Università degli studi Roma Tre

FACOLTÀ DI INGEGNERIA

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA ELETTRONICA

Dottorato di Ricerca in Ingegneria Elettronica - XXII Ciclo

ELETTRONICA PER GAMMA CAMERE AD ELEVATE PRESTAZIONI PER APPLICAZIONI MEDICHE

CANDIDATO: Andrea Fabbri

DOCENTE GUIDA: Prof. Francesco de Notaristefani

Triennio Accademico 2006/2007 -2008/2009

Ai miei genitori,
e a mio fratello

Indice

Introduzione **5**

1 La Gamma Camera **7**

1.1 Introduzione 7

1.2 La Anger Camera 10

1.3 Stato dell'Arte 12

1.3.1 Gamma Camere basate su semiconduttori 12

1.3.2 Gamma Camere basate su PSPMT 13

1.4 Caratteristiche di una gamma camera 14

1.4.1 Risoluzione Spaziale 14

1.4.2 Risoluzione Energetica, Contrasto e Rapporto Segnale Rumore 16

1.5 I Radionuclidi 17

1.6 I Collimatori 18

1.7 I Cristalli Scintillanti 20

1.7.1 Tipologie di Cristalli 20

1.7.2 Matrici di Cristalli 21

1.7.3 Il Bromuro di Lantanio 24

1.8 I Fotorivelatori 25

1.8.1 Il PSPMT H8500 27

1.9 La Gamma Camera Sperimentale 28

2 Elettronica di Lettura **31**

2.1 Dinamica del Sistema 32

2.2 Schede analogiche . . . 35
2.2.1 Scelta dei Componenti . . . 36
2.3 La scheda di controllo . . . 36
2.4 Firmware . . . 38
2.4.1 Il blocco *Scheda ADC* . . . 39
2.4.2 Discriminazione di energia e organizzazione del pacchetto dati . . . 42
2.4.3 Gestione della memoria FIFO . . . 42
2.5 Rumore . . . 44
2.6 Programma di acquisizione . . . 46

3 Algoritmo **49**
3.1 Calcolo del Baricentro . . . 49
3.2 Metodo Iterativo . . . 52
3.2.1 Convergenza . . . 54
3.2.2 Tempi di computazione e parametri di uscita . . . 54

4 Risultati **57**
4.1 Spot Scanning . . . 57
4.1.1 Risoluzione Energetica . . . 58
4.1.2 Linearità . . . 60
4.1.3 Risoluzione Spaziale . . . 62
4.2 Procedura di Calibrazione . . . 63
4.2.1 Studio sui Dati Montecarlo . . . 65
4.2.2 Correzione dell'Effetto sui Bordi . . . 67
4.3 Immagini . . . 69

5 Sistema Integrato **71**
5.1 Canale di Acquisizione . . . 71
5.2 Simulazioni . . . 74
5.3 Simulazioni Funzionali . . . 76

Conclusioni **79**

A Tipologie di Interazione della Radiazione Gamma con la Materia **83**

Introduzione

La scintigrafia medica è uno strumento diagnostico molto valido i cui campi di applicazione sono sempre più ampi.

Gli strumenti per la rivelazione di radiazioni sono apparati complessi il cui assemblaggio richiede competenze diverse che vanno dalla conoscenza dei principi fisici che regolano l'interazione dei fotoni con la materia sino ai sistemi elettronici di lettura e agli algoritmi per la ricostruzione delle immagini.

Nella fase iniziale di questo lavoro di dottorato sono state analizzate diverse tipologie di rivelatori che possano sostituire con migliori risultati l'Anger camera, ad oggi il rivelatore più utilizzato in ambito medico. Il sistema proposto in questa tesi, basato su fototubi sensibili alla posizione accoppiati con cristalli ad alta resa luminosa quale il bromuro di lantanio, si propone tra le migliori evoluzioni tecniche di questi dispositivi.

Questa soluzione ha comportato la necessità di sviluppare un'elettronica di lettura multicanale dedicata, descritta nel capitolo 2, che ha superato i limiti di dinamica, di count rate e di linearità tipici dei sistemi pre-esistenti. La progettazione del sistema di acquisizione è stata preceduta dallo studio, riportato nel capitolo 1, delle dinamiche inerenti la distribuzione di luce all'interno del cristallo nonché dei processi di foto-moltiplicazione,

L'analisi dei dati ottenuti attraverso l'utilizzo dell'elettronica multicanale realizzata ha inoltre portato allo sviluppo di un algoritmo, le cui peculiarità sono descritte nel capitolo 3, alternativo a quelli attualmente in uso basati sul metodo del baricentro.

I risultati raggiunti sono stati descritti nel capitolo 4.

Capitolo 1

La Gamma Camera

1.1 Introduzione

La conoscenza del corpo umano, sia dell'anatomia che della fisiologia, permette di migliorare le diagnosi e le terapie in medicina. Uno dei primari metodi non invasivi utilizzati è la tecnica di produzione di immagini, o *imaging*. Apparati che siano in grado di acquisire informazioni rendendole sotto forma di immagini basate su proprietà dei tessuti quali l'opacità, la conducibilità e l'influenza subita dai campi magnetici, analizzate sia nello spazio che nel tempo, vengono utilizzati per identificare, sempre più precocemente, malattie e disfunzioni. Alcune di queste analisi, come raggi X ed ecografia, permettono di ottenere informazioni di natura morfologica, altre, come SPECT e PET, di natura funzionale.

Le principali tipologie di scansione nell'ambito delle immagini mediche sono divise in tecniche per trasmissione e tecniche per emissione. Un esempio di immagine in trasmissione è la radiografia ossea a raggi X, dove il paziente viene posto di fronte ad un fascio di fotoni X, che viene attenuato dai tessuti attraversati, in quantità proporzionali alla loro densità. I fotoni non assorbiti vengono quindi raccolti da un rivelatore posto alle spalle del paziente. Dalla modulazione spaziale di intensità del fascio di fotoni, se le proprietà di assorbimento dei tessuti sono note, è possibile ricostruire un'immagine della parte del corpo sotto esame.

La tomografia per emissione di radiazione γ è invece un esempio di tecnica di *imaging* nucleare basata sulla rivelazione in vivo di fotoni emessi da un radiotracciante iniettato nel paziente. Il radiotracciante è un marcatore molecolare che emette, solitamente, raggi γ. Marcare molecole che presentano un diverso ritmo di assorbimento a seconda del tessuto interessato

permette di ottenere immagini dove il contenuto informativo è lo stato metabolico dell'organo, o tessuto, sotto esame.

I metodi di scansione per trasmissione, comprese le tecniche più moderne quali la TAC (*Tomografia Assiale Computerizzata*) o la RMN (*Risonanza Magnetica Nucleare*), permettono di identificare alterazioni organiche e anatomiche nel corpo umano, le scansioni per emissione sono in grado di rilevare alterazioni a livello metabolico che spesso precedono l'alterazione anatomica. Un esempio estremo è riportato in figura 1.1 dove si può notare che con un analisi quale la RMN non è possibile, per quanto l'informazione di tipo anatomica sia molto dettagliata, avere informazioni sulla funzionalità dell'organo sotto esame. Al contrario, con un analisi PET, per quanto la risoluzione dell'immagine sia decisamente inferiore, è possibile capirne lo stato metabolico.

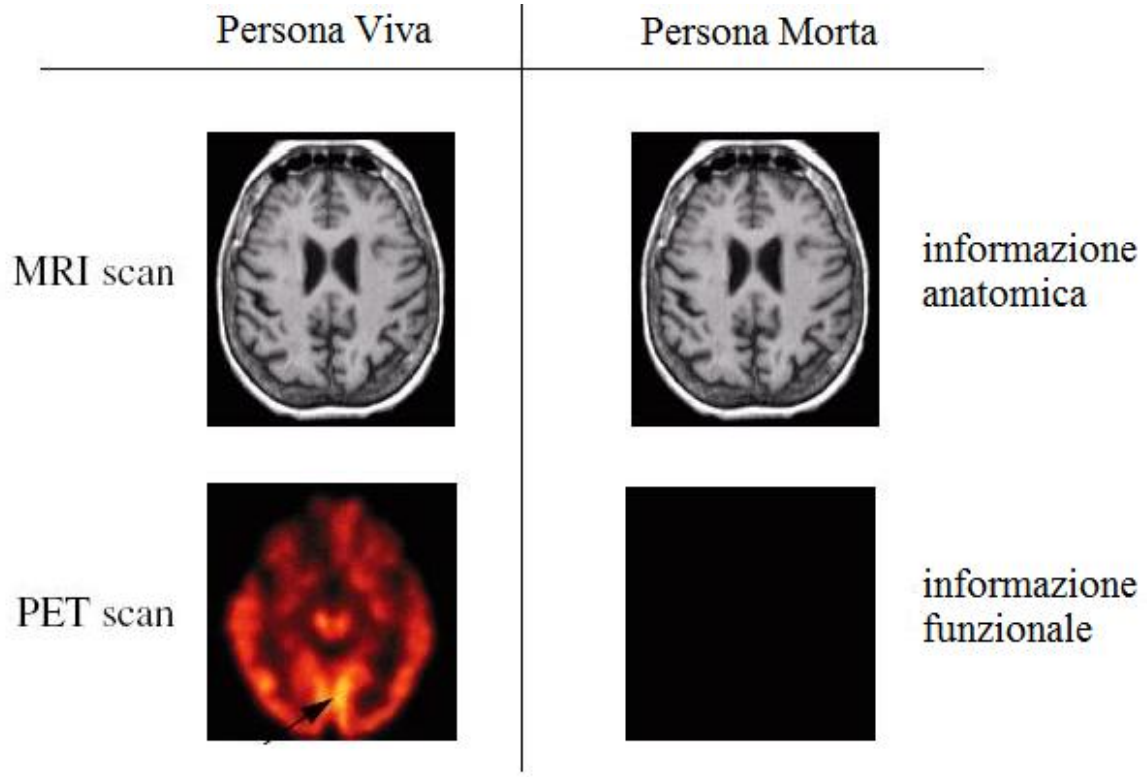

Figura 1.1: I riquadri superiori mostrano delle immagini ottenute dalla risonanza magnetica di una scatola cranica, che fornisce informazioni anatomiche molto dettagliate indipendentemente dallo stato funzionale dell'organo. Nella riga inferiore sono riportati i risultati di una PET che a fronte di un dettaglio inferiore, fornisce informazioni funzionali dell'organo analizzato.

Le tecniche tomografiche in emissione di fotono più utilizzate in Medicina Nucleare sono

due: la SPECT, *Single Photon Emission Computer Tomography*, dove la molecola tracciante è marcata con un radionuclide emettitore di un singolo fotone γ, in un range di energie di 25-300 keV come ad esempio il pertecnetato ^{99m}Tc, e la PET dove il tracciante è marcato con un radionuclide emettitore di positroni come il ^{18}F o il ^{13}C, dove il rivelatore deve intercettare la coppia di fotoni γ di annichilazione con energia di 511 keV.

Un importante elemento di differenza per le immagini ottenute in emissione o in trasmissione è rappresentato dal rateo di fotoni che varia di alcuni ordini di grandezza tra le tecniche per trasmissione e quelle per emissione. Ne consegue la diversa resa in termini di risoluzione spaziale e di contrasto, apprezzabile nel confronto tra due immagini mostrato in figura 1.2. La risoluzione spaziale di un'immagine radiologica a raggi X è inferiore al decimo di millimetro, mentre per un'immagine SPECT, ottenuta con una Anger camera ad uso ospedaliero, la risoluzione spaziale è superiore ai tre millimetri. Inoltre, la durata dell'esame tipico di un'analisi SPECT, che può raggiungere anche i venti minuti, è difficilmente tollerata dai pazienti.

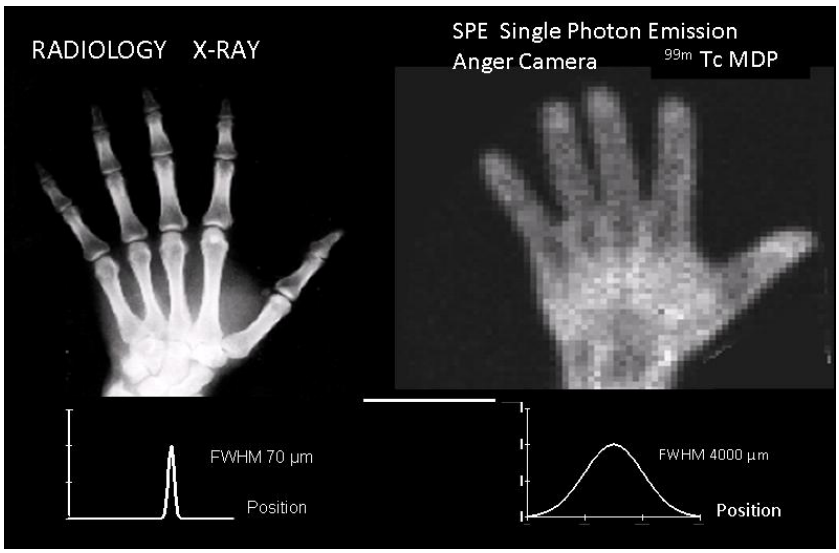

Figura 1.2: Confronto tra un'immagine a raggi X e un'immagine con tomografia a conteggio di singolo fotone.

Inoltre, un rivelatore per scintigrafia seleziona in energia i fotoni γ che non hanno diffuso all'interno del paziente per aumentare la sensibilità della tecnica, ad ulteriore discapito del rateo di fotoni.

La richiesta di sensibilità e di elevate prestazioni hanno spinto lo sviluppo dei rivelatori per imaging in emissione di fotoni a livelli altissimi, in grado di rivelare frazioni di radioattività prossimi a 1:10^9.

L'evoluzione della radiofarmacologia permette oggi di legare marcanti radioattivi ad un elevato numero di molecole lasciando inalterato il loro comportamento chimico e rendendo possibile l'impiego di tale tecnica alla diagnostica medica di organi quali il cuore, la tiroide o del seno.

1.2 La Anger Camera

La gamma camera maggiormente utilizzata in ambito ospedaliero è la Anger Camera, di cui Hal Anger, il suo ideatore, sviluppò il primo prototipo nel 1957. La camera è generalmente formata da un cristallo scintillante planare di forma circolare di diametro di 60 cm accoppiato otticamente ad un insieme di fototubi classici, spesso di forma circolare, in numero variabile da 7 a 128, disposti a struttura esagonale e collegati con opportune catene elettroniche di lettura che permettono di ricostruire le coordinate planari di interazione del fotone di scintillazione.

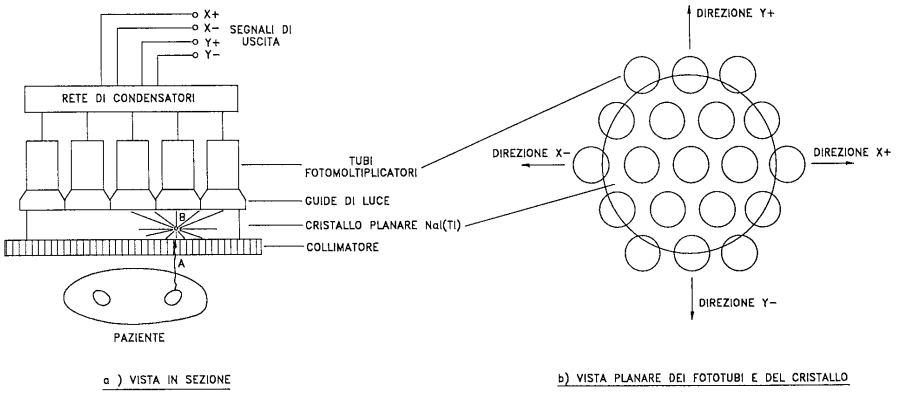

Figura 1.3: Schema di gamma camera proposto da Hal Anger nel 1956 all'Università della California. Ad oggi è il dispositivo di rivelazione per imaging γ con tecnica di conteggio di singolo fotone più utilizzato in medicina nucleare per le diagnosi di tumore in vari tipi di organi.

Tra la sorgente e il cristallo scintillante vengono posti dei collimatori passivi in assorbimento, formati da una struttura di piombo con fori generalmente paralleli, che possono variare in diametro e distanza tra i fori per ottenere il giusto compromesso tra risoluzione spaziale e sensibilità. Uno schermo di piombo ricopre anche il resto del dispositivo per ridurre il contributo del fondo ambientale.

I fotoni γ emessi in maniera isotropa dal radiofarmaco somministrato al paziente, che si concentra nell'organo o nel tessuto oggetto dell'esame, dopo la selezione del collimatore inci-

dono sul cristallo, usualmente un cristallo continuo di NaI:Tl con spessore compreso tra 0.6 e 1.25 mm. I fotoni γ interagiscono all'interno del cristallo generando una distribuzione di fotoni di scintillazione che si propaga anch'essa isotropicamente. I fotoni generati raggiungono, direttamente o dopo riflessioni sulle superfici interne dello scintillatore, la guida di luce che fa da interfaccia con la matrice di fototubi.

La guida di luce aumenta la dimensione della distribuzione di fotoni che, infine, incidono sui fototubi. I segnali prodotti dai fototubi hanno un'intensità più elevata in quelli prossimi al punto di interazioni del fotone γ nel cristallo e meno intensa in quelli più lontani.

Una catena di resistenze combina i segnali uscenti da ciascun fototubo, pesandoli diversamente a seconda della posizione occupata, in modo da generare, evento per evento, un segnale sulle quattro uscite X^+,X^-,Y^+,Y^- secondo una logica ormai nota come *logica Anger*.

I quattro segnali vengono sommati tra loro generando un segnale Z la cui ampiezza è proporzionale all'intensità totale di luce prodotta dal processo di scintillazione dovuto al fotone γ che è stata rivelata dalla struttura di fototubi. Per ottenere la posizione dell'evento in x, y i segnali vengono ricombinati come nelle equazioni 1.1:

$$X = \frac{X_1 - X_2}{Z} \qquad Y = \frac{Y_1 - Y_2}{Z} \tag{1.1}$$

La posizione è ottenuta normalizzando i segnali in X e in Y al segnale totale dell'evento in modo da rendere l'informazione spaziale indipendente dall'energia del fotone γ. In questo modo è possibile sovrapporre sull'immagine eventi acquisiti in diverse finestre di energia.

Le prime macchine Anger necessitavano di procedure di calibrazione analogica periodiche sui singoli fototubi in modo da uniformarne la risposta prima dell'utilizzo sui pazienti. I risultati, sia l'immagine che le energie rivelate, venivano riportati su uno schermo a tubo catodico e l'immagine risultante veniva registrata su pellicola.

Le Anger Camera moderne prevedono un convertitore analogico/digitale su ogni fototubo, per l'elaborazione e la memorizzazione digitale dell'immagine. Il segnale Z viene inviato ad un discriminatore di ampiezza, se risulta compreso in una finestra di energia preimpostata, l'evento viene considerato valido e registrato.

La finestra di accettazione sul segnale Z, equivalente ad una finestra di accettazione in energia, è utile ad eliminare il fondo *Compton* dall'immagine risultante aumentando il contrasto e la risoluzione spaziale. Questo fondo, che nell'immagine comporta solo rumore, è dovuto ad interazioni di tipo Compton che avvengono all'interno del corpo umano al di fuori della zona di

interesse. Le tipologie di interazione sono state discusse con maggiore dettaglio nell'appendice A.

Il tempo di formazione di un'immagine in sistemi di rivelazione gamma dipende da fattori quali l'attività iniettata nel paziente, la distanza tra sorgente e rivelatore e il tipo di collimatore utilizzato. E' comunque stimabile in termini di alcuni minuti, permettendo di effettuare anche studi fisiologici sulla diffusione del farmaco nell'organismo.

1.3 Stato dell'Arte

Dopo 50 anni dalla sua invenzione l'Anger camera è ad oggi il rivelatore per imaging γ maggiormente diffuso. La motivazione di questo successo è principalmente dovuto alla semplicità del processo che permetto di risalire alla posizione dell'interazione del fotone γ nel cristallo. Inoltre gli avanzamenti tecnologici nella crescita di grandi superfici di cristalli di scintillazione di NaI(Tl) e nella produzione di fotomoltiplicatori hanno permesso di produrre un rivelatore con area sufficientemente grande ad applicazioni sull'uomo ad un rapporto costo/rendimento ottimale.

La risoluzione spaziale intrinseca dello strumento, prossima ai 3 mm, non rappresenta un limite nella creazione di immagini di organi estesi ed interni al corpo, quindi distanti dal rivelatore, applicazioni dove la risoluzione spaziale è dominata dagli effetti del collimatore.

