontani dal cammino di questa particella sono schermati dal campo elettrico. Le collisioni di questi elettroni fra di loro contribuiscono poco alla perdita di energia, mentre questo effetto diventa importante quando l'energia delle particelle cresce. La densità è importante poiché la polarizzazione sarà maggiore nei materiali più compatti che nelle sostanze più leggere. La correzione della shell tiene conto degli effetti che si hanno quando la velocità della particella incidente è paragonabile o più piccola della velocità orbitale dell'elettrone legato. A queste energie l'assunzione che l'elettrone sia

stazionario rispetto alla particella incidente non vale più e la formula non è più efficace.

Per le energie non relativistiche $\frac{dE}{dx}$ dipende dal fattore $\frac{1}{\beta^2}$ e decresce all'aumentare della velocità fino a $v=0,96c$, dove si raggiunge un minimo. Le particelle che si trovano a questo punto sono conosciute come '*minimum ionizing particles*' o minimo di ionizzazione. Quando l'energia cresce oltre questo punto, il termine $\frac{1}{\beta^2}$ diventa all'incirca costante e $\frac{dE}{dx}$ sale di nuovo a causa della dipendenza logaritmica della formula di Bethe-Bloch. La risalita relativistica è tuttavia cancellata dalla correzione sulla densità δ e quindi resta pressoché costante.

Una domanda sorge spontanea: quanto può penetrare una particella prima che perda tutta la sua energia? Inoltre se si assume che la perdita di energia sia continua, questa distanza dovrà avere un valore ben definito, ovvero uguale per particelle uguali con la stessa energia iniziale e lo stesso tipo di materiale. Questa quantità è chiamata *range* delle particelle e dipende dal tipo di particella, dal tipo di materiale e dalla sua energia. Sperimentalmente il range è determinato facendo passare un fascio di particelle ad una certa energia attraverso dei materiali e misurando il rapporto tra particelle trasmesse e incidenti.

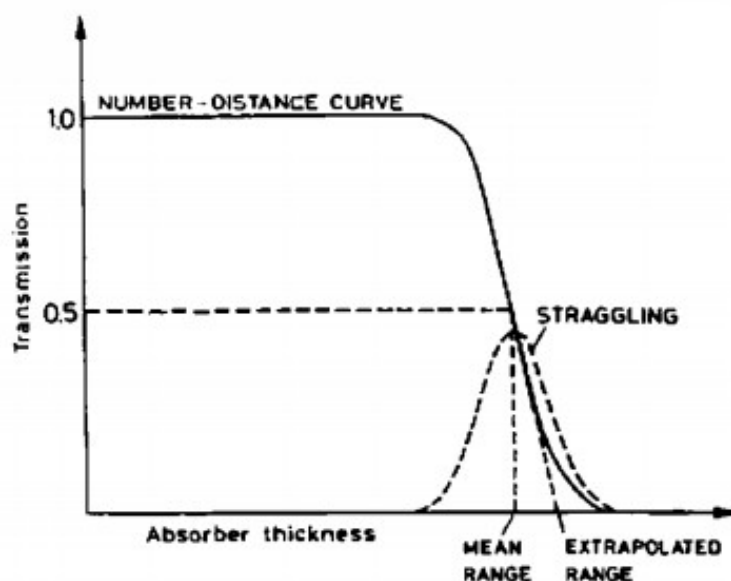


Figura 2.2: tipica curva che rappresenta il rapporto particelle uscenti-incidenti in funzione dello spessore del mezzo

Come si evince dalla Fig 2.2, la distribuzione dei range è tipicamente in forma gaussiana. Si può inoltre notare il range medio (*mean range*), che è il valore medio della distribuzione, ed il *range straggling* che è una distribuzione statistica dei range centrata su alcuni valori medi.

2.2 Telescopio per protoni di rinculo

Allo scopo di misurare un flusso di neutroni si utilizzerà un telescopio per protoni di rinculo che permette di raccogliere informazioni sull'interazione n-p che ha una sezione d'urto nota. Un telescopio per protoni di rinculo rivela i protoni prodotti dallo scattering n-p in una precisa geometria, infatti normalmente solo un certo angolo solido dei protoni uscenti è coperto. Questo telescopio consiste in due o più contatori, nei quali la radiazione da osservare passa attraverso ed è tipicamente assorbita del tutto nell'ultimo contatore, che ha generalmente il volume maggiore rispetto agli altri [6]. I contatori precedenti sono molto stretti in modo che le particelle perdano solo una

piccola quantità ΔE di energia per ogni contatore attraversato. Di solito i contatori ΔE sono scelti per la loro rapidità nel fornire dati; gli scintillatori plastici sono quelli più usati anche grazie alla varietà di forme e dimensioni con cui possono essere costruiti [7].

I telescopi per protoni di rinculo hanno diverse utilità e possono essere connessi ad una folta varietà di rivelatori. Di seguito considereremo solo un'applicazione, quella più funzionale per il nostro obiettivo finale: quella di identificatore di particelle, come in Fig. 2.3 . In particolare si prenderà in considerazione la tecnica che tiene conto della misurazione della perdita di energia nei contatori più stretti. Dall'equazione di Bethe-Bloch, si nota che $\Delta E \propto v^2$ per buona approssimazione, poiché i fattori tra le parentesi della formula sono piccoli per particelle non relativistiche. Così il prodotto $\Delta E \cdot E$ è uguale a $k z^2 M$, dove k è costante, dipendente dal materiale assorbente. Facendo il grafico $\Delta E/E$ si produce una famiglia di iperbole corrispondenti ai differenti valori di $k z^2 M$.

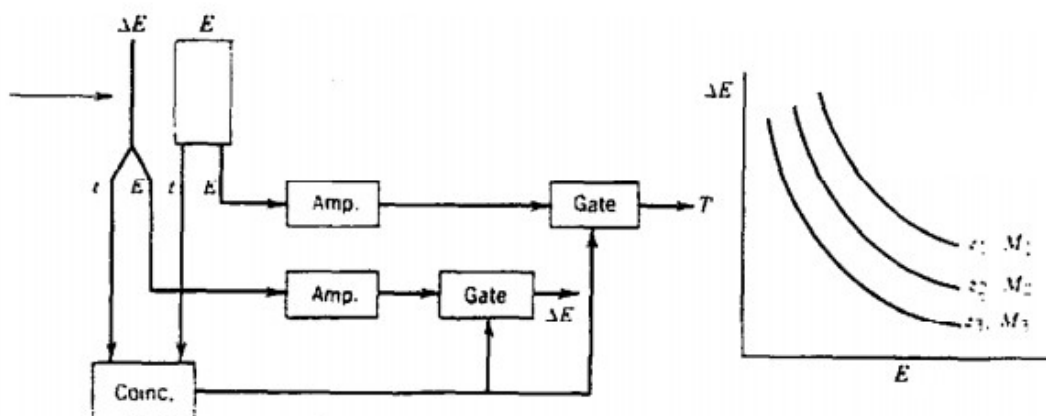


Figura 2.3: questa tecnica da una famiglia di iperbole che possono determinare sia z che M . Inoltre sapremo anche quanto varrà l'energia, ovvero $\Delta E = (kz^2M)/E$

Il telescopio che si userà per questo studio avrà un bersaglio di polietilene C_2H_4 , al fine di ottenere una densità di idrogeno sufficiente. Il bersaglio migliore per produrre scattering n-p sarebbe composto da solo

idrogeno H, ma questo risulta impossibile poiché il bersaglio che si otterrebbe sarebbe allo stato gassoso e non avrebbe sufficiente densità. Perciò è adatto il bersaglio di polietilene che presenta un rapporto stechiometrico favorevole tra idrogeno e carbonio [2]. Dopo aver messo un bersaglio contenente H sul fascio di neutroni, il telescopio verrà posizionato ad un determinato angolo per rivelare i protoni dalla reazione $H(n,p)n$, come si può vedere in Fig 2.4:

