UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI
"FEDERICO II"

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base

Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica "Ettore Pancini"

Laurea Triennale in Fisica

Simulazione della Risposta del Rivelatore TOSCA per la Misura dei Frammenti di Fissione

Relatori:
Antonio Di Nitto
Emanuele Vardaci

Candidata:
Cristina Dipollina
Matr. *N*85001382

Anno Accademico 2020/2021

Indice

Introduzione **1**

1 Reazioni nucleari **4**
1.1 Classificazione delle reazioni 4
1.2 Frammenti di fissione nei processi binari 8
1.2.1 Modi di fissione 11
1.2.2 Quasifissione 12

2 Apparato Sperimentale e Codice **14**
2.1 Spettrometro a Tempo di Volo (TOF) 14
2.2 Modellizzazione 17
2.3 Codice di simulazione traiettoria 19
2.3.1 Interpolazione 22
2.4 Metodo Monte Carlo e distribuzioni delle variabili aleatorie 23

3 Simulazione **25**
3.1 Traiettoria singolo elettrone 25
3.2 Influenza delle distribuzioni sulla funzione di risposta e sulla risoluzione 27
3.3 Risultati 34
3.3.1 Isocronia 34
3.3.2 Risoluzione spaziale 37
3.4 Riassunto dei risultati 42

Introduzione

La fisica nucleare studia i nuclei e le loro interazioni. I nuclei sono costituiti da protoni e neutroni. L'energia di legame per nucleone, che si riferisce all'interazione tra le particelle che compongono il nucleo, è descritta da due modelli: il modello a goccia di liquido e il modello a shell. Il primo, attraverso la descrizione del nucleo come una goccia di liquido, è in grado di spiegare l'andamento generale dell'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa A, utilizzando la formula semiempirica delle masse (SEMF). L'energia cresce fino a A=56 in corrispondenza del Ferro, per poi saturare all'aumentare di A. Ciò vuol dire che per A elevati un singolo nucleone interagisce solo con i nucleoni più vicini. La SEMF descrive anche l'andamento appena decrescente di tale energia. Questo andamento, infatti, è rappresentato dalla presenza di termini che si riferiscono ad altre caratteristiche che intervengono nella descrizione macroscopica del nucleo: la forza di Coulomb, la forza superficiale, il termine dell'asimmetria del numero di protoni e neutroni e il termine di spin.
Tuttavia, l'energia di legame per nucleone presenta dei picchi, questi sono spiegati dal modello a shell, sviluppato in analogia con quello atomico: i nucleoni sono organizzati in livelli energetici, quando il numero di neutroni e protoni corrisponde a una chiusura di shell allora si ha un'energia di legame per nucleone più alta rispetto ai nuclei con un nucleone in più. I numeri di protoni e neutroni corrispondenti a una shell piena sono detti magici: N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (per Z fino a 82), per alcune teorie più recenti anche N = 184 è un numero magico.

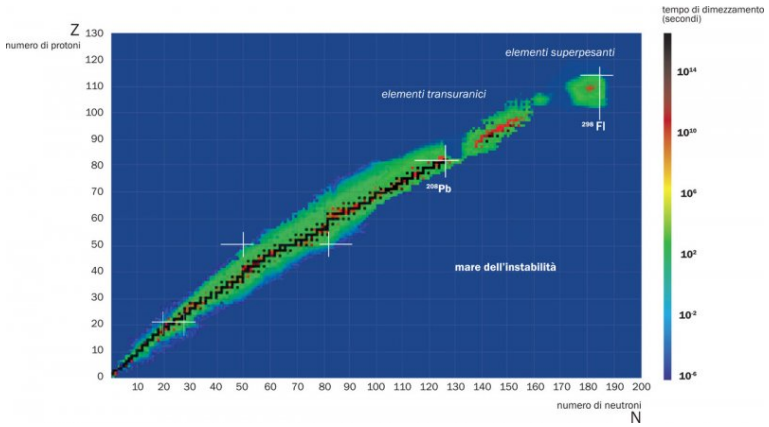

Figura 1: Carta di Segrè. La variazioni di colori è collegata alla variazione delle vite medie dei nuclidi come indicato a destra[3].

Tutti i nuclidi sono rappresentati sulla Carta di Segrè(Figura 1): sull'asse delle x è rappresentato il numero di neutroni N mentre sull'asse delle y il numero di protoni Z. Le linee bianche rappresentano i nuclidi doppiamente magici, cioè con numero magico sia di neutroni che di protoni. La Valle di Stabilità è composta da nuclidi stabili, rappresentati in nero, questi hanno tempi di dimezzamento confrontabili con la vita della Terra. Quando ci si allontana dalla Valle di Stabilità, le emivite diminuiscono. In particolare, intorno alla Valle sono presenti dei nuclei ricchi di protoni e di neutroni (in verde), che decadono nei nuclidi più stabili attraverso decadimento β^- o β^+. Altra regione dove sono presenti degli elementi stabili, per cui aumenta di nuovo la vita media, è la Penisola di Stabilità, che è separata dalla Valle da una zona di nuclidi molto instabili che decadono principalmente per emissione di particelle α. I nuclei che si trovano in questa regione della Carta sono i transuranici ($Z > 92$) e transattinoidi ($Z > 103$). Queste regioni sono circondate dal mare di instabilità, dove i nuclei non possono essere legati. Tuttavia, le teorie e le evidenze sperimentali degli ultimi decenni prevedono l'esistenza di un' Isola di Stabilità. Infatti, per Z e N molto grandi si osserva un'inversione di tendenza, cioè le vite medie tornano ad aumentare per cui si suppone la presenza di un ulteriore nucleo doppiamente magico ^{298}Fl ($N = 184 \quad Z = 114$). L'esistenza dei nuclei superpesanti e la loro relativa stabilità è da attribuirsi alla presenza degli effetti di shell, infatti il solo modello a goccia di liquido non è in grado di spiegare l'Isola di Stabilità.

Gli effetti di shell influenzano l'intera carta dei nuclidi. In particolare i nuclei ricchi di neutroni che si trovano nella parte bassa della Carta, detta Terra Incognita, sono un importante oggetto di studio poichè partecipano al processo r, cioè la cattura rapida di neutroni che porta alla formazione di elementi pesanti nelle stelle e alle esplosioni nelle supernove.

La linea di ricerca della sigla FORTE (Fission, Other Reactions and Terra Incognita Exploration) finanziata dall'INFN è incentrata sullo studio sperimentale degli effetti di shell e dei meccanismi di reazione nei sistemi pesanti. Le reazioni di principale interesse sono il trasferimento multinucleonico, per l'esplorazione della Terra Incognita e la fusione, per studiare la formazione dei nuclei superpesanti. Per le misure degli osservabili, necessari alla caratterizzazione dei processi di reazione, si utilizzano principalmente spettrometri a tempo di volo.
Nel mio lavoro di tesi ho studiato il sistema denominato TOSCA (Time-Of-flight sub-nano-second Spectrometer for Charged radiation Applications), sviluppando un codice per l'ottimizzazione del rivelatore modulare. Ho valutato la dipendenza della risoluzione spaziale e temporale in funzione delle configurazioni meccaniche e di tensioni applicate, ricostruendo la distribuzione spazio-temporale degli elettroni sull'area attiva. Nel primo capitolo ho introdotto le diverse tipologie di reazione che possono aver luogo a seguito delle collisioni fra nuclei pesanti a basse energie ($< 10MeV/nucleone$) e ho trattato i principali processi di decadimento dei nuclei eccitati. Nel secondo ho descritto l'apparato sperimentale, effettuando una modellizzazione del rivelatore , implementata nel codice di simulazione, e ho esposto le principali caratteristiche del Metodo Monte Carlo, necessarie a descrivere il problema fisico in esame.
Infine nell'ultimo capitolo, ho esposto i risultati della simulazione, in relazione all'ottimizzazione dell'apparato sperimentale TOSCA.

Capitolo 1

Reazioni nucleari

1.1 Classificazione delle reazioni

In fisica nucleare si studiano le caratteristiche dei diversi nuclidi attraverso le collisioni, processi nei quali nuclei atomici accelerati, nella forma di ioni, colpiscono una sottile lamina che contiene i nuclei atomici bersaglio.
I diversi tipi di reazione dipendono dalla sezione d'urto e dall'intensità del fascio. La sezione d'urto ha le dimensioni di un'area e rappresenta la superficie del disco attorno al nucleo che compone il bersaglio, tale che le particelle interagenti sono quelle le cui linee di volo intercettano il disco. E' quindi legata all'area efficace di interazione tra proiettile e bersaglio. Inoltre descrive la probabilità che una reazione avvenga. Si può definire anche la sezione d'urto differenziale per angolo solido che viene misurata andando a conteggiare le particelle deviate dal bersaglio in una certa porzione di angolo solido.
Ponendo attenzione alle reazioni tra ioni pesanti(cioè quelle per cui il proiettile è costituito da un fascio di ioni pesanti), utilizziamo un approccio semiclassico in quanto possiamo trascurare l'aspetto quantistico legato alla natura ondulatoria del fascio incidente, poichè la lunghezza d'onda di De Broglie è molto più piccola rispetto alle dimensioni dell'area efficace per l'interazione intorno al nucleo bersaglio. Il parametro di impatto è la distanza tra la linea di volo del proiettile e il nucleo bersaglio: si può calcolare il parametro d'urto minimo per cui il proiettile entra nel raggio della forza nucleare. In Figura 1.1, dove sono rappresentati i diversi processi di interazione tra due nuclei al variare del parametro d'urto, la linea tratteggiata definisce l'area efficace di interazione, quando il parametro d'urto è dell'ordine della somma dei raggi dei due nuclei l'interazione tra i due nuclei aumenta, poichè la linea di volo intercetta l'area efficace.
L'interazione dipende anche dall'energia del fascio. Per energie basse, al di sotto dell'energia della barriera coulombiana, per parametri di impatto anche uguali a zero (collisioni centrali) la repulsione coulombiana limiterà l'avvicinamento, il proiettile arriverà fino a una certa distanza dal bersaglio, detta distanza minima di avvicinamento, per poi ritornare indietro. Quindi in queste condizioni energetiche, per qualsiasi valore del parametro d'urto si avrà solo deviazione del fascio, cioè diffusione elastica.

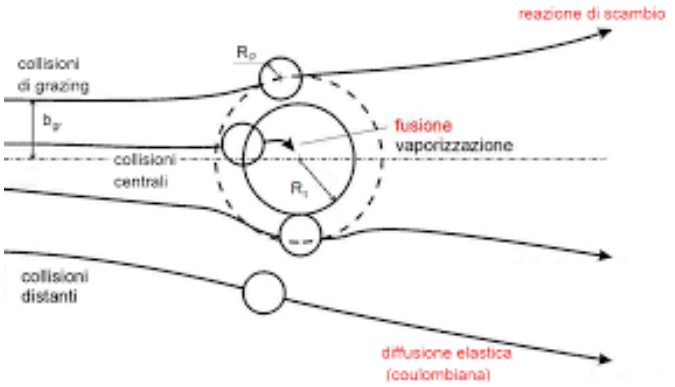

Figura 1.1: Collisioni per diversi parametri d'urto[12].

Per energie poco al di sopra della barriera Coulombiana (da 4-5 MeV/nucleone a 10 MeV/nucleone) si hanno diversi processi al variare del valore del parametro d'urto b:

- Collisioni distanti $b > b_{gr}$: in questo caso l'interazione è elettrostatica, poichè il contributo della forza nucleare è trascurabile. Si tratta di una collisione elastica con deflessione dell'atomo proiettile, dovuta appunto alla forza di repulsione coulombiana. La sezione d'urto elastica dipende dal parametro d'urto e dall'angolo di deflessione rispetto al centro di massa.

- Collisioni di grazing $b_{dir} < b < b_{gr}$: gr sta per grazing cioè radente, in questo caso il parametro d'urto è circa uguale alla somma dei due raggi dei nuclei coinvolti nella collisione $(R_p + R_t)$, la forza nucleare non è più trascurabile, si inizia ad avere sovrapposizione di materia nucleare. Si ha trasferimento di qualche nucleone. Il passaggio di energia e momento angolare è limitato e i prodotti di reazione sono simili a proiettile e bersaglio, per questo sono chiamate reazioni quasi elastiche. I tempi di scambio sono molto brevi $(\tau < 10^{-22}s)$.

- Collisioni ravvicinate $b_{fus} < b < b_{dir}$: reazioni ancora periferiche, viene trasferita molta energia al nucleo bersaglio. Ad esempio, considerato un fascio di neutroni incidenti su un bersaglio, il nucleo che lo compone si attiverà eccitandosi, per poi decadere tramite emissione di radiazione o di particelle α. Per collisioni ravvicinate tra nuclei pesanti si formano dei complessi dinucleari, in cui i due nuclei interagenti si comportano come una molecola, e si osservano delle risonanze molecolari. Questi tipi di reazioni sono dette profondamente inelastiche(deep inelastic reaction). Tempi di interazione $10^{-22}s < \tau < 10^{-20}s$.

- Collisioni centrali $b < b_{fus}$: in queste condizioni hanno luogo le reazioni di fusione completa, il proiettile e il bersaglio si 'fondono' per dare vita a un nucleo composto. Dopo aver raggiunto l'equilibrio termodinamico, il nucleo decade e può farlo in due modi: fissione o evaporazione. I tempi di interazione sono relativamente lunghi $\tau > 10^{-20}s$

Per poter avere un quadro generale sulle reazioni dobbiamo tenere conto anche del momento angolare. Infatti, il momento angolare del sistema composto dipende dal parametro d'urto secondo la relazione:

$$l = \mu v b \tag{1.1}$$

Dove μ è la massa ridotta del sistema, e v la velocità del nucleo proiettile
Per cui ricordando che la sezione d'urto altri non è che una superficie immaginaria intorno al nucleo bersaglio, che dipende dal parametro d'urto, allora è possibile definire la sezione d'urto differenziale per momento angolare e metterla in relazione con il momento angolare stesso. Osservando la Figura 1.2, l'andamento della sezione d'urto differenziale è triangolare e le linee tratteggiate rappresentano l'andamento reale, infatti si evidenziano le diverse zone di reazione. Ad esempio, per $l < l_{er}$ domina il processo evaporativo.

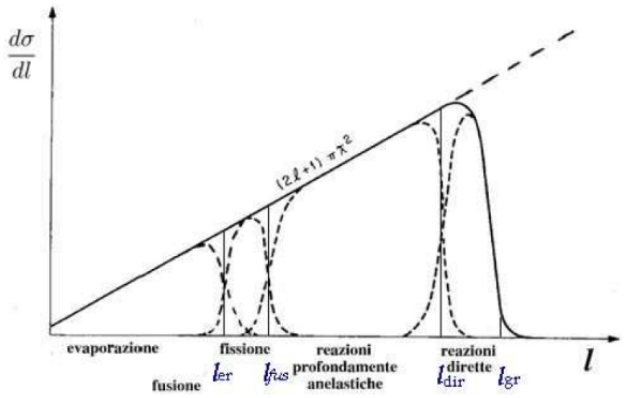

Figura 1.2: Sezione d'urto differenziale in funzione del momento angolare l.Si osservano i diversi meccanismi di reazione separati dalle linee tratteggiate[13].

E' importante analizzare il potenziale di interazione, in modo da descrivere i diversi processi tenendo conto delle forze in gioco nel sistema di reazione tra due nuclei. Secondo il modello semiclassico, il potenziale di interazione è composto da tre termini:

$$V(r) = V_c(r) + V_N(r) + V_{centr,l}(r) \tag{1.2}$$

- Termine repulsivo coulombiano:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_t Z_p e^2}{2r_C}(3 - \frac{r^2}{r_C^2}) & r < r_C \\ \frac{Z_t Z_p e^2}{r} & r > r_C \end{cases} \tag{1.3}$$

  Questo si ottiene considerando il nucleo bersaglio come una sfera uniformemente carica di raggio r_C e carica $Z_t e$.Di conseguenza il potenziale è ottenuto considerando il nucleo proiettile una carica puntiforme, di carica $Z_p e$.