Al contrario, per applicazioni su piccoli organi o nelle quali è richiesto un rivelatore a testa multipla, le sue dimensioni, il suo peso e grande zona morta rappresentano un limite che ne impedisce l'utilizzo anche in sala operatoria, dove in molte situazioni l'alternativa è rappresentata da semplici contatori di radiazione.

Per questo motivo si cerca un rivelatore alternativo per questa tipologia di applicazioni, come ad esempio la scinti- mammografia (imaging di tumori alla mammella), dove è sufficiente un rivelatore a conteggio di singolo fotone a piccolo campo con area di rivelazione di 15 x 15 cm e valori di risoluzione spaziale migliori, di 1-2 mm.

1.3.1 Gamma Camere basate su semiconduttori

Le gamma camere basate su semiconduttori si dividono in due categorie:

1. Semiconduttori quali il germanio o il tellurio di cadmio[25][18], nei quali la radiazione γ interagisce direttamente su un detector a stato solido sensibile alla posizione.

2. Cristalli di scintillazione accoppiati ad array di fotorivelatori a stato solido quali fotodiodi [19] [10] [7], APD (Avalanche Photo Detector)[26][17] e SDD (Silicon Drift Detector)[4][5][6].

Entrambi sono detector intrinsecamente suddivisi in pixel, questo implica che ogni elemento, o pixel, del rivelatore corrisponde univocamente ad un pixel dell'immagine finale. Quindi, in linea di principio, il numero totale di pixel dell'immagine corrisponde al numero totale di elementi individuali del rivelatore[27][28].

Utilizzando queste tecnologie, la DIGIRAD inc. ha proposto la gamma camera 2020tc Imager, un detector con area di 21 cm x 21 cm formato da 4096 cristalli di scintillazione di CsI(Tl) ognuno dei quali accoppiato con un fotodiodo. La camera è stata effettivamente utilizzata in applicazioni cliniche come lo studio del miocardio[24][30].

Anche con il CdTe sono state sviluppate camere con campo di vista di 20 cm^2 e risoluzione spaziale di 1-2 mm, come il NUCAM sviluppato nel progetto europeo Biomed II[16][13]. In questo caso i dati pubblicati non hanno però permesso un paragone con le altre camere di nuova generazione né con la Anger camera.

Altre ricerche sul CdTe e sul CdZnTe[11][8] hanno dimostrato delle limitazioni nei processi di crescita di questi materiali. Per quanto alcuni campioni selezionati abbiano dimostrato una risoluzione energetica inferiore all'1% a 122 keV, questa degrada al 6-7% per aree di rivelazione estese, a cui si aggiunge un fenomeno di perdita di carica raccolta che produce una coda sulla sinistra del fotopicco in cui possono ricadere anche il 50% degli eventi rivelati[3].

In definitiva, in questo tipo di gamma camere il count rate è potenzialmente molto elevato, conseguenza della presenza di catene elettroniche indipendenti, tipicamente uguali al numero di pixel del rivelatore. Il grande numero di pixel comporta quindi un sistema di acquisizione molto complesso e quindi un fattore intrinseco di limitazione per le camere a pixel è dovuto al loro costo molto elevato. Inoltre, il prefissato numero di pixel impedisce di scegliere la condizione di lavoro più appropriata perchè limita la risoluzione spaziale alla dimensione del pixel e tale limite si attesta intorno a 1.0-1.2 mm.

1.3.2 Gamma Camere basate su PSPMT

Il vantaggio delle gamma camere basate su fototubi sensibili alla posizione (Position Sensitive Photo MulTiplier, PSPMT) è che viene mantenuta la semplicità del principio di funzionamento della Anger Camera, in cui la posizione dell'interazione del fotone γ all'interno del cristallo viene calcolata come baricentro della distribuzione di luce collezionata dagli anodi del foto-

moltiplicatore. La quantità di carica, quindi di luce, presente su ogni anodo sarà infatti legata inversamente alla distanza dal punto di interazione.

Escludendo i sistemi di lettura a resistenze pesate[29], il numero di catene di lettura è al massimo pari al numero di anodi del fotomoltiplicatore, la cui dimensione è strettamente dipendente, nel caso di cristalli continui, dalla dimensione della distribuzione di luce uscente dal cristallo invece che dalla dimensione del pixel-immagine che si vuole ottenere.

Il limite di questo tipo di approccio può essere il basso count rate dovuto al fatto che l'area di rivelazione coinvolta per ogni evento è molto elevata.

1.4 Caratteristiche di una gamma camera

Le caratteristiche con cui è possibile valutare la bontà di una gamma camera, sono le seguenti:

- risoluzione energetica
- dinamica
- risoluzione spaziale
- linearità
- contrasto
- rate di conteggio
- area attiva

La Anger camera, ha un area di rivelazione di 1000 cm^2 con, sul range di interesse 80-200 keV, risoluzione spaziale intrinseca di 3.5 mm, rate di conteggio di 100 kHz e risoluzione energetica dell'8-10%.

Verranno ora descritte queste grandezze caratteristiche, introducendo i fattori, inerenti la tipologia di gamma camera in esame, che ne comportano il degrado.

1.4.1 Risoluzione Spaziale

La distribuzione dei fotoni di scintillazione, emessi isotropicamente, dovuti all'interazione di un fotone gamma all'interno del cristallo è detta *light point spread function* (PSF). In un cristallo planare, tale lightPSF dipende principalmente dallo spessore del cristallo e delle guide ottiche, dal trattamento delle pareti interne del cristallo stesso e dalla profondità di interazione nel cristallo. La *detector spread function* (DRF) misurata sulla matrice del fotorivelatore, di cui viene calcolato il centroide per stimare la posizione dell'evento, è dovuta alla convoluzione

della LightPSF e della funzione di risposta del fotorivelatore. Le non linearità intrinseche della lightPSF si traducono direttamente in non linearità della DRF.

Il termine di risoluzione spaziale, riferito ad un sistema per l'acquisizione di immagini, indica la precisione con la quale il sistema registra l'informazione spaziale. La definizione operativa per la misura di questa grandezza utilizza il valore della larghezza a metà altezza (*Full Width Half Maximum*,FWHM) dell'immagine registrata nel caso di irraggiamento continuo su un punto focalizzato come indicatore della risoluzione spaziale.

In un cristallo in configurazione planare, la risoluzione spaziale è proporzionale all'errore sul calcolo del centroide. Nell'ipotesi di approssimazione gaussiana della si definisce il valore di spread minimo come

$$\sigma_{min} = \left(\sum \left(\frac{1}{n_i} \right) \cdot \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \tag{1.2}$$

Dove n_i è il numero di fotoelettroni stimati dalla risposta dell'i-simo anodo del fotomoltiplicatore, funzione della sua posizione x. Questo risultato evidenzia il ruolo cruciale che è rivestito dalle code della distribuzione di luce sulla risoluzione spaziale e la necessità di uniformare il guadagno dei fototubi.

Sostanzialmente la risoluzione spaziale dipende dalla fluttuazione sul numero di fotoelettroni e sullo spread della distribuzione di luce. Nell'ipotesi che si possa considerare gaussiana la distribuzione di luce avremo:

$$RS_i = \frac{1}{L} \cdot \frac{FWHM_{PSF}}{\sqrt{N_{phe}}} = \frac{2.35}{L} \cdot \frac{\sigma_{PSF}}{\sqrt{N_p he}} \tag{1.3}$$

Lo spread della luce e le fluttuazioni del numero di fotoelettroni sono i fattori principali che bisogna tenere presenti per ottimizzare le prestazioni di risoluzione spaziale del rivelatore. Nella formula si è voluto introdurre un terzo fattore, la linearità L, che è cruciale nello studio di cristalli planari. Applicando la logica del centroide al calcolo della posizione dell'evento di scintillazione vicino una zona periferica del cristallo a causa di riflessioni interne e del taglio della lightPSF inevitabilmente avremo una compressione di linearità. Compressioni e dilatazioni alterano la corretta misura della risoluzione spaziale come riportato nell'equazione 1.3. La risposta del rivelatore non solo deve essere lineare, ma la linearità deve essere tale da avere L=1.

Considerando la gamma camera nel suo insieme, è necessario tener conto anche del contributo del sistema di collimazione (RS_c). Questa grandezza si presuppone indipendente dalla risoluzione spaziale intrinseca precedentemente descritta, permettendo quindi di esprimere la risoluzione spaziale totale del sistema attraverso la formula:

$$RS = \sqrt{RS_i^2 + RS_c^2} \tag{1.4}$$

1.4.2 Risoluzione Energetica, Contrasto e Rapporto Segnale Rumore

Ulteriori parametri che caratterizzano e qualificano l'imaging ad emissione di fotoni sono il contrasto e la sensibilità di contrasto.

Il contrasto rappresenta la capacità visiva di distinguere un oggetto in termini di gradiente del contenuto informativo rispetto al livello circostante. La sensibilità di contrasto rappresenta invece la capacità di rivelare il più piccolo oggetto di contrasto dell'immagine ed è in relazione alla dimensione dell'oggetto ed al numero di conteggi. Inoltre, quest'ultima è pesantemente affetta dalla risoluzione spaziale nel caso in cui le dimensioni dell'oggetto siano confrontabili o minori di essa. Un ruolo fondamentale è giocato dal fondo presente sull'immagine.

L'ottimizzazione del contrasto e della sensibilità di contrasto sono legate ad una procedura di miglioramento del rapporto segnale / rumore in analogia a quanto accade nei circuiti elettronici.

Per approfondire gli aspetti che concorrono alla definizione delle caratteristiche di una gamma camera bisogna analizzare in dettaglio tutti i processi coinvolti nella formazione dell'immagine. Le condizioni tipiche della medicina nucleare che vanno considerate sono le seguenti due:

1. La sperimentazione di radio-traccianti in radiofarmaceutica iniettati in animali da esperimento di piccole dimensioni come topi di massa compresa tra i 50 e i 200 grammi.

2. La sperimentazione clinica nella quale il radiofarmaco è iniettato nell'uomo, con massa media di 60-79 kg.

E' possibile definire un modello in cui una sfera d'acqua viene utilizzata come tessuto equivalente. Per il primo caso è sufficiente una sfera di $4cm$ di diametro, mentre per il secondo la sfera deve essere di $30cm$ secondo gli standard ICRU [15]. Supponiamo il radiofarmaco, marcato con ^{99m}Tc, presente solo al centro della sfera.

Il flusso emesso dei fotoni primari con energia di $140keV$ fornirebbe un rapporto segnale / rumore molto elevato. Purtroppo, a causa delle interazioni dei fotoni primari con il mezzo che include la sorgente, lo spettro del flusso di fotoni emergente risulta contaminato dall'emissione di radiazione secondaria dovuti alle interazioni Compton.

C'è inoltre da considerare che il radiofarmaco può localizzarsi nell'intero tessuto (in questo caso la sfera), con concentrazione inferiore ma volume notevolmente maggiore. Si parla di rapporto segnale rumore, SNR, indicando in SNR = 5 il limite di visibilità di un oggetto radioattivo. Inoltre i fotoni a $140keV$ emessi dal processo di decadimento del ^{99m}Tc hanno in acqua uno spessore emivalente di circa $5cm$ e i coefficienti di assorbimento fotoelettrico e Compton si equivalgono a circa $30keV$, le interazioni avvengono quasi esclusivamente per effetto Compoton. Si hanno quindi dei fenomeni di attenuazione della radiazione attraverso processi di diffusione Compton che diventano particolarmente rilevanti nel caso in cui il volume dell'acqua circostante la sorgente abbia un raggio multiplo dello spessore equivalente.

Se la risoluzione energetica del dispositivo di acquisizione è troppo bassa, nel momento in cui viene effettuato un taglio in energia si rischia di inserire nella finestra di energia una quantità elevata di fotoni diffusi Compton che non sono più distinguibili dai fotoni primari. L'effetto risultante è che il contrasto e l'SNR dell'immagine subiscono un notevole peggioramento.

1.5 I Radionuclidi

La presenza del tracciante è rivelata attraverso l'energia emessa durante il processo di decadimento radioattivo in cui è coinvolto. Per ridurre l'esposizione del paziente la dose di radiofarmaco iniettata deve essere la più bassa possibile. Se si vuole massimizzare la qualità dell'immagine, l'energia di emissione deve essere abbastanza alta da non essere attenuata dai tessuti ma comunque entro valori che garantiscano un'efficienza di rivelazione elevata. Un'altra caratteristica fondamentale è che la vita media del tracciante non deve superare di molto la durata dell'analisi, così che il paziente possa essere dimesso al più presto. Al fine di minimizzare la dose è importante che l'emissione sia concentrata sui γ, evitando radiazioni α e β che verrebbero assorbite dall'organismo.

Una volta che il radiotracciante è stato somministrato al paziente è possibile studiarne la bio-distribuzione ed ottenere informazioni circa i processi metabolici in essa coinvolta. I traccianti sono scelti secondo le specifiche funzioni biochimiche che costituiscono l'interesse

dell'analisi che si vuole effettuare.

I modelli descritti nel paragrafo precedente vanno modificati per poterli paragonare al caso reale. La sorgente non può essere considerata solo puntuale al centro della sfera, anche il mezzo deve essere considerato radioattivo. Quello che si ottiene è che la componente Compton degli spettri aumenta in entrambi i casi a causa della distribuzione del tracciante su tutto il volume. Il tracciante distribuito su tutto il volume contribuisce però anche alla formazione del fotopicco, una parte dei conteggi interni alla finestra di energia non è più rappresentativa del segnale emesso dalla sorgente al centro del volume. In termine di contrasto dell'immagine si ottiene un rapporto segnale/rumore tanto peggiore quanto maggiore risulta la quantità di tessuto interposto tra la sorgente e il rivelatore.

Nell'insieme di radionuclidi con i requisiti di interesse, soprattutto come energia di emissione, la loro applicazione clinica dipende dalla possibilità di legarli con composti chimici che, somministrati al paziente, servano ad evidenziare la fisiologia e la biochimica dell'organo che deve essere studiato.

L'isotopo metastabile ^{99m}Tc con una vita media di sei ore ed energia di emissione di 140 keV ha tutte le proprietà richieste, anche se, in quanto metallo di transizione, non diventa parte integrante delle molecole biologiche con facilità. Ciononostante, le conoscenze acquisite sulle sue caratteristiche permettono oggi di legarlo ad un gran numero di molecole rendendolo il radionuclide più utilizzato nella pratica clinica.

1.6 I Collimatori

Un sistema di collimazione è un componente fondamentale nella formazione delle immagini in Medicina Nucleare. Essendo l'emissione della sorgente radioattiva iniettata nel corpo del paziente isotropa, risulta necessario selezionare i fotoni che incidono sul rivelatore a seconda della direzione lungo la quale sono stati emessi in modo da poter riconoscere esattamente il punto di provenienza.

La tecnica usata è quella della '*collimazione per assorbimento*, dove si interpone tra la sorgente e la Gamma camera uno spessore di materiale ad alto potere frenante, cioè ad alto Z e densità elevata, tipicamente piombo o tungsteno. Nello spessore sono praticati dei fori, che selezionano e lasciano passare solo i fotoni che si propagano nella direzione voluta, mentre il resto della radiazione viene assorbito.

Maggiore è la precisione con cui questa selezione viene effettuata, più elevata sarà la risoluzione spaziale dell'immagine. Ne consegue però che il numero di fotoni rivelati diminuisce, quindi anche l'efficienza di rilevazione. Si definisce *efficienza del collimatore* il rapporto tra i fotoni incidenti e quelli trasmessi, mentre con *risoluzione* si intende la larghezza a mezza altezza della distribuzione spaziale della radiazione proiettata sul rilevatore.

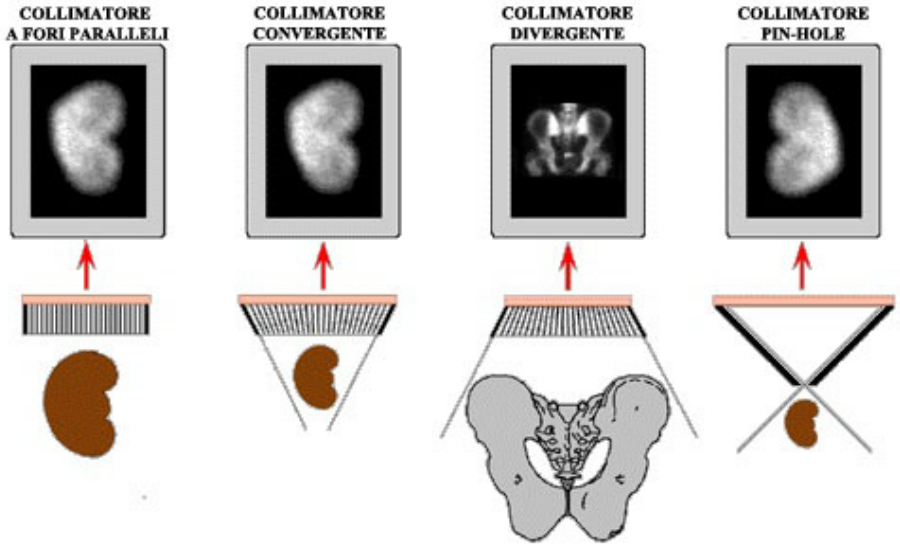

Figura 1.4: Esempio di immagini ottenibili con diverse tipologie di collimatori.

Nella tecnica di collimazione in assorbimento questi due parametri competono in maniera esclusiva dell'uno rispetto all'altro e si deve trovare un giusto compromesso, regolando parametri quali spessore del setto e lunghezza dei fori. Per questo motivo nella scintigrafia il sistema di collimazione rappresenta un punto critico per il rendimento del sistema di imaging: l'alta risoluzione spaziale viene generalmente ottenuta a scapito della sensibilità, cioè del numero di conteggi per unità di tempo.

In figura 1.4 sono rappresentati diversi tipi di collimatori e le tipologie di immagini che si ottengono da ciascuno di essi. I fori praticati nel collimatore possono essere di vari diametri e forme, nonché con diverse orientazioni relative: paralleli, di forma conica convergente o divergente.

1.7 I Cristalli Scintillanti

I cristalli scintillanti sono materiali isolanti che presentano una banda di energia proibita dell'ordine di qualche eV. La scintillazione è dovuta alla presenza di difetti ed impurità all'interno del reticolo cristallino, detti anche attivatori, che generano dei livelli energetici nell'intervallo di energia proibito. Questi centri di ricombinazione possono essere di diversa natura, ma nel caso di un centro luminescente, la transizione allo stato fondamentale conseguente all'eccitazione dovuta al rilascio di energia nel materiale da parte di una particella carica, viene accompagnata dall'emissione di un fotone [21]. La natura dei livelli elettronici e l'abbondanza relativa dei diversi tipi di centri da luogo a differenti caratteristiche di scintillazione. Queste possono essere dunque ottimizzate, variando la purezza dei materiali da cui parte la crescita del cristallo, agendo sulla stechiometria o introducendo opportuni elementi droganti. E' possibile distinguere due diversi tipi di materiali scintillanti, quelli organici e quelli inorganici. Quelli organici sono generalmente molto veloci, con risposte nell'ordine dei ns, ma il loro *Light Yield* (LY), ovvero la quantità di fotoni di luce emessi a parità di radiazione incidente, e la loro capacità di arresto della radiazione sono bassi. Per contro, quelli inorganici sono generalmente lenti, con risposte nell'ordine dei μs, ma sono caratterizzati da una produzione di luce più elevata e una buona capacità di arresto della radiazione incidente. Quindi, a parità di energia della radiazione incidente, lo spessore di cristallo necessario per avere probabilità di assorbimento pari a uno è minore. L'utilizzo di cristalli sottili permette di incrementare la risoluzione spaziale mentre una Light Yeld elevata consente di diminuire la dose nel paziente. Queste motivazioni tendono a far preferire l'utilizzo di cristalli inorganici per le applicazioni di medicina nucleare.

1.7.1 Tipologie di Cristalli

Nella tabella 1.1 sono elencati alcuni dei principali cristalli utilizzati nelle applicazioni di medicina nucleare. I cristalli si differenziano per caratteristiche meccaniche quali la densità e l'igroscopicità e per caratteristiche spettrografiche come la quantità di luce prodotta per MeV di radiazione incidente, il tempo di decadimento dell'impulso luminoso e la lunghezza d'onda di emissione.

Il materiale più idoneo alla scintigrafia deve avere le seguenti caratteristiche:

- alta fotofrazione per minimizzare la produzione di processi di interazioni Compton.

- alta densità per ridurre lo spessore del cristallo a 3-4 mm, per mantenere un alta percentuale di assorbimento evitando processi di perdita di luce in dipendenza della profondità di interazione.