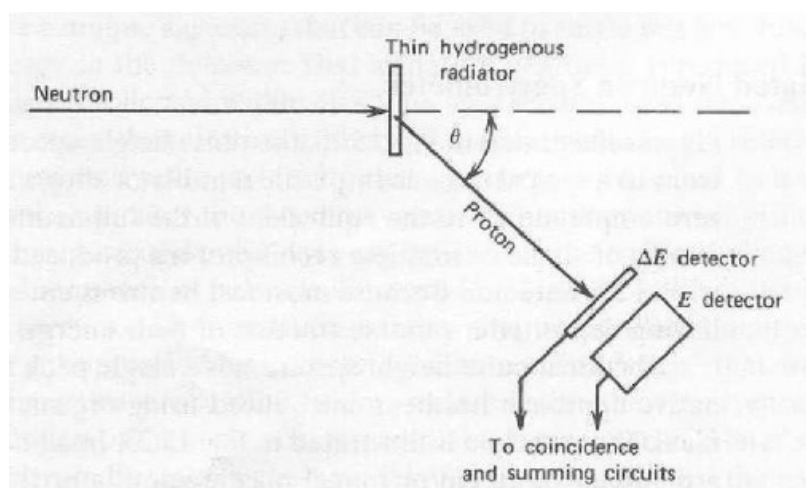


Figura 2.4: schematizzazione di un telescopio per protoni di rinculo

2.3 Scintillatori e fotomoltiplicatori

La rivelazione a scintillazione è indubbiamente uno dei metodi maggiormente usati per la rivelazione delle particelle in fisica nucleare e si basa sul fatto che alcuni materiali, una volta colpiti da radiazioni, emettano piccoli lampi di luce (per esempio una scintillazione). È possibile abbinare uno scintillatore ad un dispositivo di amplificazione, come per esempio un fotomoltiplicatore (o PMT, *photomultiplier* in inglese), per convertire le scintillazioni in impulsi energetici che possono essere contati ed analizzati.

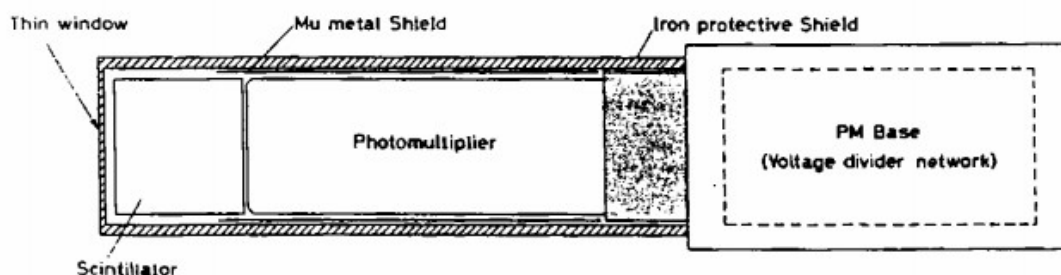


Figura 2.5: modello schematico di uno scintillatore

Generalmente uno scintillatore è composto da un materiale scintillante che è accoppiato otticamente ad un fotomoltiplicatore, o direttamente o tramite una guida di luce [5]. Quando la radiazione passa attraverso lo scintillatore, eccita gli atomi e le molecole che compongono lo scintillatore, causando l'emissione di luce. Questa luce è trasmessa al fotomoltiplicatore, dove è convertita in una debole corrente di fotoelettroni, che viene successivamente amplificata ed infine analizzata da un sistema elettronico.

I materiali scintillanti possiedono una caratteristica chiamata luminescenza; essa consiste nella capacità di assorbire e riflettere in forma di luce visibile vari tipi di energie (calore, luce, radiazione, ecc...). Se la riemissione avviene inferiormente ai 10^{-8} s il processo è detto fluorescenza, se invece è ritardata è detto fosforescenza.

Tra le informazioni più importanti che possono fornirci gli scintillatori vi sono:

- *la proporzionalità dell'energia*: sopra una certa energia minima, lo scintillatore si comporta in modo quasi lineare rispetto all'energia depositata. Ad esempio, l'emissione di luce è direttamente proporzionale all'energia di eccitazione (anche in accordo col fotomoltiplicatore che è un dispositivo lineare);
- *discriminazione sulla forma dell'impulso*: è possibile distinguere i tipi di particelle analizzando la forma dell'impulso della luce emessa.

Se si considera il numero N di fotoni emessi al tempo t , si nota che dipende dalla costante di decadimento τ_d secondo la legge esponenziale:

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_d}}$$

dove N_0 è il numero totale di fotoni emessi. Osservando questa legge, risulta chiaro che uno scintillatore, per essere efficiente, deve avere una bassa costante di decadimento, ma non solo; deve possedere anche un'alta efficienza per la conversione di energia di eccitazione in radiazione fluorescente ed infine deve essere trasparente per la sua stessa radiazione (per permettere meglio la trasmissione della luce).

Esistono diversi tipi di scintillatori: a liquidi organici, a cristalli organici, a cristalli inorganici, eccetera; quello che viene preso in considerazione per lo scopo di questo studio è lo scintillatore plastico, prodotto per la polimerizzazione di uno scintillatore organico dissolto in un solvente. Gli scintillatori organici sono composti di idrocarburi aromatici contenenti strutture ad anello di benzene collegate o condensate. Le caratteristiche che offrono gli scintillatori plastici sono: un segnale estremamente veloce con τ_d di circa 2-3 ns, alta emissione di luce, flessibilità (infatti vengono prodotti in varie forme e dimensioni).

La risposta all'emissione di luce di uno scintillatore si riferisce più specificatamente alla sua efficienza nel convertire l'energia di ionizzazione in fotoni, quindi essa dipende dal tipo di scintillatore, ma non solo; la risposta si differenzia anche a seconda del tipo di particella con una stessa energia che si usa. Quindi la relazione che lega la luce emessa L all'energia E non è una funzione lineare, bensì una funzione più complicata che tiene conto sia del tipo di particella che della specifica ionizzazione. Il primo che riuscì a spiegare questo comportamento fu Birks nel 1951, attraverso la sua formula:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}$$

dove A è l'efficienza assoluta dello scintillatore e kB è un parametro relativo alla densità di ionizzazione centrata in $\frac{dE}{dx}$. Birks scoprì che per piccole quantità di $\frac{dE}{dx}$ si aveva che $\frac{dL}{dx} \simeq \frac{dE}{dx}$, mentre per grandi quantità si ottiene $\frac{dL}{dx} \simeq \frac{A}{kB}$.

2.4 Tecnica del Tempo di Volo

Il tempo di volo (*TOF* dall'inglese *Time Of Flight*) indica la misura del tempo impiegata da un oggetto, una particella o un'onda per percorrere una certa distanza in un mezzo determinato. Utilizzando la tecnica del TOF si misura l'energia dei neutroni del fascio prodotto dalla facility n_TOF del CERN. Ciò permette di misurare l'andamento della sezione d'urto delle radiazioni indotte dai neutroni in funzione dell'energia dei neutroni incidenti [8]. Per la determinazione del TOF è necessario un segnale di *start* T_g , in cui il neutrone viene prodotto, un segnale di *stop* T_f , in cui avviene la rivelazione delle particelle prodotte dalla reazione indotta del neutrone, ed infine un tempo t_0 di offset: $TOF = (T_f - T_g) + t_0$.

Per conoscere la velocità v di un neutrone può risultare comodo usare il TOF, ma è altrettanto importante il tempo t_{mod} tra l'istante in cui viene creato il neutrone e quello in cui lascia il bersaglio. Così riusciamo a definire la velocità in dipendenza del TOF: $v = \frac{L}{TOF + t_{mod}}$, dove L è la distanza dal punto di produzione del neutrone ed il rivelatore. Conoscendo la velocità, si può anche calcolare relativisticamente l'energia cinetica del neutrone:

$$E = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = mc^2 (\gamma - 1)$$

2.4.1 Problema del γ -flash

È però presente un problema non insignificante nella rivelazione di neutroni ad alta energia con la tecnica del TOF, ovvero il problema del γ -flash. Questo fenomeno consiste nella grande presenza di fotoni nei processi di spallazione che arrivano al rivelatore prima di tutte le altre particelle presenti nel fascio e, così facendo, saturano il segnale del rivelatore, coprendo l'acquisizione degli eventi successivi fino a che il rivelatore non riprende a funzionare normalmente. Tuttavia questa interruzione nell'acquisizione dei segnali ha un risvolto positivo, ovvero quello di poter calibrare i rivelatori che si vogliono usare.