- Termine nucleare attrattivo:

$$V_N(r) = V_0(1 + e^{\frac{r-R_V}{a}})^{-1} \tag{1.4}$$

dove V_0 è la profondità della buca di potenziale e $R_V = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, con r_0 raggio nucleare, che indica la larghezza della buca attrattiva.

- Termine centrifugo:

$$V_{centr}(r) = \frac{\hbar l(l+1)^2}{2\mu r^2} \tag{1.5}$$

è un termine repulsivo, che dipende dal momento angolare e dal momento di inerzia del sistema μr^2.

Analizzando l'andamento del potenziale possiamo notare che per $0 < l < l_{fus}$ il potenziale presenta una buca la cui profondità diminuisce all'aumentare di l, come mostrato in Figura 1.3 per uno specifica reazione.

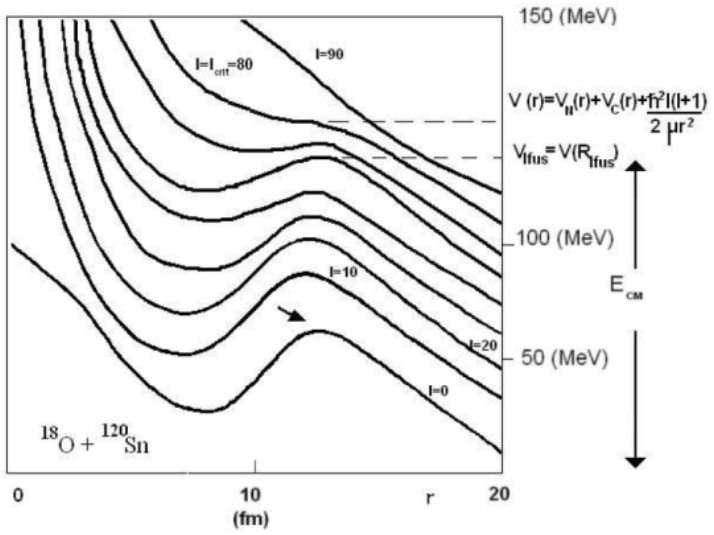

Figura 1.3: Grafico del potenziale in funzione della distanza tra bersaglio e proiettile al variare del momento angolare per la reazione $^{18}O + ^{132}Sn$. Il massimo momento angolare l_{fus} si ottiene eguagliando l'energia del centro di massa con la barriera di potenziale calcolata in corrispondenza della distanza $r = R_{l,fus}$ [13].

Classicamente, affinchè i due nuclei interagiscano, il proiettile deve essere accelerato in modo tale che l'energia cinetica relativa eguagli almeno la barriera di potenziale di interazione tra i due nuclei $V_l(R_l)$, cioè il proiettile deve riuscire a superare la repulsione coulombiana. In meccanica quantistica, i due nuclei possono interagire, attraverso l'effetto tunnel, anche se l'energia non è sufficiente a superare la barriera di repulsione.
In base a quanto detto fin ora, per energie abbastanza elevate (10 MeV/u) e parametri di impatto piccoli, si ha sovrapposizione di materia nucleare, cioè si risente dell'azione del potenziale attrattivo dovuto alla forza nucleare. Per la presenza di forze dissipative l'energia del moto relativo diminuisce, e il nucleo incidente rimane intrappolato nella buca di potenziale dove si fonde con il bersaglio.

La fusione però non è l'unica reazione possibile: per momenti angolari più alti, la probabilità di fusione diminuisce e si verificano altre reazioni come il trasferimento di nucleoni. Per $Z_t Z_p > 1600$ diminuisce la probabilità di fusione e aumenta quella di quasi fissione. Il processo di fusione del nucleo composto è quello più lento che porta all'equilibrio termodinamico, gli altri sono tanto più veloci tanto è minore la quantità di materia ed energia scambiata.
Se la fusione avviene, il nucleo composto si forma in stati eccitati, e può decadere negli stati fondamentali attraverso la fissione e/o l'evaporazione. In particolare, l'evaporazione consiste nell'emissione di fotoni e particelle che contribuiscono a sottrarre energia e momento angolare al nucleo composto; compiuta la cascata evaporativa i prodotti restanti sono chiamati residui di evaporazione. Per valori di $l > l_{er}$ la profondità della buca diminuisce come si vede in Figura 1.3. La riduzione della barriera di fissione aumenterà la probabilità di decadimento in questo canale, quindi si avrà la separazione del nucleo composto in due frammenti. Questa può essere preceduta dall'evaporazione di fotoni o altre particelle, che costituiscono le particelle di pre-scissione.
Secondo la teoria di Bohr, la fase di decadimento è indipendente della formazione del nucleo composto. Tuttavia, per popolamento di stati eccitati ad alta energia, in cui si ha un continuo di livelli energetici, si utilizza un approccio statistico che mette in relazione la sezione d'urto di fusione con ogni canale di decadimento energicamente consentito. I canali di decadimento di interesse sono la fissione e l'evaporazione:

$$\sigma_{FUS} = \sigma_{FF} + \sigma_{ER} \tag{1.6}$$

Quindi la misura delle sezioni d'urto di fissione ed evaporazione è fondamentale per la misura della sezione d'urto di fusione, che descrive la probabilità di formazione del nucleo pesante.
Gli elementi superpesanti sono caratterizzati da un'alta fissilità, per tale motivo il contributo dominante alla sezione d'urto di fusione è la fissione. La misura della sezione d'urto di fusione è facilmente ricavabile dalla misura dei frammenti di fissione.
Tuttavia poichè i frammenti di fissione sono prodotti anche nei processi di quasi fissione, è necessario effettuare la misura di più osservabili in modo da distinguere i frammenti di fissione da quelli di quasifissione.

1.2 Frammenti di fissione nei processi binari

In questo paragrafo, saranno analizzati i diversi modi di fissione e sarà introdotto il processo binario di Quasifissione (QF).
La presenza di una barriera di fissione contribuisce alla stabilità del nucleo composto. In Fig 1.4, è rappresentato il valore della barriera di fissione, secondo il modello a goccia di liquido, sotto una specifica condizione di asimmetria di massa, cioè il rapporto tra la massa di un frammento e la somma delle masse di entrambi i frammenti. L'altezza della barriera di fissione per i nuclei più leggeri è elevata e per questo la fissione poco probabile, come si vede in Figura 1.4. Per i nuclei più pesanti si ha un minimo della barriera per asimmetria uguale a $0,5$, quindi è molto probabile la fissione simmetrica.

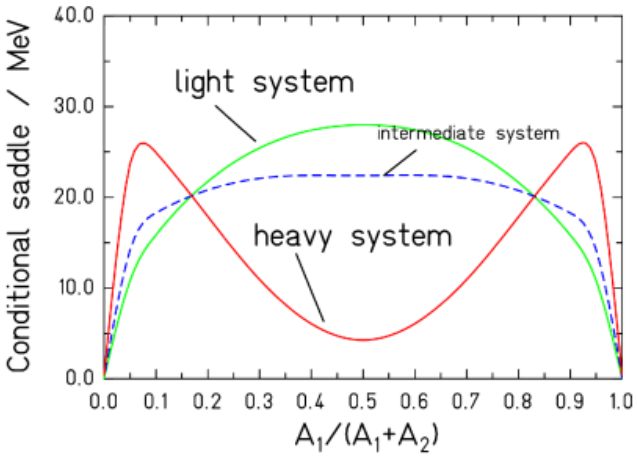

Figura 1.4: Rappresentazione dell'altezza della barriera di fissione in funzione dell'asimmetria di massa secondo il modello a goccia di liquido[7].

In realtà questo approccio attraverso il modello a goccia di liquido vale solo per i nuclei più leggeri, intorno alla Valle di Stabilità, per i quali la fissione avviene ad elevata energia di eccitazione e generalmente è indotta attraverso il bombardamento con particelle cariche o neutre relativamente energetiche. Per i nuclei più pesanti, la barriera di potenziale è più bassa in corrispondenza di parametri di fissione più elevati, per cui sono sufficienti particelle meno energetiche per far avvenire la fissione. Le basse energie sufficienti per la fissione non rendono trascurabili gli effetti di shell e il numero elevato di protoni e neutroni in gioco rendono accessibili diversi percorsi di separazione del nucleo che originano i diversi modi di fissione. Per energie di eccitazione alte, gli effetti di shell sono attenutati, in quanto si ha un continuo di livelli energetici, quindi vale quanto è stato detto sulla base del modello a goccia di liquido.
Questi effetti di shell per i nuclei superpesanti tendono ad aumentare la probabilità di sopravvivenza alla fissione, durante la diseccitazione dei nuclei composti, formati con energia di eccitazione elevata tra 30-40 MeV. Infatti, per questi nuclei la vicinanza alla doppia chiusura di shell ($N = 184, Z = 114$) determina un aumento della barriera di fissione rispetto a quanto previsto dal modello a goccia di liquido. Di conseguenza, per descrivere il processo di fissione per tutti i nuclei sulla Carta di Segrè si deve tener conto sia del modello a goccia di liquido, che dà una descrizione macroscopica del processo, sia del modello a shell, che invece fornisce un approccio microscopico che tiene conto della struttura interna del nucleo.

La differenza tra la descrizione del modello a goccia di liquido e quella che tiene conto anche del modello a shell si può approfondire andando a studiare l'andamento delle superfici di potenziale in funzione dell'asimmetria di massa e dell'elongazione del nucleo. In Figura 1.5(a) è rappresentata la superficie di Potenziale per un nucleo tenendo conto della repulsione coulombiana e dell'energia di attrazione superficiale. Guardando a questo andamento il nucleo inizialmente sferico che si trova in uno stato fondamentale inizia a deformarsi lungo lo zero dell'asimmetria di massa, finchè non raggiunge il massimo dell'energia potenziale, continua la sua

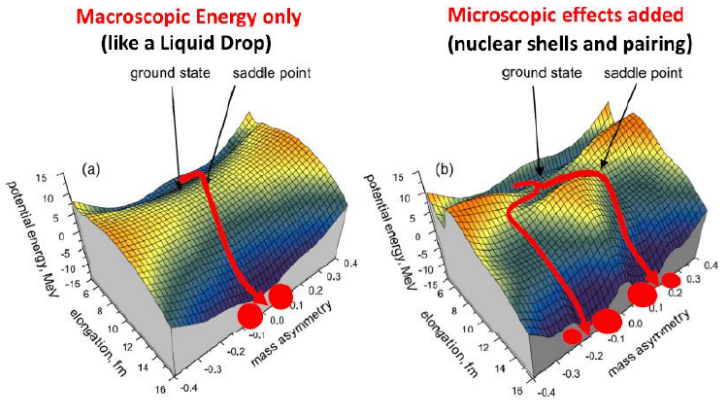

Figura 1.5: Grafico delle superfici di potenziale (PES) in funzione della asimmetria di massa e dell'elongazione del nucleo. Nella Figura (a) è rappresentata la PES tenendo conto solo del modello a goccia di liquido, mentre in (b) è rappresentato il potenziale tenendo conto anche degli effetti di shell[9].

deformazione raggiungendo un punto di scissione e dividendosi in due frammenti simmetrici (percorso linea rossa in Figura). La superficie che descrive il potenziale, in Figura 1.5(b), tiene conto anche degli effetti di shell: presenta delle valli e dei punti di sella che posso portare a diversi tipi di fissione con una divisione asimmetrica del nucleo iniziale.

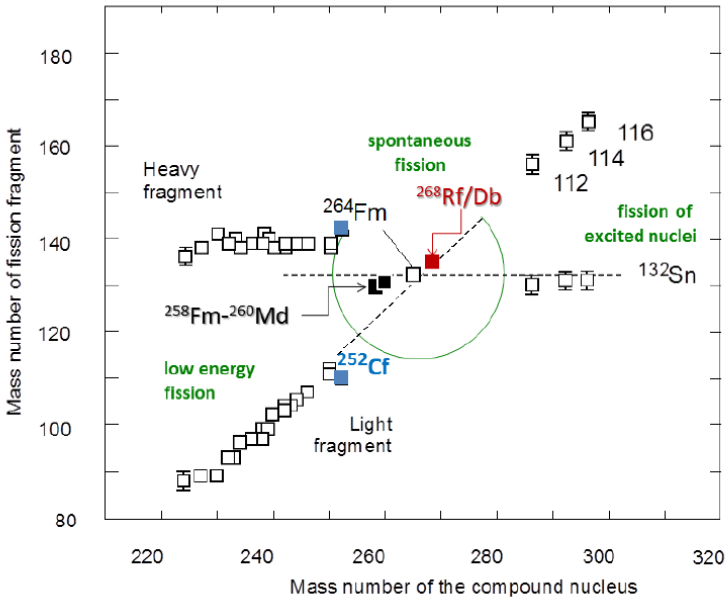

Figura 1.6: Schema che rappresenta le masse dei diversi frammenti di fissione per i nuclei pesanti. Sull'asse delle x il valore della massa del nucleo composto sull'asse delle y il valore della massa dei frammenti fissione[6].

In Figura 1.6, sono rappresentati i diversi modi di fissione al variare del numero di massa A del nucleo composto: per $A < 250$ si ha una bassa barriera di fissione con separazione asimmetrica del nucleo, il frammento più leggero ha massa $80 < A < 116$, mentre quello pesante ha massa circa uguale a 140 (vicino allo ^{132}Sn), intorno a una chiusura di shell; per $260 < A < 280$, si ha fissione simmetrica (regione del Fermio); per $A > 280$ si ha di nuovo fissione asimmetrica.

1.2.1 Modi di fissione

La fissione simmetrica può avvenire attraverso deformazioni del nucleo diverse, che definiscono i modi di fissione.
Nella regione del Fermio, a distribuzione di massa simmetriche per i frammenti corrispondono due distribuzioni di energia cinetica, che sono indicative di due diversi modi di fissione.
La misura delle energie cinetiche mostrano una distribuzione che indica la presenza di due processi il cui contributo varia in funzione del nucleo considerato. Questo fenomeno può essere spiegato tenendo conto dei diversi cammini che il nucleo può effettuare per giungere ad una configurazione di scissione. Se il percorso che segue è breve, si ha minore dissipazione di energia, i frammenti hanno una forma più sferica associata ad un energia cinetica maggiore. Invece, l'energia cinetica minore è associata a configurazioni di scissione in cui i frammenti sono più deformati e i centri dei nuclei più distanti, per cui la repulsione coulombiana è minore.

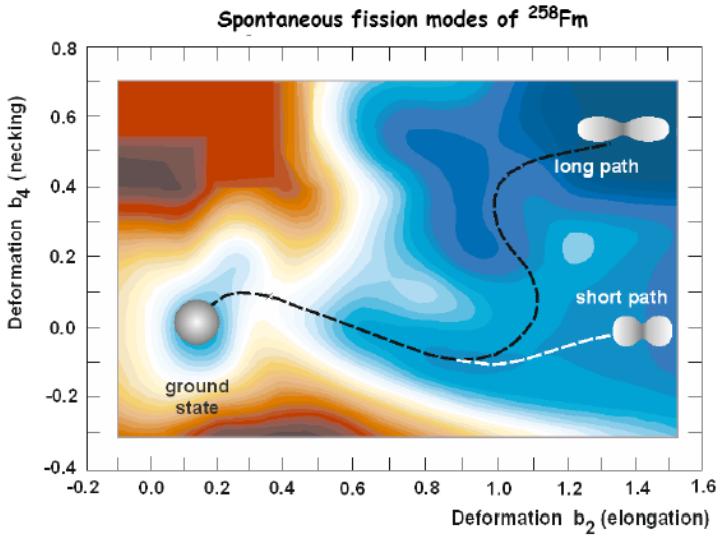

Figura 1.7: PES con evidenza dei modi di fissione diversi per il ^{258}Fm. Sull'asse delle x il fattore di elongazione del nucleo, sull'asse delle y il fattore di deformazione di necking[9].

