

Università degli Studi di Milano-Bicocca
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali



Allestimento di un apparato PET bidimensionale

Docenti:

Prof. Chiara Brofferio
Prof. Francesco Terranova

Studenti:

Federico Galato
Matteo Salomoni
Tania Rizzo

Laboratorio di Misure Nucleari e Subnucleari

anno accademico 2013/2014

Indice

1	Presentazione	4
1.1	Scopo dell'esperimento	4
1.2	Strumentazione	5
2	Caratterizzazione degli scintillatori	7
2.1	Spettro	8
2.2	Tensione di alimentazione	10
2.3	Shaping time	12
2.4	Deriva temporale del picco	13
2.5	Omogeneità dei rivelatori	16
2.5.1	Osservazioni	18
3	Allestimento del sistema per misure in coincidenza	19
3.1	Misure in autocoincidenza	20
3.2	Misure in coincidenza	20
3.3	Posizionamento dei rivelatori	21
4	Caratterizzazione del piatto rotante	23
5	Metodo geometrico	25
5.1	Misure di α	26
5.2	Dati	26
5.3	Osservazioni	27
5.4	Misure di ρ	27
5.5	Osservazioni preliminari	28
5.6	Dati	29
6	Retroproiezione filtrata in aria	31
7	Retroproiezione in acqua	35
8	Conclusioni	38

A	Programma utilizzato per analisi dati con Matlab	41
B	Automatizzazione delle campagne di misura	44
B.1	Maestro	44
B.2	TMCL	45
C	Programma utilizzato per simulazione montecarlo	46
C.1	Simulazione spettro con e senza piatto rotante	46
C.2	Simulazione per rivelatori in coincidenza	47

Capitolo 1

Presentazione

1.1 Scopo dell'esperimento

Scopo dell'esperimento è l'allestimento di un sistema PET. La PET, dall'inglese *Positron Emission Tomography*, è una tecnica utilizzata in medicina nucleare per ricavare immagini dei processi funzionali all'interno del corpo umano a scopo prevalentemente diagnostico. È usata diffusamente in oncologia clinica, per avere rappresentazioni dei tumori, ma nondimeno può essere sfruttata per ricerche cardiologiche e neurologiche.

Il sistema rivela coppie di raggi γ generate in seguito all'annichilazione di un positrone, emessa da una sorgente radioattiva a vita media breve introdotta nel corpo. Vengono utilizzate sorgenti che decadono β^+ , emettendo quindi un positrone che, dopo aver compiuto un tragitto di pochi millimetri nella materia nei quali perde energia cinetica, interagisce con un elettrone e si annichila producendo due fotoni con energie pari a 511 keV emessi back-to-back, come richiesto dalla conservazione del momento (se il processo di annichilazione avviene a riposo). L'apparato strumentale PET grazie a coppie di rivelatori in posizione diametralmente opposti rispetto alla sorgente, è in grado di intercettare questi fotoni e di ricostruire la linea sulla quale essi hanno viaggiato, se la rivelazione avviene all'interno di un intervallo temporale sufficientemente limitato, entro pochi nanosecondi, tale da poter considerare i due fotoni provenienti dallo stesso decadimento.

Nelle odierne strumentazioni per la PET attorno al paziente viene disposto un anello di scintillatori in grado di rivelare i fotoni emessi dalla sorgente in tutte le direzioni. Pertanto si inietta al paziente una opportuna molecola radiotracciante a breve emivita che venga captata in misura maggiore dall'organo malato; nella fattispecie si utilizza uno zucchero contenente ^{18}F ($T_{1/2} \approx 110$ min) che decade β^+ .

Il nostro esperimento, quindi, si propone di assemblare un sistema PET-simile bidimensionale con il quale ricavare la posizione di una sorgente radioattiva tramite la rivelazione di fotoni in coincidenza.

1.2 Strumentazione

Per simulare questa tecnica, abbiamo utilizzato due scintillatori e una piattaforma rotante su cui viene posizionata una sorgente. La sorgente utilizzata è il ^{22}Na , un isotopo radioattivo del sodio che decade β^+ , con un tempo di dimezzamento di 2.6 anni producendo ^{22}Ne :



In figura 1.1 è riportato lo schema di decadimento.

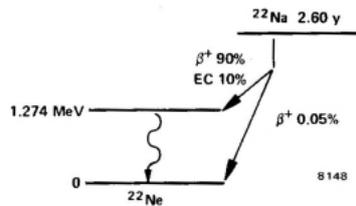


Figura 1.1: Schema del decadimento del ^{22}Na

I due scintillatori utilizzati sono costituiti da ioduro di sodio (NaI), hanno diametro e spessore di 2 pollici ciascuno ed entrambi sono connessi ad un preamplificatore e un fotomoltiplicatore.

La restante strumentazione può essere raggruppata in tre moduli che vanno testati in modo indipendente: modulo elettronico, modulo di acquisizione e modulo della piattaforma rotante.

Modulo elettronico

La modulistica elettronica è stata collocata in un crate che comprende:

- alimentatore;
- amplificatore ORTEC 570 che permette di amplificare e formare il segnale tramite la regolazione di guadagno e shaping time;

- il timing TISCA 7616, che produce un segnale standard in uscita quando il segnale in ingresso ha un'ampiezza compresa all'interno di una certa finestra di valori definiti dall'utente.

Per il controllo del segnale lungo la catena di rivelazione è stato utilizzato un oscilloscopio.

Modulo di acquisizione

Il modulo di acquisizione è costituito dal MultiChannel Analyzer TRIUMF PCI 2K (MCA): il segnale viene digitalizzato nell'ADC e successivamente è associato ad un canale dell' MCA in funzione dell'ampiezza massima campionata. L'MCA è inserito direttamente all'interno del PC e gestito tramite il software MAESTRO tramite il quale è possibile avviare la raccolta degli spettri.

Modulo della piattaforma rotante

Il modulo della piattaforma rotante è costituita da un disco con diametro di 36 cm, posizionato al centro della struttura. La rotazione del disco viene impostata e gestita attraverso un apposito software, TMCL. Inoltre, è presente una struttura portante su cui è fissato il disco e sono avvitati i supporti degli scintillatori, che possono essere ruotati manualmente a passi di 7.5° .

Capitolo 2

Caratterizzazione degli scintillatori

Il primo passaggio fondamentale per l'allestimento di un apparato di misura è la caratterizzazione della risposta dei rivelatori per l'ottimizzazione dei parametri di lavoro. A questo scopo abbiamo studiato singolarmente i due scintillatori, costruendo il circuito di raccolta del segnale riportato in figura 2.1.

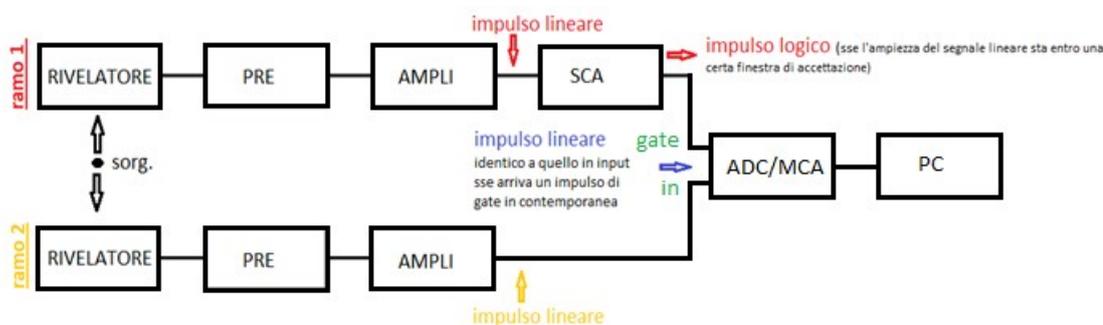


Figura 2.1: Catena di rivelazione del segnale per la caratterizzazione degli scintillatori

Per avere un'idea generale del funzionamento delle singole parti dell'apparato, abbiamo osservato la forma del segnale in diversi punti del sistema tramite l'oscilloscopio. Il segnale in uscita dal fototubo moltiplicatore, PMT, viene passato al preamplificatore, integrato con lo scintillatore e il fototubo, che gli conferisce una forma a coda lunga, con relativi problemi di pile-up. L'amplificatore lineare elimina questo pericolo, operando una formatura gaussiana, la cui larghezza è regolata dallo shaping time. L'ampli-

ficatore provvede anche all'amplificazione del segnale, guadagno, regolabile attraverso due manopole coarse e fine. Il guadagno è un parametro molto utile, perché consente di spaziare a piacimento sui 2048 canali di Maestro, permettendo di ottenere lo stesso effetto di un incremento della tensione, senza pregiudicare la risoluzione (almeno in teoria). In linea generale, è meglio impostare tensioni di lavoro più elevate a fronte di un guadagno minore che viceversa, onde evitare di avere meno segnale.

L'output dell'amplificatore viene infine inviato in ingresso all'MCA il quale ne campiona l'ampiezza in tensione e incrementa di un conteggio il contenuto del canale associato a tale ampiezza; si ottiene quindi lo spettro cercato.

2.1 Spettro

Lo spettro che ci aspettiamo di rivelare contiene, oltre alla radioattività naturale composta da fotoni di bassa energia scatterati e muoni ad energie ben più alte, il picco a 511 keV riconducibile all'annichilazione del positrone e un altro picco meno intenso a 1274 keV dovuto al rilassamento dallo stato eccitato sullo stato fondamentale del ^{22}Ne (figlio del ^{22}Na); sono presenti infine tali fotoni scatterati o loro combinazioni dovute a rilevazioni contemporanee, come ad esempio il picco a 1022 keV proveniente dalla somma di due 511 keV. Un tipico spettro osservato è riportato in figura 2.2.

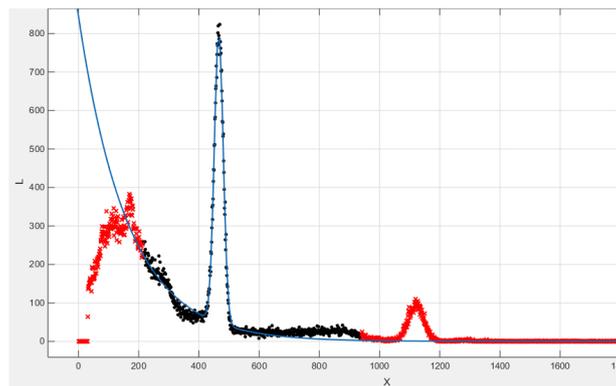


Figura 2.2: Tipico spettro osservato

Abbiamo anche riportato il fit che abbiamo usato per estrapolare alcuni parametri fondamentali definiti in sezione 2.2. Come suggerisce la figura, negli spettri che otteniamo sono ben visibili il fotopicco a 511 keV e il 1274 keV, il primo molto più pronunciato, e, per energie minori, lo spettro caratteristico dell'effetto Compton, detto appunto spalla Compton.