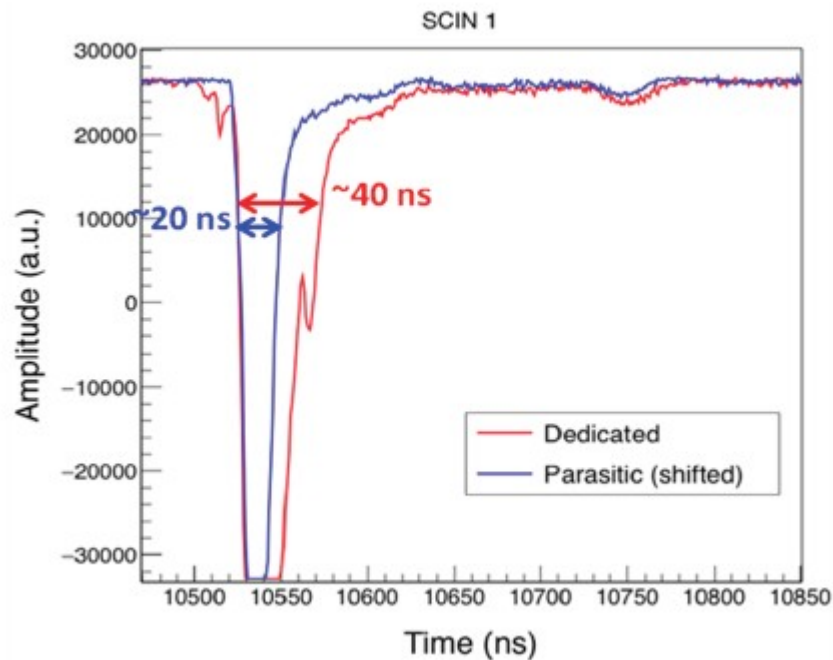


Figura 2.6: durata di un segnale γ -flash nello scintillatore BC408 nello studio svolto in EAR1 nella struttura n_TOF

Entrando più nel dettaglio, al fine di questo studio, si va ad esaminare la risposta al γ -flash dello scintillatore plastico BC408, che sarà quello utilizzato per il progetto. Insieme alla risposta al γ -flash si vuole individuare anche la massima energia dei neutroni in cui lo scattering n-p può essere misurato [2]. La Fig 2.5 mostra il γ -flash registrato per un fascio di impulsi parassiti (composto da un pacchetto di $3,5 \cdot 10^{12}$ protoni) e dedicati ($7 \cdot 10^{12}$ protoni). La durata del γ -flash è tale da ricostruire un segnale dei protoni se si verifica 40 ns dopo il γ -flash. Nell'area dove è stata svolto questo studio sul γ -flash dello scintillatore BC408, ovvero l'area sperimentale EAR1, un TOF di 667 ns corrisponde ad un'energia dei neutroni superiore a 1,5 GeV. Mentre il TOF del γ -flash è intorno ai 617 ns a 185 m dal bersaglio che produce i neutroni. Pertanto si è concluso che la presenza del γ -flash non pone particolari problemi se sono usati degli scintillatori come il BC408.

Capitolo 3

Simulazione Monte Carlo

3.1 Rivelatore PRT

Prima di procedere con la descrizione del rivelatore utilizzato in questo studio, è necessario soffermarci sull'aspetto del *range*. Attraverso il programma informatico SRIM (programma di simulazione Monte Carlo in grado di riprodurre il passaggio di particelle nella materia e calcolare sia l'energia persa sia la massima distanza che le particelle possono compiere) si è ottenuta una stima del range dei protoni attraverso un ideale rivelatore di densità pari a $9,9913 \cdot 10^{22} \text{ atomi/cm}^3$, composto da idrogeno H e carbonio C.

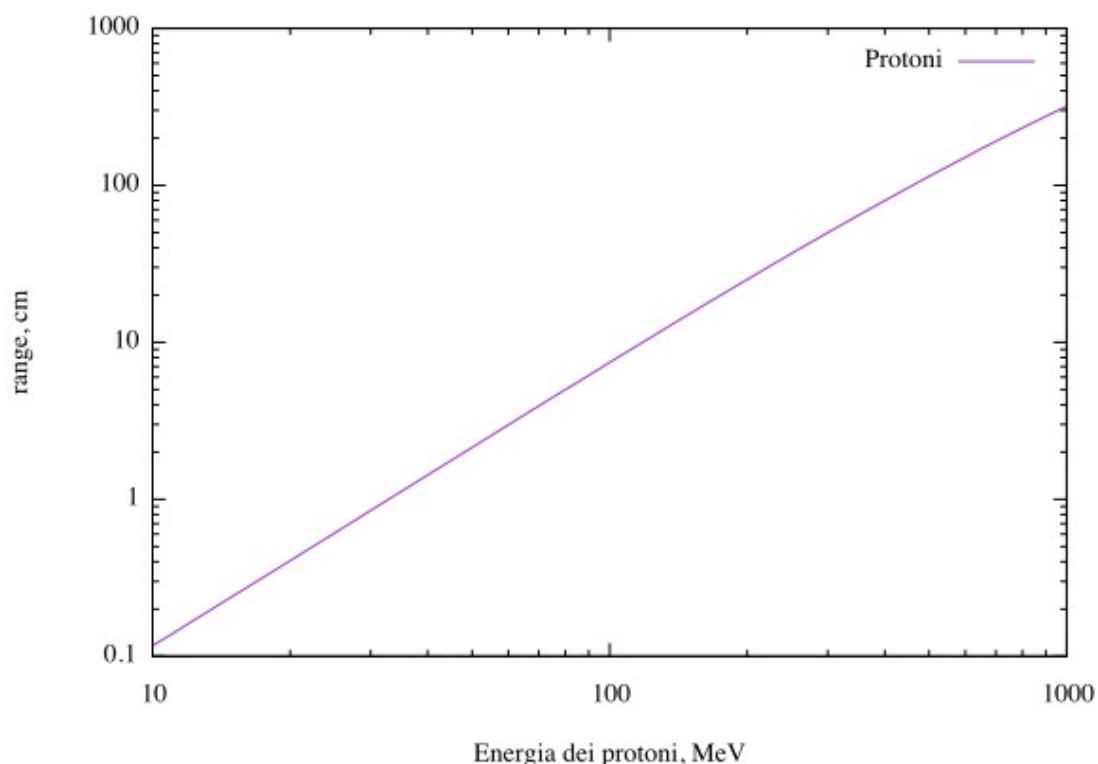
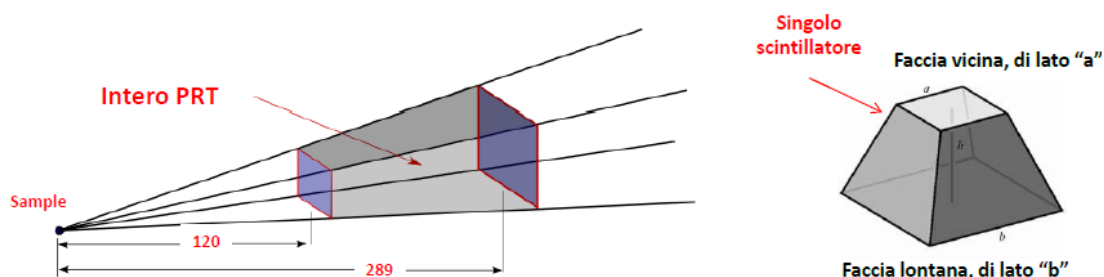


Figura 3.1: energia cinetica dei protoni – range che risulta lineare in scala logaritmica. Si osservi come per le energie che superano i 450 MeV, il range diventa dell'ordine del metro.

La Fig. 3.1 descrive il grafico che mette in relazione l'energia dei protoni in MeV, che occupa l'asse delle ascisse (partendo dai 10 MeV) e il range in cm, che occupa l'asse delle ordinate. È bene sottolineare che i protoni ad alta energia attraversano lunghe distanze perdendo pochissima energia. Ad esempio, avendo un protone con energia pari a 500 MeV, il range sarà pari a 1,14 m, perciò per comprendere appieno l'interazione con una particella di 1 GeV, è necessario un range di oltre 3 metri. Per poter osservare lo spettro completo di questa particella si avrà dunque bisogno di uno scintillatore di almeno 3 metri. Un'alternativa più semplice è quella di utilizzare la tecnica del TOF da cui si riesce a ricavare l'energia cinetica del protone.

In base a quanto detto in precedenza si è scelto il rivelatore PRT (dall'inglese *Proton Recoil Telescope*), che ha forma trapezoidale per avere un angolo solido costante e che è composto da quattro scintillatori di tipo

plastico, posizionati in successione (mostrato in Fig 3.2).