Questo aspetto dei modi di fissione è ben descritto, attraverso l'andamento della superficie di potenziale in funzione della deformazione del nucleo e della sua elon-

gazione.
In Figura 1.7, la bimodalità è descritta da un punto di sella caratteristico di una valle; per raggiungere la separazione, il nucleo può fare due percorsi diversi: short path associato a un'energia di eccitazione elevata, e deformazione minore del nucleo composto, e long path in cui c'è maggiore perdita di energia che porta a frammenti meno eccitati, il nucleo durante il percorso di pre-scissione viene molto deformato.

1.2.2 Quasifissione

Nelle collisioni tra i nuclei pesanti non si osservano solo distribuzioni di massa simmetriche, ma anche la formazione di frammenti pesanti dovuti ad altri processi binari, uno di questi è la Quasifissione(QF).
In questo processo si ha una sovrapposizione di materia nucleare di proiettile e bersaglio. che ruotano insieme per un tempo molto breve $\tau < 10^{-22}s$, scambiando dei nucleoni, e senza mai raggiungere l'equilibrio termodinamico, ovvero non c'è fusione completa. Non c'è formazione del nucleo composto e i due nuclei si separano alla fine del processo.
La probabilità di QF dipende dal canale di ingresso in particolare dal prodotto Z_pZ_t. In Figura 1.8 sono rappresentate le distribuzioni di TKE-massa e di massa di quattro reazioni diverse per produrre nuclei composti di Hs con massa simile. In tutti i casi, le energie di eccitazione sono simili tra loro; ciò che differenzia queste reazioni è la distribuzione di carica nel canale di ingresso, il prodotto Z_pZ_t aumenta nelle reazioni da sinistra verso destra.
Nella prima reazione notiamo che la distribuzione di massa è simmetrica con $< A >= 150$, nella seconda si iniziano ad osservare delle spalle asimmetriche, in entrambi i casi domina la fissione simmetrica. Nella reazione tra Zolfo e Uranio le spalle asimmetriche sono ancora più pronunciate, in questo caso non si ha come processo dominante la fissione simmetrica. Il motivo di questo comportamento è da ricercare proprio nella distribuzione di carica del canale di ingresso $Z_pZ_t = 1472$, che riduce la probabilità di formazione del nucleo composto. Questo effetto è ancora più in evidenza nella reazione $^{58}Fe + ^{208}Pb \rightarrow ^{266}Hs^*$, dove la probabilità di formare il nucleo composto, che decade per fissione simmetrica, è trascurabile , come è evidente dalla distribuzione in massa dei frammenti.

Il meccanismo di QF, come descritto in precedenza, è fortemente connesso ai processi che avvengono ad elevati momenti angolari, cioè in condizione di collisioni periferiche in cui la sovrapposizione della materia nucleare è parziale. Alle stesse energie, ma per bassi momenti angoli il processo di formazione di NC dovrebbe essere dominante.

Il processo di QF come si evince dalla Fig. 1.8 è generalmente connesso allo scambio di molti nucleoni e poichè è un processo rapido non si raggiunge una redistribuzione dell'energia, quindi i frammenti risultanti sono relativamente freddi e i decadimenti di questi ultimi risultano fortemente influenzati dagli effetti di shell. Per queste ragioni la QF risulta un processo che ha caratteristiche simili e probabilmente un'evoluzione che assomiglia molto a quella dei processi, utilizzati per la produzione di nuovi nuclei a seguito dello scambio di tanti nucleoni fra nucleo

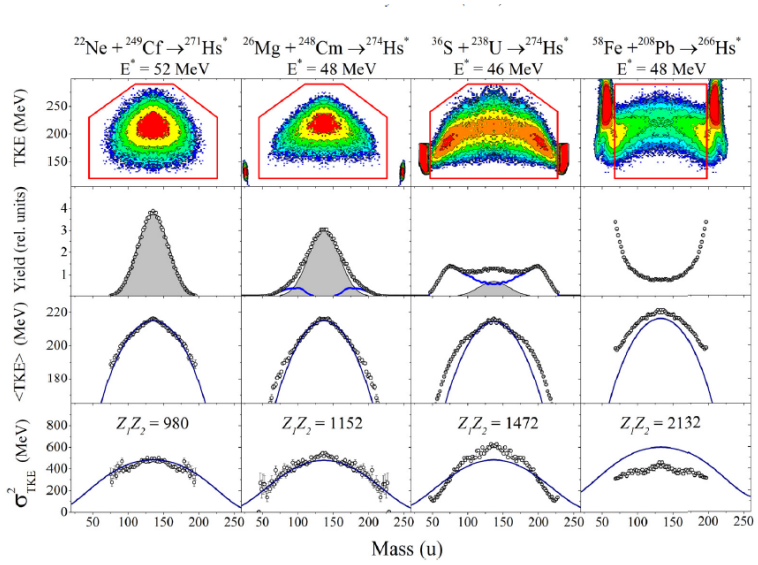

Figura 1.8: Distribuzioni della TKE-massa e di massa per reazioni al crescere del prodotto Z_pZ_t. Le zone in rosso sono quelle in cui cadono maggiori eventi[5].

proiettile e bersaglio che vanno sotto il nome di multinucleon transfer (MNT). Questi processi sono attualmente molto utilizzati per sistemi di massa minore e sembrano essere molto promettenti per l'esplorazione della Terra Incognita, zona della Carta di Segrè costituita da nuclei ricchi di neutroni e importante per il processo di nucleosintesi all'interno delle supernove(processo r). Il processo-r ha come ultimo waiting- point la chiusura di shell N = 126. Infatti, N=126 è un punto per cui il nucleo rimane in attesa, ossia i nuclei non crescono in massa velocemente come nelle altre regioni, ma a causa della stabilità della chiusura di shell la probabilità di cattura neutronica decresce. Ciò fa si che il decadimento β^- avvenga con una frequenza relativa maggiore, ossia si popolano nuclei sempre più prossimi alla Valle di Stabilità. In altre parole si ha un rallentamento della velocità di accrescimento della massa dei nuclei e un incremento del rapporto Z/N che influiscono sulla distribuzione dei nuclei pesanti che ritroviamo nell'universo.
I nuclei attorno a questa chiusura di shell sono oggetto di studio, ad esempio essi sono stati studiati usando come canale d'ingresso la reazione $^{136}Xe + ^{208}Pb$. Tale reazione ha infatti mostrato una sezione d'urto di produzione di nuclei molto esotici maggiore rispetto alle previsioni di alcuni modelli che descrivono i processi di MNT, per cui si pensa di utilizzare questo tipo di reazioni in un prossimo futuro anche per la produzione di nuclei superpesanti e riprendere questa linea di ricerca abbandonata a fine anni '70 [1][2].

L'obiettivo sperimentatale è quello di raccogliere osservabili che consentano di distinguere i diversi processi di reazione generati dalla collisione di nuclei. In questo modo non solo sarà possibile progredire nella conoscenza dei meccanismi di fissione, ma si avrà anche a disposizione un utile strumento che consenta di raggiungere regioni poco note della Carta di Segrè che hanno un ruolo chiave per la definizione degli aspetti generali della struttura nucleare e della nucleosintesi.

Capitolo 2

Apparato Sperimentale e Codice

2.1 Spettrometro a Tempo di Volo (TOF)

Nel primo capitolo, è stato visto quanto è importante misurare energie (TKE) e masse dei frammenti di reazione contemporaneamente in modo tale da poter distinguere i diversi canali di reazione, e identificare i processi di fusione-fissione e quasifissione.
Apparati molto performanti per fare questo sono gli Spettrometri a Tempo di Volo. Questi sono più adatti per gli studi dei meccanismi di reazione binaria non ben conosciuti poichè, a differenza di altri tipi di spettrometri di massa, come VAMOS e PRISMA, che consentono di ottenenere informazioni multiparametriche ed effettuare un'ottima selezione di uno dei prodotti di reazione binaria, permettono di rilevare entrambi i prodotti, e misurarne contemporaneamente massa ed energia, quindi avere una visione globale dei processi in atto.
Le energie e le masse dei frammenti possono essere ottenute tramite una misura doppia(per entrambi i frammenti) di velocità o di energia, infatti applicando la conservazione dell'energia e della quantità di moto trascurando l'evaporazione di particelle di pre-prescissione, soprattutto neutroni, si ottiene $V_1/V_2 = M_2/M_1$ e $E_1/E_2 = M_2/M_1$. L'emissione di neutroni, però influenza la risoluzione in massa di un fattore 1u.
Il metodo della misurazione dell'energia viene utilizzato soprattutto per reazioni di fissione spontanee oppure indotte da particelle leggere (neutroni, protoni, alfa), attraverso spettrometri che usano rivelatori a semiconduttore o a camera di ionizzazione. Determinare le masse e le energie dalla misura delle velocità è molto più conveniente per i frammenti che emettono neutroni. Infatti, essendo l'emissione di tali particelle isotropa la velocità media del frammento rimane inalterata dopo l'emissione. Per il metodo di misurazione delle velocità, l'identificazione dei diversi canali di decadimento avviene attraverso l'analisi della cinematica nel sistema del centro di massa, con l'assunzione che il sistema composto abbia massa uguale alla somma della massa del proiettile e del bersaglio $M_{target} + M_{projectile}$. In particolare si misurano le distribuzioni di $V_\perp$, componente della velocità del frammento perpendicolare alla direzione di propagazione del fascio, e di $V_\parallel$, componente parallela all'asse di propagazione. Per la conservazione della quantità di moto la prima componente è nulla, mentre la seconda deve essere uguale alla velocità del

centro di massa. La misurazione della distribuzione di $V_{\parallel}$, serve in primo approccio a distinguere i processi di fissione da quelli di formazione del nucleo composto.[5]

Lo spettrometro a tempo di volo misura le velocità dei frammenti attraverso la differenza di tempo tra i due segnali provenienti da due rivelatori posti ad una nota distanza.
La sigla FORTE attualmente possiede uno spettrometro basato sul Progetto CORSET. Lo studio sulla quasifissione ha evidenziato l'esigenza di migliorare la risoluzione in massa ed energia, ed eventualmente introdurre nuovi osservabili come la carica, al fine di separare bene i processi di fusione-fissione e quasifissione[10]. Per questa ragione, i ricercatori della sigla FORTE si stanno occupando di sviluppare un nuovo rivelatore TOSCA, con prestazioni migliori rispetto al CORSET.

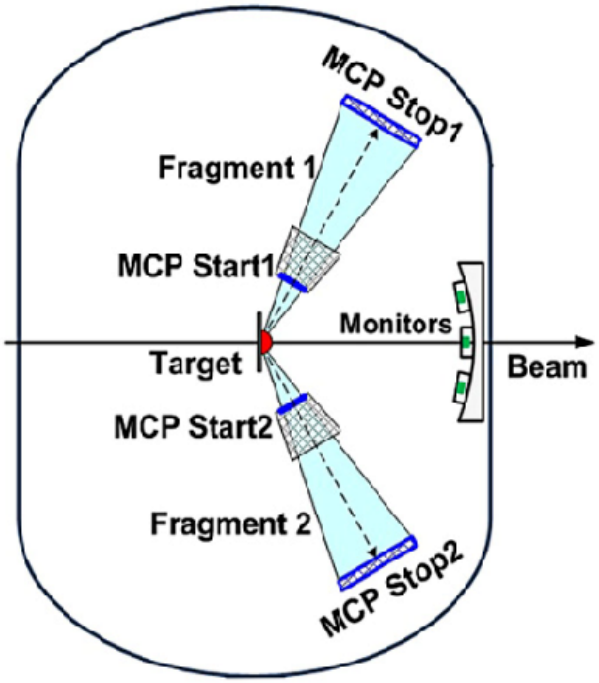

Figura 2.1: Spettrometro CORSET [5].

Come rappresentato in Figura 2.1, lo spettrometro è composto da due braccia, una per ogni frammento. La misura del tempo di volo avviene grazie a dei rivelatori sensibili alla posizione, ogni braccio ne possiede due uno per il segnale di START e l'altro per quello di STOP, posti ad una distanza di 20-30 cm. Tali rivelatori sono basati su Microchannel plates(MCP).
L'unità base dei rivelatori di START e STOP, che in seguito costituirà il nuovo spettrometro TOSCA, è costituita da un foglio di conversione di Mylar, molto sottile (pochi μm), che al passaggio di una particella (frammento) libera una nuvola di elettroni. Questi vengono accelerati da un campo elettrico e successivamente

deviati grazie alla presenza di uno specchio elettrostatico, che serve a indirizzare la nuvola verso l'MCP, come mostrato in Figura 2.2. La particella incidente percorre la sua traiettoria senza essere deviata dai campi elettrostatici, c'è una piccola perdita di energia dovuta all'attraversamento del foglio di Mylar.
Gli elettroni quindi impattano sull'area attiva dell'MCP.

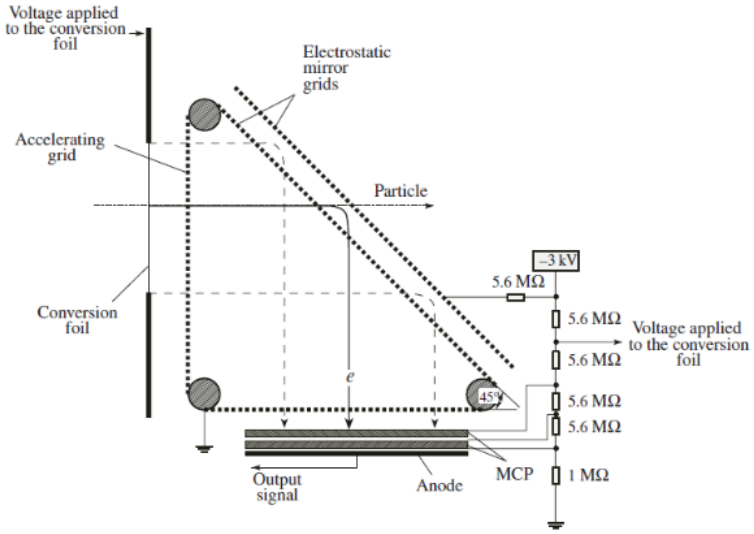

Figura 2.2: Unità base dei rivelatori di START e STOP. A lato ci sono le resistenze in serie in grado di generare diverse tensioni, utili sia per il sistema di campi elettrici nello spazio attraversato dagli elettroni, sia per il sistema MCP- anodo[13].

L'MCP è costituito da una guida di vetro che presenta delle scalanature rivestite di materiale semiconduttore, in grado di generare una valanga di elettroni, con lo stesso principio fornito dai dinodi. L'MCP utilizzato in questo apparato è costituito da due strati molto sottili a cui è applicata una differenza di potenziale di diversi kV. Le scalanature sono in direzione opposta, in modo tale che le coordinate di atterraggio della nuvola non siano alterate, come si vede in Figura 2.3.