Abbiamo inoltre studiato mediante una simulazione montecarlo come varia lo spettro, considerando una sorgente costituita solo da fotoni a energia 511 keV, con la presenza del piatto rotante e senza. Come si evince dalla figura 2.3 la presenza del piatto rotante introduce ulteriore scattering diminuendo l'energia del fotone incidente al rivelatore e innalzando il numero di conteggi compresi tra la spalla Compton e il fotopicco. Dalla simulazione è emerso inoltre come si dovrebbe notare un picco di energia 483 keV associato all'effetto fotoelettrico dovuto allo iodio di cui è costituito lo scintillatore, fotopicco che nei nostri spettri non osserviamo a causa della bassa risoluzione dello scintillatore stesso.

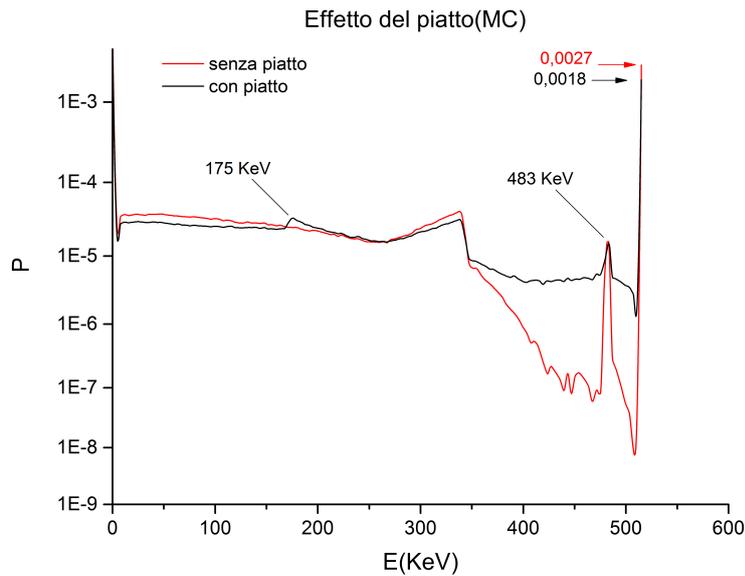


Figura 2.3: Variazione nello spettro con presenza del piatto rotante

2.2 Tensione di alimentazione

Per determinare la tensione di lavoro ottimale per i due rivelatori, si raccoglie uno spettro per ogni valore di voltaggio impostato e si misura la risoluzione del picco a 511 keV mantenendo il valore dello shaping time fissato a $0.5 \mu\text{s}$. Per evitare problemi di non linearità dell'MCA, l'amplificazione viene variata in modo da mantenere la centroide del picco lontano dai primi e dagli ultimi 200 canali dell'MCA, che ha in tutto 2048 canali. Indicativamente si è tenuto il picco da 1022 keV dopo la metà dello spettro e abbiamo cercato di mantenere il picco sullo stesso canale, al fine di raccogliere spettri nella stessa configurazione, variando il guadagno per ogni valore di tensione. Gli spettri sono stati raccolti per un tempo sufficiente a far sì che i conteggi netti e la Full Width Half Maximum (FWHM) si stabilizzassero (circa 100 s).

La risoluzione del sistema è data dal rapporto tra la larghezza a mezza ampiezza del picco, Full Width Half Maximum e la centroide del picco stesso H_0 , ovvero il canale in cui cade il massimo del picco a 511 keV. La risoluzione percentuale sarà allora:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \cdot 100. \quad (2.1)$$

Per ricavare $FWHM$ e H_0 a partire dallo spettro ottenuto si è fatto un fit del picco utilizzando la funzione somma di una gaussiana e di un'esponenziale, quest'ultima per tener conto della spalla Compton.

Il test del χ^2 ridotto per un set di misure fornisce valori compresi tra [0.47 ; 0.70] per il rivelatore DX e [0.48 ; 0.91] per il rivelatore SX.

In particolare la $FWHM$ sarà

$$FWHM = 2.35 \cdot \sigma \quad (2.2)$$

con σ la deviazione standard della gaussiana.

Oltre alla risoluzione abbiamo valutato il tasso di conteggi netti al picco (Net Count Rate, NCR):

$$NCR = \frac{A}{t_{mis}}, \quad (2.3)$$

con A l'area sottesa della gaussiana, e t_{mis} il tempo di misura. I risultati per il rivelatore di sinistra sono tabulati in tabella

V(V)	R(%)	σ_R	NCR	σ_{NCR}
600	7.565	0.003	281,4	0,2
650	7.564	0.002	286,1	0,2
700	7.551	0.003	281,1	0,2
725	7.583	0.003	284,5	0,2
750	7.570	0.003	284,2	0,3
775	7.573	0.003	282,5	0,2
800	7.550	0.003	281,6	0,2
825	7.533	0.002	281,6	0,2
850	7.549	0.003	282,7	0,3
900	7.571	0.002	285,2	0,2
950	7.565	0.003	280,6	0,3

Per il rivelatore di destra invece i risultati sono i seguenti

V(V)	R(%)	σ_R	NCR	σ_{NCR}
600	11.29	0.01	271,2	0,5
650	11.349	0.008	272,1	0,4
700	11.335	0.008	271,3	0,4
725	11.354	0.009	272,2	0,4
750	11.335	0.009	272,5	0,4
775	11.329	0.009	271,9	0,4
800	11.306	0.006	272,9	0,3
825	11.334	0.004	273,1	0,3
850	11.28	0.01	271,6	0,5
900	11.247	0.009	272,3	0,4
950	11.21	0.01	271,0	0,5

Per una migliore visualizzazione riportiamo i grafici dell'andamento della risoluzione (fig. 2.4) e dei conteggi al picco (fig. 2.5) in funzione della tensione di alimentazione.

Nostro obiettivo è minimizzare la risoluzione mantenendo al contempo il massimo tasso di conteggio possibile, ma poiché per entrambi non si riscontra una variazione significativa al variare della tensione di alimentazione, abbiamo scelto arbitrariamente per i rivelatori una tensione di 750 V.

Inoltre confrontando i dati dei due rivelatori si può osservare che lo scintillatore di sinistra garantisce una migliore prestazione sia in termini di risoluzione che di conteggio. Di conseguenza dovendo effettuare misure in coincidenza, il rivelatore di destra verrà utilizzato come gate in ingresso all'MCA.

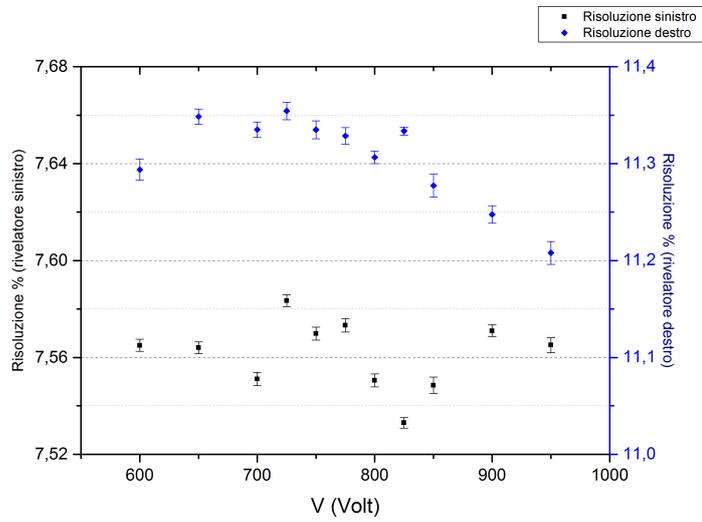


Figura 2.4: Andamento della risoluzione in funzione della tensione

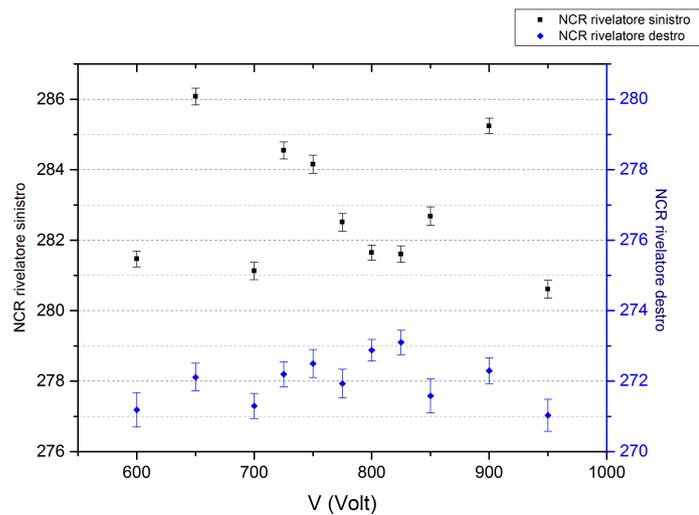


Figura 2.5: Andamento dei conteggi al picco in funzione della tensione

2.3 Shaping time

Sempre al fine di ottimizzare la risposta dei rivelatori è necessario scegliere opportunamente il tempo di formatura del segnale. Per questo motivo, fissata la tensione, abbiamo calcolato l’NCR e la risoluzione del rivelatore sinistro al variare dello shaping time.

In tabella sono riportati i risultati ottenuti

$T_{shaping}(\mu s)$	R(%)	σ_R	NCR	σ_{NCR}
0,5	7,570	0,003	284,2	0,3
1	7,562	0,007	282,6	0,5
2	7,629	0,004	281,6	0,3
3	7,607	0,005	278,8	0,4
6	7,643	0,007	276,3	0,5
10	7,658	0,004	275,5	0,4

Riportiamo l'andamento della risoluzione e dei conteggi netti al picco in funzione dello shaping time in figura 2.6.