- basso tempo caratteristico di scintillazione, per permettere la rilevazione di tutti gli eventi emessi dal radiofarmaco.

- alta resa luminosa (light yield).

Materiale	Densità (g/cm^3)	Light Yeld (ph/MeV)	τ (ns)	n	λ max. (nm)
CsI(Tl)	4.51	54,000	900	1.79	550
CsI(Na)	4.51	41,000	630	1.84	420
NaI(Tl)	3.67	38,000	230	1.85	410
BGO	7.13	9,000	300	2.15	480
YAP(Ce)	5.37	21,000	350	1.95	370
LSO(Ce)	7.4	26,000	420	1.82	420
LaBr3(Ce)	5.07	63,000	16$_{(97\%)}$	1.90	380

Tabella 1.1: Confronto tra le grandezze caratteristiche di alcuni cristalli scintillanti

Molti dei cristalli riportati nella tabella 1.1 sono stati utilizzati negli anni sotto forma di 'bacchette', unite insieme a formare delle matrici. In questo modo la fibra organica scintillante funziona anche come guida di luce.

L'idea alla base dell'utilizzo delle matrici di cristalli è che l'ampiezza del cono di luce può essere regolato attraverso la sezione della fibra scintillante e dal materiale di rivestimento di guida ottica della luce. In questo modo si può arrivare ad ottenere una distribuzione di luce con ampiezza inferiore alla dispersione intrinseca del fotomoltiplicatore accoppiato. Inoltre, è possibile utilizzare spessori elevati di cristallo aumentando l'efficienza di raccolta.

1.7.2 Matrici di Cristalli

Negli scorsi anni si è verificato un passaggio all'utilizzo intensivo di matrici di cristalli di scintillazione che hanno sostituito i cristalli planari di cui si credevano raggiunti i limiti di risoluzione spaziale. In figura 1.5, sono riportati due esempi di matrici di cristalli di scintillazione.

Riferimento	Tipo di cristallo	Dimensioni cristallo	Campo di vista	R.s. intrinseca	Risoluzione energetica
[20]	NaI(Tl)	Continuo spessore 6 mm	6x6 cm	3.1 mm	13%
[9]	NaI(Tl)	Continuo spessore 1.5 mm	5x5 cm	0.7 mm	10%
[22]	NaI(Tl)	1.2x1.2 x4 mm matrice	10x10 cm	1.2 mm	11.5-16%
[22]	CsI(Na)	Continuo spessore 3 mm	10x10 cm	1.4-1.5 mm	20%
[34]	CsI(Na)	2x2x6 mm matrice	10x10 cm	2.6 mm	26%
[22]	CsI(Tl)	1x1x4 mm matrice	10x10 cm	1.0-1.2 mm	20%
[31]	CsI(Tl)	2x2x3 mm matrice	diametro 10 cm	2 mm	17%
	$LaBr_3$	Continuo spessore5 mm	5x5 cm	0.9 mm	8.5%

Tabella 1.2: Caratteristiche fisiche di alcune gamma camere a scintillazione di recente concezione.

In figura 1.6 è riportato il grafico di linearità di alcuni cristalli continui di NaI e CsI, con diversi trattamenti superficiali, e di una matrice di pixel di CsI. I cristalli continui perdono in linearità sui bordi del cristallo, ma la zona centrale del cristallo era considerata *lineare*. L'errore nell'interpretazione dei risultati è che, perquanto la posizione misurata mantiene lo stesso coefficiente di proporzionalità rispetto alla posizione meccanica, la pendenza della linea mostra un evidente effetto di compressione.

La compressione sulla zona lineare comporta una riduzione della risoluzione spaziale misurata, in quanto spot acquisiti in posizioni diverse risultano sovrapposti a causa dell'effetto di compressione. L'effetto che non era stato preso in considerazione era che la pendenza della zona lineare era dipendente anche dall'alta tensione, quindi dal guadagno, dei fototubi. Questo perché a guadagni più bassi le code delle PSF iniziano a confondersi con il rumore di fondo,

quindi i sistemi a catena resistiva utilizzati non erano in grado di discriminare correttamente le posizioni di interazioni.

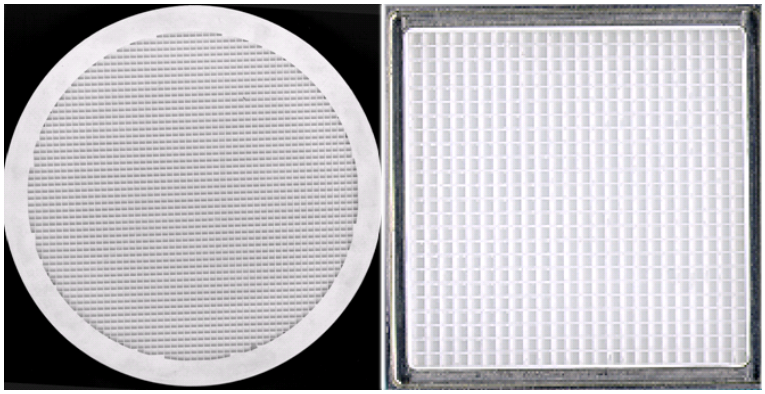

Figura 1.5: Fotografie di matrici di pixel: cristallo di CsI di 11 cm di diametro con pixel di 2x2x3 mm^3; cristallo NaI(Tl) di 24x24 pixel di 2x2x6 mm^3 di dimensioni.

La linearità pressoché ideale delle matrici di pixel, nonostante gli evidenti problemi sulla risoluzione energetica dovuti al fatto che ogni pixel è trattato separatamente nei processi di lappatura e schermatura, ha prodotto lo sviluppo di molteplici sistemi basati su queste strutture di cristalli. Nella tabella 1.2 sono riportate le caratteristiche divulgate di alcuni dei recenti apparati sviluppati a livello sperimentale.

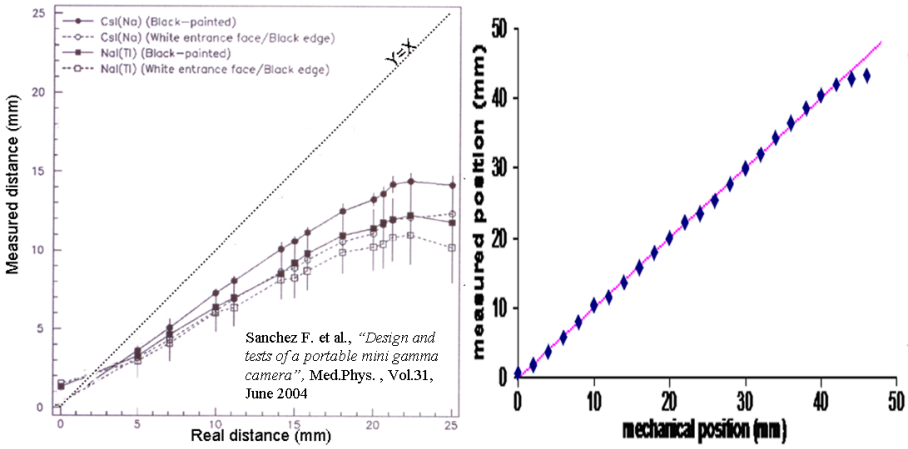

Figura 1.6: Grafici di linearità ottenuti con cristalli continui di NaI e CsI. Apparentemente la perdita di linearità si ha dai 20 mm in poi. In realtà anche la parte centrale, per quanto assimilabile ad una retta, non è lineare in quanto è presente un notevole effetto di compressione.

Dalla tabella 1.2 si evince che le risoluzioni spaziali raggiunte dalle matrici di pixel di NaI

e CsI, che rispettivamente hanno un limite meccanico di lavorazione per i pixel, di 1.2 mm e 1 mm, possono essere migliorate grazie all'utilizzo di cristalli continui.

1.7.3 Il Bromuro di Lantanio

Dalla tabella 1.2 si può osservare che i cristalli continui sono in grado di superare i limiti di risoluzione spaziale delle matrici di pixel. Se spessori di 1.5 mm di NaI sono limitativi per quanto riguarda l'efficienza di assorbimento, l'utilizzo di cristalli di $LaBr_3$ permette di scendere sotto il millimetro di risoluzione con spessori di cristallo di 5 mm, ottenendo inoltre un notevole miglioramento della risoluzione energetica.

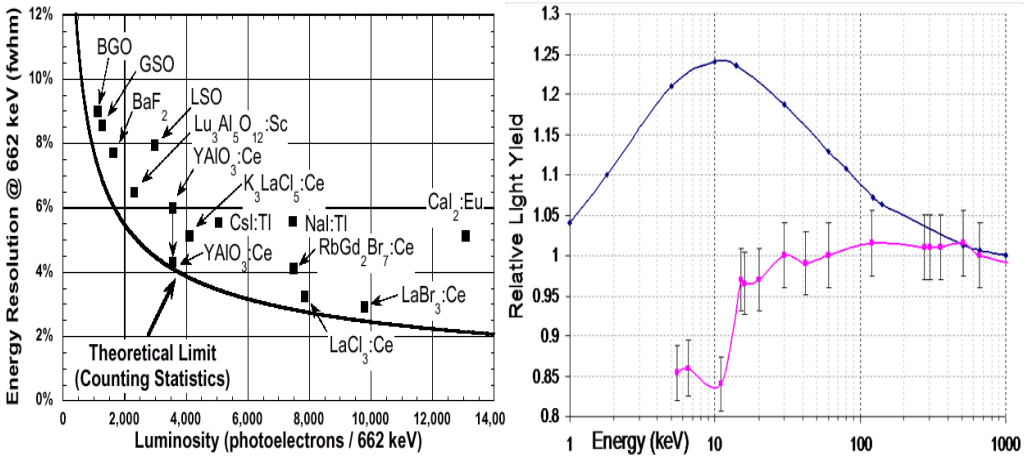

Figura 1.7: Grafici della risoluzione energetica in funzione della produzione di luce per i cristalli di scintillazione e dell'energia prodotta in funzione dell'energia del fotone incidente. In particolare, il Bromuro di Lantanio si colloca vicino al limite teorico motivandone l'utilizzo nello sviluppo di gamma camere. ii nota inoltre che, contrariamente allo Ioduro di Sodio, la produzione di luce del Bromuro di Lantanio è pressoché costante dai 20 keV fino ad oltre il MeV.

Dal grafico di figura 1.7 si nota che la risoluzione energetica misurata con il bromuro di lantanio è prossima al limite teorico dovuto alle caratteristiche di produzione di luce del cristallo. Altri cristalli, come lo ioduro di sodio, sono lontani dal limite teorico, sintomo della presenza di effetti degradanti che ne inficiano le prestazioni. Un altro parametro di eccellenza del bromuro di lantanio è il light yeld in funzione dell'energia del fotone incidente che è pressoché costante dai 20 keV fin oltre il MeV (figura 1.7). Il light yeld è inoltre molto elevato, pari a $63000ph/MeV$, con un picco di emissione di $380nm$, che ben si confronta con quello di assorbimento dei fotocatodi a bialcali.

Lo Z del cristallo richiede spessori di 4-5 mm per garantire un efficienza di assorbimento del $70 - 80\%$ all'energia di interesse di $140keV$ (figura 1.8). Il tempo di decadimento molto basso, pari a $16ns$, permette di rivelare eventi anche con frequenze di conteggio maggiori del MHz.

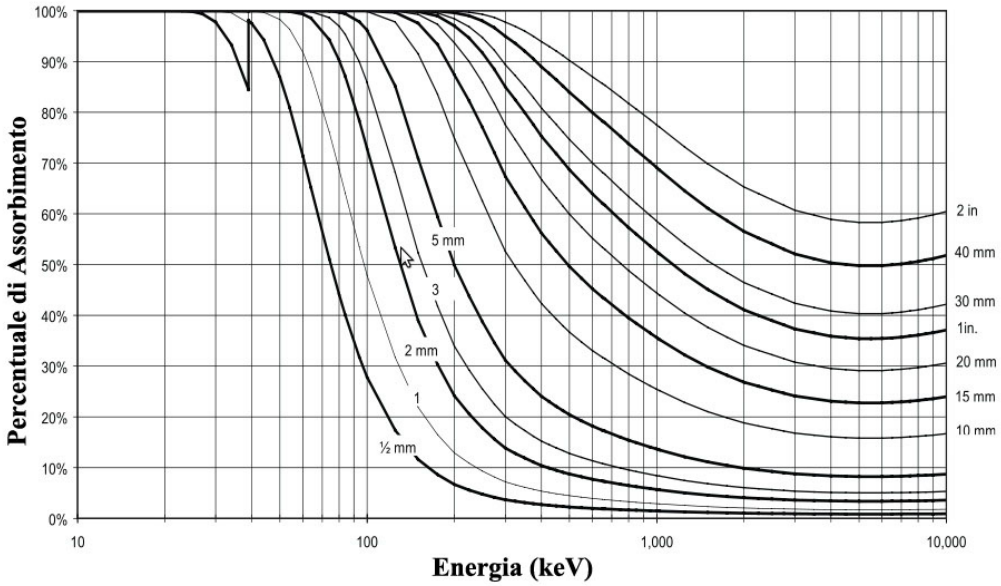

Figura 1.8: Coefficiente di assorbimento del Bromuro di Lantanio in funzione dell'energia dei fotoni incidenti e dello spessore del cristallo. Il cristallo utilizzato, di 4 mm di spessore, assorbe il 70% dei fotoni incidenti all'energia di interesse di 140 keV.

1.8 I Fotorivelatori

I fotorivelatori sono dei dispositivi che trasformano un segnale luminoso incidente in un segnale elettrico. In scintigrafia sono comunemente utilizzati due diversi tipi, i fotomoltiplicatori (*PhotoMultiplier Tube* (PMT)) e i fotomoltiplicatori sensibili alla posizione (*Position Sensitive PhotoMultiplier Tube* (PSPMT)). Sono essenzialmente costituiti da un tubo sotto vuoto, nel quale possiamo identificare tre componenti fondamentali:

- Il *fotocatodo*, costituito da una sostanza fotoemittente composta da terre alcaline quali antimonio e cesio che, per effetto fotoelettrico, emette degli elettroni con una efficienza che dipende dalla lunghezza d'onda incidente, che nei dispositivi più recenti supera il 35%. La sostanza fotoemittente è depositata su di una finestra di vetro borosilicato o quarzo, il cui spessore è determinante nella formazione delle immagini.

- I *dinodi*, ossia degli elettrodi cui è applicata una elevata differenza di potenziale. Il loro compito è di produrre elettroni secondari per estrazione da impatto. Gli elettroni emessi dal fotocatodo detti primari, vengono accelerati dal campo elettrico ed urtano il primo dinodo producendo una quantità n_1 di elettroni secondari. Questi a loro volta sono accelerati dal campo presente tra il primo e il secondo dinodo e con il medesimo processo al momento dell'impatto producono n_2 elettroni secondari. L'amplificazione totale ottenibile è dell'ordine di $10^5 - 10^9$, pari al prodotto di $n_1 \cdot n_2 \cdot ... \cdot n_n$ e dipende fortemente dalla tensione di alimentazione V che viene partizionata tra i diversi dinodi fornendo il campo di accelerazione degli elettroni.

- L'*anodo* di raccolta degli elettroni secondari, che fornisce il segnale di uscita in corrente che deve essere integrato da un amplificatore di carica. Il segnale in tensione fornito da quest'ultimo possiede un'ampiezza proporzionale al fattore di moltiplicazione ed al numero di elettroni prodotti dal fotocatodo, quindi all'energia del fotone incidente.

Tutti i processi descritti sono di natura statistica e si comprende facilmente che la risposta di un fotomoltiplicatore dipende fortemente dalle fluttuazioni sia del numero dei fotoelettroni prodotti sul fotocatodo che degli elettroni prodotti dal primo dinodo.

Inoltre a causa dell'emissione di elettroni per effetto termoionico da parte degli elettrodi, siano essi anodi o dinodi, tipicamente dell'ordine di 10^3 elettroni per cm^2 al secondo, all'interno del tubo è presente una *corrente di buio* che fluisce in ogni fotomoltiplicatore alimentato, indipendentemente dalla presenza di un segnale luminoso al suo ingresso.

I fotomoltiplicatori sensibili alla posizione dotati di una nuova struttura dinodica e anodo segmetntato possiedono tutte le caratteristiche finora enunciate per i PMT con la possibilità aggiuntiva di poter localizzare entro un certo margine di incertezza la posizione dei fotoni incidenti sul fotocatodo.

Sono stati sviluppate diverse tipologie di PSPMT basati su differenti principi di moltiplicazione e di collezione della carica come i tubi basati su dinodi a multicanale della Philips Photonics[23] o i più attuali Multi Channel Plate, MCP, come il 85001-501 PLANACON della Burle. La tecnologia MCP garantisce un eccellente rapporto segnale/rumore e un *charge cross* tra gli anodi adiacenti molto basso.

I tubi citati, come molti altri sensibili alla posizione, hanno il difetto che l'area di fotocatodo è molto piccola e la loro struttura, nel caso di affiancamento di più tubi per aumentare l'area

di rivelazione, comporta delle zone morte molto ampie che impedisce il raggiungimento di gamma camere con area utile sufficientemente grande per applicazioni cliniche.

Ad oggi, solamente l'Hamamatsu è riuscita a sviluppare fototubi con contenitori di metallo con una struttura tale da ridurre a solo 3 mm la zona morta tra due tubi affiancati. Questo modello di fototubi, detti *Flat Panel*, presenta un bordo non attivo di 1.5 mm su una dimensione totale di 51 x 51 mm^2. Per questo motivo, la maggior parte delle gamma camere compatte sviluppate per applicazioni cliniche sono basate su fototubi sensibili alla posizione della Hamamatsu.

Inoltre, la tecnologia dei *metal channel dynode*[14][12] sviluppata dalla Hamamatsu ha permesso di ridurre lo spessore della regione di moltiplicazione elettronica a soli 12 mm, arrivando allo spessore totale del fototubo di 28 mm, circa la metà di quella dei fototubi della generazione precedente.

1.8.1 Il PSPMT H8500

Il sensore Hamamatsu H8500, visibile in figura 1.9, è un dispositivo quadrato con lato di 51 mm , dotato di, a seconda della versione, dodici o otto stadi di fotomoltiplicazione in 28 mm di spessore, con una matrice di collezione della carica di 8 x 8 anodi per la determinazione della posizione.

Figura 1.9: Il rivelatore Hamamtsu H8500.

Lo spettro di risposta varia tra i 300 e i 600 nm, con lunghezza d'onda di picco a 420 nm. La tensione massima supportata dal fototubo è di -1100 V, che garantisce un guadagno tipico, nella versione a dodici stadi dinodici, di $2 \cdot 10^6$.

Negli ultimi modelli l'efficienza quantica del fotocatodo, come mostrato in figura 1.10 è stata innalzata dal 25% al 38% importando la tecnologia detta dei '*super bialkali*' anche sui fotomoltiplicatori a matrice sensibili alla posizione.

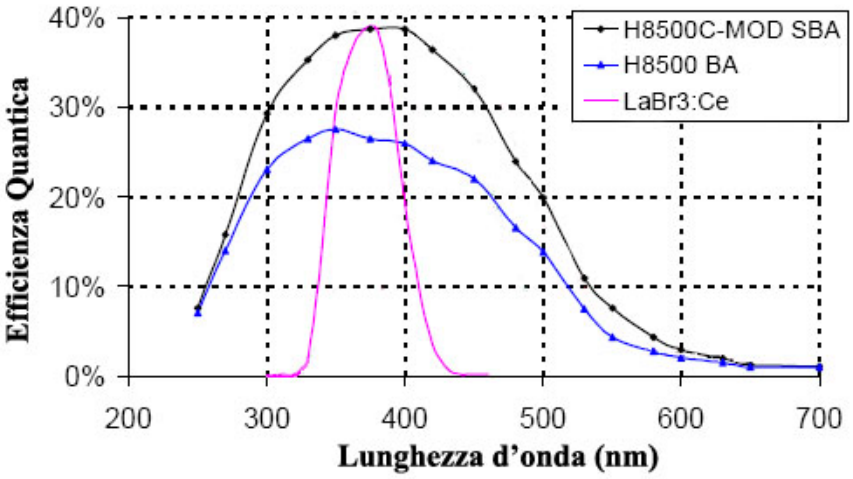

Figura 1.10: Efficienza quantica del fotocatodo di due diversi modelli di rivelatori H8500 sovrapposto alla banda di emissione dei fotoni di scintillazione del bromuro di lantanio.