Gli elettroni vengono raccolti su una superficie a anodi a pixel, integrata su un PCB. Ad ogni evento, la carica accumulata viene trasportata attraverso linee di ritardo, collegate ad un sistema di acquisizione dati che elabora un segnale in coincidenza. Ogni linea raccoglie una carica: Q_{top} e Q_{bottom} sono associate alla coordinata y, e ad esse corrispondono dei tempi diversi di acquisizione a seconda di dove si è posizionata la nuvola di elettroni, mentre alla coordinata x sono associate le cariche Q_{right} e Q_{left}. Le coordinate sono[14]:

$$x = \frac{Q_{right} - Q_{left}}{Q_{left} + Q_{right}} y = \frac{Q_{top} + Q_{bottom}}{Q_{top} + Q_{bottom}} \tag{2.1}$$

Inoltre viene prodotto un segnale più veloce ed indipendente per definire il tempo di passaggio del frammento. E' necessario che gli elettroni verifichino l'isocronia,

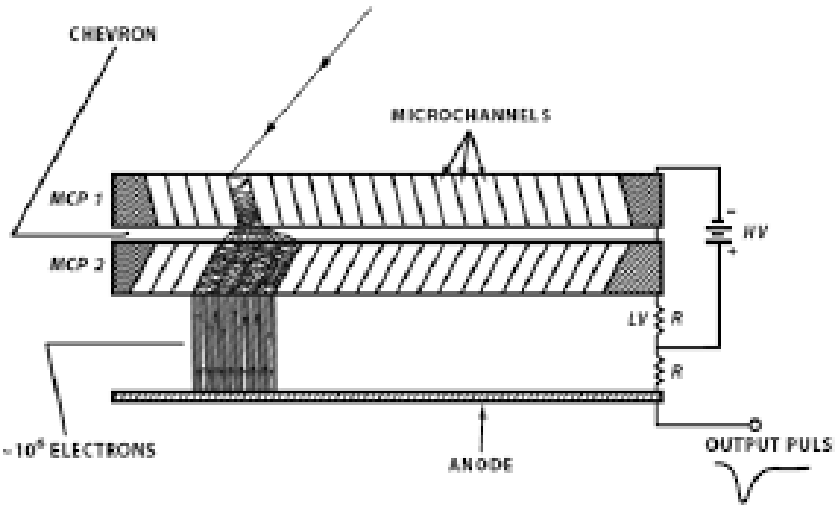

Figura 2.3: MCP Chevron e sistema ad anodi. Si notano i due MCP con scalanature in senso opposto. La differenza di potenziale intensifica la cascata di elettroni che arrivano sull'anodo. L' anodo produce diversi output pulse, attraverso le linee di ritardo[14].

cioè che la differenza tra i tempi di impatto sull'MCP degli elettroni che vengono emessi a uno stesso istante di tempo, sia minore della risoluzione di tempo degli MCP , dell'ordine di 100-150 ps. Tale comportamento è importante per evitare che la risoluzione temporale del processo sia troppo larga e che il tempo necessario a produrre il segnale sia funzione della posizione di impatto della particella carica sul Mylar.

In molti spettrometri come CORSET l'MCP, nel rivelatore di STOP, si trova immediatamente dopo il foglio di conversione. Questa configurazione però non è conveniente, in quanto la particella carica passa attraverso l'MCP, provocando degli effetti ionizzanti, e perde la sua energia. Questo comprometterebbe la misurazione di altri osservabili.

2.2 Modellizzazione

E' importante determinare la geometria e l'intensità dei campi dell'unità base del rivelatore TOSCA, che caratterizzano il moto degli elettroni dal foglio di Mylar all'MCP.
Lo schema dell'unità è rappresentato in Figura 2.4 . Essendo il sistema di riferimento, in Figura 2.4, destrogiro si definisce l'asse delle x uscente dal foglio. Questo non è stato rappresentato per semplicità. Lungo la direzione x, non agisce nessuna forza caratterizzante il sistema, per questo l'elettrone permane nel moto rettilineo uniforme determinato dalla velocità iniziale.
La direzione di uscita della particella con carica negativa è determinata dagli angoli θ, l'angolo formato dal piano $x - z$ con il vettore velocità, e ϕ, angolo tra il piano contente la velocità e l'asse x.

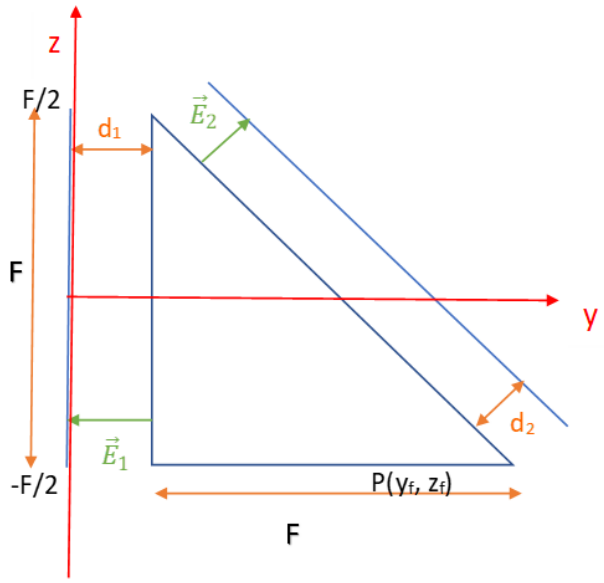

Figura 2.4: Schema dell'unità di rivelazione: sono rappresentate tutte le grandezze geometriche e legate ai campi elettrici. Il triangolo in blu è collegato a potenziale zero.

La rappresentazione schematica del rivelatore fornisce la suddivisione in diverse zone:

- ZONA 1: zona compresa tra il foglio di conversione, collegato a un generatore di tensione di $\Delta V_1 = -3kV$, e una griglia collegata alla tensione di riferimento di terra, che ha la forma di un triangolo isoscele. In questa zona c'è quindi un campo elettrico che accelera l'elettrone lungo la direzione y. In particolare si ha:

$$E_1 = -\frac{\Delta V_1}{d_1}$$

  dove ΔV_1 è il valore assoluto della differenza di potenziale. Quindi l'accelerazione lungo y è:

$$a_{1y} = \frac{e\Delta V_1}{md_1} \tag{2.2}$$

  La traiettoria prodotta dalla presenza di questa accelerazione risulterà quindi parabolica. La zona ha uno spessore $d_1 = 1mm$. L'elettrone prosegue di moto uniformemente accelerato, finchè $y = d_1$.

- ZONA 2: l'elettrone entra in una regione dove non sono presenti forze significative per il nostro studio quindi procede di moto rettilineo uniforme. L'elettrone attraversa di nuovo la griglia di fili ed in particolare il lato che rappresenta l'ipotenusa. Poichè la forma è quella di un triangolo isoscele le coordinate del punto di attraversamento devono soddisfare l'equazione $y = -z + \frac{F}{2} + d_1$.

- ZONA 3: è caratterizzata da uno specchio elettrostatico inclinato di 45° rispetto all'asse delle y. L'armatura più bassa è a potenziale nullo mentre quella più esterna a potenziale negativo ΔV_2, che può variare, e la larghezza tra le due armature è d_2. La forza che subisce l'elettrone ha una componente sia lungo y che lungo x, avendo il nostro campo una direzione che è inclinata di 45° rispetto all'asse delle y. Quindi l'accelerazione è :

$$a_{3y} = a_{3z} = -\frac{e\Delta V_2}{md_2}\frac{\sqrt{2}}{2} \tag{2.3}$$

  Il moto è parabolico e dipende dai parametri legati all'apparto sperimentale cioè la differenza di potenziale tra le armature dello specchio e la distanza tra esse. In particolare affinchè l'elettrone riesca ad essere deviato, la distanza tra il punto di massima penetrazione all'interno dello specchio elettrostatico ed il piano a potenziale zero non deve superare la distanza d_2, in modo tale da non essere perso. Da questa condizione ne deriva una sulle differenze di potenziale:

$$|\Delta V_2| > \frac{|\Delta V_1|}{2} \tag{2.4}$$

  Questa condizione è fondamentale perchè ci da indicazione dell 'intervallo entro cui possiamo variare la differenza di potenziale ΔV_2, parametro importante per l'ottimizzazione dell'unità base.
  La condizione di uscita da questa zona è la stessa di quella di uscita da zona 2 (entrata zona3), in questo caso la coordinata z deve essere più piccola di quella di entrata.

- ZONA 4: l'elettrone prosegue con un moto rettilineo uniforme, fino al raggiungimento dell'MCP, ossia $z = -\frac{F}{2}$.

Le grandezze di interesse per ottimizzare l'acquisizione del tempo di passaggio e della posizione della particella attraverso il foglio di Mylar sono la distanza d_2 e la tensione applicata allo specchio elettrostatico ΔV_2. Studiare la risoluzione al variare di queste grandezze comporta un importante aspetto per diminuire gli errori sulle coordinate delle particelle sull'area attiva del rivelatore.

2.3 Codice di simulazione traiettoria

Il codice simula le traiettorie degli elettroni la cui posizione e velocità iniziali sono generate attraverso l'uso del metodo Monte Carlo.
Il programma è scritto nel linguaggio del C++ e salva i dati della simulazione in formato root[11].
Il codice di calcolo della traiettoria è composto da quattro cicli iterativi for, uno per ognuna delle zone descritte in precedenza nella schematizzazione del sistema. In Figura 2.5 è illustrato il diagramma di flusso del codice. Il primo step consiste nell'inizializzare le variabili associate agli elettroni prodotti dal passaggio delle particelle, come le distribuzioni delle posizioni iniziali, dei moduli e delle direzioni

della velocità, nonchè i parametri costruttivi: d_2, ΔV_2, d_1, ΔV_1, F. Questi dati sono presi dal codice attraverso un file di testo. Le coordinate e le velocità iniziali sono salvate all'interno del primo elemento di vettori. Il moto tridimensionale del fascio di elettroni viene implementato con un passo del tempo di $\Delta t = 1ps$, finchè le coordinate non soddisfano più le condizioni della zona. I cicli quindi sono ripetuti per ogni zona fino alla condizione di passaggio. A questo punto si introduce una funzione d'interpolazione che consente di definire con maggiore accuratezza il tempo e la posizione di attraversamento della zona attraverso funzioni di interpolazione. Il calcolo della traiettoria si arresta quando vale la condizione $z = -F/2$ ossia l'elettrone ha raggiunto il MCP. Quindi il programma salva nel file di output le coordinate di arrivo yf, xf, zf, il tempo di percorrenza tf, e altre variabili utili per l'analisi della traiettoria.

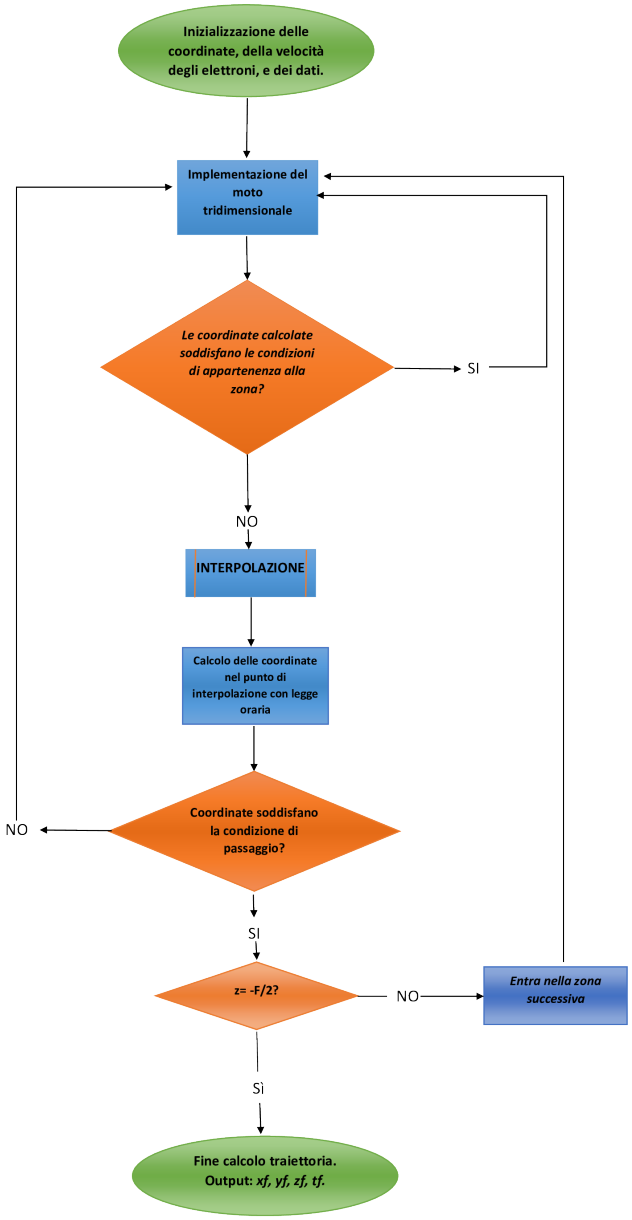

Figura 2.5: Diagramma di flusso del codice. Ciclo iterativo fino a $z = -\frac{F}{2}$.

2.3.1 Interpolazione

La funzione interpolazione, come già anticipato, è in grado di calcolare le coordinate del punto di passaggio tra una regione e la successiva. Se il moto è uniforme è sufficiente solo un'interpolazione di tipo lineare. Quando il moto non è uniforme l'interpolazione è iterativa. A titolo di esempio è descritto il passaggio tra le zone 1 e 2, dove il moto è uniformemente accelerato dal campo elettrico.
Consideriamo i punti $B(t, y[i])$ e $A(t - \Delta t, y[i-1])$, rappresentati in Fig. 2.6, le coordinate y sono state calcolate attraverso la legge oraria e per le quali si verifica la condizione $y[i] > d_1$ e $y[i-1] < d_1$. Attraverso la funzione interpolazione si determinano i parametri della retta $y = at + b$, passante per tali punti:

$$a = \frac{y[i] - y[i-1]}{\Delta t} \tag{2.5}$$

$$b = \frac{ty[i-1] - (t - \Delta t)y[i]}{\Delta t} \tag{2.6}$$

Dopo aver imposto la condizione $y = d_1$, e ricavato il tempo $t1$ per cui è verificata questa condizione, si determina la coordinata y in suddetto istante , attraverso le leggi del moto (curva rossa) $y(t1)$. La legge oraria, nella zona 1, è quadratica mentre l'interpolazione è lineare quindi per il punto $C(t1, y(t1))$ la coordinata $y(t1)$ sarà sottostimata rispetto a d_1,come si nota anche dallo schema in Figura 2.6, per questo è necessario ripetere l'interpolazione.

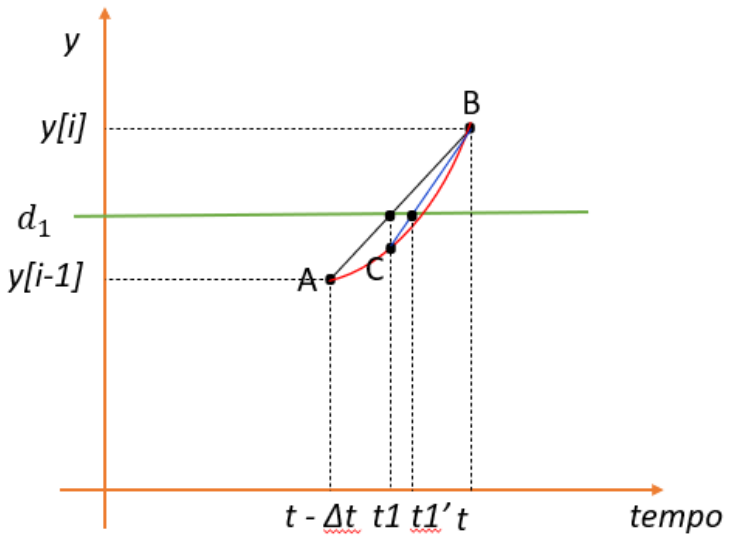

Figura 2.6: Interpolazione nel piano $y - t$. La curva rossa rappresenta il moto parabolico generico all'interno della zona, mentre i due segmenti appartengono alle rette delle due interpolazioni successive: in nero la prima interpolazione, in blu la seconda.