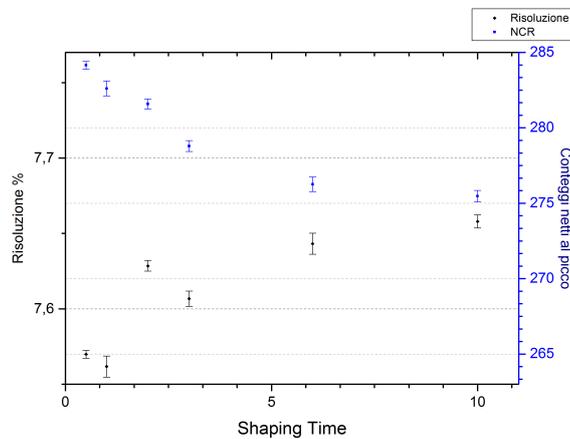


Figura 2.6: Andamento della risoluzione e dei conteggi netti al picco in funzione dello shaping time per il rivelatore di sinistra

Si può notare come la risoluzione sia migliore a bassi valori di shaping time e come l'NCR sia pressoché costante con un lieve peggioramento per alti valori di shaping time. Per questi motivi abbiamo impostato lo shaping time a 1 μs dove comunque si osserva una migliore risoluzione percentuale. Per lo scintillatore di destra invece, avendo scelto questo come rivelatore che fornirà il gate all'MCA, lo shaping time è stato scelto in modo diverso, considerando il circuito di coincidenza e secondo la procedura descritta in 3.1.

2.4 Deriva temporale del picco

La componente elettronica dell'apparato di misura può presentare delle instabilità nel funzionamento legate a variazioni di temperatura che possono

determinare modificazioni di guadagno e quindi differente amplificazione del segnale. Dovendo effettuare misure su archi temporali relativamente lunghi si è resa necessaria una verifica di queste eventuali instabilità per poterne tener conto nella rielaborazione dei dati. A questo scopo abbiamo utilizzato il rivelatore di sinistra per misurare uno spettro di 200 secondi ogni mezz'ora per 5 giorni, da cui ricavare la variazione della posizione del picco a 511 keV nel tempo. L'andamento osservato è riportato in figura 2.7, dove viene rappresentata la variazione sia del canale del picco che della temperatura nel tempo.

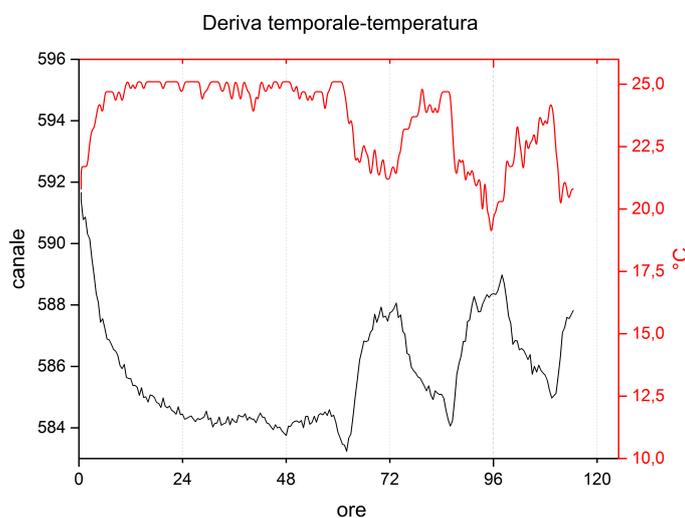


Figura 2.7: Variazione del canale del picco e della temperatura nel tempo.

Apparentemente sembra che il picco tenda a spostarsi in relazione a variazioni di temperatura.

In realtà, durante le prime ore, il canale del picco subisce variazioni dovute alla progressiva stabilizzazione dell'elettronica. Il rivelatore, infatti, era rimasto spento per lungo tempo prima di cominciare ad acquisire le misure.

Inoltre, se consideriamo che abbiamo eseguito le misure durante la stagione invernale e che abbiamo iniziato venerdì sera e terminato mercoledì, è molto improbabile che nel weekend le temperature nei laboratori siano alte per poi tornare basse durante la settimana.

Il nostro termometro consiste in un circuito collegato e alimentato dal pc. Allora una spiegazione possibile è che la variazione di temperatura osservata potrebbe essere legata ad una variazione di tensione sull'impianto elettrico

che alimenta tutta l'elettronica. Le stesse cadute di tensione sono responsabili delle variazioni del canale del picco, come osservato.

Per svincolarci da questa situazione abbiamo ripetuto la campagna di misura alimentando il termometro con delle batterie. Il nuovo risultato è rappresentato in fig. 2.8.

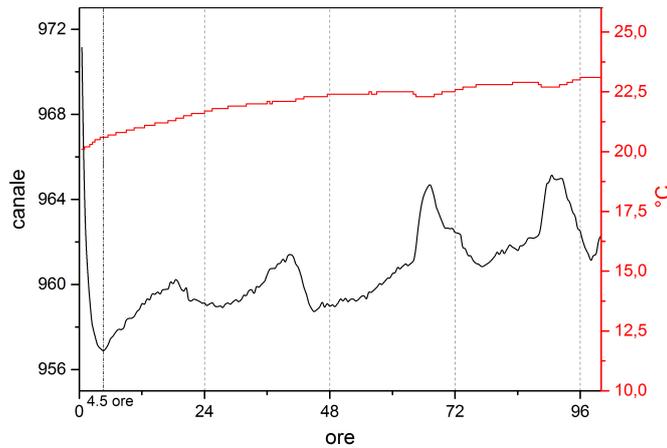


Figura 2.8: Variazione del canale del picco e della temperatura nel tempo con termometro alimentato a batteria.

Queste misure sono state prese durante la stagione primaverile. Il grafico non mostra una correlazione evidente tra la temperatura e la risposta dei rivelatori, tranne in corrispondenza dei due picchi a fine ciclo che sembrano corrispondere ad una lieve diminuzione di temperatura.

In realtà, come risulta più chiaro dalla figura 2.7, tali picchi corrispondono a misure effettuate in orari serali e notturni, nei quali è minima l'attività umana sulla rete elettrica. La temperatura in sala viene mantenuta costante da un impianto di condizionamento sempre attivo, ma durante il giorno il grande affollamento ne provoca un lieve aumento.

Possiamo ritenere allora che non ci sia una correlazione tra la temperatura e la risposta dei rivelatori o almeno che sia totalmente trascurabile rispetto alle variazioni di tensione sulla rete dovute all'attività umana.

2.5 Omogeneità dei rivelatori

In questa sezione mostriamo la strategia utilizzata per verificare l'omogeneità di risposta dei due rivelatori.

Questa caratteristica risulterà di grande importanza per l'obiettivo finale del nostro esperimento, cioè quello di determinare la posizione di una sorgente sorgente radioattiva.

A tal scopo poniamo la sorgente sul bordo esterno del piatto rotante e in modo che il cono di luce efficace disegnato dal fascio di fotoni non intersechi il rivelatore del quale intendiamo studiarne l'omogeneità.

Dal momento che il nostro sistema lavorerà sempre in coincidenza, il cono di luce prodotto dalla sorgente è determinato dall'angolo con cui si sottende il rivelatore più lontano.

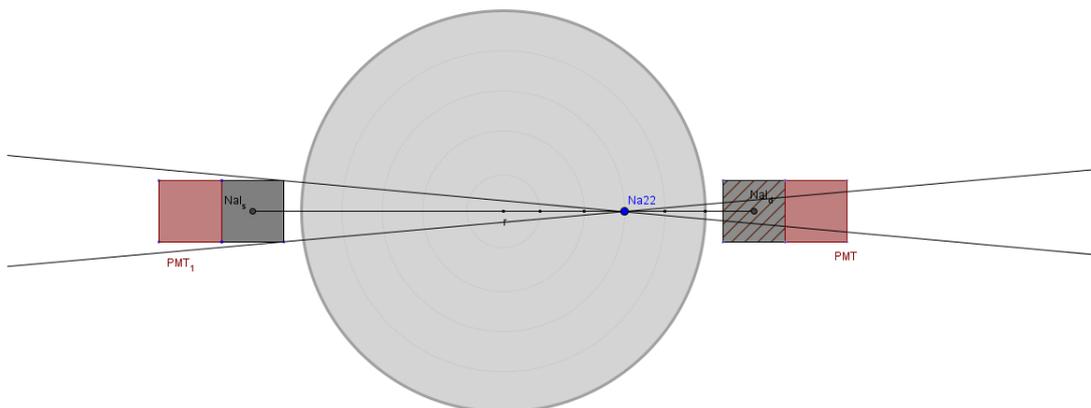


Figura 2.9: Cono di luce efficace.

Ora spostiamo il piatto di un angolo tale che le proiezioni del cono di luce sul rivelatore non abbiano punti in comune e lanciamo una misura di NCR . Concludiamo la misura quando la sorgente ha attraversato tutto il rivelatore in modo che il cono di luce efficace, di nuovo, non lo intersechi più. Ci aspettiamo che la capacità di conteggio sia proporzionale al volume di

rivelatore coperto dal fascio di fotoni e che quindi il massimo di NCR corrisponda al momento in cui la sorgente è centrata rispetto al rivelatore stesso. Abbiamo effettuato una simulazione Montecarlo per verificare di quanto i dati sperimentali si discostassero dal caso ideale.

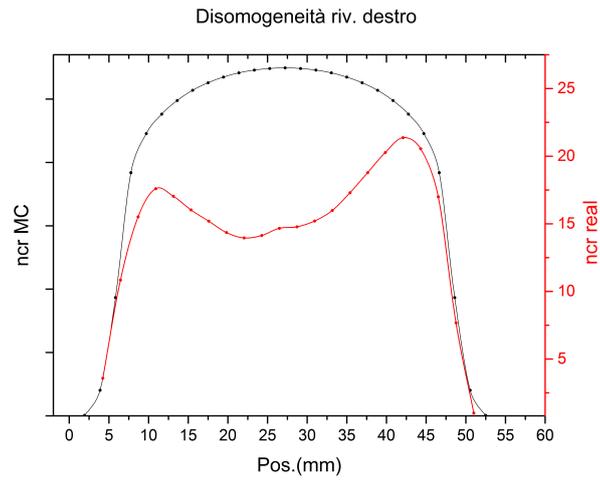


Figura 2.10: Dati sperimentali e simulazione sulla disomogeneità del rivelatore destro.

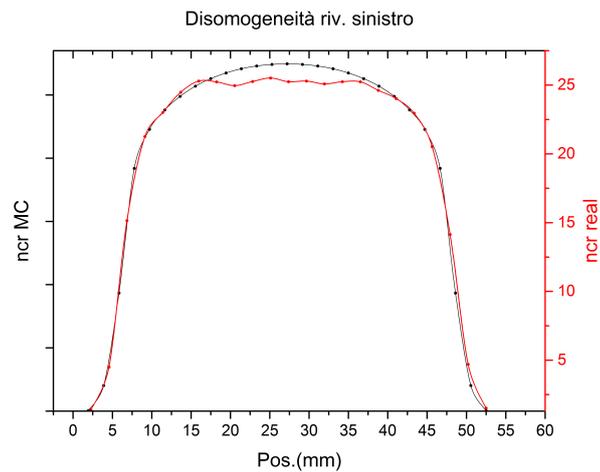


Figura 2.11: Dati sperimentali e simulazione sulla disomogeneità del rivelatore sinistro.