	Distanza faccia vicina dal campione (in mm)	Spessore "h" (in mm)	Lato faccia vicina "a" (mm)	Lato faccia lontana "b" (mm)
Silici (scatola)	120	10	30	30
Scint. 1	131	5	32.75	34.
Scint. 2	137	30	34.25	41.75
Scint. 3	168	60	42.00	57.00
Scint. 4	229	60	57.25	72.25

Figura 3.2: rivelatore PRT. Nello tabella sono descritte le varie dimensioni di ogni scintillatore che lo compongono

Il primo scintillatore è il più sottile dei quattro con uno spessore di 5 mm, il secondo ha uno spessore di 30 mm, il terzo di 60 mm, mentre l'ultimo è quello di dimensioni maggiori con uno spessore pari al terzo, ma con la faccia più lontana di area maggiore. Infine, per completare il tutto, vi sono due rivelatori di silicio di 300 μm di spessore. Si è prestata particolare attenzione ai due scintillatori al limite del rivelatore poiché lo studio è stato fatto proprio sulla base di questi, prendendo prima in considerazione quello sottile e successivamente quello più spesso in combinazione con uno o due fotomoltiplicatori.

3.2 Monte Carlo GEANT4

La simulazione utilizzata per analizzare le proprietà ottiche di un rivelatore per misure di flusso ad alta energia è stata possibile grazie al Monte Carlo GEANT4, che simula l'interazione delle particelle con la materia utilizzando il metodo Monte Carlo [9]. I dati di input necessari al Monte Carlo sono:

- l'energia della particella: i valori di energia scelti per questo studio sono di 10, 20, 30, 40, 50, 100 e 200 MeV e di 1 GeV;
- il tipo di particella: protone, particella α , eccetera;
- le coordinate che stabiliranno la posizione di entrata del fascio;
- la direzione del fascio: dal basso, dall'alto o perpendicolare alla superficie.

In output invece si otterrà l'energia depositata in MeV e il numero di fotoni in uscita sul fotocatodo.

3.3 Analisi dati

Le finalità di questa simulazione sono essenzialmente due: comprendere se la risposta (in luce) dello scintillatore dipende dal punto di ingresso del fascio di particelle e indagare la possibilità di discriminare i protoni rispetto ad altre particelle. Ricordo che lo studio considera i risultati dei due casi limite del rivelatore PRT, ovvero il primo scintillatore e l'ultimo, ai quali sono stati aggiunti prima un solo PMT e successivamente due PMT.

Procediamo sul tema della discriminazione delle particelle. Lo studio è stato svolto considerando 4 tipi di particelle: il protone p, le particelle α , il deuterio ^2H (o D) ed il trizio ^3H (o T). Queste particelle sono state esaminate utilizzando sempre prima un solo PMT e poi due PMT. I risultati ottenuti sono riportati di seguito nelle Fig. 3.4.

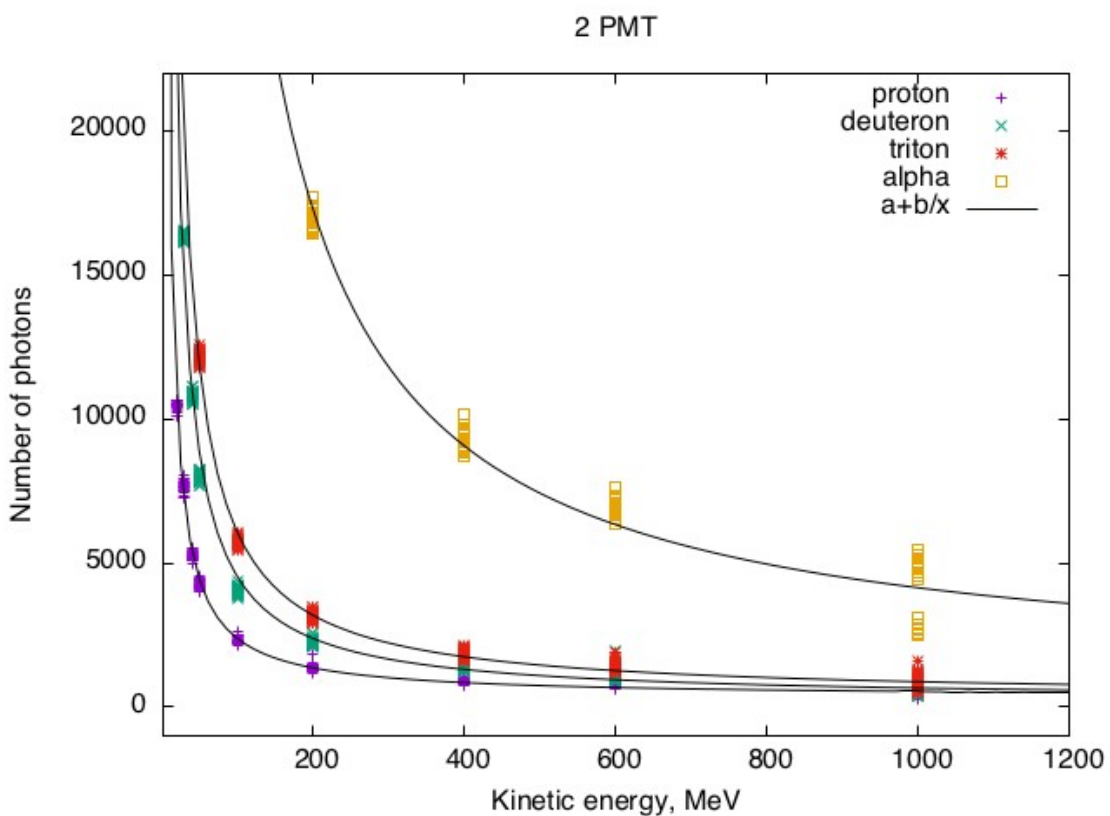
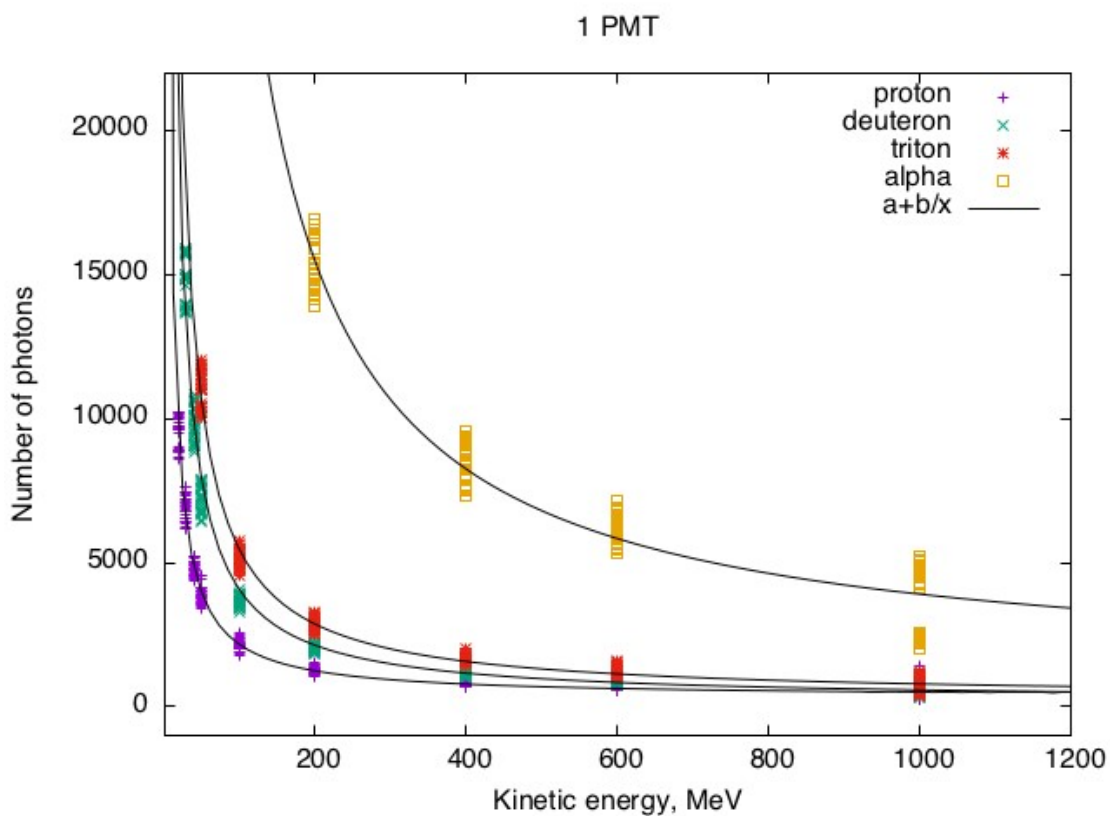


Figura 3.4: grafico energia cinetica – numero di fotoni nella configurazione (in alto) a un solo PMT e (in basso) a due PMT

I due grafici mettono in relazione il numero di fotoni con l'energia cinetica delle particelle. La particella α si distingue rispetto alle altre per il maggior numero di fotoni prodotti. Si vede che con 2 PMT il numero di fotoni raccolti è maggiore rispetto al caso di 1 PMT.