Questi nuovi fototubi ad alta efficienza quantica hanno otto stadi di moltiplicazione dinodica, e l'intensità del segnale misurato sugli anodi, a parità di sorgente ed alimentazione, è circa 10 volte minore della versione a 12 stadi.

Altre caratteristiche importanti sono la bassa corrente di buio, pari a circa $0.5nA$ per anodo nei vecchi modelli ed ulteriormente migliorata nei nuovi, e il basso coefficiente di *cross talk* tra gli anodi, pari al 3%. E' inoltre necessario tener conto anche del fattore di uniformità di guadagno che può variare a seconda dei modelli tra 1:2 e 1:3. Questo fattore di uniformità si presenta in termini pratici come un differente fattore di guadagno per i singoli anodi, dovuto principalmente alle disomogeneità che intercorrono nei processi di moltiplicazione dinodica.

1.9 La Gamma Camera Sperimentale

La gamma camera sperimentale di cui si è progettata l'elettronica di lettura è composta da un cristallo di $LaBr_3$ di dimensioni 51x51x4 mm, con 3 mm di guida ottica, accoppiato con un fotomoltiplicatore Hamamatsu H8500.

In un'applicazione di conteggio di singolo fotone (Single Photon Counting), il compito dell'elettronica di lettura è quello di acquisire i segnali di carica prodotti dagli anodi per ogni

fotone incidente, rendendo possibile ricavare informazioni sull'energia e sulla posizione del fotone incidente.

Dell'ampio spettro di fotoni gamma che interagiscono con il dispositivo, le informazioni d'interesse clinico sono contenute unicamente nei fotoni nell'intervallo energetico di emissione del radiofarmaco iniettato. Il count rate è quello tipico delle analisi con Anger camere, ovvero 100 kHz su una superficie di 1000 cm^2, pari a 100 eventi al secondo per cm^2. L'area attiva del fototubo H8500, di 25 cm^2, comporta un rate equivalente atteso di 2.5 kHz.

L'elettronica di acquisizione deve essere in grado di discriminare in energia gli eventi ed inviarli al calcolatore, risparmiando a quest'ultimo di eseguire calcoli su eventi non di interesse.

La capacità di risalire alla posizione di interazione del fotone all'interno del cristallo, con precisione ben maggiore della dimensione del singolo anodo, è possibile solo se la distribuzione di elettroni in uscita dal PSPMT viene campionata da un numero elevato di anodi.

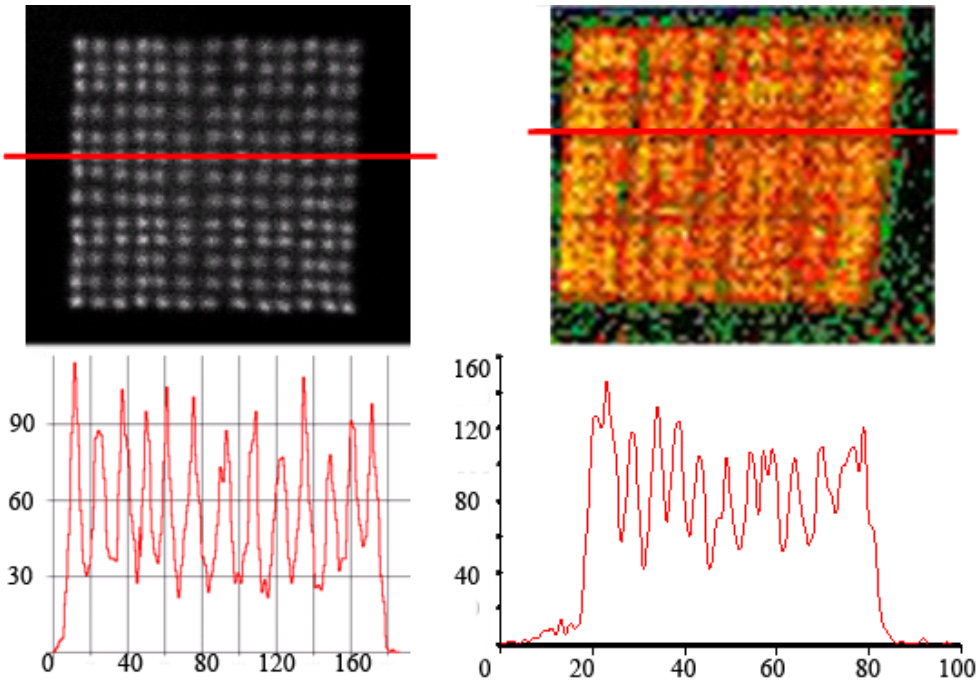

Figura 1.11: Immagine e profili ottenuti utilizzando una catena resistiva (A) e un sistema di lettura multicanale (B) come elettronica di lettura di una gamma camera composta da un fototubo H8500 e una matrice di CsI(Tl) con pixel di 1.5x1.5 mm^2.

La presenza di 64 canali di uscita può comportare delle difficoltà nella gestione e nell'acquisizione indipendente di tutti i segnali. In figura 1.11 viene mostrata la differenza tra i risultati ottenuti con una catena resistiva e con un sistema di lettura multicanale.

Per quanto la catena resistiva, con soli 4 segnali di uscita, sia di più facile gestione, non permette di raggiungere i risultati di linearità e risoluzione spaziale di un sistema multicanale.

I preesistenti sistemi di lettura multicanale utilizzati sul sistema H8500-$LaBr_3$ hanno mostrato dei limiti di dinamica, dovuti all'elevatissima produzione di luce del cristallo utilizzato.

Per i motivi esposti, si è deciso di sviluppare un elettronica multicanale dedicata per sfruttare a pieno le potenzialità dell'apparato descritto.

Capitolo 2

Elettronica di Lettura

Il sistema di lettura sviluppato consente l'acquisizione individuale dei 64 segnali in uscita di un fotomoltiplicatore sensibile alla posizione di ultima generazione.

I principali requisti cui ci si attenuti sono stati i seguenti:

- **Dinamica elevata**
- **Discriminazione hardware dell'energia**
- **Elevato *transfer-rate***
- **Alta integrazione**

La struttura del sistema di lettura è suddivisa in due parti principali: una analogica, per l'acquisizione dei deboli segnali anodici, e una digitale, per la conversione dei valori acquisiti e la trasmissione finale ad un computer esterno.

Nella figura 2.1 è riportata una fotografia del sistema di acquisizione completo con uno schema a blocchi dello stesso.

Nel corso del capitolo verranno analizzati nel dettaglio i requisiti e verranno ricapitolate le caratteristiche salienti della parte analogica, la cui progettazione è stata eseguita in un precedente lavoro di dottorato svolto nel medesimo laboratorio, e le scelte progettuali che hanno portato alla definizione della parte di controllo basata su FPGA.

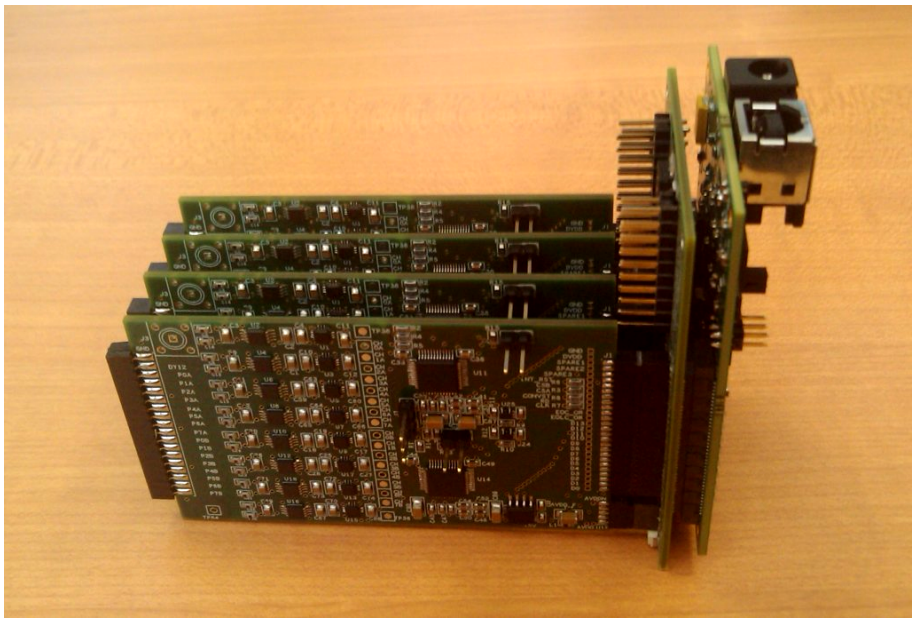

Figura 2.1: Fotografia del sistema di lettura completo. Sono ben identificabili le quattro schede analogiche e la scheda di controllo con il connettore USB per il trasferimento dei dati al pc.

2.1 Dinamica del Sistema

Lo sciame di fotoni prodotti dal processo di scintillazione all'interno del cristallo viene assorbito dal fotocatodo. All'interno del fotomoltiplicatore gli elettroni di prima ionizzazione prodotti sul fotocatodo iniziano il processo di moltiplicazione passando da ogni dinodo al successivo. La geometria dei dinodi mantiene canalizzato il flusso di elettroni, quindi su ogni anodo verrà collezionata una quantità di carica dovuta alla posizione dell'evento di scintillazione rispetto all'anodo stesso.

Se si conosce l'energia del fotone gamma incidente, il light yeld del cristallo e il guadagno del fotomoltiplicatore, è possibile calcolare il valore di carica totale che verrà raccolto dagli anodi. Studi sulla distribuzione di luce, che verranno analizzati con maggior dettaglio nel prossimo capitolo, permettono di calcolare come i fotoni si propagano nel cristallo e nel vetro del fotocatodo. E' quindi possibile sapere come, a seconda della posizione, il segnale viene ripartito tra i diversi anodi. Si può facilmente intuire che la frazione maggiore del segnale sarà misurato sull'anodo al centro della distribuzione di luce, corrispondente quindi al valore massimo che l'elettronica di acquisizione deve poter gestire . Il valore minimo che deve poter essere discriminato è quello proveniente dagli anodi che raccolgono le code della distribuzione

di luce. Tanto più è piccolo il valore che l'elettronica riesce a discriminare, sia in base alla sua sensibilità che al basso livello di rumore dell'intero sistema, tanti più anodi avranno un valore utile a determinare la posizione dell'evento di scintillazione. In figura 2.2 è mostrato come esempio la distribuzione dei valori di carica misurati su alcuni anodi presi a campione in posizioni diverse, nel caso di alcune migliaia di eventi di scintillazione di un fotone gamma a 140 keV, riga di emissione del ^{99m}Tc, avvenuti nella medesima posizione.

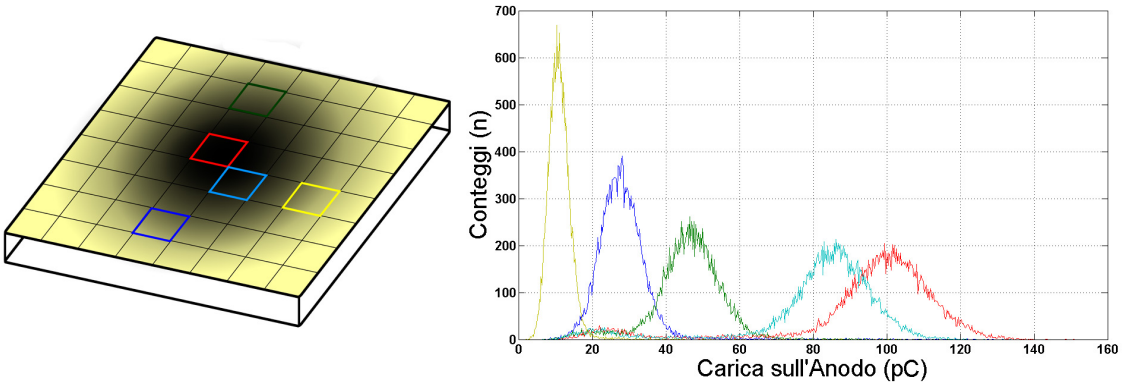

Figura 2.2: Spettri anodici dovuti ad una sorgente puntiforme per misurati su un rivelatore H8500 a dodici stadi dinodici. Le diverse tonalità di grigio vogliono indicare un diverso numero di fotoni di luce, dovuti alla posizione relativa al punto di interazione: anche se la posizione non cambia, la quantità totale di fotoni e la loro suddivisione tra i vari anodi varia ad ogni evento per motivazioni statistiche.

Come discusso nel corso del capitolo precedente, le interazioni che avvengono nel cristallo e nel fotorivelatore sono però di natura statistica. Ne consegue che, il valore massimo e quello minimo del segnale che definiscono la dinamica necessaria ad una corretta lettura di tutti gli anodi del rivelatore, va inteso come valore medio. Ogni singolo canale del rivelatore va considerato come un fotomoltiplicatore separato, con una propria caratteristica di risoluzione energetica. Quindi è possibile associare una varianza ai segnali minimo e massimo che possono essere letti.

Nella figura 2.3, viene mostrato come la natura statistica di queste due grandezze modifica i limiti effettivi della dinamica del sistema. Prendendo come esempio una risoluzione energetica del 20% per il singolo anodo, uguale su tutta la scala a disposizione che va da un valore minimo superiore alla soglia del rumore di $V_{min} = 0.4\ V$ ad uno massimo di $V_{max} = 5\ V$. Dalle considerazioni statistiche appena fatte se ne deduce che la dinamica effettiva non è pari

a $V_{max} - V_{min} = 4.6\ V$. Infatti le posizioni medie del minimo e del massimo devono essere traslate per poter leggere senza saturazioni ogni valore delle loro distribuzioni, altrimenti alcuni eventi verrebbero posizionati erroneamente. Con i valori citati come esempio i valori medi di queste distribuzioni sono pari a $V'_{min} = 0.44\ V$ e $V'_{max} = 4.55\ V$. Ne consegue che la dinamica reale è pari a $V'_{max} - V'_{min} = 4.1\ V$ e che il rapporto picco/valle, ovvero il rapporto tra il valore di tensione anodico massimo corrispondente al centro della distribuzione di luce e il valore minimo corrispondente alle code non può essere superiore a 10, altrimenti si è fuori dinamica.

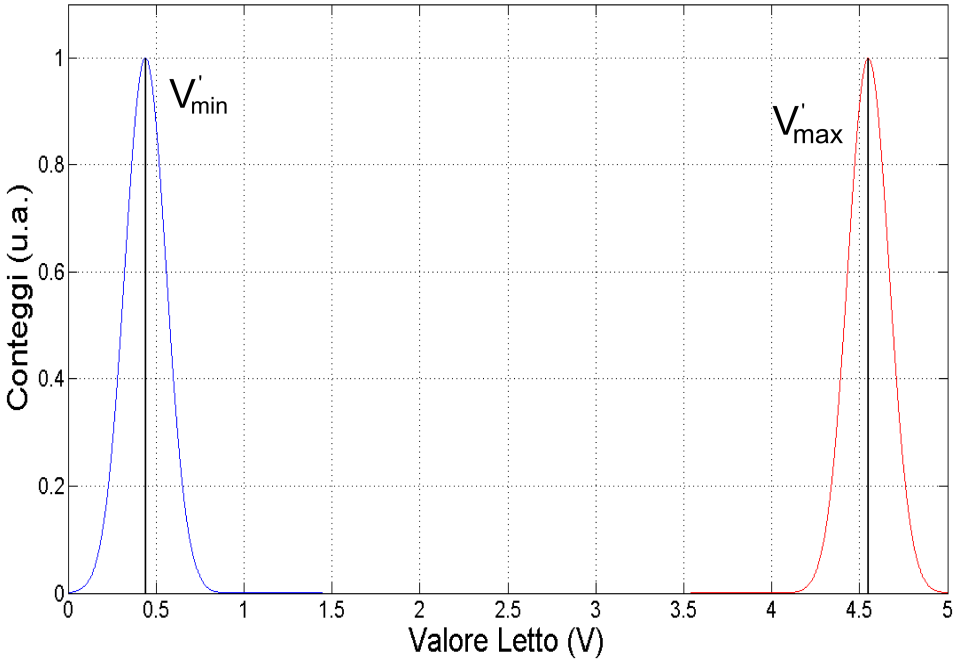

Figura 2.3: La natura statistica dei processi in gioco deve essere tenuta in conto al momento della definizione della dinamica del sistema, altrimenti si rischia di tagliare fuori le code delle distribuzioni dei valori letti sui singoli anodi, falsando la determinazione della posizione dell'interazione. Il rapporto tra le posizione dei valori medi delle distribuzioni V_{max} e V_{min} deve essere maggiore del rapporto picco/valle della distribuzione di luce attesa all'uscita del cristallo di scintillazione, altrimenti la dinamica del sistema non sarà sufficiente per acquisire i dati correttamente.

Gli integrati selezionati hanno una dinamica di $\pm\ 10\ V$, che pone il sistema in dinamica per rapporti picco/valle della distribuzione di luce misurata superiori a 19.

Il numero di bit necessari a convertire in stringhe digitali i valori letti deve essere tale da non peggiorare la risoluzione energetica del sistema fototubo-cristallo e rappresentare tutta la dinamica presente nel sistema.

A tal fine è stato scelto un convertitore a 14 bit. La risoluzione energetica del sistema è pari, indicativamente, all'8%. Questo valore è equivalente a 4 bit, tuttavia non è opportuno introdurre una quantità di rumore di quantizzazione dello stesso ordine di grandezza, limitandosi ad un così basso numero di bit. Al fine di rendere il rumore di quantizzazione trascurabile rispetto alla risoluzione energetica intrinseca, si è scelto di utilizzare un sistema di campionamento a 7 bit. In questo modo altri 7 bit possono essere utilizzati per rappresentare le dinamiche di segnale di cui si è discusso in precedenza.

2.2 Schede analogiche

L'architettura del canale di acquisizione, mostrata in figura 2.4, è basata su un amplificatore di carica configurato ad integratore, con un interruttore su ogni canale per scaricare la carica accumulata alla fine di ogni acquisizione. Questa scelta garantisce la qualità del segnale, rinunciando all'informazione temporale sui singoli anodi, informazione che si è considerata secondaria per il tipo di applicazione a cui l'elettronica è mirata.

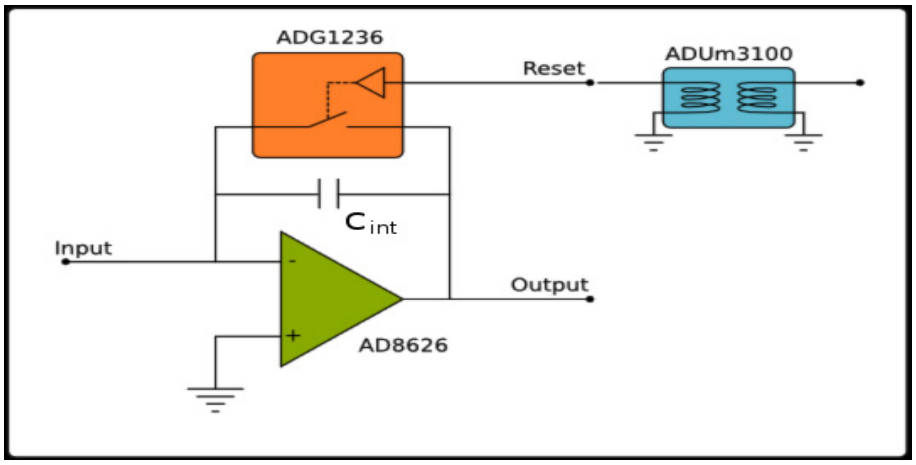

Figura 2.4: Struttura del canale di acquisizione analogico. Ogni anodo è collegato all'ingresso di un amplificatore operazionale configurato ad integratore di carica. Un interruttore permette di scaricare la carica accumulata sulla capacità di integrazione a seguito di un evento. Per mantenere basso il livello di rumore, la parte digitale è totalmente separata da quella analogica, il segnale di reset viene filtrato da un apposito disaccoppiatore magnetico.

In seguito ad un evento, all'uscita di ogni integratore si otterrà un gradino di tensione proporzionale alla quantità di carica totale dell'impulso di corrente presente sull'anodo che viene immagazzinata sulla capacità di integrazione da $22pF$.

I valori di tensione ottenuti vengono quindi convertiti in digitale, i valori di carica memorizzati nelle capacità di integrazione vengono cancellati tramite un impulso di reset sul interruttore. Tornati alla condizione iniziale, i front-end sono pronti a leggere l'evento successivo.

2.2.1 Scelta dei Componenti

I 64 canali di acquisizione sono stati suddivisi su quattro schede separate, una per ogni connettore del rivelatore H8500. Il segnale di reset è contemporaneo per tutti e 64 i canali, di conseguenza è sufficiente, per filtrare il rumore digitale, un singolo disaccoppiatore magnetico per scheda.