Come dimostra la Fig 2.10, i risultati del rivelatore destro si discostano molto dai dati ottenuti tramite simulazione soprattutto nella parte centrale. Il cristallo potrebbe quindi aver subito danni in una parte del suo volume. Questo, vedremo, non ci permetterà di usare questo rivelatore per la misura di posizione della sorgente.

2.5.1 Osservazioni

Per effettuare una simulazione Montecarlo con MCNP occorre definire la geometria del sistema e le caratteristiche tecniche delle sue componenti, la tipologia di sorgente unita alla forma del fascio di particelle emesso e la grandezza fisica che si vuole misurare. Il dato richiesto in *output* dal codice MCNP è la deposizione di energia dei fotoni del volume dei rivelatori. Nel nostro caso, calcolare esattamente l'angolo di apertura del cono di luce emesso dalla sorgente di fotoni per ogni posizione del piatto rotante non è un'operazione semplice. Per questo motivo abbiamo scelto di utilizzare sempre il cono definito dalla sorgente posizionata nel centro di simmetria del nostro sistema. Sempre per semplicità, abbiamo spostato la sorgente parallelamente alla superficie del cristallo e non lungo la circonferenza del piatto. Inoltre, quando la sorgente si trova centrata rispetto al rivelatore è massimo il fenomeno del *pile-up*, contributo che non è contenuto nella simulazione. Questi fattori possono spiegare la leggera discrepanza tra dati sperimentali e simulazione anche nel caso del rivelatore sinistro.

Un'altra osservazione va fatta sulla forma del grafico mostrato in Fig 2.10. Nel corso della nostra esperienza abbiamo sempre *fittato* l'andamento dell'*NCR* in funzione della posizione con una curva gaussiana anche se questa scelta non è giustificata da alcun fondamento teorico. Tuttavia, come mostreremo nel capitolo 5.1, il *fit* ci servirà solo per estrapolare meglio il massimo di questa funzione. La nostra scelta è quindi giustificata dalla analoga simmetria delle due curve.

Capitolo 3

Allestimento del sistema per misure in coincidenza

Un evento di coincidenza si ha quando i fotoni di annichilazione prodotti dalla coppia e^+e^- vengono rivelati entro una piccola finestra temporale. Come mostra lo schema 2.1 quando Timing SCA riceve dallo scintillatore di destra un segnale di energia compresa in un determinato intervallo regolabile ($E \pm \delta E$, $E=511$ keV) produce un segnale di gate, ovvero un'onda quadra, con profondità temporale regolabile tramite una vite interna che consente di aprire il gate da 0.5 a 6 μs . Il gate viene inviato al connettore GATE di Maestro, che per la durata temporale di questo impulso attiva l'acquisizione. In accordo con le proprie specifiche, il connettore accetta impulsi di altezza minima di 2.5 V. Il gate quindi attiva l'acquisizione di segnali solo per la durata temporale del gate stesso, pertanto verranno registrati soltanto i segnali provenienti dal rivelatore sinistro che arrivano a Maestro entro questa finestra temporale. Naturalmente, il fotone che giunge allo scintillatore sinistro potrebbe avere un'energia inferiore, per via dell'effetto Compton o potrebbe essere un fotone del fondo naturale giunto mentre il gate era aperto. Non ci aspettiamo pertanto che lo spettro sia costituito solo dal picco a 511 keV. Il primo step da eseguire è la selezione accurata della finestra energetica di selezione degli eventi e la durata temporale del gate per garantire la minima perdita di segnali reali non acquisiti e la riduzione del fondo e delle coincidenze casuali. A tal fine è necessario impostare un circuito in autocoincidenza con lo scintillatore che farà da gate, in cui il segnale di input è fornito dallo stesso segnale che determina il gate. Gli impulsi derivano quindi dal segnale generato da un medesimo fotone. Successivamente si può ottimizzare l'acquisizione attraverso la determinazione della miglior posizione dei rivelatori che fornisca il massimo tasso di conteggi.

3.1 Misure in autocoincidenza

Il primo problema da affrontare dunque nel costruire un circuito in autocoincidenza è la corretta formatura del segnale, regolabile tramite lo shaping time, in modo tale che gli impulsi da misurare (provenienti dall'output dell'amplificatore ORTEC) siano contenuti e accettati dagli impulsi di gate (generati dal TISCA). Entrambi i moduli danno in output un segnale di tipo semigaussiano con il peaking time (ovvero la distanza temporale tra l'inizio del segnale ed il picco) pari a 2.2τ , con τ shaping time. Nel caso dell'SCA poi, il gate viene emesso con un ulteriore ritardo di 200 ns rispetto al picco del segnale entrante: ad esempio, se viene impostato uno shaping time pari a $0.5 \mu s$, si avrà il picco a $(0.5 \cdot 2.2) \mu s = 1.1 \mu s$ e dunque un segnale di gate che si estenderà a partire da $1.3 \mu s$. Inoltre, secondo le specifiche di Maestro, per far sì che vengano raccolti eventi in coincidenza è necessario che l'estensione del gate anticipi di almeno $0.5 \mu s$ e posticipi di almeno $0.5 \mu s$ il picco del segnale da misurare: utilizzando di nuovo un esempio pratico, impostando sull'amplificatore ORTEC uno shaping time di $1 \mu s$ si avrà il picco del segnale misurato a $2.2 \mu s$, e sarà necessario quindi un impulso di gate che si estenda almeno da $1.7 \mu s$ a $2.7 \mu s$. Quindi una combinazione di shaping time $0.5 \mu s$ sul TISCA e $1 \mu s$ sull'ORTEC sarebbe possibile con un gate lungo almeno $1.4 \mu s$. Queste considerazioni vanno combinate con il bisogno di tenere il gate il più corto possibile in modo da evitare le coincidenze false.

Si nota subito che non è possibile raccogliere spettri di autocoincidenza utilizzando le uscite AMP OUT e SCA OUT del TISCA: questa scelta imporrebbe shaping time uguali per entrambi i segnali, configurazione impossibile per ottenere un'autocoincidenza. Per questo motivo abbiamo sdoppiato l'uscita preamplificata del rivelatore e mandando una all'amplificatore ORTEC, in cui abbiamo impostato τ a $1 \mu s$, e l'altra al TISCA, impostando τ a $0.5 \mu s$. Si è proceduto poi a impostare la raccolta di uno spettro di coincidenza in cui il segnale gate proviene dal TISCA, mentre il segnale da raccogliere proviene da ORTEC. La finestra energetica in cui devono essere registrati gli eventi può essere regolata con due manopole su TISCA, regolando cioè il lower level E e l'apertura δE è possibile restringere lo spettro al picco a 511 keV.

3.2 Misure in coincidenza

Grazie all'opportuna scelta dei parametri è stato costruito il circuito per le misure in coincidenza, che corrisponde di fatto a quanto visto per le misure in autocoincidenza con la differenza che la linea di input è fornita dallo scintillatore sinistro. Riportiamo in figura 3.1 uno spettro acquistato in coincidenza;

confrontandolo con lo spettro riportato per il singolo rivelatore (figura 2.2) si può osservare come la scelta di una finestra di selezione degli eventi favorisca una migliore definizione del picco di interesse rispetto al fondo.

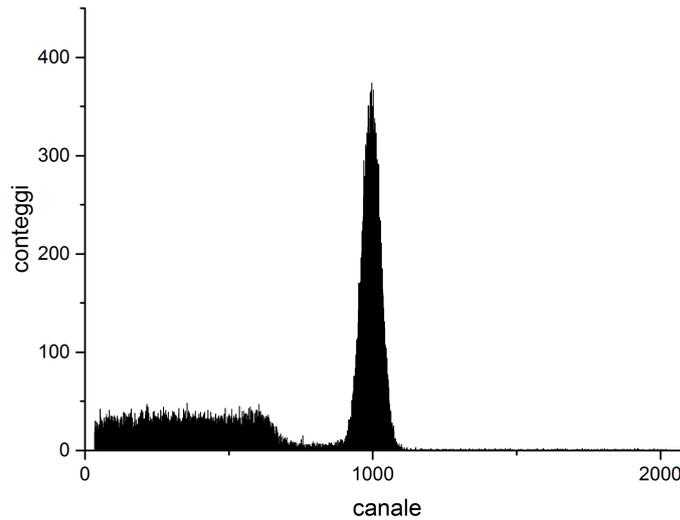


Figura 3.1: Esempio di spettro acquisito con il circuito in coincidenza

3.3 Posizionamento dei rivelatori

A questo punto abbiamo ottimizzato la posizione dei due scintillatori per ottenere il massimo tasso di conteggi e di minimizzare l'effetto Compton, a causa del quale si perdono conteggi al picco. Abbiamo quindi fatto variare l'altezza di entrambi i rivelatori rispetto al piatto rotante.

In tabella sono riportate le varie misure prese considerando l'altezza dei rivelatori rispetto al piano di lavoro.

Numero posizione	Altezza (cm) rivelatore destro	Altezza (cm) rivelatore sinistro	NCR	σ_{NCR}
1	15.6	15.9	4.601	0.001
2	15.1	15.4	20.029	0.004
3	14.6	14.9	33.97	0.01
4	14.1	14.4	43.39	0.01
5	13.6	13.9	52.70	0.01
6	13.5	13.8	55.00	0.01
7	13.35	13.65	56.43	0.01
8	13.2	13.5	57.09	0.01
9	13.1	13.4	55.59	0.01
10	12.85	13.15	51.26	0.01
11	12.6	12.9	46.18	0.01

Riportiamo graficamente l'andamento dell'NCR in figura 3.2

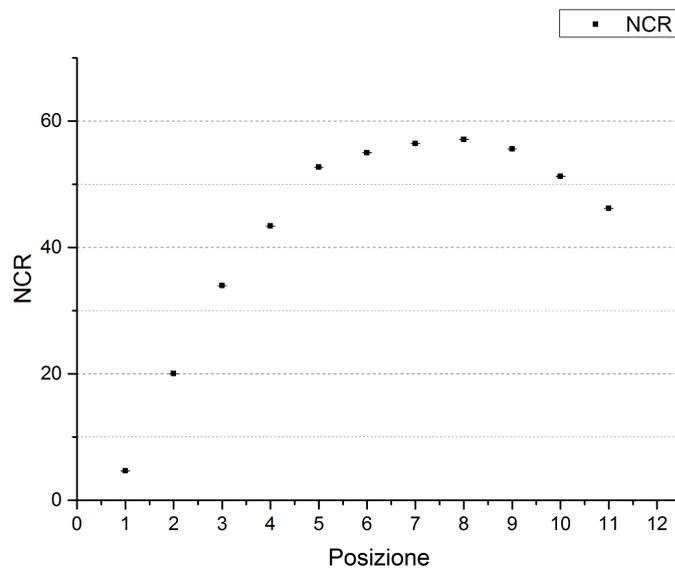


Figura 3.2: Tasso di conteggi netti al picco in funzione dell'altezza dei rivelatori rispetto al piatto

Risulta evidente che la migliore configurazione geometrica è ottenuta per il rivelatore di sinistra posto a 13.50 cm e quello di destra a 13,20 cm.