La nuova interpolazione coinvolgerà il punto C e il punto B. Da tale procedimento si otterrà un nuovo istante di tempo $t1'$, e si calcoleranno le nuove coordinate, da confrontare sempre con la condizione di passaggio $y = d1$. Tale processo iterativo consente di fare un'approssimazione sempre più accurata del tempo t_1 di passaggio, in modo tale da rendere infinitesimo l'intervallo di tempo che intercorre tra il punto nella zona e quello esterno. Per un intervallo di tempo infinitesimo la parabola sarà approssimabile ad una retta.

```
1 interpolazione: y = 0.00099996
2 interpolazione: y = 0.001
```

Figura 2.7: Interpolazioni iterative. Le y rappresentano i valori calcolati dalla legge oraria nell' istante $t1$, calcolato dall'interpolazione attraverso la condizione di passaggio $y = d1$.

In Figura 2.7, sono tabellati i valori delle y ottenuti attraverso un'interpolazione iterativa. In questo caso si nota che utilizzando un'interpolazione lineare si avrebbe una differenza fra punto di passaggio calcolato con legge oraria (1a riga) e il valore di condizione di fine zona ($d_1 = 1mm$) di $4{\cdot}10^{-8}\quad m$. Tale differenza si riduce allo step successivo, che prevede una differenza differenze temporale di $\Delta t = (t - t1) < 1ps$. Quando la differenza fra la posizione e la fine della zona è minore di $10^{-9}\quad m$ allora si ritiene la condizione di passaggio soddisfatta e si riprende a seguire la traiettoria con step temporali di 1ps, cioè si entra nella zona successiva. Nel caso, in Figura 2.7, sono state necessarie due interpolazioni per soddisfare la condizione di passaggio.

2.4 Metodo Monte Carlo e distribuzioni delle variabili aleatorie

Per poter riprodurre in maniera abbastanza fedele la traiettoria della nuvola di elettroni generata dal foglio di conversione dal passaggio del frammento, è importante determinare le distribuzioni di probabilità associate alle diverse grandezze che caratterizzano l'emissione degli elettroni. Si può assumere che la velocità di emissione è un vettore il cui modulo si ricava da una distribuzione gaussiana dell'energia, e la direzione è distribuita uniformemente in una porzione di angolo solido, per cui si può assumere ci sia isotropia. Le coordinate che corrispondono al punto di formazione degli elettroni, dipendono dal punto di impatto delle particelle, per cui assumiamo che siano distribuite uniformemente in un quadrato di lato 1 mm appartenente al piano $x - z$.
Per caratterizzare tutte le distribuzioni associate al problema fisico si può utilizzare il metodo Monte Carlo. Il metodo Monte Carlo è un metodo computazionale in grado di fornire gli strumenti per indagare una particolare situazione dominata da fattori statistici, così da poterne analizzare i risultati. Dal punto di vista applicativo, è stato utilizzato il metodo della cumulativa, che permette di generare valori con una distribuzione di probabilità generica $f(x)$ partendo da una distribuzione

uniforme di numeri tra 0 e 1.
Senza andare troppo nello specifico, si ottiene che un numero casuale con una certa distribuzione di probabilità può essere generato, svolgendo questo integrale:

$$\alpha = \int_{-\infty}^{x_\alpha} f(x')dx' \tag{2.7}$$

Dove α è un numero casuale con distribuzione uniforme tra 0 e 1. Risolvendo l'integrale si ottiene x_α, variabile aleatoria con pdf $f(x)$ in funzione di α.

Le pdf interessanti per la simulazione sono:

- Uniforme tra [a,b]:

  $$x_\alpha = \alpha(b-a) + a$$

  Le coordinate $x - z$ di emissione degli elettroni sono definite come variabili casuali uniformi in un intervallo di larghezza 1mm.

- Gaussiana: per rappresentare il modulo della velocità degli elettroni. Le due variabili aleatorie ottenute dalla risoluzione dell'integrale gaussiano in due dimensioni sono così definite:

  $$\begin{cases} x_{\alpha,\beta} = \sqrt{-2\ln(1-\beta)}\cos 2\pi\alpha \\ y_{\alpha,\beta} = \sqrt{-2\ln(1-\beta)}\sin 2\pi\alpha \end{cases}$$

  dove α e β sono due numeri casuali tra 0 e 1, indipendenti.

- Isotropa: il calcolo eseguito riguarda una distribuzione uniforme su una superficie sferica. L'integrale è risolvibile attraverso il passaggio a coordinate sferiche, per cui gli angoli coinvolti sono θ che varia tra 0 e π, e ϕ tra 0 e 2π, mentre assumiamo il raggio della sfera costante.

  $$\begin{cases} \theta = \arccos(1 - 2\mu_1) \\ \phi = 2\pi\mu_2 \end{cases}$$

  dove μ_1 e μ_2 sono numeri casuali tra 0 e 1.
  E' importante notare che nel caso in esame gli elettroni emessi con $\phi > \pi$, vengono persi in quanto non risentono del campo elettrico, poichè emessi in una zona in cui il campo elettrico è nullo. Di conseguenza nella nostra analisi, sarà considerato $0 < \phi < \pi$.

Capitolo 3

Simulazione

3.1 Traiettoria singolo elettrone

Il codice realizzato calcola la traiettoria degli elettroni, e di conseguenza la distribuzione spazio temporale sull'area attiva dell'MCP degli stessi. In questo paragrafo, sono riportati alcuni risultati riguardanti l'andamento spaziale e temporale di un singolo elettrone, variando le grandezze che descrivono il sistema : la distanza d_2, la differenza di potenziale ΔV_2. Di particolare rilevanza è la coordinata z_i mostrata in Fig.3.1 poichè essa caratterizza maggiormente la traiettoria degli elettroni.
I dati delle altre grandezze in gioco sono (facendo riferimento alla Figura 2.4 del capitolo precedente):

$\Delta V_1(V)$	$d_1(mm)$	$F(cm)$	E	$y_i(mm)$	$x_i(mm)$
3000	1	15	2.5	0	0

Tabella 3.1: Dati della simulazione per la traiettoria di singolo elettrone.

Gli angoli sono : $\theta = 90°$, $\phi = 90°$.

Nella tabella in Fig 3.1 sono stati raccolti i risultati derivanti dalla simulazione per la traiettoria di singolo elettrone: $PP1$ è la distanza tra il punto di ingresso e di uscita sulla griglia dello specchio a potenziale zero, tf è il tempo di volo dell'elettrone, yf la coordinata di impatto, e $dy2$ l'altezza massima raggiunta dall'elettrone nello specchio elettrostatico. Sono state rappresentate queste grandezze poichè importanti per caratterizzare la risoluzione. Ad esempio, la distribuzione dei tempi tf consente di valutare l'isocronia delle traiettorie degli elettroni dal foglio di Mylar al MCP. Tale requisito è essenziale per l'identificazione di eventi simultanei nei processi di reazione e per garantire una misura affidabile dei tempi di passaggio dei frammenti. In particolare, il sistema è progettato in modo tale che il tempo di volo non dipenda dalle coordinate zi e xi che identificano tutti i punti d'ingresso nel rivelatore , ma solo dalla configurazione dei parametri del rivelatore. In Fig. 3.1, si può vedere come a zi differenti ma stesse caratteristiche dei campi elettrici i tempi di percorrenza sono gli stessi.

		Zi = 0mm				Zi = 1mm			
d2 (mm)	ΔV2 (V)	Tf(ns)	Yf(mm)	dy2(mm)	PP1(mm)	Tf(ns)	Yf(mm)	dy2(mm)	PP1(mm)
2	1700	4,83	81,00	1,77	7,06	4,83	79,99	1,77	7,06
	2200	4,79	79,86	1,36	5,46	4,79	78,86	1,36	5,46
	2500	4,78	79,40	1,20	4,80	4,78	78,40	1,20	4,80
1	1700	4,75	78,50	0,88	3,53	4,75	77,50	0,88	3,53
	2200	4,74	77,93	0,68	2,73	4,74	76,93	0,68	2,73
	2500	4,73	77,70	0,60	2,40	4,73	76,70	0,60	2,40

Figura 3.1: Tabella risultati simulazione.

Se è applicata la stessa tensione sullo specchio elettrostatico e le sue armature sono a distanza fissa, il codice fornisce la risposta attesa, ossia la distanza PP1 e la distanza $dy2$ sono indipendenti dalla posizione iniziale considerata.
Inoltre, ponendo attenzione alle yf in corrispondenza di punti di emissione diversi $zi = 1mm \quad zi = 0mm$ si nota che:

$$\Delta y_f = 1.00 \quad mm \tag{3.1}$$

cioè la distanza tra i punti di emissione è riprodotta sull'area attiva.
I dati riportati in tabella restituiscono anche lo spostamento del centro del sistema di riferimento, che fornisce un'indicazione importante per il posizionamento del MCP. Sulla piastra nel piano $z = -F/2$, la coordinata y del centro è $-F/2$, che nel nostro caso vale 75 mm. Per un elettrone che viene emesso dall'origine, si nota che più è grande il valore di ΔV_2 più yf è vicina a 75 mm. Tale risultato è giustificato dal fatto che aumentando ΔV_2 aumenta il modulo del campo elettrico, che fa aumentare il modulo della decellerazione che quindi comporta una traiettoria più breve all'interno dello specchio.
Questa descrizione fornisce solo una prima indicazione dell'analisi del problema fisico in esame. Infatti, nella realtà il passaggio degli ioni attraverso la finestra di Mylar alluminato produce degli elettroni, con una certa distribuzione di velocità, che determina moduli diversi e direzioni di emissione differenti. Tali aspetti sono stati studiati attraverso l'introduzione di variabili aleatorie, che influenzano le distribuzioni dei punti e dei tempi di impatto degli elettroni sulla superficie attiva del rivelatore, cioè la distribuzione spaziale e temporale del dispositivo.
In Fig. 3.2, è rappresentata la traiettoria di singolo elettrone ottenuta da una simulazione. Si possono notare le diverse zone di attraversamento dell'elettrone: la parabola è riferita alla traiettoria nello specchio elettrostatico.

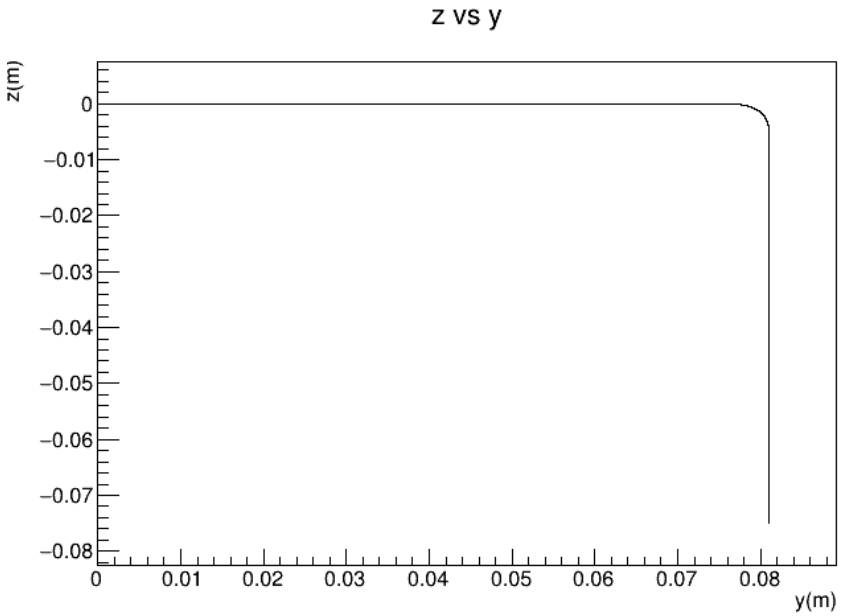

Figura 3.2: Traiettoria singolo elettrone per $\theta = \phi = 90°$

3.2 Influenza delle distribuzioni sulla funzione di risposta e sulla risoluzione

La funzione di risposta del rivelatore indica come il rivelatore risponde allo stimolo della particella incidente. In questo caso non andremo a valutare il segnale prodotto dal MCP e dall'elettronica ad esso associata, bensì andremo a studiare quando e dove gli elettroni, generati dal passaggio della particella incidente e che poi daranno vita al segnale, raggiungono la superficie del MCP.
Tenendo conto delle variabili aleatorie simulate è stata fatta una scansione di come la variazione degli aspetti costruttivi del rivelatore la influenzavano.
In questa prima parte, è stato di interesse studiare ed identificare le quantità che maggiormente determinavano le larghezze delle distribuzioni dei tempi di percorrenza e delle coordinate di impatto, sull'area attiva. Per fare ciò abbiamo descritto il punto di impatto dello ione, ossia il punto di produzione degli elettroni, sul foglio di Mylar attraverso le coordinate $x - z$, sul piano $y = 0$.
Applicando ad ogni singolo elettrone uscente dal foglio la funzione traiettoria che ne descrive il percorso all'interno della zona del rivelatore, sono ottenute le coordinate y_f e x_f, che rappresentano la posizione in cui gli elettroni raggiungono l'MCP e sono in correlazione con la posizione di passaggio della particella nel piano $y = 0$.
In Tabella 3.2,sono organizzati i dati delle grandezze in gioco, inseriti nel codice di simulazione.

Le coordinate x e z(in input), sono distribuite come in Figura 3.3. Le distribuzioni sono uniformi in un quadrato centrato in (0,0) e di lato 1 mm.

Si assume che gli elettroni vengano emessi isotropicamente, ossia gli angoli θ e ϕ hanno distribuzione uniforme.

$\Delta V_1[V]$	$\Delta V_2[V]$	$d_1[mm]$	$d_2[mm]$	$F[cm]$	$E(\sigma E)[eV]$	$z(\Delta z)$ [mm]	$x(\Delta x)$ [mm]
3000	2200	1	1	15	1 (0.0003)	0 (0.5)	0 (0.5)

Tabella 3.2: Dati dei parametri costruttivi, e delle distribuzioni delle variabili in entrata.

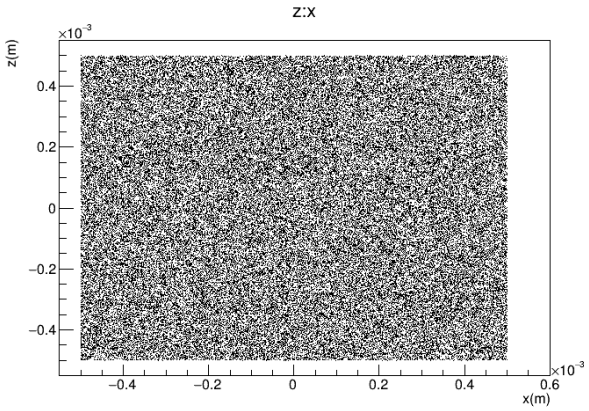

Figura 3.3: Distribuzione delle coordinate di entrata. x-z sono distribuite in un quadrato di lato 1 mm.

La simulazione ci restituisce in uscita le distribuzioni per yf e xf, mostrate in Figura 3.4 Si nota che in uscita si ha un allargamento della distribuzione delle coordinate, in particolare da 1 mm in input si ha una larghezza in uscita di:

$$\Delta y_f = \Delta x_f = 6.6 \quad mm$$

. Per la distribuzione temporale, mostrata in Figura 3.5, la larghezza è:

$$\Delta t_f = 5.0 \quad ps$$

Vediamo come influiscono le diverse quantità in entrata sulle distribuzioni spazio-temporali ottenute.