La scelta dei componenti è stata eseguita tenendo conto delle specifiche del rivelatore e degli obiettivi che si volevano raggiungere. E' fondamentale, dovendo andare ad integrare un segnale in corrente, la scelta di un operazionale con bassa corrente di polarizzazione, per questo si è propeso per un operazionale transistor di ingresso JFET. Consultando le specifiche dell'integrato selezionato, la corrente di bias è tipicamente dell'ordine di $0.25pA$.

La caratteristica critica per quello che riguarda l'interruttore digitale è la carica iniettata che deve essere il più bassa possibile. Questa carica iniettata dipende dai portatori di carica che, immaginando l'interruttore come un singolo transistor MOS, al momento della transizione del segnale di controllo sul gate, si ritrovano ancora nel canale tra source e drain. Il dispositivo selezionato presenta un valore di carica iniettata dichiarata inferiore al pC.

La scelta dei convertitori analogico/digitale è stata vincolata dalla necessità di ridurre il più possibile l'area del circuito di acquisizione. Di conseguenza è stato scelto un integrato della Maxim, il MAX1324, un convertitore con otto canali di ingresso che permette l'acquisizione contemporanea su tutti gli ingressi grazie ad otto *sample & hold* gestiti da un unico segnale di controllo. Le altre specifiche salienti sono la risoluzione di 14 bit e la possibilità di leggere l'intera parola di uscita su un bus parallelo, caratteristica che consente una velocità di trasferimento elevata.

2.3 La scheda di controllo

La parte di controllo del sistema deve svolgere le seguenti funzioni:

- Pilotare i segnali di controllo degli ADC

- Gestire il segnale di reset
- Acquisire i valori digitali convertiti
- Selezionare gli eventi di interesse
- Trasmettere i dati al pc

Gli ADC, per velocizzare le operazioni di trasferimento dati, sono configurati con i bus di uscita a 14 bit e tutti e 64 i canali vengono acquisiti contemporaneamente. La velocità massima di campionamento è di $250Ksample/s$, ne consegue che, a pieno regime, il sistema di controllo deve poter leggere 224 MByte/s di dati.

Figura 2.5: Fotografia della scheda di controllo commerciale utilizzata. Sulla scheda è presente una FPGA di ultima generazione, un chip di interfaccia USB 2.0 e dei moduli di SDRAM esterni.

Dato l'elevata quantità di dati e le velocità richieste, si è scelto di utilizzare una FPGA che unisce la possibilità di utilizzare frequenza di clock superiori ai 100 MHz ad un elevato numero di piedini di input/output. Altre funzioni quali PLL e memorie FIFO integrate hanno contribuito alla scelta di questa categoria di dispositivi rispetto a quella dei microcontrollori, più semplici da utilizzare ma meno versatili e potenti.

Per velocizzare i tempi di sviluppo del sistema si è deciso di utilizzare una scheda commerciale, la XEM3010 della Opal-Kelly, mostrata in figura 2.5. I componenti principali presenti sulla scheda sono una FPGA della Xilinx, della famiglia Spartan-III, modello XC3S1500 e un chip di interfaccia USB 2.0, il Cypress CY68013A.

Sulla scheda sono a disposizione 98 piedini di input/output programmabili, sufficienti alla gestione e al trasferimento contemporaneo dei dati da 4 schede analogiche di acquisizione. La presenza sulla scheda di 32 MByte di RAM dinamica collegata alla FPGA tramite un bus dedicato, permette di mantenere in attesa un notevole quantitativo di dati prima della trasmissione al calcolatore, nel caso in cui la connessione USB fosse temporaneamente occupata.

2.4 Firmware

Una volta assicurato il collegamento elettrico tra la scheda di controllo e le schede di front-end analogico, si è passati alla scrittura del firmware della FPGA necessario per gestire i segnali di controllo dei front-end e degli ADC e per trasmettere i dati ricevuti verso il computer remoto. In figura 2.6 è riportato uno schema a blocchi del firmware così come è implementato nel sistema finale.

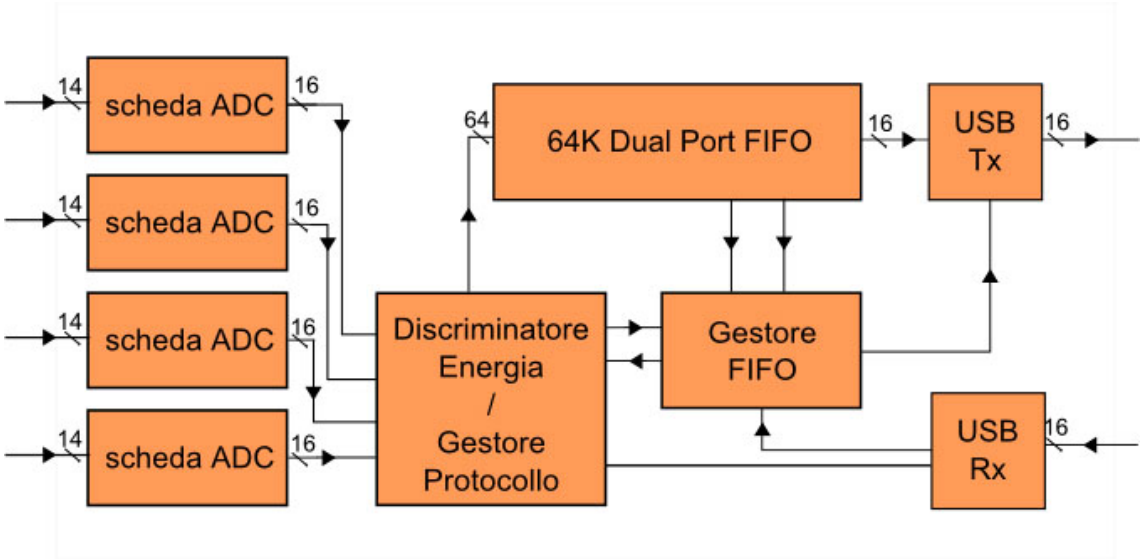

Figura 2.6: Schema a blocchi del firmware sviluppato che permette di leggere i dati dagli ADC, calcolare l'energia dell'evento e trasferire i dati al computer remoto. La comunicazione verso il computer è bidirezionale in quanto molti parametri dell'acquisizione sono modificabili tramite un software appositamente sviluppato.

Si è voluto rendere il sistema versatile mediante lo sviluppo di un firmware modulare. Molte delle funzioni, come ad esempio il controllo sull'energia, possono essere disabilitate. In questo modo è stato possibile, nella fase di debug del sistema, analizzare puntualmente la parte interessata garantendone il corretto funzionamento. La possibilità di disattivare alcune

funzioni è rimasta anche nella versione operativa del firmware, in quanto, come verrà spiegato più avanti, alcune procedure di acquisizione richiedono condizioni di utilizzo particolari.

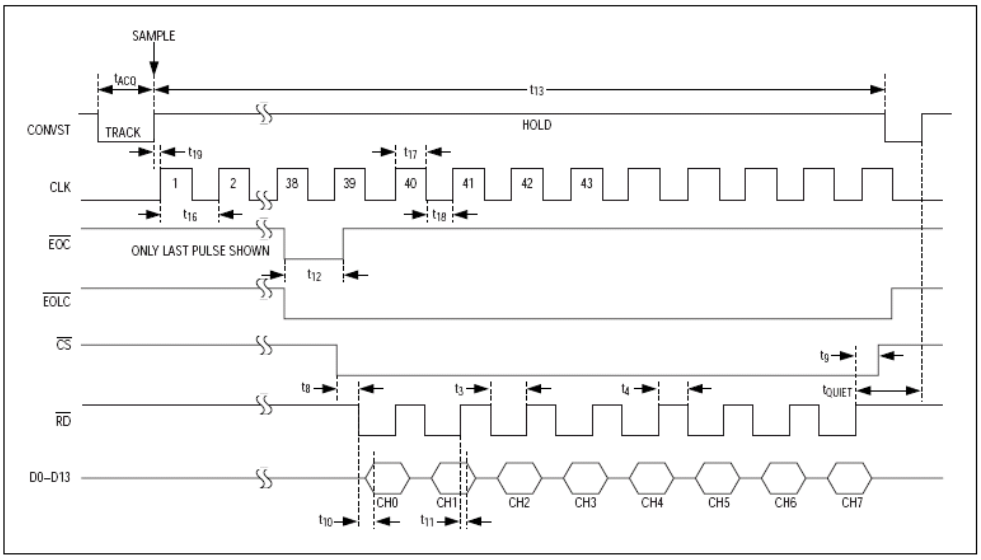

Figura 2.7: Tempistiche dei segnali di controllo necessari alla lettura degli otto canali del convertitore A/D.

2.4.1 Il blocco *Scheda ADC*

I blocchi *'scheda ADC'* sono responsabili ognuno della comunicazione con i due ADC presenti su ogni singola scheda. Nella figura 2.7 è riportato il diagramma temporale di come devono essere gestiti i segnali di un ADC per leggere i dati nel caso di un acquisizione da più canali, otto nel caso di interesse.

Abilitato l'ADC tramite il segnale di *Chip Select*, è possibile leggere i risultati delle otto conversioni inviando in successione degli impulsi sul piedino di *Read*. Il convertitore campiona gli otto canali contemporaneamente, ma esegue le conversioni in successione. Al termine di ogni conversione viene emesso un impulso negativo sul piedino di *End Of Conversion*, mentre al termine di tutte le conversioni è presente un impulso sul piedino *End of Last Conversion*. Per assicurare la lettura dei dati anche alla massima frequenza di acquisizione configurabile, pari a $250Ksample/s$, a causa dei tempi di attesa per la preparazione dei dati sul bus di uscita, non è possibile attendere il segnale di EOLC, ma è necessario leggere ogni canale appena esso è disponibile.

Il bus dati su ogni scheda è condiviso tra i due ADC, per poter leggere nei tempi previsti tutti e 16 i canali è necessario alternare le letture sui due integrati, in figura 2.8 è mostrata la sequenza dei segnali di controllo effettivamente prodotti da ogni 'blocco ADC'.

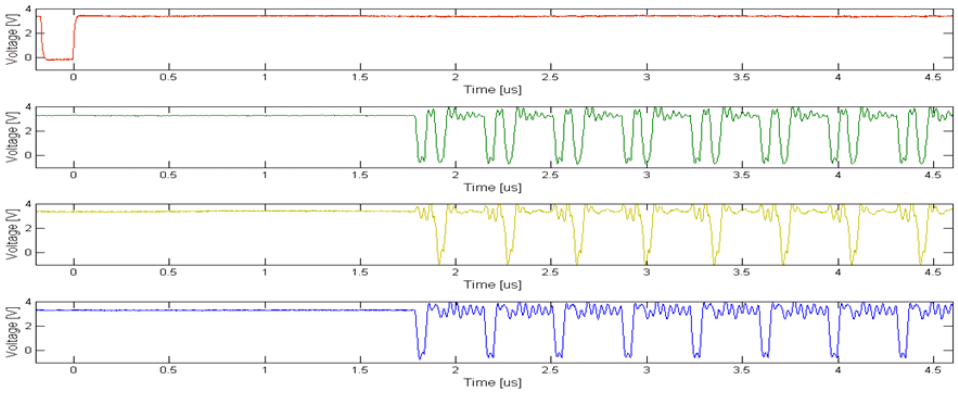

Figura 2.8: Sequenza di segnali generati dalla FPGA per leggere i dati da due ADC che condividono lo stesso bus dati. I due segnali di Chip Select sono alternati in modo da rispettare i tempi minimi di attesa tra una lettura e la successiva sullo stesso integrato e nel contempo poter acquisire tutti e 16 i canali nei tempi previsti.

Anche il segnale di reset viene generato dal blocco ADC, è possibile deciderne la durata e, ancora più importante, scegliere quando effettuare il reset delle capacità. Il funzionamento standard prevede il reset delle capacità in seguito ad ogni acquisizione, maniera indipendente dalla presenza di un evento nell'intervallo di integrazione intercorso. Altrimenti, si può impostare l'acquisizione in modo che il reset delle capacità si abbia solo successivamente ad un evento superiore alla soglia impostata. In questo modo, è possibile trasferire sul computer remoto i valori letti sulla matrice appena prima e subito dopo l'evento di interesse. Verrà mostrato nel capitolo inerente i risultati come questa doppia lettura, detta *correlated double sampling*, possa modificare l'interpretazione della posizione e dell'energia dell'evento acquisito.

L'unico tempo morto del sistema è l'intervallo di tempo in cui è attivo il segnale di reset per scaricare le capacità di integrazione. Per questo motivo è possibile modificarne la durata. Nel caso in cui gli eventi attesi abbiano una bassa energia e quindi nel caso in cui sono piccoli i segnali attesi sugli anodi, è possibile ridurre la durata dell'impulso di reset garantendo comunque il ripristino della condizione iniziale. Anche la possibilità di modificare la frequenza di campionamento dei front end rientra nell'ottica di avere un tempo morto il più basso possibile compatibilmente con il rate della sorgente.

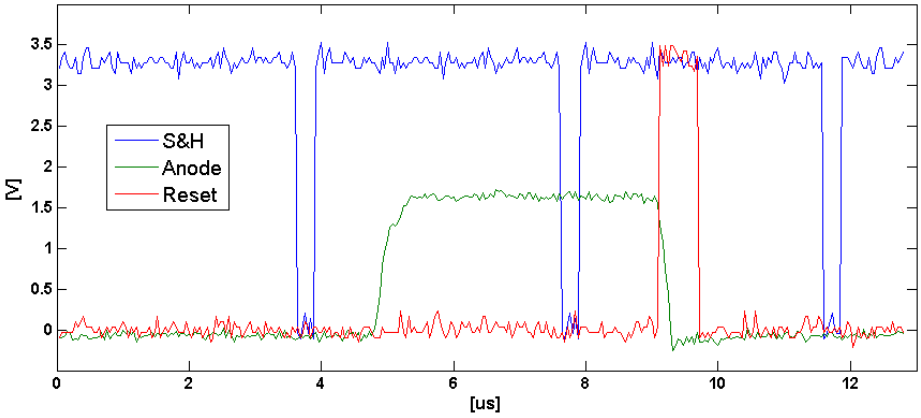

Figura 2.9: Segnali misurati su un front-end analogico. Se il segnale rivelato dal campionatore, che lavora a frequenza fissa, è superiore ad una soglia prefissata, il dato viene mantenuto in memoria in attesa di essere trasferito al computer remoto e viene inviato l'impulso di reset.

Nella tabella 2.4.1 sono riportati alcuni esempi di combinazioni tra frequenza di campionamento e durata degli impulsi di reset con il tempo morto risultante. La conclusione è che, per massimizzare l'efficienza del rivelatore, la frequenza di acquisizione dei front-end deve essere la più bassa possibile compatibilmente con la frequenza di emissione della sorgente.

Frequenza di Acquisizione	**Tempo di Reset**	**Tempo Morto**
250 KSample/s	800 ns	20%
250 KSample/s	400 ns	10%
100 KSample/s	1 us	10%
100 KSample/s	400 ns	4%
40 KSample/s	400 ns	1.6%
10 KSample/s	400 ns	0.4%

Tabella 2.1: Tempo morto del sistema di acquisizione in funzione della frequenza di acquisizione e del tempo di reset impostato.

Ai 14 bit letti per ogni canale dall'ADC sono aggiunti 2 bit di controllo, componendo così parole a 16 bit. I due bit aggiunti vengono utilizzati per riconoscere l'inizio e la fine di ogni evento nel flusso di dati che viene inviato al computer remoto tramite USB. In questo modo è possibile discriminare eventuali perdite di dati e sincronizzarsi sull'inizio del pacchetto successivo.

2.4.2 Discriminazione di energia e organizzazione del pacchetto dati

I quattro bus a 16 bit, provenienti dalle schede analogiche, sono connessi al *discriminatore di energia*. I segnali di controllo sono contemporanei sulle quattro schede e il segnale di *Read*, illustrato nel paragrafo precedente, viene utilizzato in questo blocco come segnale di convalidazione dei dati d'ingresso (*data valid*).

Dal programma di controllo sul computer remoto è possibile configurare un registro interno a 24 bit che viene utilizzato come valore di da comparare con i dati acquisiti. I valori degli anodi arrivano nel blocco quattro alla volta e vengono man mano sommati. Giunti alla fine della matrice, si effettua la comparazione. Se la soglia non è stata raggiunta, il pacchetto viene scartato. Se l'evento è invece sopra soglia, viene confezionato un pacchetto contenente tutti i valori anodici presi singolarmente, il risultato ottenuto dalla somma dei 64 anodi, espresso da una stringa a 32 bit, e un numero sequenziale, sempre a 32 bit, ottenuto semplicemente incrementando un contatore ogni volta che viene acquisito un evento, sia sopra che sotto soglia.

Il contatore degli eventi è molto utile in fase di debugging, quando il filtro in energia viene disattivato e, teoricamente, tutti gli eventi vengono trasmessi. In questo modo è possibile vedere, per ogni frequenza di campionamento impostata, se i pacchetti vengono trasmessi senza perdite. E' chiaro infatti che, al crescere della frequenza di acquisizione, se non viene applicato un filtro in energia sugli eventi, cresce la mole di dati da trasferire.

La somma a 32 bit dei 64 anodi, che rappresenta l'energia totale dell'evento, può essere utilizzata come checksum per verificare che la trasmissione USB tra la scheda di controllo e il computer remoto sia avvenuta senza errori. Nel software di controllo viene infatti rieseguita la somma software dei 64 valori anodici ricevuti e se il valore ottenuto non coincide con quello calcolato nella FPGA, l'evento viene scartato.

2.4.3 Gestione della memoria FIFO

La comunicazione USB è gestita dal computer remoto, che richiede i dati alla scheda di controllo chiedendo un insieme di pacchetti, che, per massimizzare la velocità di trasmissione, devono essere di $1KByte$ di dimensione. La velocità di campionamento degli ADC è nota, ma, se il filtro hardware sull'energia è attivo il reale *rate* di trasferimento dipende dal numero di eventi rivelati, quindi dall'attività della sorgente e dal valore impostato per la soglia.

Un apposito blocco tiene conto del numero di eventi che sono attualmente presenti nella memoria FIFO e garantisce che il giusto numero di eventi sia pronto per la trasmissione prima che venga effettuata la richiesta dati dall'USB. Il gestore della FIFO attiva e disattiva la possibilità di trasferire dati via USB, tenendo anche conto dei tempi di latenza che possono intercorrere tra la richiesta di trasferimento e il trasferimento vero e proprio. Se l'attività della sorgente è molto elevata infatti, potrebbe accadere che un'eventuale latenza crei un accumulo di eventi e quindi l'*overflow* della FIFO. Nel caso contrario il blocco evita che ci sia un *underflow* della memoria e un conseguente *fault* sul trasferimento USB.

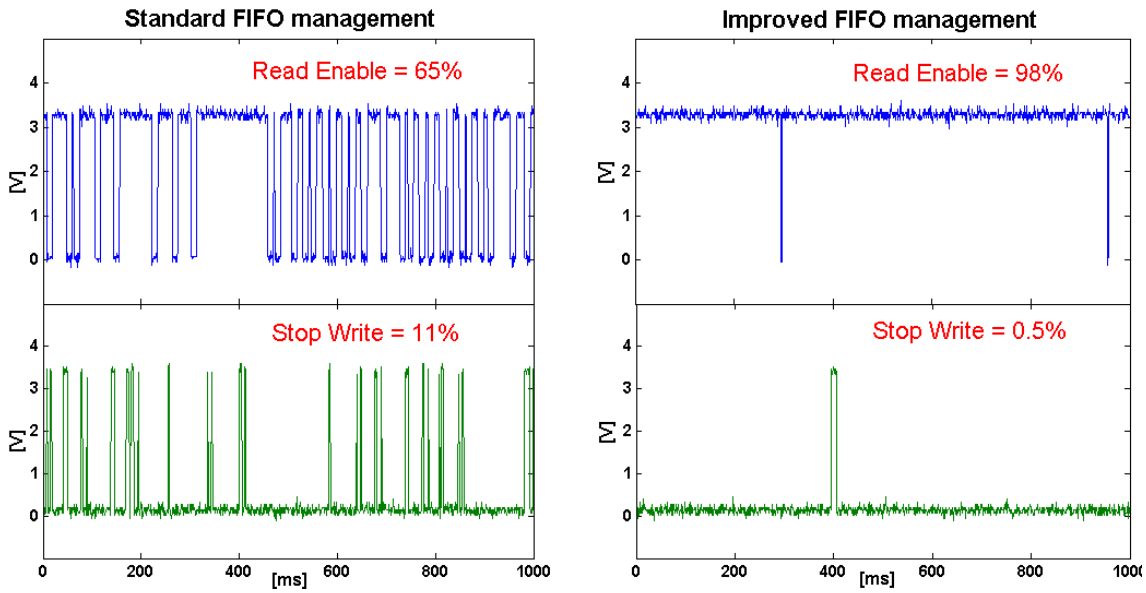

Figura 2.10: La gestione opportuna delle soglie di *almost full* e *almost empty* consente di massimizzare il trasferimento dati verso il computer remoto senza scartare eventi a causa della memoria FIFO piena.