Capitolo 4

Caratterizzazione del piatto rotante

La precisione nell'utilizzo del piatto rotante è fondamentale per la misura degli angoli necessari alla determinazione della posizione. Il sistema a nostra disposizione comprende un piatto connesso a incastro ad un motorino: questa caratterizzazione punta ad ottimizzare il funzionamento del secondo (l'effetto del piatto sulla misura viene trattato nel capitolo dedicato a Montecarlo). Il motore è uno *stepper* supportato da un driver, connesso e controllato via *RS232* da PC tramite la *TMCL-ide*. Uno step del motore corrisponde ad 1.8° reali e può essere suddiviso in un numero massimo di 16 microstep; ogni step ha un errore non cumulativo del 5% secondo specifiche. I parametri che regolano il movimento dello stepper sono gli *AXIS PARAMETERS* e possono essere modificati tramite il direct-mode di TMCL, usando il comando *SAP*. Abbiamo scelto alcuni dei parametri in modo che la velocità e l'accelerazione del piatto non fossero tanto elevate da generare errori dovuti all'inerzia, né tanto piccole da allungare i tempi di misura.

Usiamo 16 microstep, spostandoci con un passo di $0.113^\circ \pm 0.006^\circ$. Per evitare problemi dovuti alla mancanza temporanea di corrente abbiamo salvato questi valori nella *EEPROM* interna al motorino; in questo modo vengono reimpostati automaticamente quando necessario. La precisione degli spostamenti è stata verificata essere perfetta per i nostri strumenti di misura: con un goniometro, un righello e un punto fisso esterno al piatto non

Tabella 4.1: Parametri TMCL

MAX-ACC	MAX-POS-SPEED	ACTUAL-SPEED	NEXT-SPEED
10	20	20	20

è stato osservato nessun errore in seguito a uno spostamento di 2160° . Il motore presenta dei difetti evidenti: perde parte dei riferimenti di posizione in seguito ad un cambio di direzione e per questo abbiamo lavorato sempre in senso orario; inoltre la funzione che permette l'attesa tra l'esecuzione di un comando e l'altro non corrisponde alle specifiche (un tick dovrebbe essere 0.01s). E' stata trovata sperimentalmente una relazione in figura 4.1.

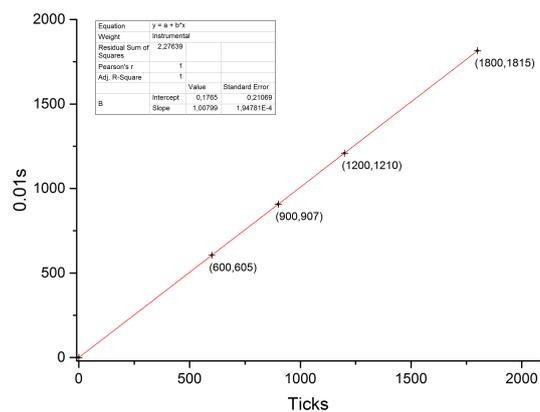


Figura 4.1: relazione Tick-secondo

da cui otteniamo che $1 \text{ tick} = 1.0080\text{s} \pm 0.0002$. E' stato poi osservato che in alcuni casi il conteggio termina prima della scadenza richiesta, soprattutto per tempi molto lunghi. Abbiamo scelto di suddividere il comando di attesa in 5 comandi più brevi e il problema non si è più presentato.

Capitolo 5

Metodo geometrico

Il modo più semplice per determinare la posizione della sorgente è quello di sfruttare le relazioni geometriche tra la posizione della sorgente e la posizione dei due rivelatori.

E' chiaro che il sistema è più efficacemente descrivibile da coordinate polari piuttosto che da coordinate cartesiane.

Quindi lo scopo di questa campagna di misure è quello di determinare univocamente la posizione della sorgente mediante la definizione di un angolo α rispetto all'asse di simmetria del sistema e la distanza ρ dal centro del piatto.

La Fig 5.1 rappresenta lo schema geometrico del nostro sistema e rende esplicita la grandezza che deve essere stimata.

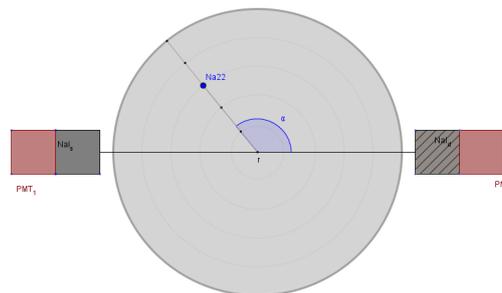


Figura 5.1: Allestimento dell'apparato per misure angolari

5.1 Misure di α

Al fine di determinare l'angolo α poniamo i due rivelatori a 180 gradi uno rispetto all'altro.

La procedura eseguita è quella di far ruotare il piatto di un angolo infinitesimo e acquisire i dati relativi all' NCR per ogni ciclo. L'iterazione si conclude quando il piatto ha compiuto un giro completo.

Per ogni posizione angolare del piatto abbiamo, dunque, un valore relativo di NCR . Rappresentati in un grafico otteniamo la funzione

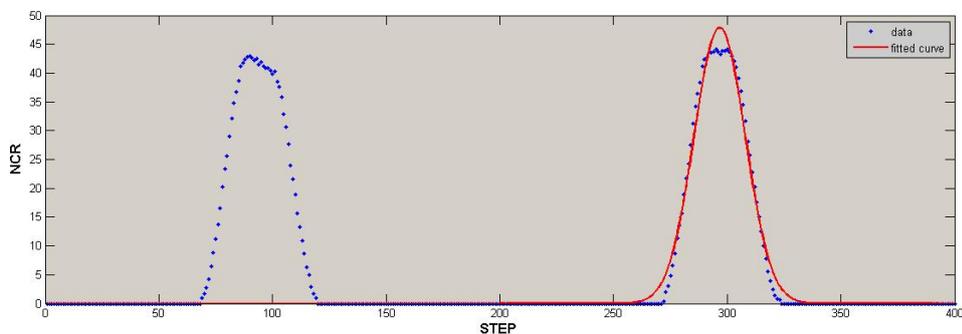


Figura 5.2: Grafico di NCR in funzione dell'angolo di rotazione del piatto.

E' chiaro che i due massimi relativi di NCR si trovano quando la sorgente transita lungo la congiungente i due rivelatori.

La curva in prossimità del massimo è stata fittata con una Gaussiana per estrapolare più correttamente la coordinata angolare corrispondente.

5.2 Dati

Abbiamo scelto di far ruotare il piatto di 0.9° per ogni ciclo. Il tempo di acquisizione dati con *Maestro* è stato settato a 350 sec.

Le misure sono state prese a differenti distanze della sorgente rispetto al centro del piatto per verificare che non ci siano distorsioni di alcun genere.

I dati sono riportati nella tabella 5.1.

Tabella 5.1: Misure di α

Pos	α (Riv DX)	α (Riv SX)
1°	85,22	87,92
2°	82,28	87,73
3°	84,98	87,42
Media	84,16	87,69

5.3 Osservazioni

Il grafico dell'*NCR* dovrebbe presentare due massimi relativi a 180° uno dall'altro.

A causa però della disomogeneità del rivelatore destro, la corrispondente coordinata angolare va scartata. Il grafico dell'*NCR* nell'intorno del picco non è simmetrico e questo ci impedisce di fittare i dati con buona confidenza; inoltre il massimo nei conteggi non è raggiunto perfettamente al centro del rivelatore.

Questo introdurrebbe un errore sistematico nella determinazione dell'angolo α di difficile valutazione.

5.4 Misure di ρ

Al fine di misurare la distanza della sorgente ρ dal centro del piatto è necessario cambiare la posizione reciproca dei due rivelatori.

La nuova geometria del sistema è rappresentata in Fig. 5.3.

Definiamo Φ l'angolo a cui spostiamo il rivelatore di destra e β l'angolo che deve sottendere la sorgente per trovarsi lungo la congiungente i due rivelatori. E' chiaro che in questa situazione β non è più indipendente dalla distanza della sorgente dal centro del piatto. Si può infatti dimostrare che vale la relazione

$$\rho = \frac{R \tan(\frac{\Phi}{2})}{\sin(\alpha + \beta) + \tan(\frac{\Phi}{2}) \cos(\alpha + \beta)} \quad (5.1)$$

Lo scopo è quello di misurare l'angolo β con la stessa procedura usata per la campagna precedente. R , Φ e α sono in prima approssimazione parametri noti del sistema.

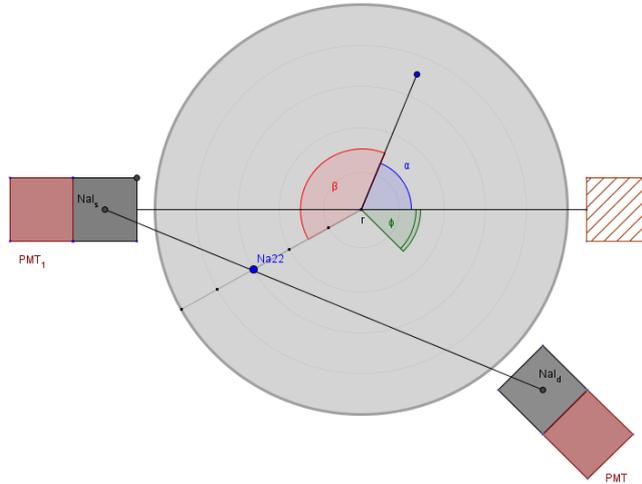


Figura 5.3: Allestimento dell'apparato per misure radiali.