Determinare invece se la risposta in luce dello scintillatore dipende o no dal punto di ingresso del fascio di particelle è più arduo, poiché i casi da prendere in considerazione sono molteplici. Innanzitutto bisogna scegliere le posizioni d'ingresso del fascio di particelle. La Fig 3.5 illustra uno scintillatore visto frontalmente rispetto alla faccia con area minore.

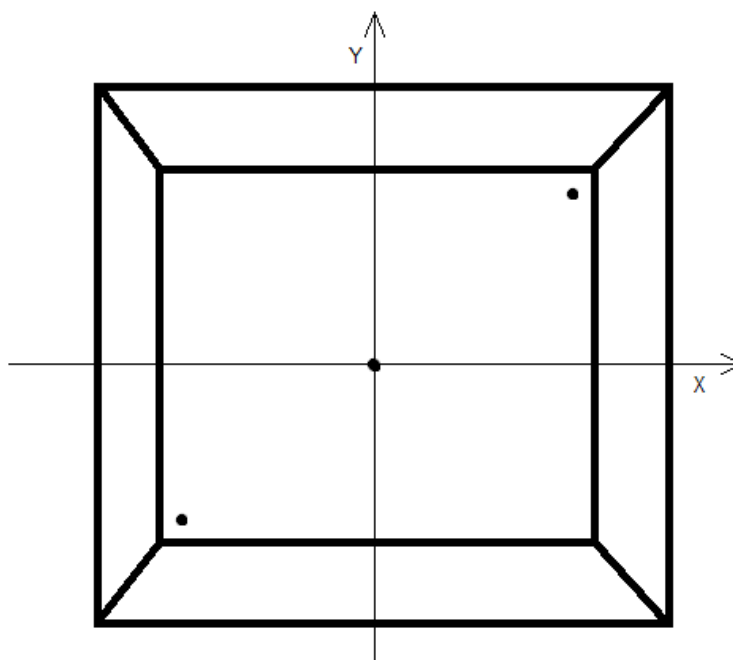


Figura 3.5: uno scintillatore visto frontalmente dalla faccia con l'area minore. I tre punti stanno ad evidenziare le tre posizioni su cui faremo incidere il fascio di particelle.

I punti scelti, evidenziati sul piano cartesiano sovrapposto allo scintillatore, sono stati selezionati arbitrariamente, volutamente distanziati per ottenere esiti il più possibile differenziati. Il primo corrisponde all'origine del sistema che coincide con il centro dello scintillatore, il secondo punto si trova nel secondo quadrante in alto a sinistra, mentre il terzo è situato nel

quarto quadrante in basso a sinistra. Nell'input del Monte Carlo GEANT4 sono state inserite le coordinate apposite di x e y per ogni posizione, senza modificare la coordinata z già impostata ed uguale per tutti i punti di ingresso.

Oltre la posizione è necessario considerare anche la direzione con la quale il fascio incide sul bersaglio. Sono state prese in esame tre direzioni: perpendicolare alla superficie, verso l'alto e verso il basso. Per ogni punto si deve verificare cosa accade nelle tre direzioni del fascio e per ogni direzione si deve prendere in considerazione sia la configurazione a un PMT sia quella con due PMT. Da ciò deriva un elevato numero di combinazioni possibili e di relativi grafici. Qui di seguito verrà preso come esempio il caso dello scintillatore di dimensioni maggiori in combinazione di un solo PMT.

Si ottengono diversi risultati in funzione alle tre direzioni possibili, per ognuna delle tre posizioni d'ingresso del fascio per un totale di nove depositi dati, utilizzati nella creazione dei grafici seguenti:

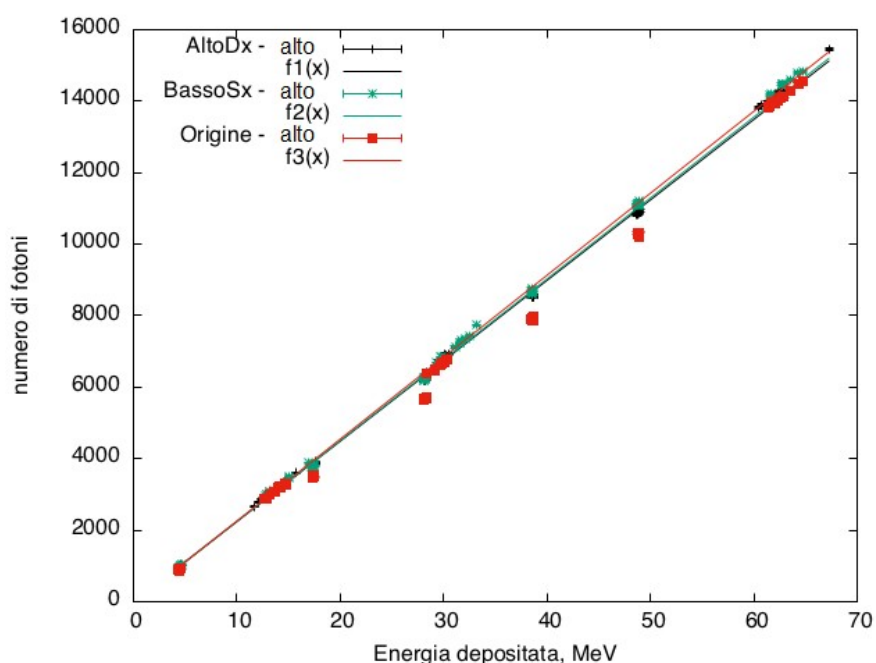


Figura 3.6: grafico energia depositata – numero di fotoni nelle tre posizioni scelte per una sola direzione, ovvero verso l'alto

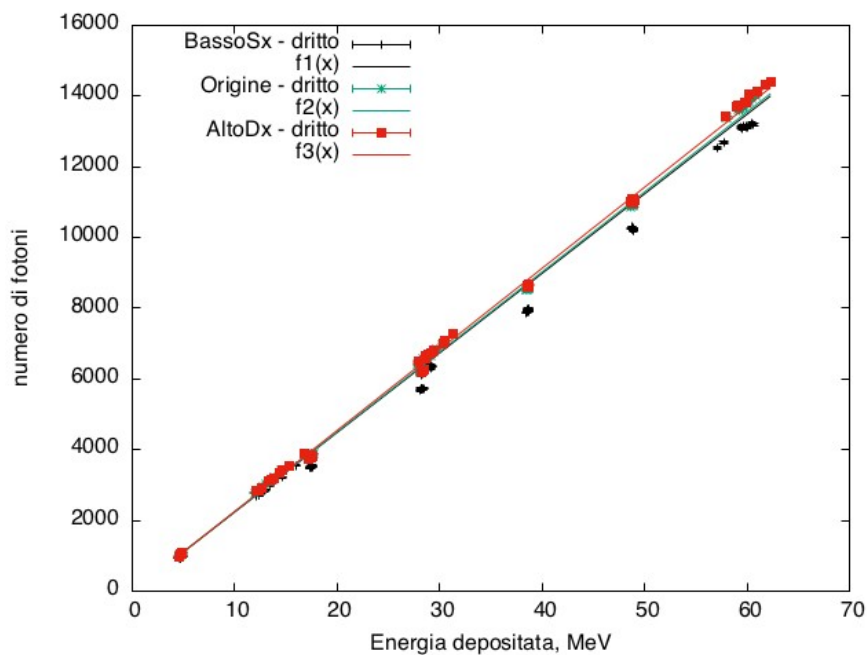


Figura 3.7: grafico energia depositata – numero di fotoni nelle tre posizioni scelte per una sola direzione, ovvero verso l'alto