La scelta delle soglia di *Almost Full* sulla fifo deve essere effettuata tenendo in considerazione il valore medio atteso di emissione della sorgente radioattive. Nella figura 2.10 viene mostrato come una soglia opportuna garantisca che il segnale di *Read Enable* sia alto per la maggior parte del tempo, sfruttando al massimo i 64 KBytes della FIFO interna alla FPGA. Come già detto la soglia deve essere scelta in modo che ci sia abbastanza spazio nella FIFO per memorizzare gli eventi che intercorrono dal momento in cui il segnale di abilitazione alla lettura viene alzato e l'effettivo trasferimento dei dati. Questa latenza, a seconda del numero di periferiche USB collegate al computer remoto, può essere di alcuni millisecondi. Nell'eventualità in cui la memoria si riempia, viene alzato il segnale di *Stop Writing* che fa si che tutti

gli eventi vengono scartati indipendentemente dal loro valore in energia. In questo modo, gli eventi contenuti nella FIFO non vengono sovrascritti.

2.5 Rumore

In figura 2.11 è riportato lo spettro ottenuto con l'elettronica sviluppata posizionando una sorgente di ^{57}Co collimata con un foro di 2mm di fronte al rivelatore, dotato di un fotomoltiplicatore H8500 di vecchia generazione, a 12 stadi dinodici. La risoluzione energetica calcolata a 122 keV (emissione principale del ^{57}Co) è del 9.2%.

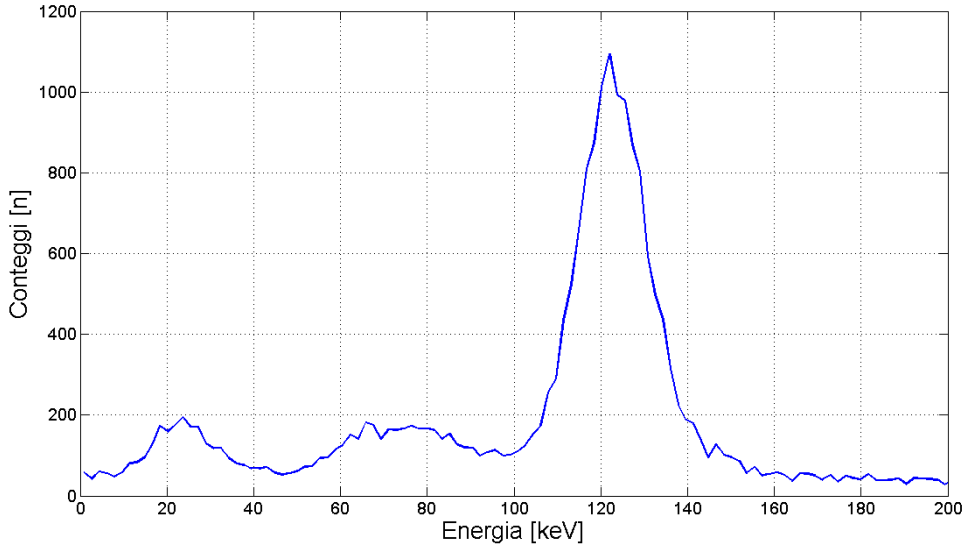

Figura 2.11: Spettro di ^{57}Co acquisito con il sistema di lettura sviluppato. La risoluzione energetica stimata è del 9.2%.

Misurare il contributo dovuto al rumore elettronico comporta delle difficoltà dovute alla posizione di interazione del fotone gamma, ovvero come si distribuisce la carica sugli anodi, che non è nota a priori. Inoltre, la natura statistica sia del processo di fotogenerazione che avviene nel cristallo che del processo di moltiplicazione di elettroni all'interno del fototubo modificando evento per evento la quantità di carica collezionata.

Per efftuare una misura del rumore introdotto nel caso reale di utilizzo, è stata effettuata una misura con un oscilloscopio posizionando la sonda all'uscita di un integratore di carica, registrando il valore anodico 1 us e 11 us dopo il trigger dell'evento. Di ogni evento è stata effettuata la sottrazione tra i due valori acquisiti, il risultato ottenuto per un campione di cinquanta mila eventi è riportato in figura 2.12.

Il valore medio di 244 mV, ottenuto facendo un fit con una gaussiana, rappresenta il *drop in hold* dell'integratore di carica, corrispondente a $0.08pC/us$. La sigma di $149mV$ corrisponde ad un rumore elettronico equivalente a $3.2pC$ per ogni anodo. Applicando la propagazione degli errori a tutta la matrice di 64 anodi si ottiene un valore totale di $26.2pC$, che rispetto agli $870pC$ raccolti per un evento di fotopicco, corrispondono ad un errore percentuale del 3%. Ne consegue che il contributo effettivo del rumore elettronico sulla risoluzione energetica misurata, considerando indipendenti le grandezze in gioco, dovrebbe essere dello 0.5%.

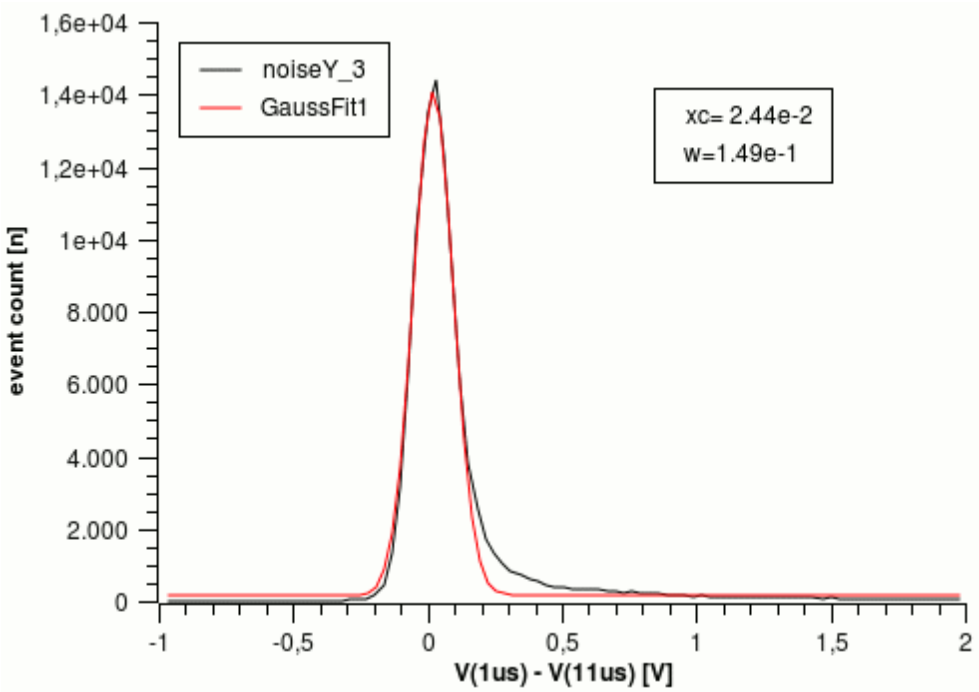

Figura 2.12: Rumore elettronico su un singolo anodo misurato tramite oscilloscopio come differenza dei valori acquisiti 1 us e 11 us dopo l'evento.

In seguito, per avere una stima più accurata dell'errore introdotto dall'elettronica, sono state fatte delle acquisizioni con una versione del firmware appositamente modificata in modo che, dopo un evento, ogni singolo canale venga campionato due volte prima di resettare il valore memorizzato sui condensatori di retroazione dei CSA. Sono state effettuate diverse misure dove il tempo intercorso tra i due campionamenti è stato fatto variare da un massimo di 500 us a un minimo di 10 us. Come riportato in figura 2.13, con campionamenti intervallati di 500 us il valore medio, per l'intera matrice, del drop in hold è di 280 mV, corrispondenti a 0.2 pC/us. La sigma, misurata sempre su tutta la matrice, è di 280 mV, corrispondenti a 6.16 pC, che, rappor-

tati agli 870 pC di fotopicco corrispondono ad un errore percentuale introdotto dall'elettronica del 7 per mille.

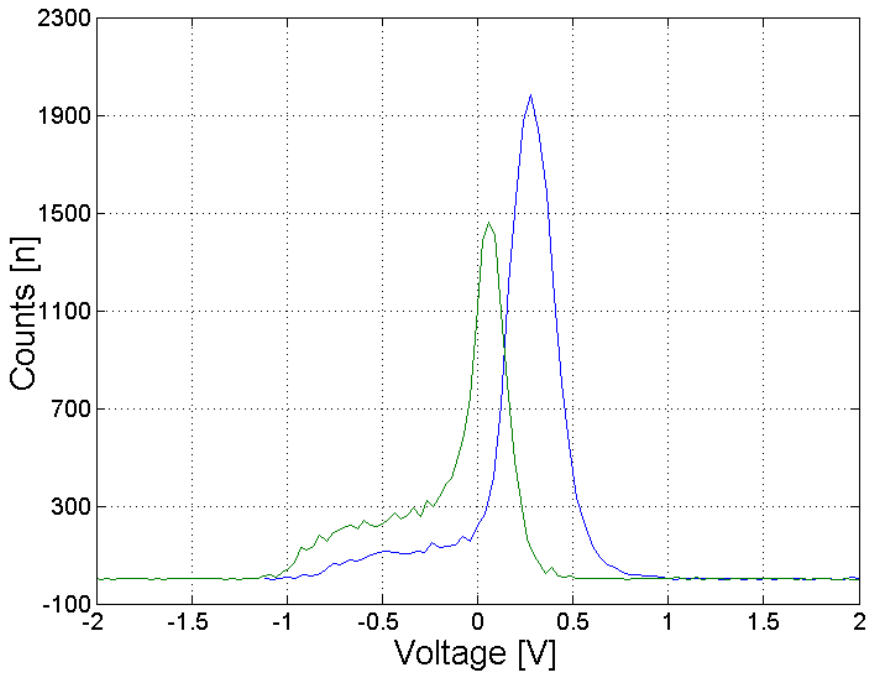

Figura 2.13: Rumore elettronico misurato sull'intera matrice modificando opportunamente il Firmware in modo da acquisire l'evento due volte a distanza di 500 us, in blu, e a distanza di 10 us, in verde.

2.6 Programma di acquisizione

Contemporaneamente allo sviluppo del firmware è stato implementato il software di acquisizione in C++ in ambiente UNIX che sfrutta alcune classi fornite dal produttore della scheda per semplificare le routine di trasferimento dati. L'interfaccia riportata nella figura 2.14 permette di modificare alcuni parametri dell'acquisizione, come la velocità di campionamento, la durata dell'impulso di reset e la soglia hardware. Decisi i parametri, si può far partire l'acquisizione e tenere sotto controllo il numero di eventi collezionati e il rate istantaneo.

I dati acquisiti vengono salvati in file di testo in caratteri ascii. Questa scelta, rispetto a file binari o in standard quali l'hdf5, comporta file di dimensioni maggiori, ma in questo modo sono utilizzabili con qualsiasi software di gestione di dati. E' comunque possibile utilizzare i normali algoritmi di compressione per ridurre notevolmente lo spazio occupato.

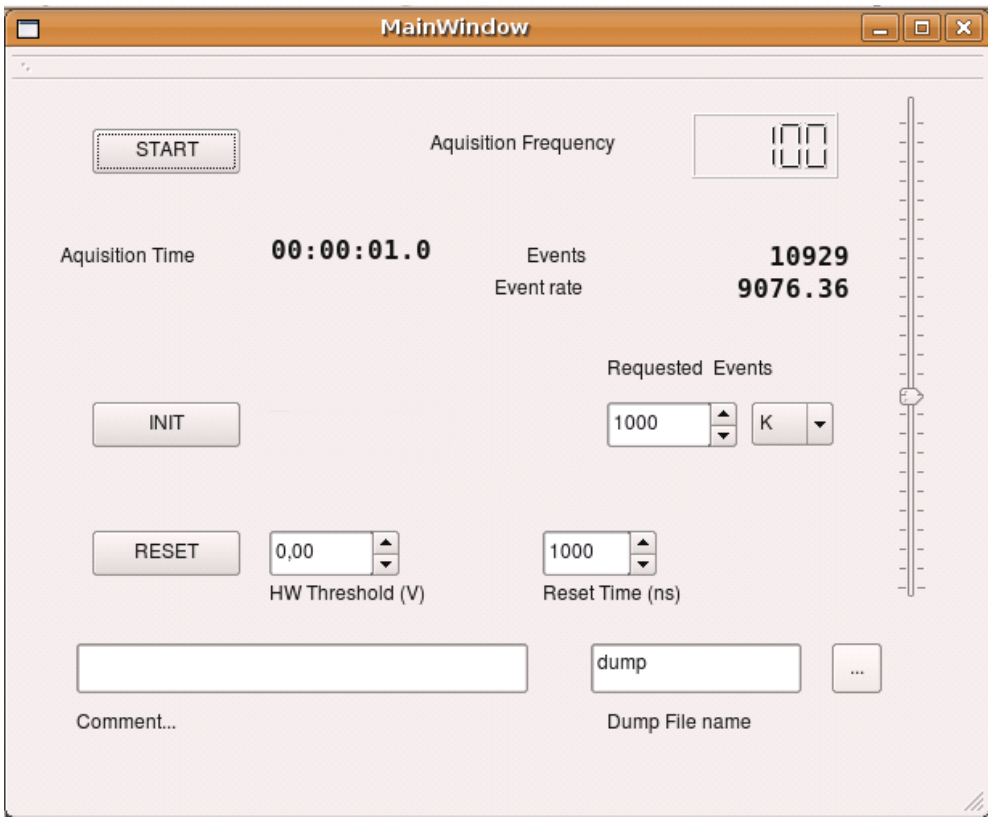

Figura 2.14: Interfaccia grafica sviluppata per il controllo delle schede di acquisizione. Dopo aver impostato alcuni parametri come frequenza di campionamento e tempo di reset, è possibile tenere sotto controllo la durata dell'acquisizione e il count rate della misura in corso.

Capitolo 3

Algoritmo

I metodi classici per la lettura di gamma camere utilizzano delle catene resistive che sommano il contributo dei singoli anodi ottenendo in uscita dei segnali proporzionali alla posizione dell'evento. Questo metodo semplifica l'elettronica di lettura in quanto, indipendentemente dal numero di anodi, il numero di segnali da leggere è comunque ridotto fino ad un numero di quattro.

L'aumento della complessità dell'elettronica di lettura a 64 canali a integrazione di carica viene compensato dalla possibilità di scegliere il miglior algoritmo per compensare le disomogeneità di guadagno e per determinare il calcolo del punto di interazione del fotone gamma sul cristallo. L'algoritmo di calcolo del centro di gravità usato comunemente ha il grande svantaggio che le uniche informazioni che si ottengono sono le coordinate x ed y attribuite all'evento ma si perdono le informazioni sulla reale forma di luce rivelata. L'algoritmo proposto, dei minimi quadrati, per quanto più complesso, permette la stima di ulteriori parametri oltre alle coordinate dell'interazione gamma, per un più preciso fit con la distribuzione di luce ideale.

3.1 Calcolo del Baricentro

L'algoritmo di calcolo del baricentro (*Center of Gravity*) viene comunemente utilizzato per determinare la posizione di interazione dell'evento rivelato.

Per la lettura della carica raccolta all'anodo si opera una stima in maniera continua della posizione bidimensionale del centroide della distribuzione di carica mediante il seguente principio: poiché ciascun anodo di una data direzione è connesso a quelli adiacenti da delle resistenze, la carica raccolta fluisce verso le terminazioni dei fili ripartendosi in maniera inversa-

mente proporzionale al numero di resistenze attraversate, numero che dipende dalla posizione del centroide della distribuzione di carica stessa.

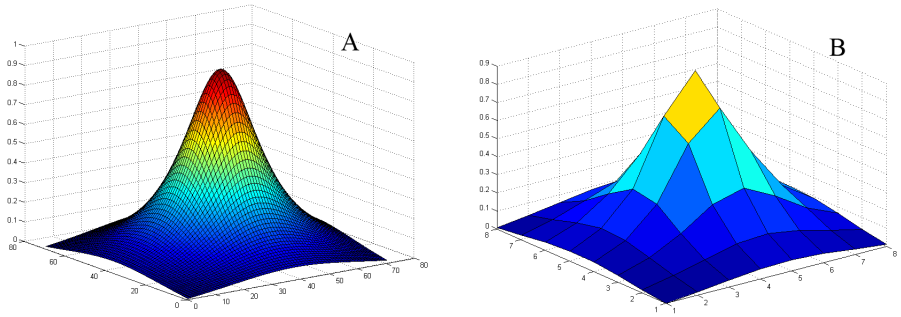

Figura 3.1: PSF di luce ideale, riquadro A, e PSF di luce campionata dalla matrice di 8 x 8 anodi, riquadro B. Il valore di tensione misurato su ogni anodo è proporzionale all'integrale della porzione di PSF che cade sull'anodo stesso.

Si raccolgono quindi quattro segnali in corrente X_1, X_2, Y_1, Y_2, i quali vengono elaborati per fornire la quantità di carica totale raccolta, e la posizione del singolo evento che viene ricostruita mediante delle semplici operazioni, riportate in 3.1, utilizzate anche nell'Anger Camera tradizionale:

$$X = \frac{X_1 - X_2}{X_1 + X_2} \qquad Y = \frac{Y_1 - Y_2}{Y_1 + Y_2} \tag{3.1}$$

L'algoritmo tiene conto della risposta intrinsecamente non lineare della catena resistiva, dovuta all'area finita del rivelatore. Questo effetto dipende dall'allargamento del cono di luce in un cristallo planare, per cui la distribuzione di un singolo evento occupa quasi tutta l'area di rivelazion del fototubo. Quando l'evento avviene sui limiti del cristallo si hanno degli effetti di distorsione dovuti alla parziale riflessioni dei bordi che comporta una distorsione della forma di luce campionata che viene ricostruita traslata verso l'interno del campo di visione.

La necessità di un sistema di lettura multianodico nasce proprio dalla necessità di ridurre l'effetto di non linearità dovuto ai bordi del cristallo di scintillazione. Dopo aver letto l'informazione di carica di tutti gli anodi della matrice di rivelazione, viene calcolata la media pesata dei segnali, ovvero il centroide della distribuzione di carica dell'evento rivelato. Le operazioni da eseguire sono riportate in 3.2:

$$X = \frac{\sum a_i \cdot x_i}{\sum a_i} \qquad Y = \frac{\sum b_i \cdot y_i}{\sum b_i} \tag{3.2}$$

dove x_i e y_i sono le coordinate fisiche degli anodi nelle direzioni X e Y, mentre a_i e b_i sono le ampiezze dei segnali rivelati su di essi.

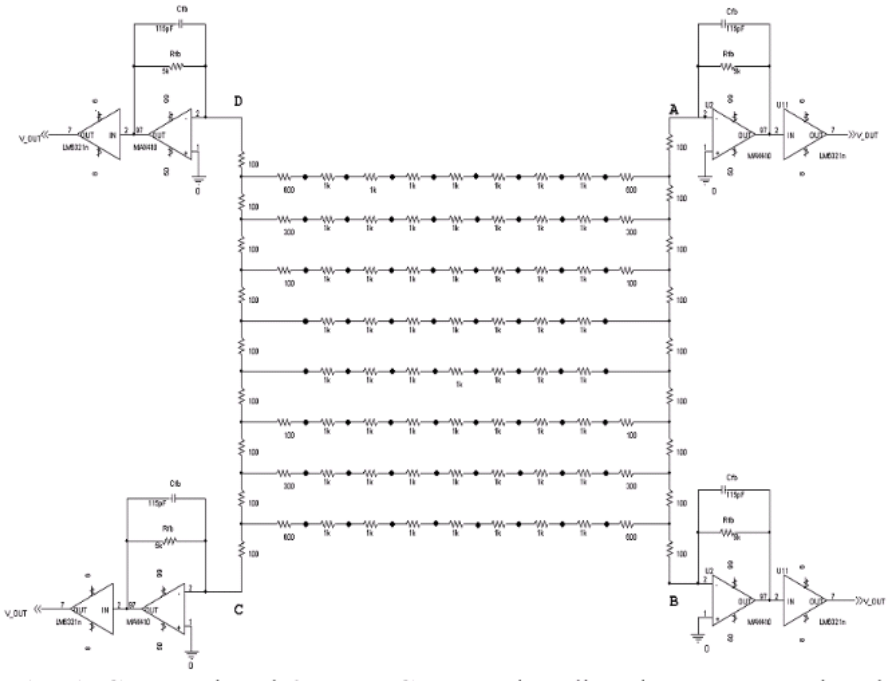

Figura 3.2: Esempio di catena resistiva. Gli anodi sono interconnessi tramite resistenze che possono essere pesate opportunamente per correggere le non uniformità di guadagno. Eventualmente i 4 segnali di uscita possono essere amplificati prima della lettura.