5.5 Osservazioni preliminari

Nella formula 5.1 il termine R rappresenta la distanza del centro del piatto dal rivelatore supposto idealmente puntiforme. Nel caso di rivelatore esteso, invece, R definisce la distanza del centro piatto da un punto notevole del rivelatore per cui è massima la porzione di volume investita dal cono di luce, già precedentemente definito.

L'assunzione che R sia una costante del sistema è dunque un'affermazione imprecisa perché dipende sia della distanza della sorgente dal centro del piatto ρ sia dell'angolo reciproco tra i rivelatori Φ .

Considerando la complessità della geometria del sistema e considerando la non perfetta omogeneità dei rivelatori, è impossibile valutare R analiticamente; abbiamo scelto quindi un approccio sperimentale.

Per ogni valore di Φ abbiamo lanciato due campagne di misure per ρ , una quando la sorgente si trova nella posizione 2, l'altra quando si trova nella posizione 6. Dal confronto con una misura diretta di ρ effettuata con un calibro ricaviamo due valori per R . Questi vengono mediati per ottenerne una stima più precisa.

Questa scelta è giustificata dal fatto che in un caso abbiamo effettuato la stima di R per ogni posizione della sorgente ottenendo una relazione lineare

con ρ . È sufficiente quindi mediare solo sull'estremo minimo e massimo della retta. I risultati sono riassunti nella tabella 5.2.

Tabella 5.2: Stima di R

Φ	$R_{stimato}$	σ
7.5	21.60	0.84
15	21.30	0.56

Da una indagine più approfondita abbiamo verificato che la distribuzione di R per Φ fissato è pressoché uniforme. Quindi l'errore sulla media è stato calcolato mediante la formula

$$\sigma = \frac{\Delta R}{\sqrt{3}}. \quad (5.2)$$

5.6 Dati

Gli angoli Φ a cui si possono posizionare i rivelatori sono imposti da dei fori sulla struttura di metallo su cui poggia il nostro apparato e distano 7.5° uno dall'altro. Abbiamo deciso di spostare solo il rivelatore destro.

Anche la sorgente può essere posizionata su a certe distanze fissate da delle scanalature sul piatto rotante.

Le misure di posizione con il metodo analitico richiedono molto tempo se consideriamo anche il fatto che è prima necessario dare una stima di R , come descritto nella sezione precedente.

Le campagne di misura sono state effettuate con la sorgente nella 4° posizione e utilizzando solo due angoli Φ che corrispondono a 7.5° e 15° .

I dati sono riportati nella tabella 5.3.

Tabella 5.3: Misure di ρ

Φ	ρ
7.5	97.35
15	97.30
Media	97.33 σ 2.83

L'errore su ρ è stato calcolato mediante la formula di propagazione degli errori sui parametri contenuti nella formula 5.1.

La misura di ρ effettuata direttamente con calibro è di 98.40 ± 0.05 . L'accordo è buono, ma non perfetto ed è dovuto a imperfezioni intrinseche del sistema. Aggiungere altre misure non serve a ottenere un risultato più preciso, motivo per il quale ci siamo fermati a due soli valori di Φ , privilegiando l'allestimento di altri metodi.

Capitolo 6

Retroproiezione filtrata in aria

L'obiettivo che ci proponiamo con l'utilizzo di questo metodo è di ridurre la dipendenza dall'errore dovuto alle fluttuazioni di R .

La retroproiezione filtrata dovrebbe mediare la configurazione geometrica al variare dell'angolo ϕ . Alla base di questo metodo c'è la *trasformata di Radon*, con la quale è possibile ridurre l'informazione spaziale di un oggetto alle sue proiezioni su infiniti angoli.

Nel nostro caso utilizziamo la funzione MatLab che implementa l'*antitrasformata di Radon* parte dalle proiezioni che ricaviamo dal nostro sistema di rivelatori (ciascuna ad un angolo che scegliamo noi) e ricostruisce l'oggetto. Migliore la risoluzione di ogni proiezione e il numero di piani su cui si proietta, migliore sarà l'immagine. Scegliamo come risoluzione delle proiezioni un intervallo pari al livello di confidenza del fit usato per la curva. Questo metodo infatti, al pari di quello analitico, sfrutta gli angoli α , β e Φ per fissare gli angoli di proiezione; assumendo l'errore su Φ nullo come quello intrinseco alla rotazione dello *stepper*, la precisione risulta essere dominata da una funzione di fit di difficile valutazione. Il livello di confidenza con l'utilizzo di una funzione gaussiana corrisponde nel peggiore dei casi a 0.41° che per un raggio medio del piatto equivalgono a 0.08 cm. Considerando l'errore statistico per un intervallo a probabilità costante otteniamo 0.02 cm; questo ci permetterebbe di utilizzare una matrice di almeno 1891x1891 pixel: in realtà è stata ridotta a 1416 x 1416 per rendere più chiaro il risultato (è probabile che siano stati sottovalutati degli errori). Per quanto riguarda il numero di proiezioni, siamo vincolati dal tempo necessario alla presa dati ed al passo di 15° per Φ : ci siamo fermati a 7 proiezioni, agli angoli Θ (7.67; 16.14; 24.705; 33.576; 43.662; 54.81). Il risultato ottenuto è illustrato nelle immagini 6.1, 6.2. La prima è la rappresentazione vera mentre la seconda è ideale e deriva da una *deconvoluzione* con funzione radon della geometria misurata, con successiva *convoluzione* radon inversa.

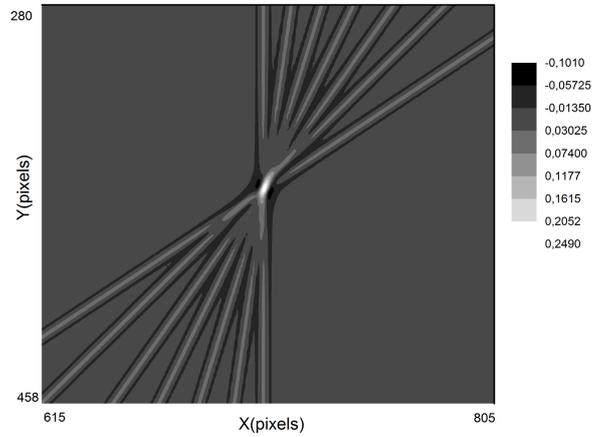


Figura 6.1: Retroproiezione con misure vere.

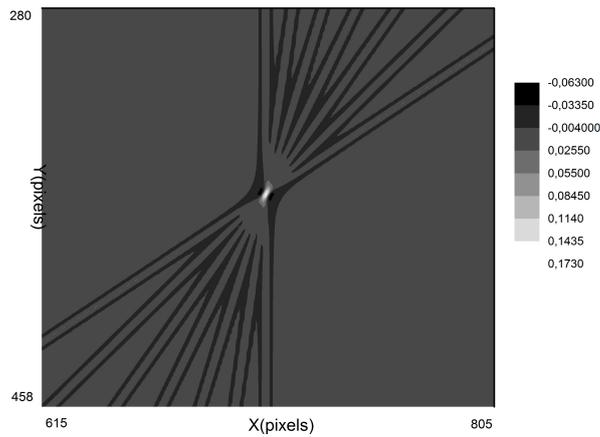


Figura 6.2: Retroproiezione ideale.

Le differenze di contrasto sono evidenti, come anche la simmetria in figura 6.2 è in parte persa causa le imprecisioni del sistema. L'area totale della figura 6.2 corrisponde ad un quadrato reale di $5.3 \times 5.1 \text{cm}^2$. Le differenze di contrasto sono dovute in parte al comportamento del filtro, che per dati più definiti tende a creare più dettaglio. In entrambi i casi sono stati filtrati tramite una *finestra di Hann*, per ridurre il rischio di *aliasing*

dei dati, e in seguito interpolati con una spline cubica per ottenere un centroide meglio definita. La scelta particolare di queste due procedure tra le tante disponibili è stata fatta in seguito a diverse prove. E' da notare che le altre combinazioni non producono risultati significativamente diversi. La figura di retroproiezione ideale ci mostra quanto l'imprecisione del risultato sia causata dal limite intrinseco dovuto al numero finito di proiezioni. In figura 6.3 è stata selezionata la zona centrale e sono state estrapolate le sezioni trasversali dell'ellissoide di distribuzione al centro (con i rispettivi *fit*):

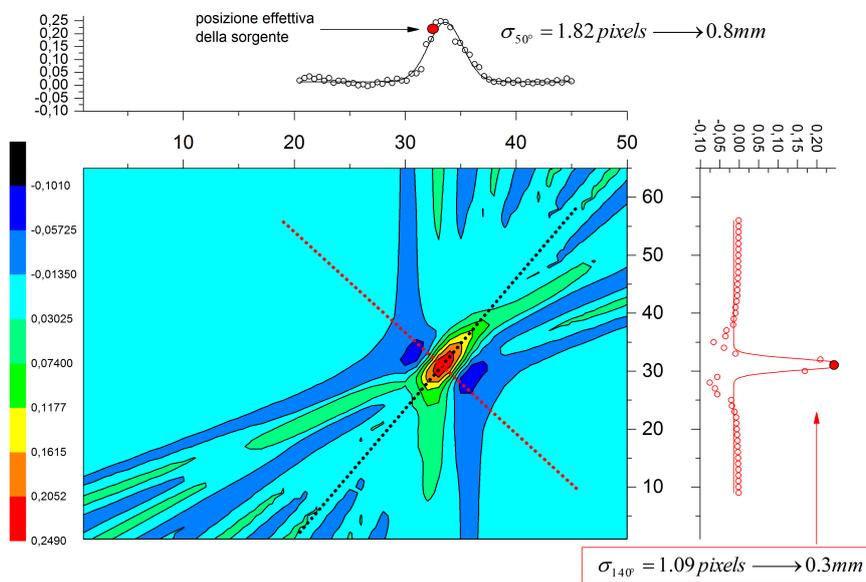


Figura 6.3: Zoom della retroproiezione.

Sono riportate le σ e la posizione effettiva della sorgente, assunto un raggio misurato sul centro del cristallo di Ioduro di Sodio (21 cm). Si nota un miglioramento rispetto al metodo precedente, legato al fatto che nella formula del calcolo analitico entra direttamente un valore di R che non è ben definito, mentre in questo caso è automaticamente mediato sulle diverse configurazioni. Prima eravamo inoltre costretti a scegliere un R , ora misuriamo solo gli angoli di proiezione e otteniamo una retroproiezione senza mai dover definire le dimensioni del dominio. Il raggio del piatto entra in gioco solo nel momento in cui traduciamo il numero di pixel in cm, e si vede come scegliendo un R ragionevole la sorgente cade entro l'errore del picco. La figura sotto riporta una rappresentazione tridimensionale del risultato.