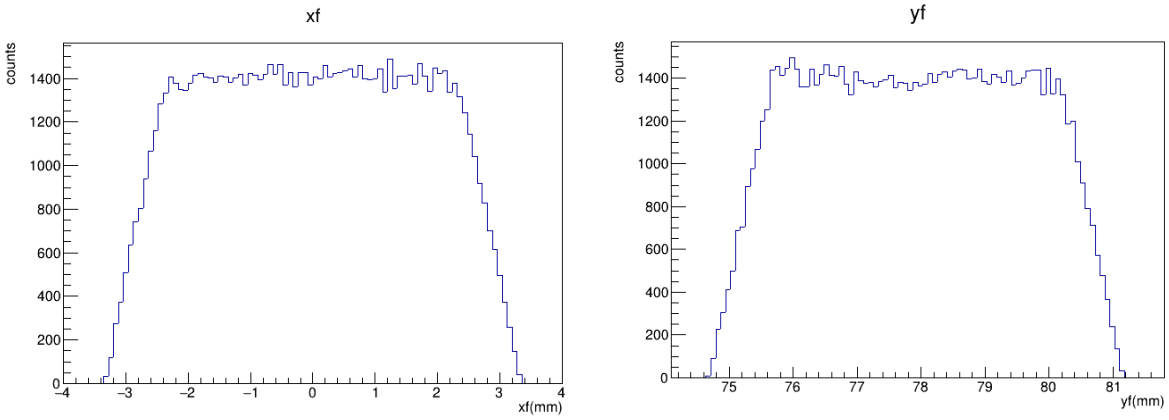

Figura 3.4: Distribuzione delle coordinate in uscita.

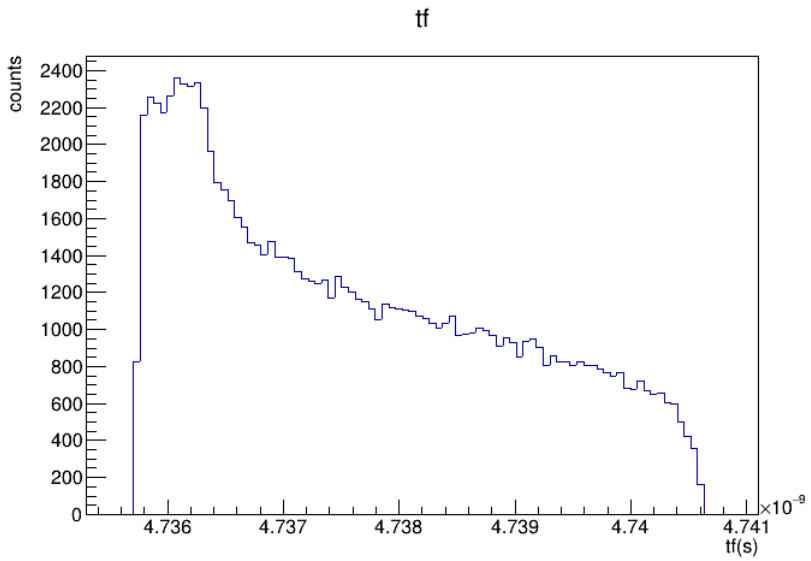

Figura 3.5: Distribuzione dei tempi di impatto degli elettroni sull'area attiva.

Effetti della distribuzione angolare in θ

Ponendo nella simulazione $\theta = \frac{\pi}{2}$, le distribuzioni delle coordinate e del tempo risultanti sono quelle rappresentate in Figura 3.6.

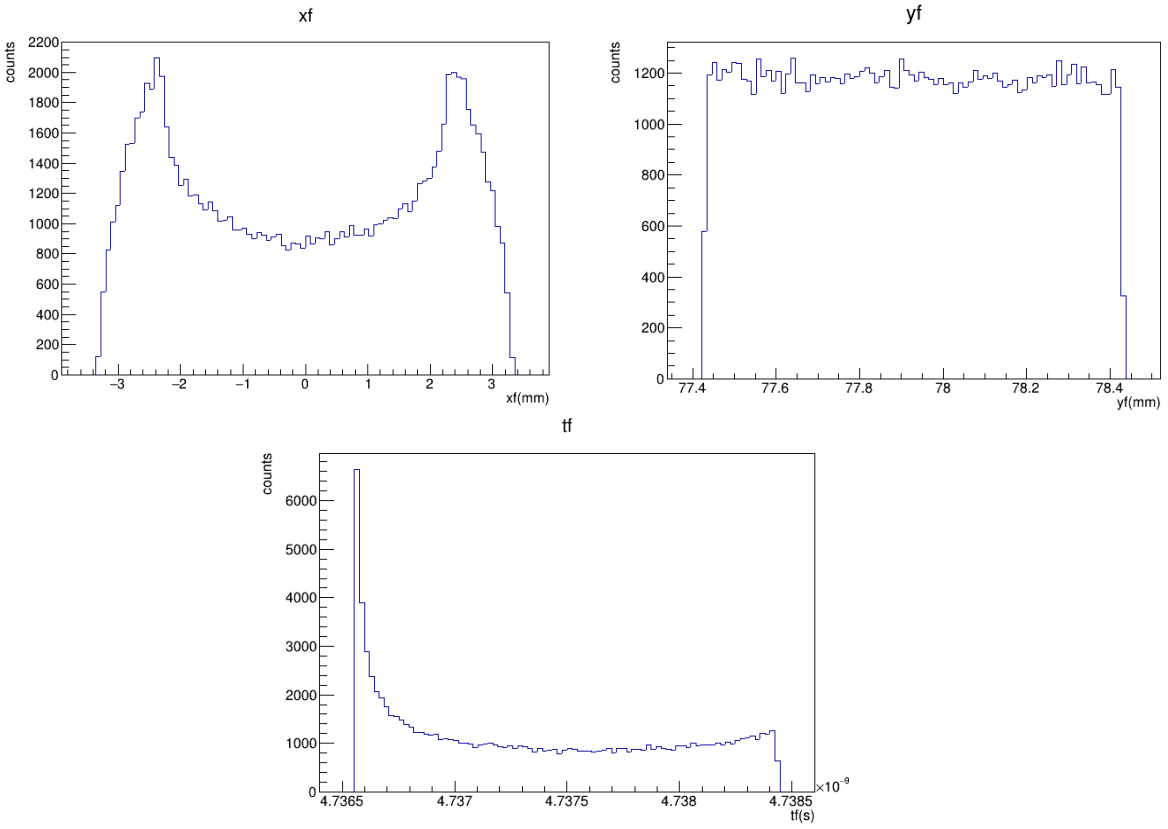

Figura 3.6: Distribuzione delle coordinate e del tempo con θ costante.

Da questi grafici possiamo notare che, in relazione alle distribuzioni in entrata in Figura 3.3, la larghezza di xf rimane invariata rispetto alla simulazione precedente, quindi lo slargamento lungo x non dipende da θ. Invece, yf è uniforme con ampiezza di 1 mm come in entrata. La distribuzione temporale ha un ampiezza di 5 ps, come quella in Fig. 3.5.
Confrontando le distribuzioni di yf in Figura 3.4 e 3.6, possiamo affermare che la dispersione della coordinata yf dipende proprio dalla diffusione in θ.

Effetti della distribuzione angolare in ϕ

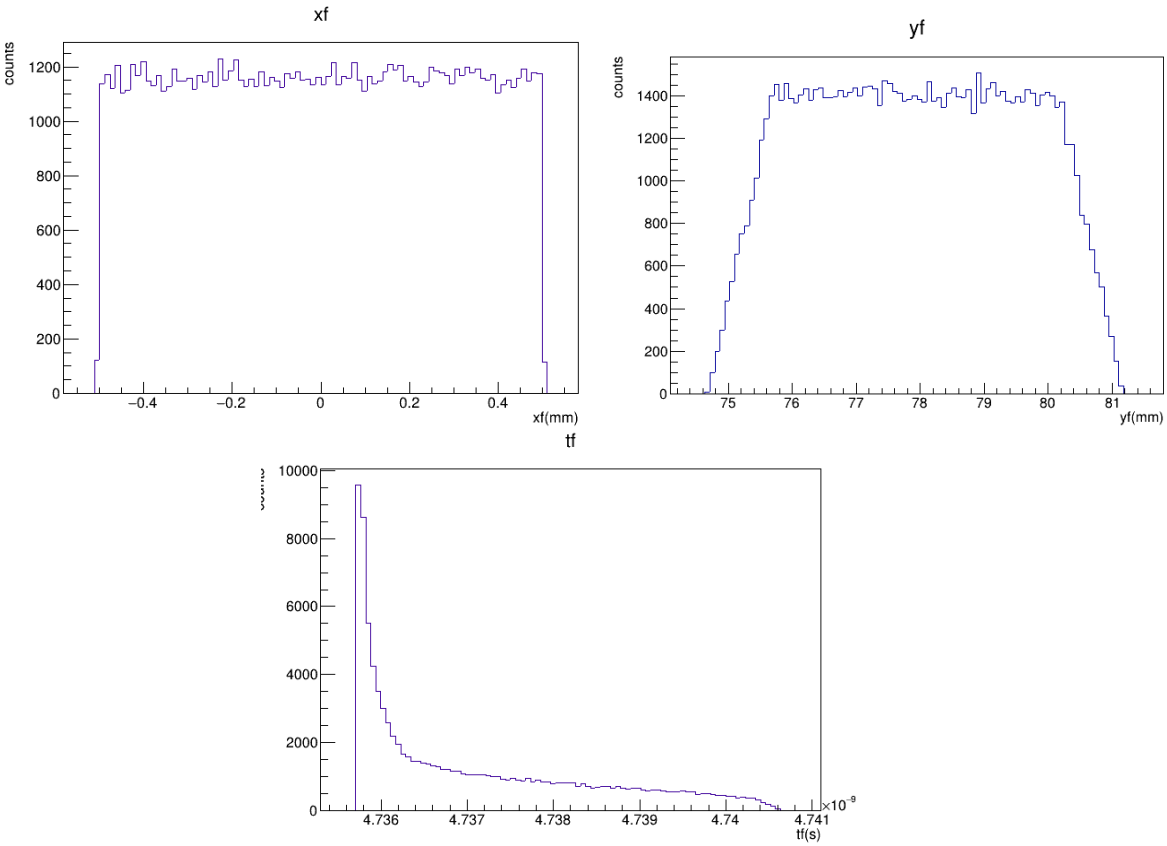

Figura 3.7: Distribuzione delle coordinate e del tempo con ϕ costante.

Analogamente, fissando $\phi = \frac{\pi}{2}$, le distribuzioni derivanti dalla simulazione sono rappresentate in Figura 3.7

In questo caso, si nota un comportamento diverso: yf ha una larghezza di 6 mm e la forma della distribuzione è simile a quella rappresentata in Figura 3.4, dove ϕ ha distribuzione isotropa; xf invece ha una larghezza che è uguale a quella della distribuzione in entrata. 3.3; l' intervallo di tempo in cui arrivano i diversi elettroni è anche in questo caso di circa 5 ps. Poichè quando ϕ ha distribuzione isotropa xf si allarga, allora l'andamento di questa coordinata come distribuzione dipende dall'angolo ϕ.

Effetti della distribuzione in v

Analizziamo la dipendenza delle distribuzioni in uscita dalla distribuzione di velocità.
Poichè abbiamo osservato una dipendenza delle coordinate dalla direzione allora per vedere l'effetto della distribuzione in v fissiamo gli angoli $\theta = 90°$ $\phi = 90°$.
In Fig. 3.8, sono rappresentate le distribuzioni delle coordinate xf e yf, per due valori di versi di σE, si nota che non c'è nessuna differenza tra le due, e sono simili a quelle in entrata 3.3. Quindi lo slargamento osservato in Fig. 3.4, non è influenzato in modo significativo dalla larghezza della distribuzione dell'energia con cui gli elettroni vengono prodotti nel foglio di Mylar.

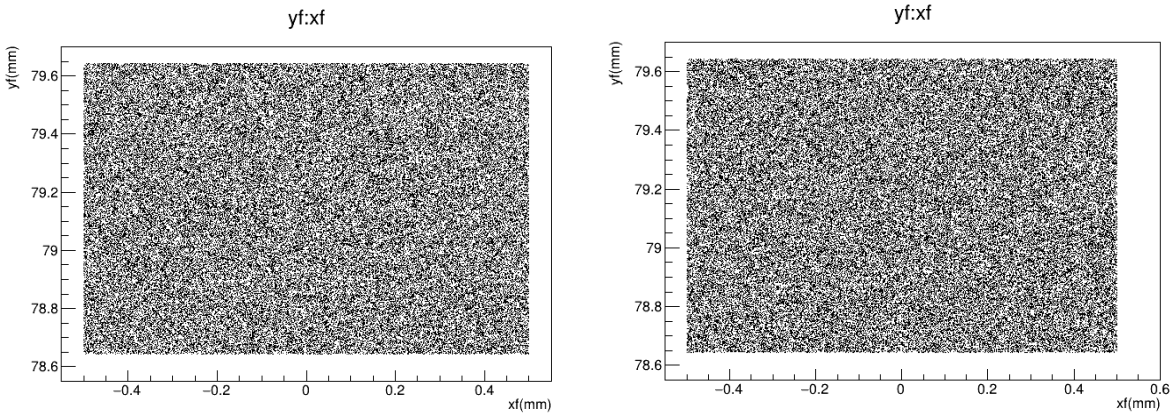

Figura 3.8: A destra distribuzione delle coordinate xf e yf con $\sigma E = 0.5 \quad eV$. A sinistra distribuzione delle coordinate con $\sigma E = 0.003 \quad eV$.

Per quanto riguarda la distribuzione temporale, questa è in entrambi i casi una quasi gaussiana (Fig. 3.9), si osserva una riduzione della simmetria e un aumento della larghezza, con l'incremento della larghezza dell'energia iniziale, come si nota in Fig. 3.9. Il massimo in entrambi i casi vale :

$$tf = 4.7365 \quad ns$$

Mentre la radice quadrata della varianza passa da $\sigma tf = 3.89 \cdot 10^{-15} s$, per $\sigma E = 0.003 \quad eV$, a $\sigma tf = 6.58 \cdot 10^{-13} s$, per $\sigma E = 0.5 \quad eV$, ossia variano con lo stesso rapporto con cui variano le distribuzioni iniziali di energia.

Per la distribuzione temporale si avrà un' analisi più precisa nel capitolo successivo.
In conclusione, si osserva che la larghezza associata all'energia iniziale non influenza la risoluzione spaziale. Al contrario, influenza quella temporale, modificando la radice quadrata della varianza di un fattore $10^{-13} s$, per cui questo aspetto è trascurabile in quanto l'apparato di raccolta dei segnali, costituito dall'MCP e anodi per la raccolta della carica, non consente di avere una risoluzione al di sotto di 100 ps.