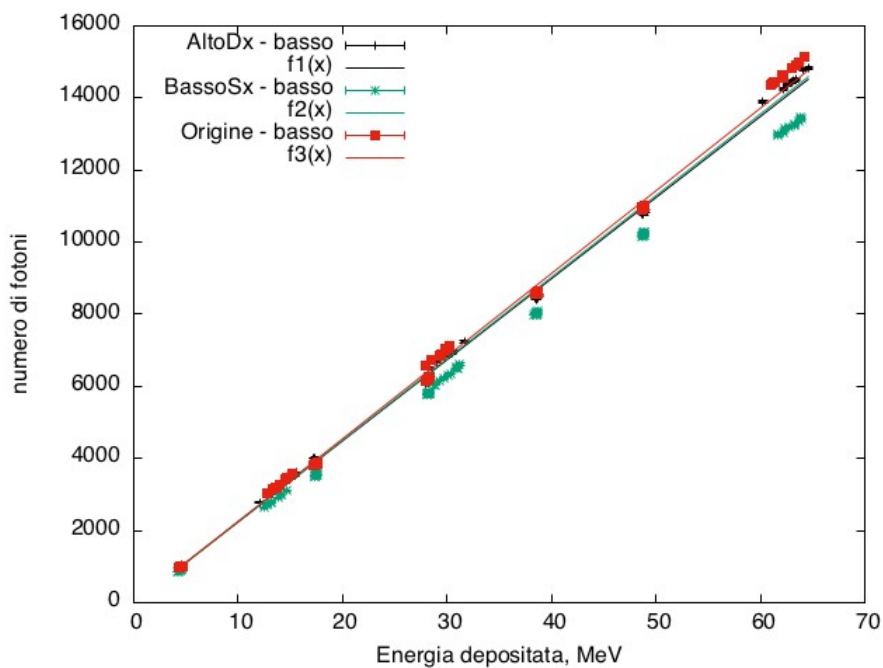


Figura 3.8: grafico energia depositata – numero di fotoni nelle tre posizioni scelte per una sola direzione, ovvero verso il basso

Questi grafici mettono in relazione il numero di fotoni con l'energia depositata, mostrandoci una certa linearità in scala logaritmica delle diverse funzioni e sono estremamente utili nell'individuare la *risoluzione* (o *spread*) finale della configurazione. La risoluzione indicherà quale è la configurazione ottimale per la raccolta di luce. Nei tre grafici successivi si può ottenere il valore dello *spread* nei tre casi: fascio diretto verso l'alto (Fig 3.9), fascio diretto verso il basso (Fig. 3.10) e fascio perpendicolare al bersaglio (Fig 3.11). Sull'asse delle ascisse si colloca l'energia depositata, mentre sull'asse delle ordinate il rapporto tra l'energia depositata ed il numero di fotoni (dati ricavati dai grafici in Fig. 3.6, 3.7 e 3.8). Nel caso della direzione verso l'alto e anche nel caso della direzione perpendicolare al bersaglio lo *spread* è circa del 10%, mentre quando il fascio è diretto verso il basso lo *spread* è circa del 12%.

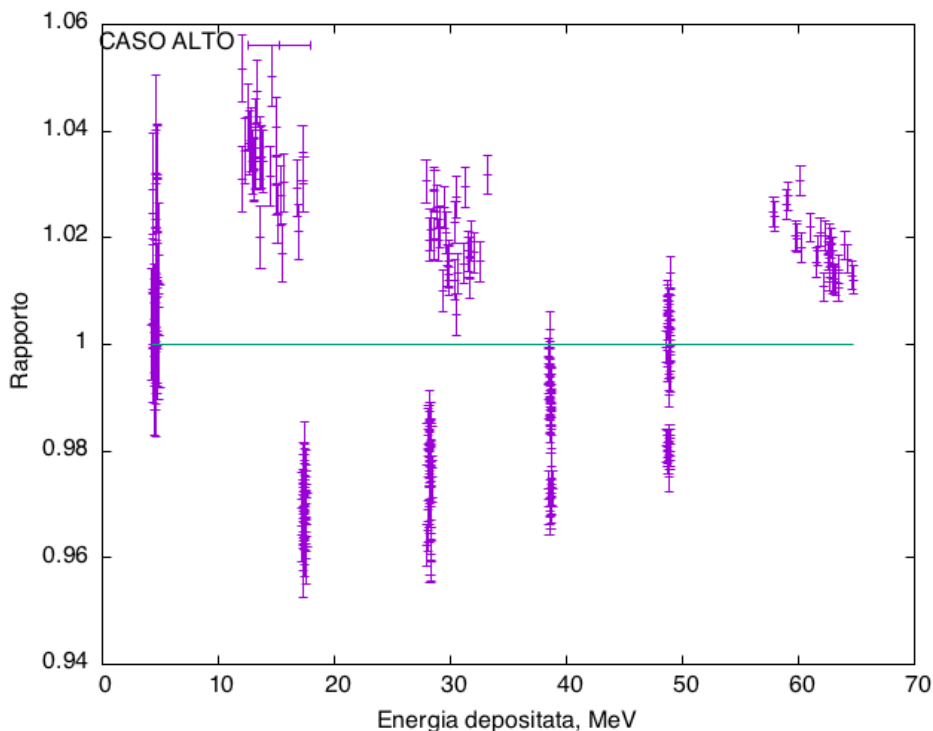


Figura 3.9: grafico che tiene conto delle tre posizioni d'ingresso del fascio tutte con direzione verso l'alto: lo *spread* è circa del 10%

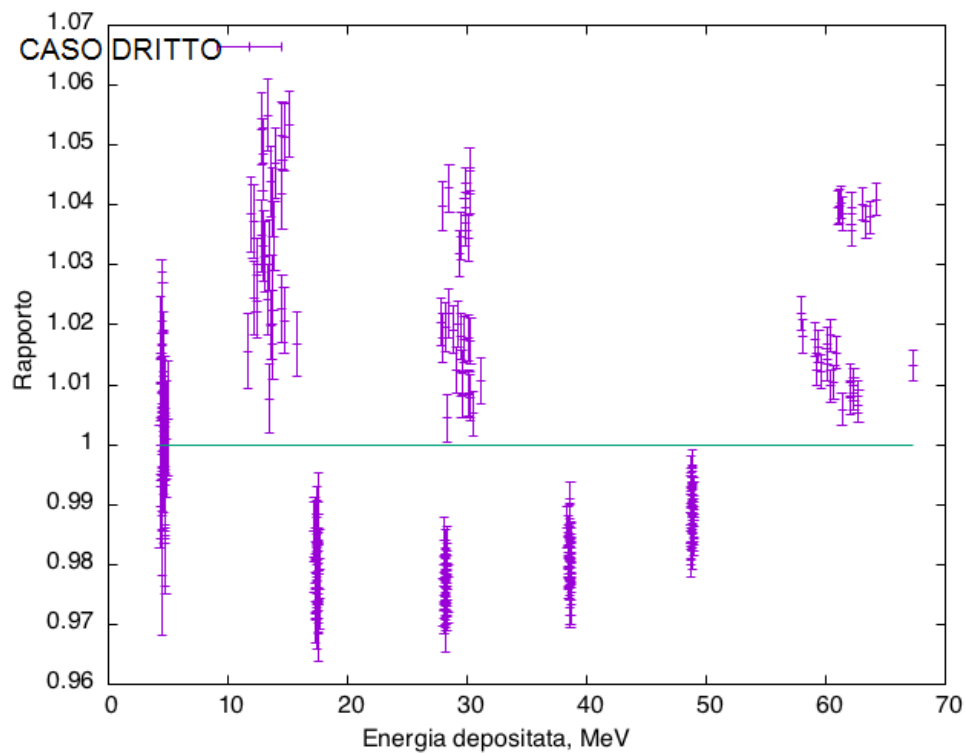


Figura 3.10: grafico che tiene conto delle tre posizioni d'ingresso del fascio tutte con direzione perpendicolare al bersaglio: lo spread è circa del 10%