Qualche considerazione: questo metodo richiede tempi di misura lunghi e in funzione di un utilizzo su dei pazienti non avrebbe nessuna applicazione.

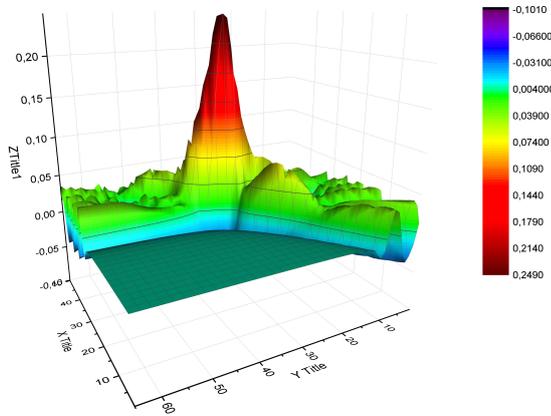


Figura 6.4: Rappresentazione tridimensionale.

Nelle macchine PET moderne vengono usati un grande numero di rivelatori che circondano il paziente e lavorano in coincidenza contemporanea su tutte le coppie possibili; inoltre le dimensioni dei rivelatori sono più piccole, perdendo così in statistica ma migliorando la risoluzione.

Capitolo 7

Retroproiezione in acqua

Per le misure in acqua è stato usato un *Marinelli*, con uno spessore d'acqua di 3.2 cm e geometria planare uniforme attorno alla sorgente. La plastica è stata supposta essere *p.e.t.* (polietilene teraftalato) e ha un doppio spessore di 1.5 mm lungo la traiettoria del fotone. Considerando lo spessore d'acqua (la consideriamo come acqua pura, le correzioni dovute alle componenti aggiuntivi risultano trascurabili) e il doppio spessore di plastica, con rispettivamente un $\mu/\rho = 9.687 \times 10^{-2}$ e $\mu/\rho = 8.997 \times 10^{-2}$ (abbiamo considerato una densità media del p.e.t. di 1.4 g/cm^3) otteniamo che il singolo fascio viene ridotto al 70.63% del totale. La probabilità congiunta che entrambi i fotoni di annichilazione arrivino ai rivelatori è quindi del 49.89%. Quello che osserviamo è illustrato in figura 7.1

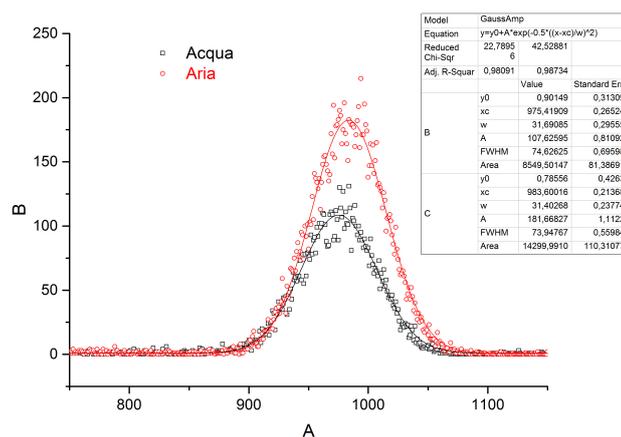


Figura 7.1: Confronto tra picco a 511 keV in aria e in acqua.

$\tilde{\chi}^2 = 1.06$ per la parte in acqua.

I due picchi corrispondono ad una configurazione con (nero) e senza Marinelli (rosso), per la stessa disposizione geometrica e la sorgente sulla congiungente dei rivelatori. Fittando, osserviamo che il rapporto delle ampiezze è del 59.24%. La differenza rispetto al valore atteso si spiega tenendo conto della dinamica di attenuazione. L'unica interazione che avviene a queste energie in acqua è l'effetto Compton sugli elettroni, ma parte dello scattering lascia proseguire un fotone che ha perso poca energia e cade comunque nella finestra da noi scelta per lo SCA associato al gate. Se supponiamo una finestra di 50 KeV (non è stata fatta nessuna calibrazione, quindi questo valore è puramente qualitativo) otteniamo un angolo massimo di scattering di 26°. Utilizzando la formula di *Klein-Nishina* calcoliamo la sezione d'urto per un angolo solido corrispondente ad un cono di semi-ampiezza 26° e ne facciamo il rapporto con la sezione d'urto totale. Otteniamo che il 9.32% dei fotoni che fanno Compton ricadono comunque nel range di energia accettabile. Per il ramo sinistro il fotone è accettato in seguito ad uno scattering solo in base alla geometria del sistema: l'angolo solido sotteso dal rivelatore corrisponde, in questa configurazione, ad un cono di semi-ampiezza 50°, quindi il 20.54% del totale scatterato. Quindi al 49.89% vanno aggiunti:

1. quelle coincidenze che corrispondono ad un fotone che passa indisturbato sul riv. gate, mentre sul riv. di sinistra il fotone scattera entro l'angolo solido limite: $70.63\% \times 29.37\% \times 20.54\% = 4.26\%$.
2. le coincidenze in cui verso riv. di sinistra il fotone non scattera mentre sul gate deve rispettare i 26° di semi-ampiezza per il cono: $70.63\% \times 29.37\% \times 9.32\% = 1.93\%$.
3. il caso in cui entrambi i fotoni sono scatterati: $[29.37\% \times 20.54\%] \times [29.37\% \times 9.32\%] = 0.1\%$.

Otteniamo un totale di 56.18% per la trasmissione. È stato trattato il caso di una coppia di fotoni emessi sull'asse dei rivelatori e per una finestra di gate come detto non precisa; una trattazione più dettagliata si pensa possa spiegare la percentuale effettivamente osservata. Associato a quanto detto è il leggero spostamento del canale di picco, osservato sia in questa comparazione che in tutte le altre fatte per l'assorbimento dell'acqua (Xc aria-Xc acqua = 8.10).

Quanto detto può essere riassunto dicendo che la misura della posizione ha una statistica di conteggio minore: il fit è quindi meno preciso e la figura di retroproiezione che ne risulta ha un errore maggiore di quello ottenuto per l'aria:

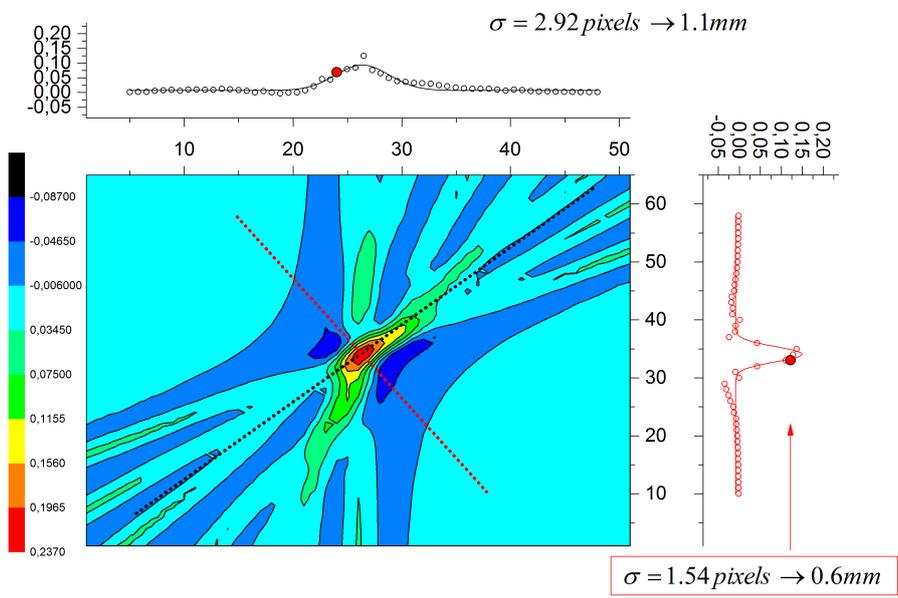


Figura 7.2: Retroproiezione in acqua.

Capitolo 8

Conclusioni

Negli ultimi anni la PET è diventato uno strumento estremamente diffuso negli ospedali grazie agli enormi progressi effettuati in ambito elettronico, dal punto di vista dei materiali e delle tecniche di rielaborazione del segnale e *imaging*.

La PET permette di acquisire immagini emmissive del corpo umano evidenziando anomalie nel metabolismo cellulare che nella maggior parte dei casi prelude a patologie di tipo tumorale.

Il nostro esperimento rappresenta l'allestimento di un apparato PET estremamente rudimentale, ma nonostante ciò l'obiettivo di determinare con precisione la posizione di una sorgente radioattiva è stato raggiunto. Questo dimostra la potenza che questo strumento può rappresentare, se implementato con tecnologie all'avanguardia.

I moderni macchinari PET in dotazione agli ospedali sono costituiti da centinaia di rivelatori distribuiti su un certo numero di anelli.

Ogni singolo cristallo è messo in coincidenza con un grande numero di rivelatori e nelle ultime implementazioni addirittura con tutti i rivelatori contenuti in quell'anello. Questo permette di acquisire immagini 2D e 3D del paziente a scapito di una leggera distorsione delle immagini stesse.

È importante sottolineare che la PET è uno strumento diagnostico non anatomico, per il quale esistono altre tecniche di imaging trasmissivo come la radiografia.

La PET aiuta il medico ad individuare regioni di interesse potenzialmente tumorali prima che la patologia inizi a danneggiare i tessuti. Le cellule tumorali in un organo vengono identificate grazie a differenti scale di colori sull'immagine acquisita che corrispondono ad una intensificazione della radioattività locale.

Non è necessario quindi spingersi a risoluzioni spaziali molto elevate.

Bisogna considerare infatti che esiste un limite intrinseco di risoluzione dello

strumento che proviene dalla fisica dell'evento e prescinde dalle tecniche di acquisizione ed elaborazione del segnale.

I fotoni misurati provengono dall'annichilazione di un positrone emesso dallo zucchero radioattivo iniettato nel paziente e metabolizzato dalle cellule.

Il *range* del positrone non è nullo e non è uniforme in tutto il corpo: varia da tessuto osseo a tessuti magri a tessuti grassi e organi molto poco densi come i polmoni.

In figura mostriamo 8.1 una simulazione di varie traiettorie percorse dal positrone prima di annichilirsi.