Il passaggio ad elettroniche di lettura multianodica ha comportato notevoli miglioramenti sia come risoluzione energetica che come risoluzione spaziale. Infatti grazie ad apposite procedure di calibrazione è possibile correggere gli errori di non uniformità di guadagno propri del fotomoltiplicatore. Queste procedure di calibrazione possono essere eseguite anche sulle catene resistive tarando opportunamente i valori delle resistenze ma, poichè ogni fototubo presenta una diversa matrice di disomogeneità, è necessario ogni volta riadattare le resistenze.

Diversi lavori [33][1] hanno dimostrato che, oltre alla maggiore semplicità nelle procedure di calibrazione, i sistemi di lettura multianodici permettono di raggiungere risultati migliori applicando metodi del baricentro, standard o con alcune modifiche. Come verrà dimostrato in questo capitolo, l'utilizzo di altre tipologie di algoritmi, sicuramente più complessi e più onerosi sotto il punto di vista computazionale, permette di avere un maggior numero di informazioni inerenti gli eventi rivelati, non limitandosi alla posizione x, y del punto di interazione.

3.2 Metodo Iterativo

L'algoritmo proposto tenta di determinare il punto di interazione tramite una stima iterativa. La distribuzione di luce presa come riferimento è quella proposta da Scrimger e Baker [32], riportata in 3.3:

$$I_r = \frac{I_0}{[1 + (\frac{r}{t})^2]^{\frac{3}{2}}} \tag{3.3}$$

Per velocizzare il processo di convergenza dell'algoritmo, l'esponente presente al denominatore dell'equazione 3.3, pari a $3/2$, è stato posto pari a 1. Come si può vedere dalla figura 3.3, dove sono riportate le sezioni delle due distribuzioni di luce, l'esponente pari a 1 rende la funzione meno piccata ma, prove sperimentali su diversi set di dati, hanno dimostrato che la posizione di rivelazione stimata non cambia in maniera significativa.

L'algoritmo iterativo si basa sul metodo della stima ai minimi quadrati dove la funzione 3.4, viene minimizzata tramite il metodo del gradiente.

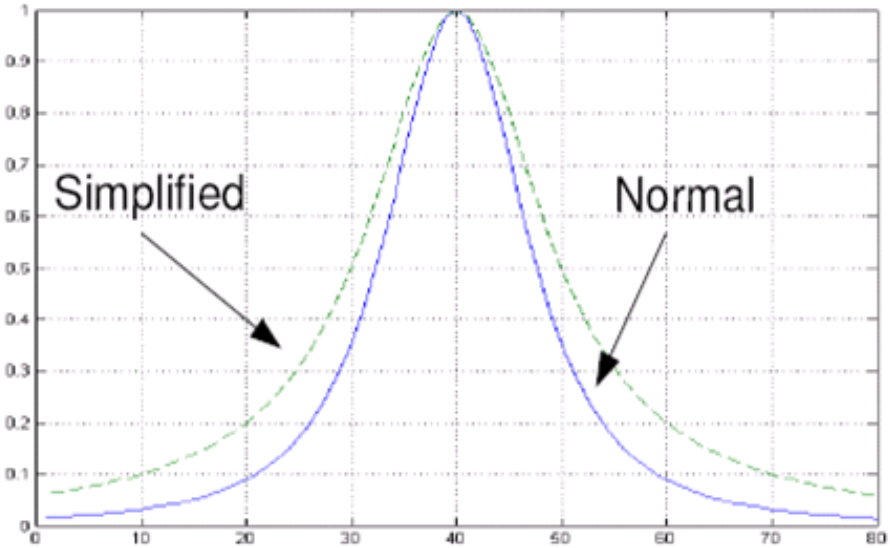

Figura 3.3: Confronto tra il profilo della PSF proposta da Scrimger e Baker e quello della PSF semplificata e utilizzata nell'algoritmo iterativo. La posizione stimata per l'evento non differisce apprezzabilmente, al contrario il tempo di computazione diminuisce drasticamente.

$$\min_{I_0, r, x_0, y_0} \left(\sum_{i,j} [I_r(I_0, r, x_0, y_0, i, j) - C_{i,j}]^2 \right) \tag{3.4}$$

I parametri della distribuzione di riferimento I_0,r,x,y vengono quindi fatti iterare e viene ricostruito il valore della funzione per ogni anodo i,j, cercando di minimizzare l'errore tra l'evento rivelato e quello ricostruito.

$$r_{n+1} = r_n + \alpha \cdot \nabla f(r) \tag{3.5}$$

Il metodo del gradiente consiste nell'applicazione iterativa della funzione 3.5 finchè la differenza tra la funzione rivelata e quella ricostruita è minore di un valore prefissato. La coordinata spaziale r dell'equazione 3.5 rappresenta quattro parametri, x_0 e y_0, ovvero la posizione lungo x e y del punto di interazione, e r ed I_0, ovvero raggio e ampiezza della distribuzione di luce.

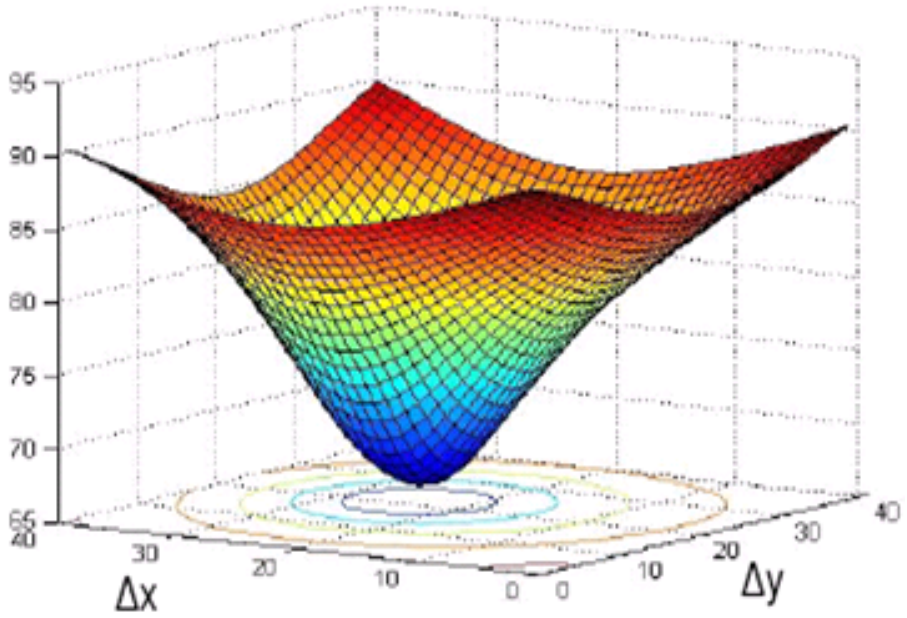

Figura 3.4: Funzione obiettivo nello spazioe dei parametri x_0 e y_0. La funzione non presenta minimi locali che potrebbero comportare falsi risultati nel processo iterativo.

In figura 3.4 è riportato un esempio di funzione obiettivo dell'equazione 3.4 nello spazio dei parametri x_0 e y_0. E' possibile osservare che la funzione non presenta minimi locali che potrebbero comportare degli errori nel processo iterativo. D'altro canto in alcuni punti la funzione è quasi piatta, sia quando i parametri sono molto lontani da quelli reali sia, cosa molto più importante, nella zona prossima al minimo. E' quindi molto importante scegliere le condizioni iniziali dei parametri, e, per velocizzare il processo di convergenza, è necessario applicare un metodo di ricerca unidimensionale. Il metodo scelto è quello di Armijo [2], che prevede per

ogni iterazione l'ottimizzazione del parametro α della funzione 3.5, parametro che nel classico metodo del gradiente è invece mantenuto costante.

3.2.1 Convergenza

La ricerca iterativa viene fermata quando l'errore nello spazio dei parametri $r = (x_0, y_0, r, I_0)$ è minore di un valore predeterminato, ovvero

$$\sqrt{x \cdot x^T} < \Delta x \tag{3.6}$$

Può capitare che questa condizione non venga raggiunta, ovvero che l'algoritmo non riesca a convergere. Per limitare i tempi di computazione si può quindi impostare un numero di iterazioni limite oltre il quale l'algoritmo viene comunque fermato. Se tale limite viene raggiunto, l'evento in questione viene scartato e non viene aggiunto nessun punto all'immagine per una distribuzione di luce che non rientra nei parametri prefissati. In questo modo si evita che eventi deformati creino degli artefatti nell'immagine, o più semplicemente ne peggiorino il contrasto.

E' interessante andare ad osservare visivamente le distribuzioni di luce acquisite nel caso di eventi che non arrivano a convergenza. Può capitare che vengano scartati eventi che ad un'analisi visiva sembrano distribuzioni di luce ben formate: la scelta della soglia di errore massimo può essere modificata per escludere eventi al limite delle oscillazioni statistiche. Caso ben diverso è quello mostrato in figura 3.5, dove è mostrato un'evento di cui l'algoritmo iterativo non è riuscito a determinare il punto di interazione, in quanto si tratta di un *double hit*: nell'intervallo di tempo di integrazione sono stati rivelati due eventi, la cui somma delle energie rientra nella finestra di interesse, in posizioni diverse.

A questa tipologia di eventi, che si tratti di due diversi fotoni dovuti al background naturale o di un fotone compton riassorbito, situazione già descritta precedentemente, un algoritmo basato sul calcolo del baricentro, avendo come unica discriminante l'energia rivelata sull'intera matrice, avrebbe attribuito una posizione di interazione che si sarebbe rivelata del tutto errata. Grazie all'algoritmo iterativo, che analizza la forma della distribuzione di luce, è possibile quindi ottenere immagini prive di questo genere di errori.

3.2.2 Tempi di computazione e parametri di uscita

L'algoritmo di calcolo del baricentro, nella sua forma più semplice mostrata nella 3.2, richiede solamente poche operazioni di somma e l'operazione di divisione, con un semplice studio a

priori sulla costante da utilizzare come denominatore, può essere tradotta in una moltiplicazione, che risulta meno onerosa.

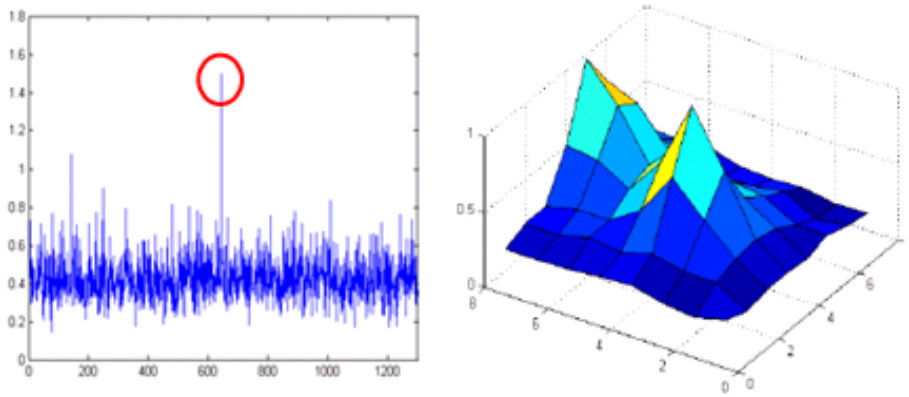

Figura 3.5: Analizzando gli eventi che l'algoritmo iterativo non riesce a fittare è possibile evidenziare situazioni particolari come i *double hit*. Nella finestra di campionamento sono accaduti due eventi a più bassa energia la somma dei quali ricade nel fotopicco. I metodi del baricentro avrebbero assegnato a questo evento una posizione errata.

L'algoritmo iterativo invece richiede un gran numero di operazioni e il tempo di computazione è direttamente proporzionale al numero di iterazioni necessarie ad arrivare alla soluzione. E' importante impostare opportunamente i valori iniziali dei parametri che verranno iterati. Per quanto riguarda i parametri x_0 e y_0, osservando la funzione obiettivo di figura 3.4, si devono evitare le zone a gradiente quasi piatto che si trovano distanti dal punto di minimo. E' possibile risolvere questo problema applicando il metodo del baricentro. In questo modo, a meno di eventi malformati, il punto di partenza nel piano dei parametri x_0,y_0 sarà prossimo al punto di interazione. Per quanto riguarda i parametri r e I_0 il valore scelto durante l'inizializzazione è il valore medio che si è osservato empiricamente ricorrere a parità di energia degli eventi.

Tramite il metodo di Armijo, ad ogni iterazione, viene calcolato il miglior valore del parametro α dell'equazione 3.5. Questo calcolo richiede poche semplici operazioni e garantisce un 'passo' ottimizzato con cui vengono modificati i valori dei parametri che garantisce il percorso più breve verso il punto di minimo, come mostrato in figura 3.6.

Grazie a questi accorgimenti, l'algoritmo in C++ compilato in modo da poter essere utilizzato in ambiente Matlab, è in grado di elaborare circa 1000 eventi al secondo su un computer equipaggiato con un Pentium Dual Core con 4 GByte di RAM. L'elaborazione dei dati viene

effettuata *off-line*, quindi la velocità di esecuzione è più che accettabile. E' comunque lecito supporre che, con uno script in C++ puro al di fuori dell'ambiente Matlab ottimizzato per processori multicore (l'algoritmo ben si presta a questo tipo di ottimizzazione in quanto semplicemente si tratta di far analizzare ad ogni processore una parte diversa degli eventi), sia possibile utilizzare l'algoritmo anche *on-line* in applicazioni in tempo reale.

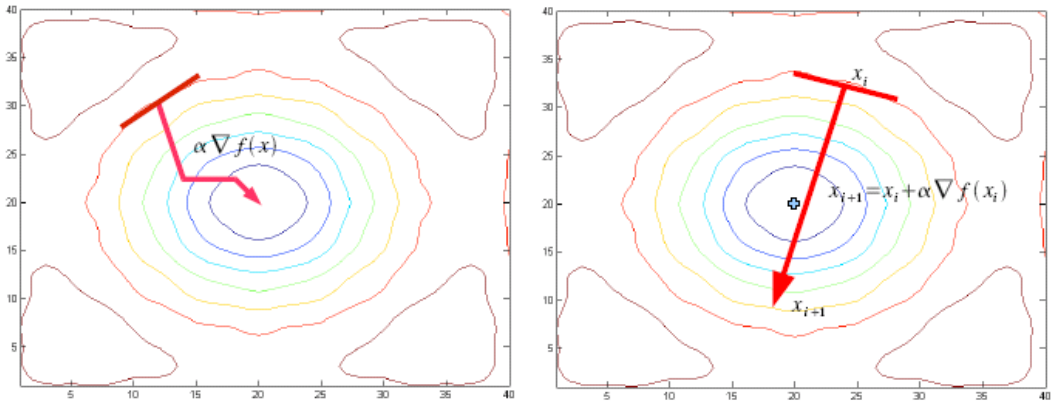

Figura 3.6: Il metodo di Armijo riduce il numero di iterazioni necessarie per arrivare al punto di minimo. Ad ogni iterazione, viene calcolato il passo migliore con cui incrementare il valore dei parametri di cui si cerca l'ottimo.

Va sottolineato che l'algoritmo fornisce in uscita, oltre all'errore finale, al numero di iterazioni e la posizione x, y dell'evento, anche il raggio r e l'altezza I_0 della distribuzione di luce ideale che meglio si adatta all'evento misurato. Lo studio delle informazioni contenute in questi parametri verrà mostrato nel capitolo inerente i risultati.

Capitolo 4

Risultati

I risultati esposti in questo capitolo sono stati ottenuti con misure effettuate tramite l'elettronica sviluppata precedentemente descritta. I dati sono stati elaborati sia con un metodo del baricentro, nella sua versione più efficiente sviluppata dai laboratori INFN di Roma I, che con il metodo iterativo precedentemente descritto.

4.1 Spot Scanning

Per caratterizzare la risoluzione spaziale ed energetica di una gamma camera si cerca di simulare il caso di una sorgente puntiforme, dove la posizione x, y di interazione rimane costante per tutto il tempo dell'acquisizione. La sorgente utilizzata è il ^{99m}Tc, che ha un'emissione γ a 140 keV.

Per ottenere questa condizione vengono usati collimatori in piombo con fori molto piccoli, con diametro anche inferiore al mm, e spessi diversi cm così da ridurre l'angolo solido di emissione della sorgente ad alcuni centesimi di steradiante. Per quanto ridotta, l'area della sorgente non può certamente considerarsi puntiforme ma, in base alle considerazioni sulla risoluzione spaziale precedentemente esposte, sarà possibile sottrarre il contributo del collimatore al valore della risoluzione spaziale misurato.

La procedura prevede l'acquisizione di una sequenza di *spot* equidistanziati con un passo paragonabile con la risoluzione spaziale attesa del dispositivo. Solitamente la posizione del primo spot è sul bordo del cristallo, dopodichè si procede in linea retta fino ad arrivare al bordo opposto. Nel caso in esame il passo scelto tra due posizioni successive è di $1.5mm$. In

figura 4.1 è riportata l'immagine ottenuta dalla sovrapposizione dei diversi spot, acquisiti in istanti temporali successivi.

Se si estraggono i profili degli spot acquisiti, come mostrato in figura 4.1, è possibile avere una prima indicazione 'visiva' della risoluzione spaziale. Infatti, è possibile considerare risolti due spot adiacenti se le loro spalle si incrociano sotto la metà dell'altezza massima.

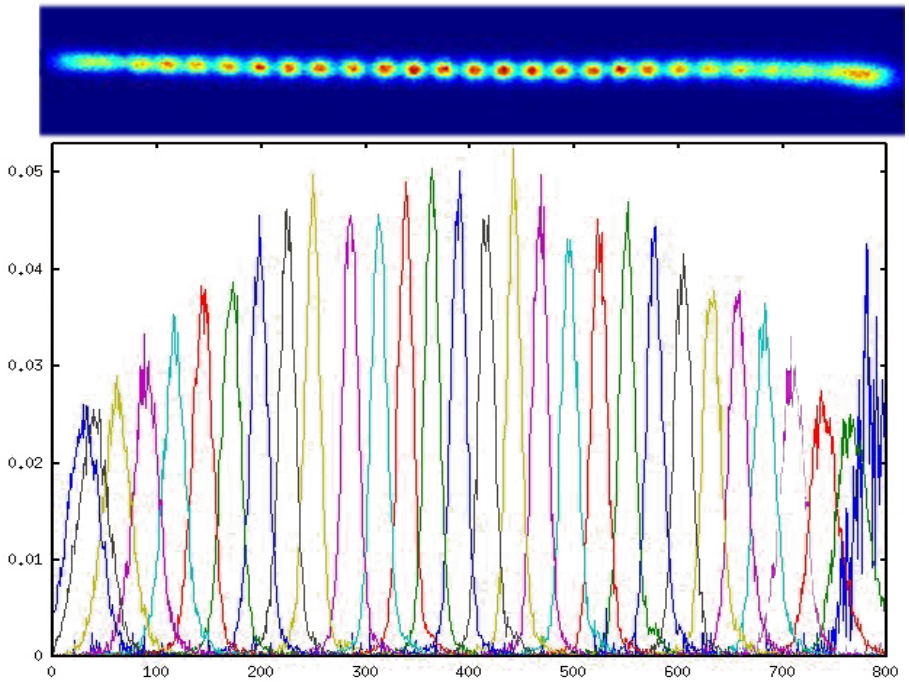

Figura 4.1: Acquisizione 'spot scanning' con passo di 1.5 mm: gli spot sono acquisiti in istanti temporali successivi. Degli spot acquisiti vengono estratti i profili da cui è possibile avere una prima indicazione della risoluzione spaziale. Se i profili di due spot adiacenti si incrociano al di sotto della metà della loro altezza allora i due punti sono risolti.