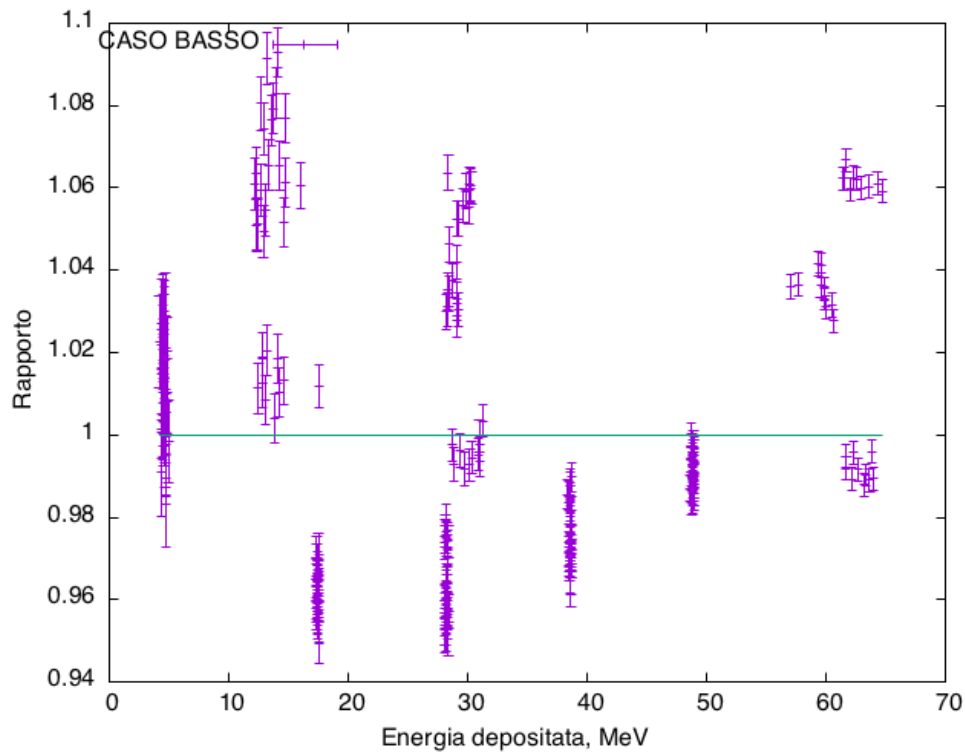


Figura 3.11: grafico che tiene conto delle tre posizioni d'ingresso del fascio tutte con direzione verso il basso: lo spread è circa del 12%

Per ottenere una rappresentazioni di tutti i dati ottenuti di questa configurazione, si costruiscono due grafici che riassumano le informazioni ottenute per la configurazione con uno scintillatore non sottile ed un solo PMT:

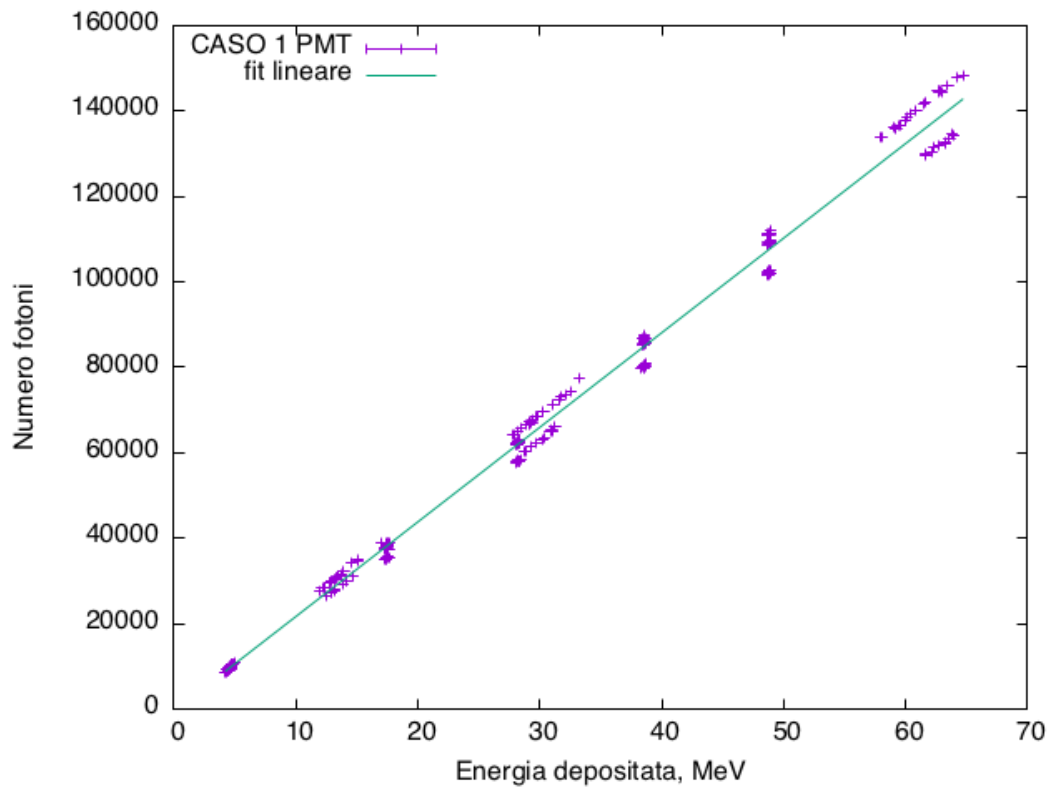


Figura 3.12: grafico energia depositata-numero di fotoni che descrive l'andamento generale della configurazione con lo scintillatore non largo ed un solo PMT, tenendo conto di tutte e tre le posizioni in tutte le possibili direzioni

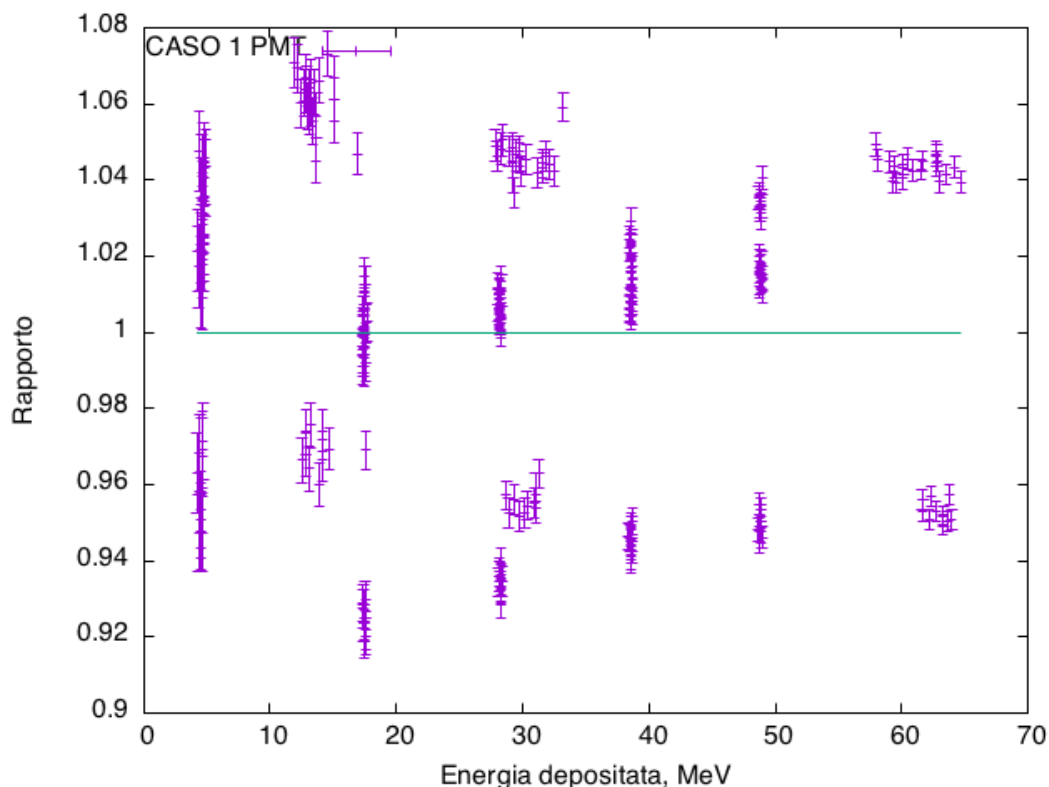


Figura 3.13: grafico in cui si osserva lo spread della configurazione con lo scintillatore non largo ed un solo PMT, tenendo conto di tutte e tre le posizioni in tutte le possibili direzioni. La risoluzione è circa del 14%

Il grafico in Fig 3.12 facilita il confronto tra i risultati ottenuti poiché racchiude i dati delle Fig 3.6, 3.7 e 3.8, ovvero il numero di fotoni e l'energia depositata per ciascuna posizione d'ingresso in ognuna delle tre direzioni. Invece la Fig 3.13 riassume tutti i dati delle Fig 3.9, 3.10 e 3.11, ovvero rappresenta contemporaneamente lo spread ottenuto nei tre casi di direzione.

Il procedimento spiegato nell'esempio precedente è stato ripetuto anche per le altre tre configurazioni, ovvero per quella con lo scintillatore non sottile con due PMT e quelle con lo scintillatore sottile con uno e due PMT. Di seguito verranno riportati solo i risultati finali, simili al grafico in Fig 3.13.