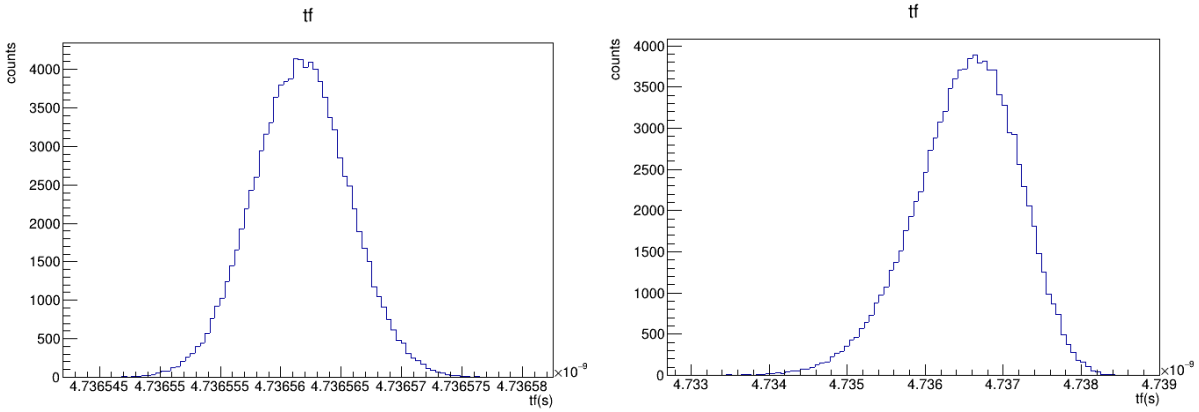

Figura 3.9: A destra distribuzione di tf con $\sigma E = 0.5 \quad eV$. A sinistra distribuzione di tf con $\sigma E = 0.003 \quad eV$.

3.3 Risultati

3.3.1 Isocronia

Come visto nel paragrafo precedente la distribuzione del tempo dipende dall'energia e dalla sua distribuzione. Per capire se c'è isocronia, consideriamo le condizioni 'peggiori' in cui la distribuzione degli angoli è isotropa, e $\sigma E = 0.5 \quad eV$. La distribuzione temporale è graficata in Fig. 3.10: la forma è asimmetrica, e potrebbe essere riconducibile alla convoluzione di due gaussiana, l'intervallo temporale in cui si distribuisce è di circa $8 \cdot 10^{-12} s$.

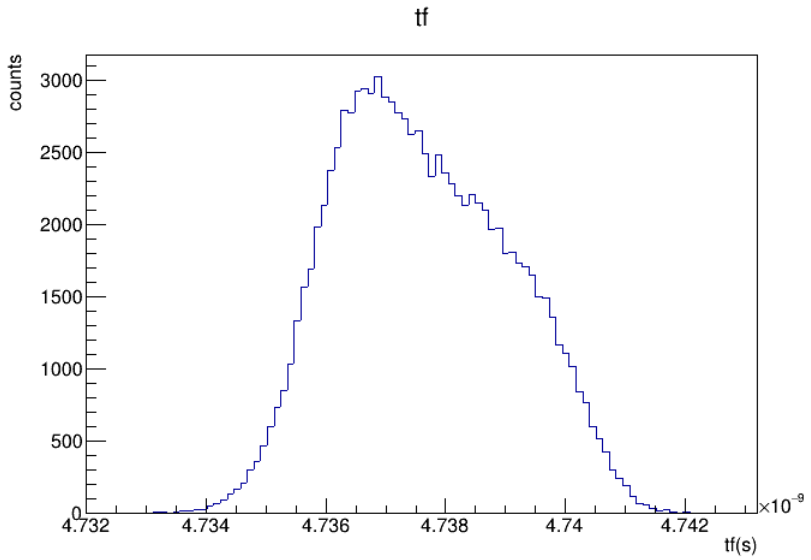

Figura 3.10: Distribuzione del tempo di percorrenza degli elettroni.

La larghezza può variare in base ai parametri costruttivi dell'apparato d_2 e ΔV_2.

In Figura 3.11, è rappresentata la dipendenza tra larghezza dalla distribuzione temporale e la distanza d_2, avendo fissato $\Delta V_2 = 2200 \quad V$. Tale dipendenza è lineare e i parametri caratteristici della retta, $Deltat = ad_2 + b$ valgono:

$$\begin{cases} a = (5.7 \pm 0.6) \frac{ps}{mm} \\ b = (3 \pm 1) ps \end{cases} \tag{3.2}$$

Il grafico, in Figura 3.11, mostra come all'aumentare di d_2, la distribuzione si allarghi: con la riduzione dell'intesità del campo elettrico nello specchio elettrostatico, che comporta un aumento della distanza PP1 definita in precedenza, si verifica che il tempo di permanenza all'interno della seconda griglia aumenta.
In pratica, questo indica che le migliori condizioni, cioè maggiore isocronia, si hanno per campi elettrici più intensi, quando la parte di traiettoria percorsa nello specchio è minima.

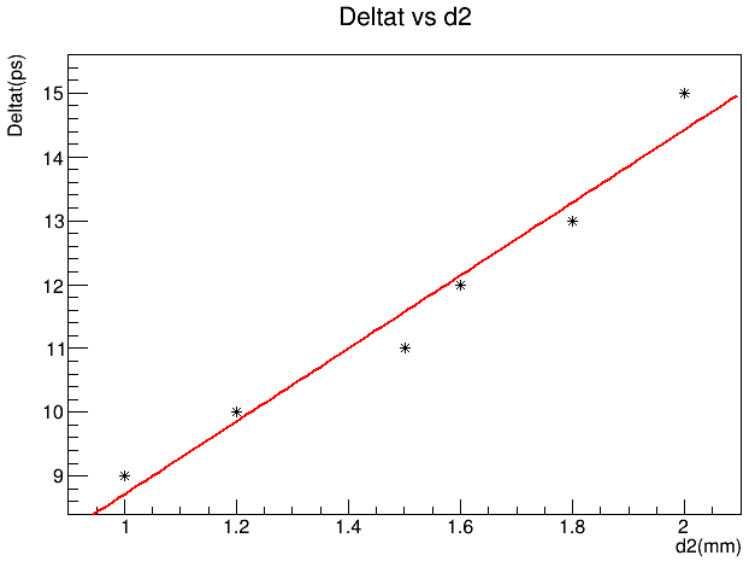

Figura 3.11: Sull'asse delle x è indicato lo spessore d_2, sull'asse delle y è indicata la larghezza della distribuzione temporale.

Tuttavia realizzare un apparato con distanza tra le 2 armature dello specchio minore di 1 mm, non è consentito, per cui è stata analizzata la dipendenza da ΔV_2, ponendo $d2 = 2 \quad mm$. In Fig. 3.12, si può notare che all'aumentare di DV2, cioè all'aumentare del modulo del campo elettrico, cioè al diminuire della distanza $PP1$, la larghezza della distribuzione temporale diminuisce. La larghezza può al massimo essere 19 $\quad ps$, per $\Delta V_2 = 1.7 \quad kV$. Questo valore di ΔV_2 è il minimo considerato poichè altrimenti lo specchio non funziona, infatti essendo $\Delta V_1 = 3000V$ e dovendo soddisfare la condizione 2.4, descritta nel capitolo precedente, ΔV_2, può assumere solo questi valori. Inoltre, non si può andare a valori di tensione più elevati poichè ciò potrebbe provocare delle scariche,e delle non uniformità che andrebbero a compromettere la misura.

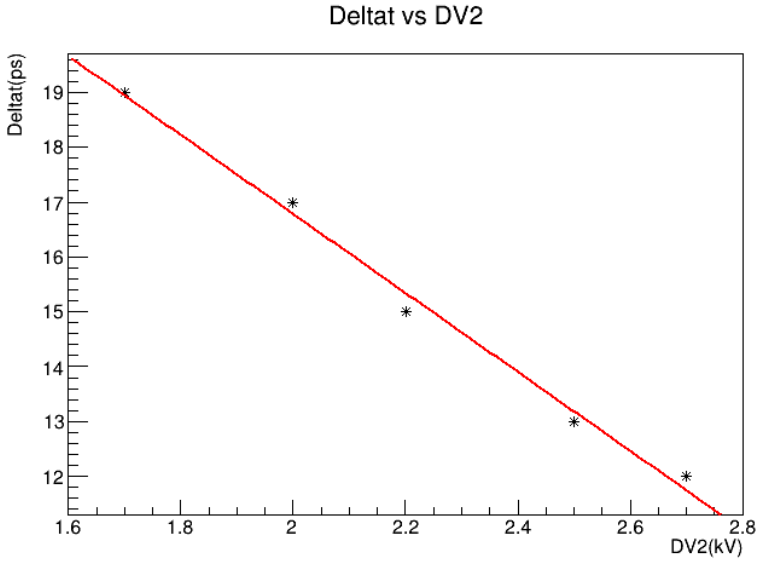

Figura 3.12: Sull'asse delle x è indicata la differenza di potenziale tra le lastre dello specchio elettrostatico DV2, sull'asse delle y è indicata la larghezza della distribuzione temporale.

La dipendenza è lineare e i parametri che caratterizzano la retta sono:

$$\begin{cases} a = (-7.2 \pm 0.4)\frac{ps}{kV} \\ b = (31.2 \pm 0.8)ps \end{cases} \tag{3.3}$$

Tuttavia, va sottolineato che le variazioni della larghezza della distribuzione temporale in funzione di ΔV_2 e in funzione di d_2 non sono significative, perchè la risoluzione temporale intrinseca del MCP, ossia il tempo che è necessario per la formazione del segnale attraverso la raccolta di carica, è molto più grande, cioè dell'ordine di 100 ps, mentre qui si osservano delle variazioni di al massimo 19 ps. La simulazione indica che per la realizzazione del dispositivo si possono usare ΔV_2 da $1,7kV$ a $2,8kV$ e d_2 da $1mm$ a $2mm$ senza avere effetti significativi sulla risoluzione temporale.

3.3.2 Risoluzione spaziale

Così come la risoluzione temporale, anche quella spaziale può dipendere dai parametri di costruzione dell'apparato, in particolare da d_2, e ΔV_2. Nella prima valutazione ho considerato che gli elettroni venissero emessi in un angolo solido limitato. Per cui ho considerato un'emissione isotropa nell'intervallo di θ e ϕ definito come:

$$\theta = 90° \pm 10°$$

$$\phi = 90° \pm 10°$$

Questo è stato fatto per limitare la dispersione degli elettroni dovuta agli angoli di emissione, in modo da inserirci in condizioni più vicine a quelle osservate di misura. A titolo di esempio, in Figura 3.13 è rappresentata la distribuzione della coordinata yf di impatto dell'elettrone. I dati ottenuti con le diverse simulazioni sono confrontati considerando il massimo di questo grafico e la sua FWHM.

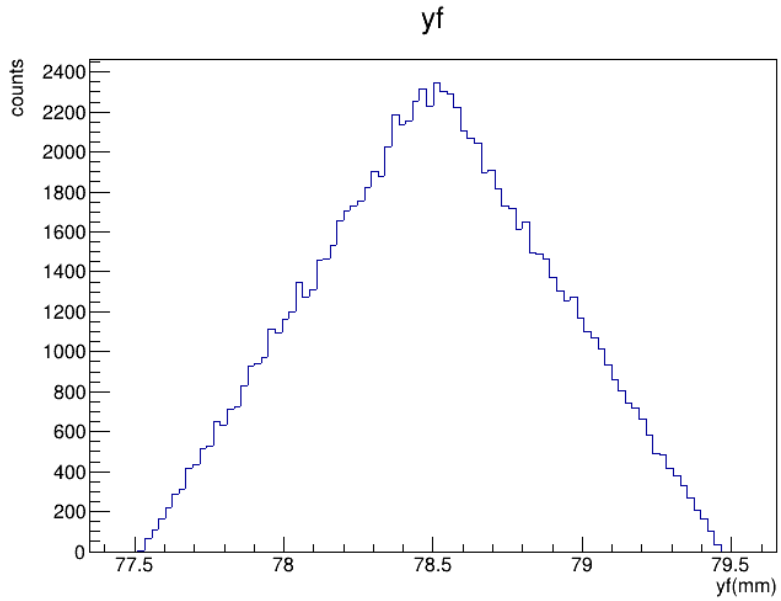

Figura 3.13: Distribuzione di y_f, nel caso in cui l'angolo solido è limitato.

Dipendenza da d_2

Per analizzare la risoluzione spaziale, è di interesse la dipendenza di y_f da d_2. Fissato $\Delta V_2 = 2.20kV$, in Figura 3.14 è rappresentata la retta che descrive la relazione tra y_f e d_2: all'aumentare della distanza d_2 la y_f si allontana dal centro della piastra posto a $y = 75mm$.

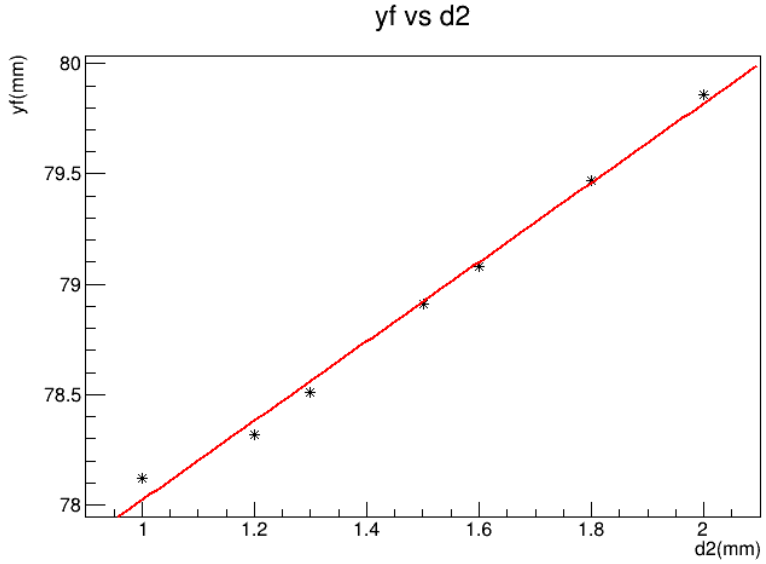

Figura 3.14: Sull'asse delle x la distanza d_2, e sull'asse delle y la coordinata y_f di impatto.

La relazione tra le due grandezze è descritta dall'equazione di una retta,$y_f = ad_2+b$ i cui parametri sono :

$$\begin{cases} a = (1.80 \pm 0.07) \\ b = (76.2 \pm 0.1) \end{cases} \tag{3.4}$$

Ancor più importante è studiare la relazione tra la FWHM della distribuzione di y_f e la distanza d_2,rappresentata in Figura 3.15. Il fit da come valori per l'intercetta e la pendenza:

$$\begin{cases} a = (-0.04 \pm 0.01) \\ b = (1.03 \pm 0.02)mm \end{cases} \tag{3.5}$$

Il valore della pendenza a 3.5, è compatibile con 0 entro 4σ, quindi si può concludere che la variazione di d_2 non influenza la risoluzione spaziale del dispositivo Tuttavia, la posizione del centro della distribuzione è influenzata da d_2: in fase di posizionamento del MCP bisogna tener conto della distanza tra le due armature dello specchio al fine di deviare gli elettroni prodotti nel centro del foglio di conversione al centro del MCP.

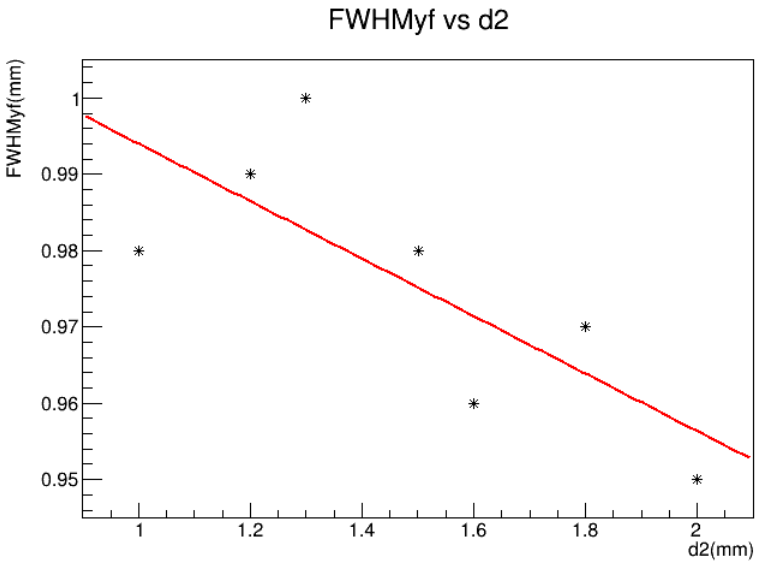

Figura 3.15: Sull'asse delle x la distanza d_2, e sull'asse delle y la larghezza a mezza altezza della distribuzione di y_f.