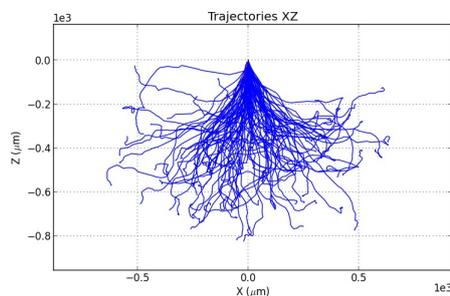


Figura 8.1: Simulazione range positrone in acqua con $E=511$ keV.

L'annichilazione non avviene totalmente a riposo, quindi i fotoni non vengono emessi perfettamente *back-to-back*, ma con un certo angolo. Infine esiste tutta la componente di scattering dei fotoni nel corpo umano che anch'essa dipende dalla densità del tessuto, ma anche dalla profondità del tessuto stesso.

La risoluzione massima è intrinseca è di 2 mm.

In aggiunta, bisogna considerare la dimensione estesa dei cristalli, che introduce un passo di griglia discreto in fase di acquisizione, e la risoluzione finita dei rivelatori.

Inoltre per migliorare la qualità dell'immagine e per diminuire i tempi di acquisizione esistono varie strategie tra cui, come già accennato, quella di mettere in coincidenza più rivelatori contemporaneamente.

Tutti questi fattori contribuiscono a peggiorare la risoluzione.

Tuttavia la PET è estremamente utile per identificare tessuti o organi malati prima che si intervengano danni e senza dover utilizzare tecniche chirurgiche invasive. C'è da considerare inoltre che in sede radioterapica, il medico individua un'area di interesse per trattamento ben più estesa della regione tumorale evidenziata in un'immagine PET a scopo cautelativo.

Ultimamente si sono sviluppate nuove tecniche di acquisizione ed elabora-

zione dei segnali che permettono di personalizzare lo strumento per ogni paziente. La potenza che hanno raggiunto oggi i calcolatori permette di fare simulazioni Montecarlo dell'intero processo usando la geometria del paziente stesso ottenuta tramite tecniche radiografiche.

Questa tecnica consente un'accurata trattazione del rumore e di tutti i fattori che tendono a peggiorare la qualità dell'immagine.

Gran parte della ricerca oggi è incentrata sull'affinamento dei codici di simulazione Montecarlo, sulle tecniche di imaging e sulla componente elettronica dei fotomoltiplicatori; per questi ultimi in particolare si cerca di ridurre le dimensioni in modo tale da essere accoppiati ad ogni singolo cristallo ottimizzando così le dimensioni dell'intero apparato e riducendo il passo di griglia con positive ripercussioni sulla risoluzione delle immagini.

Appendice A

Programma utilizzato per analisi dati con Matlab

```
clear
[filename,pathname]=uigetfile('*.SPE','multiselect','on');
for i=1:length(filename)
    fid=fopen(fullfile(pathname,filename{i}));
    D= textscan(fid,'%f %*f',1,'HeaderLines',9);
    E= cell2mat(D);
    time(i)=E;
    N= textscan(fid,'%u','HeaderLines',3);
    L = cell2mat(N);
    for j=1:length(L)
        G(j,i)=L(j);
    end
    fclose(fid);
    clear N;
    clear fid;
end
for n=1:length(filename)
    for m=1:length(L)
        K(m)=G(m,n);
    end
    [z1,a1]=max(K);

    if z1>8
        [xData, yData] = prepareCurveData( [], K );
        ft = fittype( 'z1*exp(-0.5*((x-a1)/b1)^2) + c1*exp(-d1*(x-e1))',
            'independent', 'x', 'dependent', 'y' );
    end
end
```

```

ex = excludedata( xData, yData, 'Indices',
                  [1:(a1-200),(a1+200):2048] );
opts_NCR = fitoptions( 'Method', 'NonlinearLeastSquares' );
opts_NCR.Display = 'Off';
opts_NCR.Lower = [(a1-100) 0 -Inf -10 0 (z1-100)];
opts_NCR.StartPoint = [a1 20 40 0 450 z1];
opts_NCR.Upper = [(a1+100) 50 Inf 10 1000 (z1+100)];
opts_NCR.Exclude = ex;
[fitresult, gof] = fit(xData, yData, ft, opts_NCR );
P(:,n)=coeffvalues(fitresult); %#ok<*SAGROW>
%   gof  %#ok<*NOPTS>
n
%       h = plot( fitresult, xData, yData, ex );
%       ylabel( 'L' );
else
    for m=1:6
        P(m,n)=0;
    end
end
%clear K;
end

for t=1:length(filename)
    NCR(t)=((sqrt(2*pi))*P(2,t)*P(6,t))/(time(t)+0.5);
end

[a3,b3]=max(NCR);
[xData, yData] = prepareCurveData( [], NCR);
ft_NCR = fittype( 'a*exp(-((x-b1)/c1)^2)', 'independent', 'x',
                 'dependent', 'y' );
ex = excludedata( xData, yData, 'Indices', [1:(b3-20),
      (b3+20):length(filename)] );
opts_NCR= fitoptions( 'Method', 'NonlinearLeastSquares' );
opts_NCR.Display = 'Off';
    opts_NCR.Lower = [a3-10  b3-20  0];
opts_NCR.StartPoint = [a3      b3  5];
    opts_NCR.Upper = [a3+10  b3+20  20];
[fitresult_NCR, gof_NCR] = fit( xData, yData, ft_NCR, opts_NCR );
h = plot( fitresult_NCR, xData, yData);

P_NCR=coeffvalues(fitresult_NCR);

```

```

POS_RIV=((P_NCR(2))*100/111.11); %conversione in angolo

media_FWHM=sum(P(2,:)*2.35)/length(filename);
media_ch=sum(P(1,:))/length(filename);
media_R=media_FWHM/media_ch*100;
media_NCR=sum(NCR(:))/length(filename);
media_amp=sum(P(6,:))/length(filename);
media_time=sum(time(:)+0.5)/length(filename);

for k=1:length(filename)
    F_FWHM(k)=(media_FWHM-(P(2,k)*2.35))^2;
    F_ch(k)=(media_ch-P(1,k))^2;
    F_NCR(k)=(media_NCR-NCR(k))^2;
    F_amp(k)=(media_amp-P(6,k))^2;
end

errore_FWHM=sqrt(sum(F_FWHM)/(length(filename)-1));
errore_ch=sqrt(sum(F_ch)/(length(filename)-1));
errore_amp=sqrt(sum(F_amp)/(length(filename)-1));
errore_R=sqrt((errore_FWHM/media_FWHM)^2+(errore_ch/media_ch)^2)*media_R;
errore_NCR=sqrt(2*pi)*sqrt((errore_FWHM/media_FWHM)^2
    +(errore_amp/media_amp)^2
    +(0.5/media_time)^2)*media_NCR;

```

Appendice B

Automatizzazione delle campagne di misura

Il metodo di misura della posizione della sorgente richiede che venga acquisito uno spettro ad ogni rotazione del disco di un angolo fissato, per diverse posizioni angolari del rivelatore destro. Sia per Maestro che per il piatto rotante può essere programmata un'attività di misura che non richieda la presenza di nessuno sperimentatore.

B.1 Maestro

Il programma utilizzato per Maestro è il seguente:

```
SET_DETECTOR 1
SET_PRESET_CLEAR
SET_PRESET_LIVE 100
LOOP 200
CLEAR
START
WAIT
DESCRIBE_SAMPLE "Misura ???"
SAVE "E:\Documents and Settings\lab\deriva_temporale\deriva???.Spe"
WAIT 30
END_LOOP
```

Riportiamo il significato di alcuni comandi:

- SET PRESET LIVE x: fissa il Live Time dello spettro a x secondi;
- LOOP x: funzione che permette di effettuare un ciclo che raccolga x spettri;

- CLEAR: prepara Maestro alla raccolta di un nuovo spettro;
- START: inizia l'acquisizione dello spettro;
- WAIT x: il sistema aspetta x secondi, affinché venga completata l'acquisizione;
- SAVE nome???.SPE: salva lo spettro in modo ordinato grazie al loop counter.

B.2 TMCL

L'automatizzazione del disco rotante è possibile grazie ad un software (TMCL) già presente all'interno del PC. In questo caso la programmazione consiste semplicemente nel far ruotare il disco su cui è posizionata la sorgente di un angolo fissato, a intervalli di tempo regolari.

Il codice utilizzato è il seguente:

```

MainLoop:
MVP REL, 0, -400
WAIT TICKS, 0, 10715
WAIT TICKS, 0, 10715
WAIT TICKS, 0, 10715
WAIT TICKS, 0, 10715
GAP 1, 0
COMP -594300
JC GT, MainLoop

```

Elenchiamo brevemente i comandi principali:

- MVP (MoveToPosition) ABS oppure REL: il disco ruota fino alla posizione (relativa o assoluta) impostata;
- WAIT TICKS: il disco attende prima di effettuare una nuova rotazione per un tempo pari al numero di tick impostati;
- MainLoop: sancisce che i comandi seguenti facciano parte di un loop;
- JA MainLoop: genera un loop infinito.

Appendice C

Programma utilizzato per simulazione montecarlo

C.1 Simulazione spettro con e senza piatto rotante

sorgente su piatto rotante e senza

1 1 -3.67 -1

2 0 -2 1 3

3 0 -3

4 0 2

1 RCC 0 0 0 2 0 0 5

2 S 0 0 0 100

3 RCC 25 -1 0 0 0.5 0 11.5

MODE P

M1 11000 1 53000 1

M2 26000 98 6000 2

IMP:P 1 1 1 0

SDEF erg=0.511 pos= 25 0 0 \$sorg isotropa 511 ok

nps 100000000

F18:P 1 \$ Energy distribution of pulses created in detector

E18 0 1E-5 500i 2

C.2 Simulazione per rivelatori in coincidenza

riv in coincidenza

1 1 -3.67 -1

2 0 -2 1 3

3 0 -3

4 0 2

1 RCC 0 0 0 2 0 0 5

2 S 0 0 0 100

3 RCC 25 -1 0 0 0.5 0 11.5

MODE P

M1 11000 1 53000 1

M2 26000 98 6000 2

IMP:P 1 1 1 0

SDEF erg=0.7 pos= 3 0 0 vec=-1 0 0 dir=d1 \$sorg isotropa 511 ok

SI1 -1 0.9 1

SP1 0 0.95 0.05

SB1 0 0 1

nps 100000000

F18:P 1 \$ Energy distribution of pulses created in detector

E18 0 1E-5 500i 2

Bibliografia

- [1] G.F.Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, 4th ed.
- [2] Dispense del corso di Fisica Medica
- [3] www.nist.gov