Per la configurazione con lo scintillatore non sottile con due PMT, si ha:

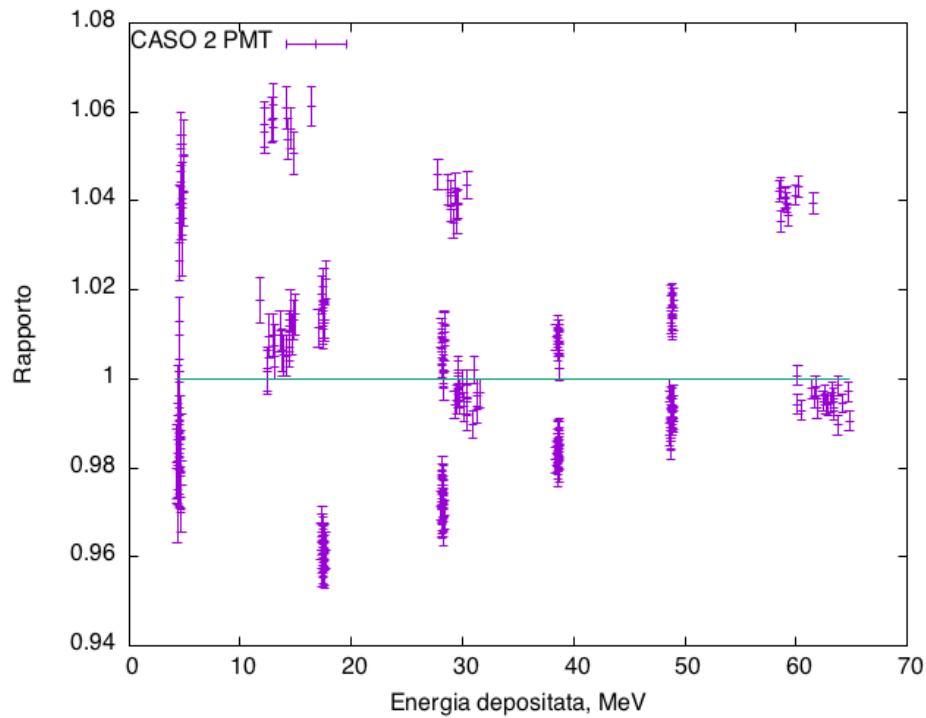


Figura 3.14: grafico in cui si osserva lo spread della configurazione con lo scintillatore non largo e due PMT, tenendo conto di tutte e tre le posizioni in tutte le possibili direzioni

Per quanto riguarda le configurazioni con lo scintillatore sottile, si riportano di seguito solo i grafici da cui è determinabile lo *spread* finale, riunendo in una sola immagine sia la configurazione con un solo PMT, sia quella con due PMT:

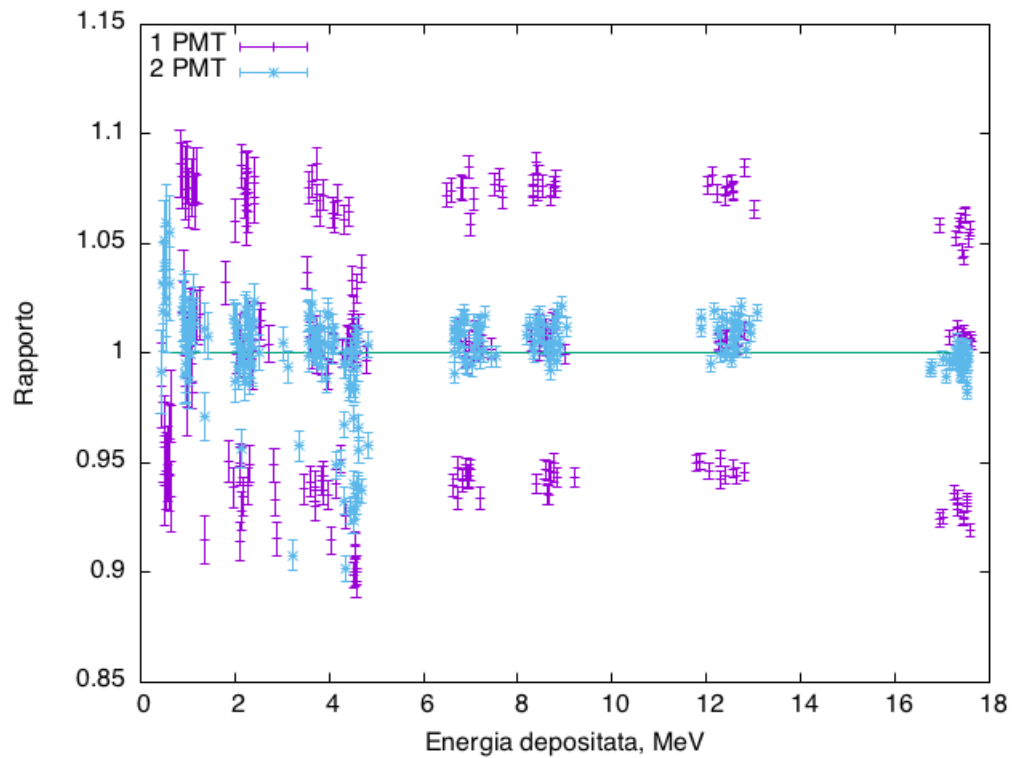


Figura 3.15: grafico che comprende le configurazioni dello scintillatore sottile sia con un PMT che con due PMT

Dalla Fig 3.15 si vede chiaramente la differenza tra la configurazione dello scintillatore sottile con uno e con due PMT, difatti la configurazione con con un PMT ha una risoluzioni circa del 15%, mentre quella a due PMT del 10% circa.

Conclusioni

Da questo studio sul rivelatore PRT per protoni ad alta energia si è visto che, per quanto riguarda la discriminazione delle particelle, risulta evidente come, sia nella configurazione ad un PMT sia in quella a due PMT, i protoni si possano distinguere dalle altre particelle per il numero di fotoni emessi, anche se la curva non si discosta particolarmente da quella del deuterio e del trizio. D'altro canto le particelle α si differenzia dalle altre distaccandosi nettamente per la maggior quantità di fotoni emessi.

Riguardo la risposta in luce, si è voluto mettere a confronto le configurazioni a uno e a due PMT tenendo conto delle tre posizioni in tutte le direzioni scelte. Risulta evidente la differenza tra la configurazione con un PMT e a due PMT: data la risoluzione la configurazione ottimale è quella a due PMT. L'esito non è del tutto sorprendente poiché una configurazione con due PMT permette di ricevere più impulsi energetici che una configurazione con un solo PMT; ciò significa una maggiore quantità di dati che permetteranno un'analisi più dettagliata e precisa.

Infine, lo studio mostra come nello scintillatore sottile, date le dimensioni ridotte, la raccolta di luce non venga influenzata in modo significativo dal punto di ingresso del fascio di particelle; diversamente nello scintillatore di maggiori dimensioni il punto di ingresso del fascio è determinante nella quantità di luce raccolta.

Bibliografia

- [1] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, Maurizio Spurio; *Particelle e interazioni fondamentali*; Springer Verlag; 2 edizione (14 giugno 2014).
- [2] L. Audouin, M. Barbagallo, D. M. Castelluccio, N. Colonna, L. Cosentino, I. Duran, P. Finocchiaro, J. Heyse, S. Lo Meo, C. Massimi, P.F. Mastinu, P.M. Milazzo, F. Mingrone, A. Musumarra, R. Nolte, C. Paradela, D. Radeck, P. Schillebeeckx, L. Tassan-Got, G. Vannini, A. Ventura; *Measurement of the $^{235}\text{U}(n, f)$ cross section relative to the $H(n, n)H$ reaction up to 1 GeV: test of a Proton Recoil Telescope, 2005*
- [3] P. Rinaldi; *Neutron Interaction with Matter*, cap 12
- [4] Sei-ichi Komoda & Sin-iti Igarasi (1978); *Neutron Cross Sections of Li-6*, Journal of Nuclear Science and Technology, 2012
- [5] W. R. Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*; Springer-Verlag, 1987

- [6] Doll, Eberhard, Fink, Hansmeyer, Heeringa, Klages, Krupp, Wilczynski, Wolf; *Status of neutron-proton scattering in the energy range from 20 to 70 MeV*, 1991

- [7] Kenneth S. Krane; *Introductory Nuclear Physics*; John Wiley & Sons, 1987

- [8] Schillebeeckx, Becker, Danon, Guber, Harada, Heyse, Junghans, Kopecky, Massimi, Moxon, Otuka, Sirakov, Volev; *Determination of resonance parameters and their covariances from neutron induced reaction cross section data*, 2012.

- [9] <https://cern.ch/geant4>