Dipendenza da ΔV_2

Fissato $d_2 = 1mm$, analizziamo la dipendenza del centro della distribuzione di yf e della sua FWHM rispetto a ΔV_2.
In Figura 3.16, è rappresentata la relazione tra yf e ΔV_2, questa è lineare. I parametri della retta sono:

$$\begin{cases} a = (-0.88 \pm 0.01)\frac{mm}{kV} \\ b = (79.9 \pm 0.02)mm \end{cases} \tag{3.6}$$

Durante le normali operazioni di utilizzo, il valore della yf può essere modificato di qualche mm così da far corrispondere il centro del foglio di conversione con il centro del MCP. Quindi nella configurazione mostrata in Fig.2.4, all'aumentare del valore della ΔV_2, si osserva una riduzione del valore di yf corrispondente al max della distribuzione. Anche in questo caso le simulazioni sono state eseguite considerando i valori di ΔV_2 nello stesso intervallo descritto in precedenza.

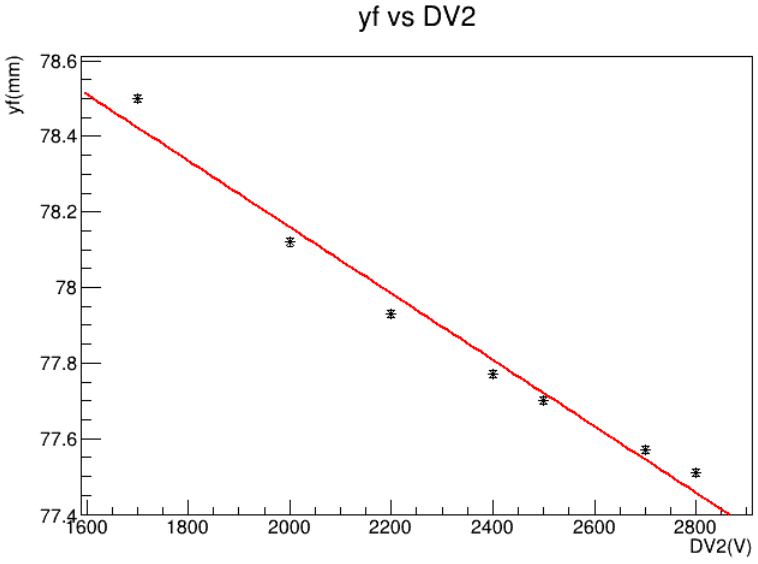

Figura 3.16: Sull'asse delle x ΔV_2, e sull'asse delle y la coordinata y_f di impatto.

In Figura 3.17, sono rappresentati i punti che descrivono la dipendenza della FWHM, dalla differenza di potenziale ΔV_2. I parametri che rappresentano la retta sono:

$$\begin{cases} a = (0.02 \pm 0.01)10^{-5} \quad \frac{mm}{kV} \\ b = (0.93 \pm 0.03) \quad mm \end{cases} \tag{3.7}$$

Considerando il valore della pendenza a ricavato dal fit 3.7, essendo questo compatibile con 0 entro 2σ, si deduce che non c'è dipendenza tra le due grandezze.

Ricapitolando, il centro della distribuzione delle yf dipende sia da $d2$ che da ΔV_2. Il valore minimo di yf è pari a $77.51mm$, la differenza tra yf e il centro del sistema è:

$$\Delta y_c = 2.51 \pm 0.02 \quad mm \tag{3.8}$$

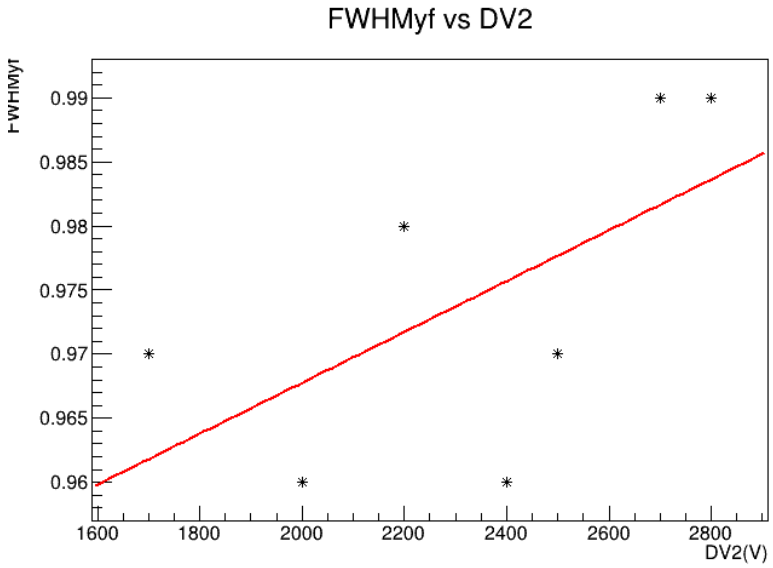

Figura 3.17: Sull'asse delle x ΔV_2, e sull'asse delle y la FWHM della distribuzione della coordinata di impatto yf.

Quindi per centrare il MCP è necessario montare il suo spigolo vicino alla finestra ad una distanza $> 2.51mm$.
Per quanto riguarda la larghezza FWHM la sua variazione non è significativa per ricavare la risoluzione in quanto si sta considerando la risoluzione di 1mm, lato del quadrato della distribuzione iniziale.

3.4 Riassunto dei risultati

Le simulazioni mostrano che variando le quantità che definiscono l'apparato sperimentale, ossia la distanza d_2 e la ΔV_2 tra le due armature, non si deteriora la risoluzione spaziale e temporale dell'apparato.
Per analizzare le distribuzioni è stata considerata una situazione particolare in cui l'emissione degli elettroni è isotropa ma limitata in un certo angolo solido. Tale limitazione è stata eseguita, poichè è stata osservata una forte dipendenza tra la distribuzione spaziale e la direzione di emissione degli elettroni dal foglio di conversione.
Non sono stati considerati gli errori, in quanto di tipo statistico associati alle distribuzioni e alla simulazione stessa e non significativi per i risultati ottenuti.

La variazione della larghezza della distribuzione dei tempi di percorrenza Δt delle traiettorie varia di circa un fattore 2 modificando in certi intervalli ΔV_2 e d_2. In particolare, per d_2 che varia tra 1 mm e 2mm, Δt varia nell'intervallo $[9, 15]ps$, mentre per ΔV_2 tra 1.7 e 2.7 kV, varia nell'intervallo $[19, 12]ps$. Queste variazioni risultano essere trascurabili se si considera che le risoluzioni temporali tipiche dei rivelatori basati su MCP sono dell'ordine di 100 ps.

Analogamente è stata studiata, per la risoluzione spaziale la variazione del valore del centro della distribuzione della coordinata yf al variare di ΔV_2 e d_2.
Più nello specifico, per ΔV_2 nell'intervallo $[1.7, 2.8]kV$, yf diminuisce da 78.50 a 77.51 mm:

$$\Delta y_f = 0.99mm \tag{3.9}$$

Per d_2 nell'intervallo $[1.0, 2.0]mm$ il centro varia tra 78.12 e 79.86 mm:

$$\Delta y_f = 1.74mm \tag{3.10}$$

In entrambi i casi si evidenzia una dipendenza di tipo lineare tra il centro della distribuzione di yf, e i parametri che definiscono il campo elettrico. Le variazioni del valore del centro della distribuzione della coordinata yf sono importanti per determinare la posizione del centro del MCP, in modo da effettuare un buon centraggio del sistema di riferimento: il valore minimo di yf è 77.51 mm, tenendo conto della differenza tra questo valore e il centro del MCP, considerato posizionandolo a una distanza nulla dal foglio di conversione $F/2 = 75mm$, si ottiene che è necessario effettuare uno spostamento del MCP di una quantità $> 2.51mm$.

Per la distribuzione spaziale è stata analizzata anche la dipendenza della FWHM dai parametri costruttivi e di tensione applicata, variandoli negli intervalli definiti precedentemente. Da tale studio, la FWHM , è risultata indipendente dalla variazione di $d2$ e ΔV_2 e sempre $< 0.1 \quad mm$, per questo non è significativa per la risoluzione spaziale, poichè l'obiettivo del progetto è quello di ottenere una risoluzione spaziale dell'ordine del mm.

Conclusioni

L'oggetto di questo lavoro di tesi è stata la simulazione, attraverso il metodo Monte Carlo, della risposta del rivelatore TOSCA. TOSCA è uno spettrometro a tempo di volo, in fase di sviluppo che verrà utilizzato principalmente per l'identificazione dei prodotti di reazioni indotte da ioni pesanti a basse energie. L' obiettivo dello sviluppo di questo strumento deriva dalla necessità di misurare massa, energia cinetica e carica delle particelle cariche, con una risoluzione maggiore degli apparati attualmente in uso per lo studio delle reazioni nucleari.
Le linee di ricerca della sigla FORTE dell'INFN, che si occupa dello sviluppo del rivelatore TOSCA, sono incentrate sullo studio dei meccanismi di reazione. In particolare, lo spettrometro TOSCA sarà utilizzato per studiare i processi in grado di ottimizzare la produzione di nuclei esotici superpesanti e nuclei della Terra Incognita. L'apparto potrà essere associato ad altri rivelatori per la misura di un più ampio insieme di osservabili utili alla caratterizzazione dei diversi processi binari che si osservano nelle collisioni di ioni pesanti ad energie prossime alla barriera coulombiana.

L'obiettivo del mio studio è stato quello di ottimizzare i parametri costruttivi dell'unità di TOSCA. Tale unità permette di ricostruire la traiettoria delle particelle cariche, attraverso la misura simultanea della posizione e del tempo di passaggio nei rivelatori unitari che compongono lo spettrometro.
Lo spettrometro sarà composto da due bracci, per ognuno di questi potranno essere posizionate più unità in serie, così da ottenere le osservabili per caratterizzare il processo.
Ogni unità base sfrutta una serie di campi elettrici in grado di accelerare e deviare la nuvola elettronica prodotta dal passaggio delle particelle attraverso un sottile strato di Mylar alluminato su cui è applicato un potenziale negativo. Gli elettroni prodotti sono guidati su un MCP.
Ho quindi simulato le traiettorie degli elettroni all'interno di una singola unità in funzione delle grandezze che caratterizzano l'apparato. In particolare, mi sono concentrata sullo studio della risoluzione spazio-temporale in funzione del campo elettrico applicato nello specchio elettrostatico, che dipende dalla differenza di potenziale applicata ai suoi elettrodi e dalla distanza tra essi.

Nella prima fase del mio lavoro ho effettuato una modellizzazione del rivelatore in base alle grandezze che lo caratterizzano, all'interno di un codice sviluppato in C++, in cui ho indirizzato le variabili in uscita in un file root, che mi ha consentito, in un primo momento, di validare il codice con la generazione della traiettoria di

singolo elettrone, e poi di effettuare un'analisi multiparametrica delle distribuzioni spazio-temporali.
Ho tenuto conto delle fluttuazioni statistiche che determinano la posizione di interazione e la produzione di elettroni ricorrendo al Metodo Monte Carlo, considerando le distribuzioni che caratterizzano il problema fisico. Più nello specifico, ho considerato il modulo della velocità di emissione soggetto a distribuzione gaussiana, la direzione di emissione isotropa, e le coordinate nel piano del foglio alluminato distribuite uniformemente in un quadrato.
Ho osservato che le larghezze delle distribuzioni spaziali sul MCP sono fortemente dipendenti dalla distribuzione angolare con cui gli elettroni vengono creati. La distribuzione isotropa infatti provoca larghezza della distribuzione spaziale che è quasi un ordine di grandezza più grande di quella iniziale indipendentemente dai parametri costruttivi dell'apparato. Per questo l'ottimizzazione è stata realizzata considerando un angolo solido limitato.

Nell'ultima fase del mio lavoro ho analizzato la dipendenza delle risoluzioni spaziali e temporali in funzione dei parametri costruttivi $DV2$ e d_2, caratteristiche del campo elettrico nello specchio elettrostatico.
Ho osservato che la larghezza della distribuzione temporale varia linearmente. In particolare diminuisce all'aumentare di $DV2$, e aumenta quando viene incrementata la distanza d_2. I valori della larghezza sono sempre dell'ordine di 10-20 ps e aumentano al massimo di un fattore 2. Tali tempi se confrontati con la risoluzione temporale del MCP (100 ps), risultano essere molto più piccoli. Per tale motivo, non è rilevante la relazione tra la distribuzione temporale e i parametri del campo elettrico.
Per la risoluzione spaziale invece si è analizzata la dipendenza del centro della distribuzione della coordinata yf, dai parametri. Tale dipendenza è stata importante per definire la posizione del MCP. In particolare, si è arrivati alla conclusione che nelle diverse configurazioni per la distanza $d2$ e la differenza di potenziale, il MCP deve essere spostato dal foglio di conversione di almeno 2,51 mm.
E' stata studiata anche la FWHM della distribuzione di yf, questa però è indipendente da entrambi i parametri, entro un errore, e inoltre assume valori sempre minori di 0.1 mm, e per questo non è rilevante per realizzare un dispositivo con una risoluzione spaziale di 1 mm.

In conclusione, la risoluzione dell'unità base del rivelatore TOSCA, in relazione alle distribuzioni spazio-temporali generate dal codice, dipende dalla distribuzione che descrive il processo di emissione degli elettroni. Il codice potrebbe essere implementato, rendendolo più realistico, caratterizzandone ancora di più nello specifico la geometria, e ricercando una distribuzione angolare che descriva meglio le caratteristiche di produzione di elettroni dal foglio di conversione.

Bibliografia

[1] N. Carjan, F.A. Ivanyuk, Yu. Oganessian, and G. Ter-Akopian, Nucl. Phys. A 942 (2015) 97–109

[2] S. Cwiok et al., Nucl. Phys. A 491(1989) 281

[3] A. Di Nitto. *L'Oganesson, last but not the least. La caccia agli elementi superpesanti.*. Asimmetrie, 2019.

[4] J-M. Fontbonne. *Time of flight and position measurement using a micro-channel plate with resistive position readout.* LPC Caen, Ensicaen, Universitè di Caen, 2013.

[5] Itkis, M. G., et al. "Fusion and fission of heavy and superheavy nuclei (experiment)." Nuclear Physics A 944 (2015): 204-237.

[6] M.G. Itkis, E. Vardaci, I.M. Itkis, G.N. Knyazheva, E.M. Kozulin Nucl. Phys. A 944 (2015) 204-237

[7] K. H. Schmidt - Fission - a complete laboratory. Preprint of a contribution to the proceedings of the Joliot-Curie school, Nice, France, 12th - 17th Sept. 2011.

[8] I.M. Sobol. The Monte Carlo Method. Mir Publishers Moscow, 1975

[9] Strutinsky V M 1968 Nucl. Phys. A 122 1–33

[10] E.M. Kozulin, et al., Instrum. Exp. Tech. 51 (1) (2008) 44.

[11] Rene Brun and Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86.

[12] A.Boschi, *Misura di Reazioni di fusione-evaporazione* $^{16}O + {}^{12}C$. *Risultati Preliminari*, Tesi in Fisica Nucleare(2015-2016).

[13] S.Spinosa, *Studio dei modi di fissione del decadimento del* $^{254-256}Fm$, Tesi Magistrale (2018-2019).

[14] https://ieeexplore.ieee.org/document/5585682