4.1.1 Risoluzione Energetica

In figura 4.2 è riportato lo spettro di energia ottenuto con una sorgente collimata a 0.4 mm di ^{99m}Tc. I valori riportati sull'asse x sono espressi in pC di carica raccolta su tutta la matrice di 64 anodi.

In figura 4.3 sono riportati gli spettri di energia ottenuti con una sorgente di ^{57}Co collimata con un foro di 2 mm, con il foro di emissione posto a contatto di un cristallo di $LaBr_3$, in rosso, e di un cristallo di NaI, in blu. Il ^{57}Co presenta due linee di emissione nella banda di energia γ, una a 122 keV con l'85% di probabilità e una a 136 keV con l'11%. Oltre alle diverse percentuali

di emissione sulle due righe si deve anche considerare la diversa resa di assorbimento del cristallo scintillante alle due diverse energie, che è circa del 10% inferiore per la riga a 136 keV. Il miglioramento della risoluzione energetica ottenuto dall'utilizzo del bromuro di lantanio è evidenziato dalla possibilità di discriminare le due linee di emissione che invece erano confuse nel caso dello ioduro di sodio.

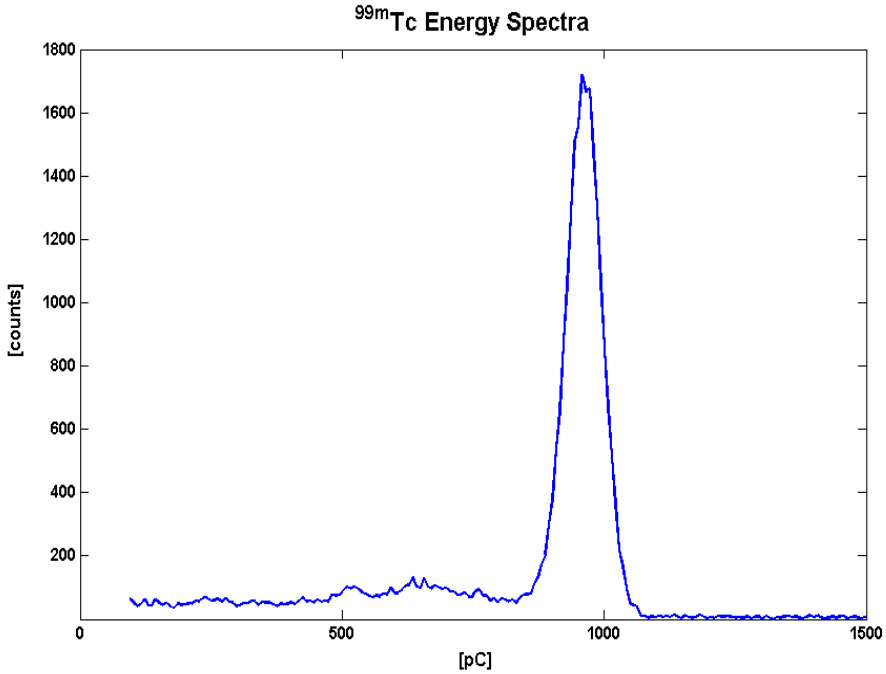

Figura 4.2: Spettro misurato con una sorgente di ^{99m}Tc collimata con un foro di 0.4 mm posta a contatto del collimatore. Sull'asse delle ascisse è riportato il valore di pC totale collezionato su tutta la matrice.

Lo spettro acquisito con il bromuro di lantanio presenta, oltre le linee tipiche del ^{57}Co, tre picchi ben distinguibili ad energie più basse. Il primo sulla sinistra corrisponde al picco di emissione proprio del cristallo dovuto agli atomi di lantanio che hanno un'emissione intorno ai 40 keV.

Il picco successivo, con energia di circa 78 keV, corrisponde alla riga K di emissione del piombo. Questa emissione è dovuta al collimatore in piombo che, investito dai fotoni γ della sorgente, riemette parte dell'energia assorbita con direzione di emissione isotropa. Parte dei fotoni emessi può quindi colpire la camera ed essere rivelata.

L'ultimo picco da catalogare è dovuto probabilmente a fenomeni di $escape$ successivi ad interazioni Compton. Per questo tipo di interazioni che avvengono in prossimità del bordo superiore del cristallo la probabilità che l'elettrone emesso esca dal cristallo è infatti elevata.

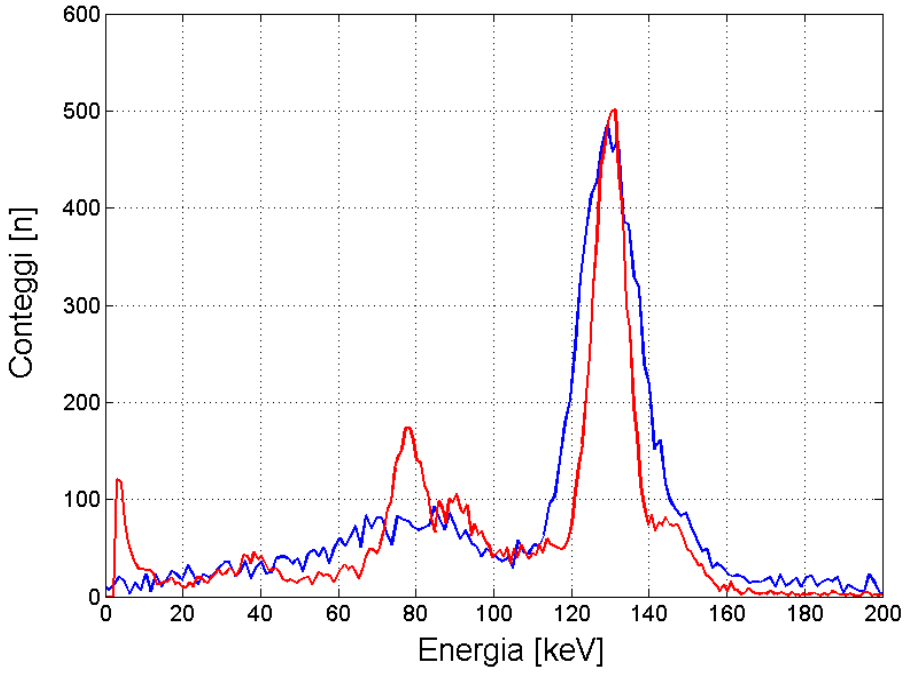

Figura 4.3: Confronto tra due spettri di ^{5}7Co acquisiti con lo stesso fototubo H8500 e un cristallo di ioduro di sodio, in blu, ed uno di bromuro di lantanio, in rosso. La migliore risoluzione energetica del bromuro di lantanio permette di discriminare le due emissioni della sorgente di ^{5}7Co, una a 122 keV e la seconda a 136 keV.

La risoluzione energetica stimata per lo spettro di ^{57}Co mostrato in figura, è del 7.8%.

4.1.2 Linearità

Per ogni spot acquisito è possibile determinare la posizione di interazione calcolando il valor medio della distribuzione ottenuta sui profili di figura 4.1. E' possibile riportare la posizione misurata in confronto alla posizione meccanica che è nota a priori, in questo modo si ottiene il grafico della linearità della gamma camera.

In figura 4.4 sono riportati i grafici di linearità ottenuti con diversi algoritmi. I grafici sovrapposti nel riquadro A mostrano i risultati ottenuti con il metodo del baricentro, dove le posizioni in rosso sono quelle dovute al metodo standard, mentre le successive prevedono l'applicazione di una soglia sui dati che impone uguale a zero il contributo degli anodi che hanno rivelato una carica al di sotto di un certo valore.

La soglia sui dati riduce l'effetto di compressione tipico del calcolo del baricentro, posizioni azzurra e viola, ma se la soglia è troppo elevata, ovvero se vengono posti a zero troppi anodi, iniziano a prodursi artefatti. Quello che accade, mostrato nel caso in verde, è che si ottiene

un effetto di accorpamento degli spot sul centro degli anodi dovuto al troncamento delle code delle distribuzioni di luce.

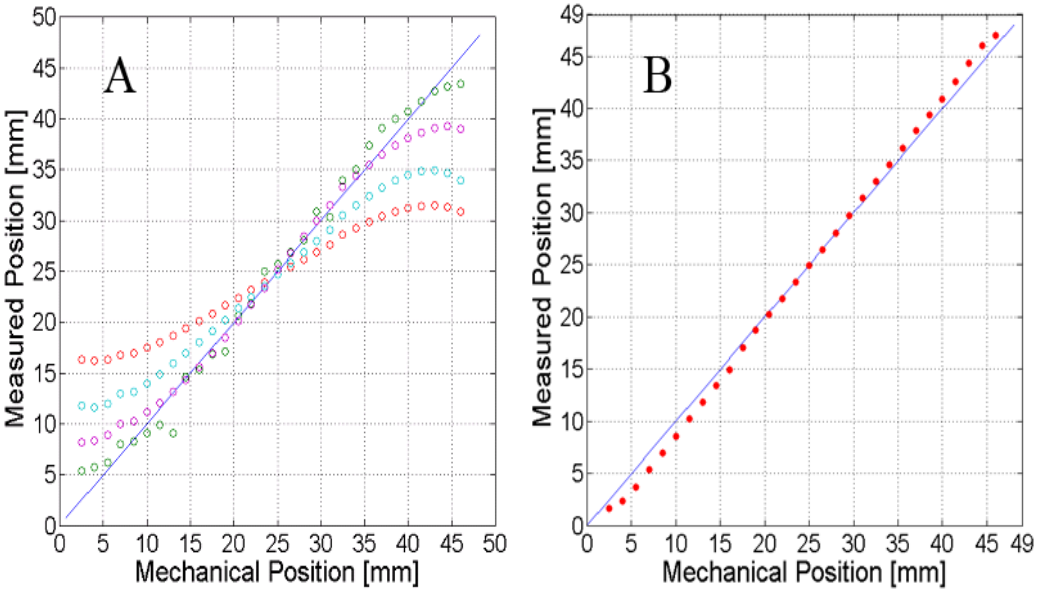

Figura 4.4: Grafici di linearità ottenuti con diverse tipologie di algoritmi. I grafici sovrapposti sul riquadro A mostrano i risultati ottenuti con il metodo del baricentro, dove le posizioni in rosso sono quelle dovute al metodo standard, mentre le successive prevedono l'applicazione di una soglia sui dati che impone uguale a zero il contributo degli anodi che hanno rivelato una carica al di sotto di un certo valore. Nel riquadro B è invece riportato il risultato ottenuto applicando l'algoritmo iterativo sullo stesso set di dati. Si può notare che non ci sono effetti di compressione e che al contrario si ottiene una posizione misurata traslata verso i bordi rispetto alla reale posizione meccanica, anche nelle zone prossime ai bordi del dispositivo.

Nel riquadro B è invece riportato il risultato ottenuto applicando l'algoritmo iterativo sullo stesso set di dati. Si può notare che non ci sono effetti di compressione e che al contrario si ottiene una posizione misurata traslata verso i bordi rispetto alla reale posizione meccanica, anche nelle zone prossime ai bordi del dispositivo.

Se definiamo la *FOV (Field Of View)* utile del dispositivo come la regione in cui è possibile discriminare la posizione misurata di due spot adiacenti come dovuti a due posizioni meccaniche differenti, è evidente che l'utilizzo dell'algoritmo iterativo espande il campo di vista di diversi millimetri in ogni direzione.

Con riferimento alla figura 4.4, considerando il miglior risultato ottenuto con il metodo del baricentro, ovvero il grafico in viola, i 5 spot a partire dai 40 mm fino al bordo del cristallo risultano sovrapposti. Si può fare la stessa considerazione per gli spot acquisiti sul lato opposto

del cristallo.

Al contrario, tutti gli spot risultano risolti se i dati vengono elaborati con l'algoritmo iterativo. La FOV utile, confrontando i risultati ottenuti con i due algoritmi, risulta migliorata, passando dal 41% all'85%.

4.1.3 Risoluzione Spaziale

La risoluzione spaziale deve essere calcolata misurando l'altezza a metà ampiezza delle distribuzioni di posizione acquisite e mostrate nei profili di figura 4.1. Dai profili si ottiene un valore di distribuzione in pixel, che deve essere convertito in millimetri. Il valore in millimetri del singolo pixel dipende chiaramente dalla digitalizzazione dell'immagine che è nota a priori. Nel caso in esame l'area di rivelazione è stata divisa in 800 x 800 pixel. Dividendo l'area di rivelazione di 49 mm x 49 mm per il numero di pixel, si ottiene una digitalizzazione di 61.25 μm.

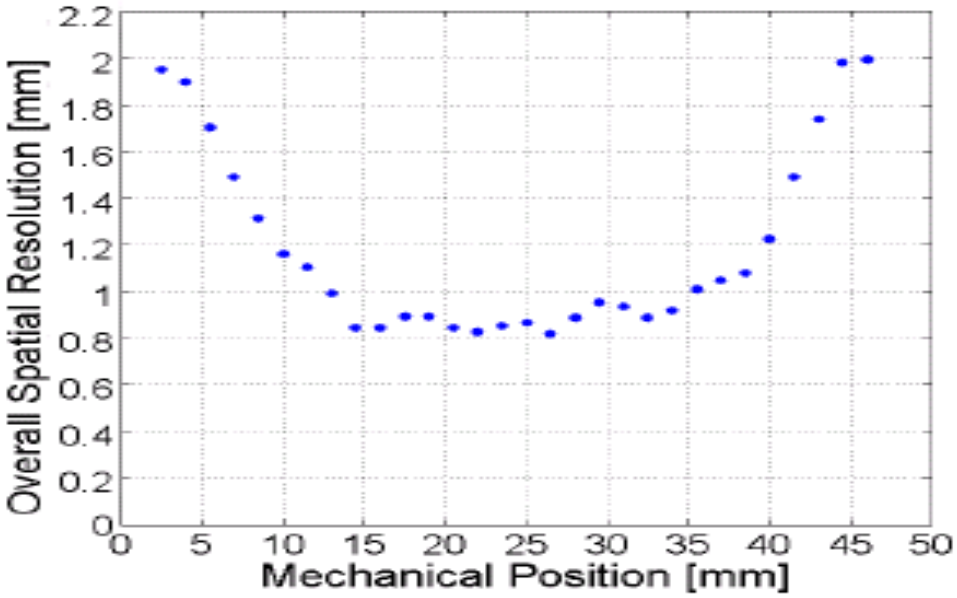

Figura 4.5: Risoluzione spaziale misurata per una serie di spot equispaziati di 1.5 mm. Nella zona centrale la risoluzione è stimata intorno ai 0.85-0.9 millimetri. Nelle zone di bordo, la risoluzione degrada fino ai 2 mm.

A causa della non linearità del rivelatore, discussa nel paragrafo precedente, non è però possibile considerare costante il valore di digitalizzazione del pixel. La procedura corretta per il calcolo della risoluzione spaziale, prevede di effettuare una sorta di calibrazione della dimensione del pixel considerando la distanza tra lo spot di cui si sta calcolando la risoluzione

spaziale e gli spot adiacenti. Essendo noto lo spostamento meccanico tra uno spot e il successivo, pari a 1.5 mm, è possibile calcolare la distanza in pixel tra gli spot e per ogni area del rivelatore calcolare il valore equivalente del pixel. In figura 4.5 sono riportati i risultati di risoluzione spaziale per gli spot di cui si è discussa la linearità.

Si può osservare che nella zona centrale la risoluzione si attesta intorno ai 0.85 mm, ma che degrada fino a 2 mm per gli spot nei pressi dei bordi.

Va sottolineato che le zone comprese tra le posizioni 0-10 mm e 40-50 mm, in cui la risoluzione degrada oltre il millimetro, non sono considerate utili se viene utilizzato un algoritmo di calcolo del baricentro.

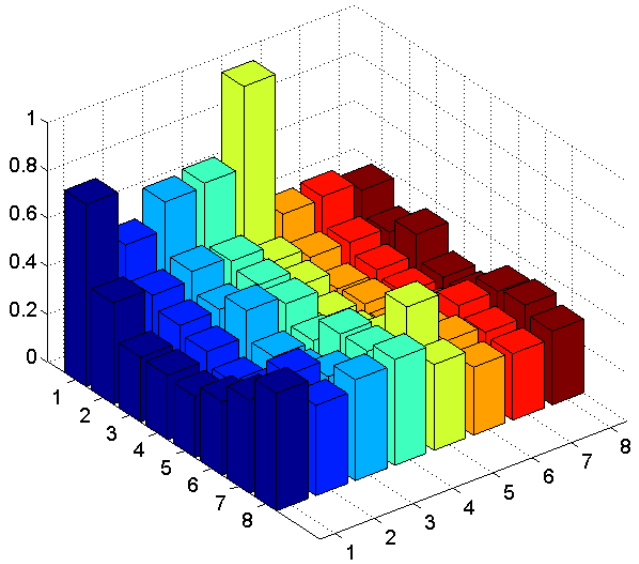

Figura 4.6: Esempio di matrice di correzione ottenuta calcolando l'inverso della media degli eventi di fotopicco rivelati in seguito ad un'acquisizione con la sorgente in campo lontano.

4.2 Procedura di Calibrazione

Il difetto dei fotomoltiplicatori sensibili alla posizione è che, su fotocatodi estesi, non è possibile ottenere la deposizione dei bialcali omogenea. Ne consegue una non omogeneità sul guadagno dei singoli anodi che, per risalire alla giusta posizione di interazione, deve essere corretta.

L'algoritmo iterativo proposto è molto sensibile alla forma della PSF misurata, per questo motivo è necessario, molto più che per gli algoritmi di calcolo del baricentro, correggere le non uniformità di guadagno.

Il fattore di guadagno sui 64 canali di acquisizione analogici è dato dalle capacità di integrazione. Queste sono scelte tutte dello stesso valore e non possono quindi compensare il diverso guadagno dovuto al fototubo. Al contrario, a causa delle tolleranza di qualche punto percentuale tipiche dei componenti discreti, il guadagno può variare proporzionalmente alla variazione della capacità rispetto al valore dichiarato.

La procedura di correzione implementata prevede un'acquisizione in campo lontano, ovvero con la sorgente posizionata ad alcuni metri dal rivelatore in modo che si possa considerare uniforme l'irraggiamento su tutto il rivelatore. Con una statistica elevata, circa 1 milione di conteggi, è possibile ricavare una matrice di correzione per l'intero sistema cristallo-fotorivelatore-elettronica di lettura.

In figura 4.6 è riportato un esempio di matrice di correzione, ottenuta calcolando l'inverso della media degli eventi rivelati dall'acquisizione in campo lontano.

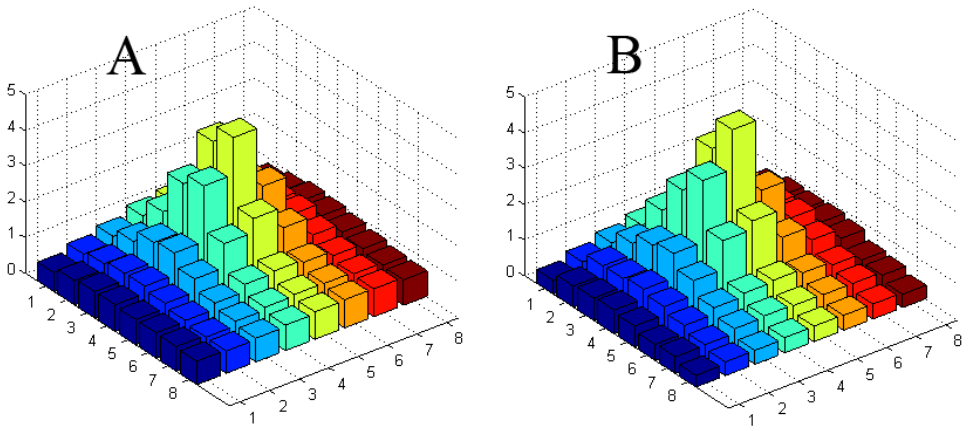

Figura 4.7: Distribuzione di luce media misurata su 20 mila eventi di fotopicco prima (riquadro A) e dopo (riquadro B) l'applicazione della matrice di correzione.

In figura 4.7 è riportato un esempio di risultato ottenuto grazie alla matrice di correzione. Le due immagini mostrano la PSF media su 20 mila eventi, con e senza la moltiplicazione per la matrice di correzione che viene applicata evento per evento.

Dallo studio delle matrici di correzione si è notato un generale effetto di esaltazione dei bordi. Questo effetto è dovuto alla procedura utilizzata per generare la matrice di correzione:

l'acquisizione in campo lontano comporta un irraggiamento uniforme del cristallo di scintillazione ma ogni punto di interazione genera una PSF bidimensionale che, nelle zone prossime ai bordi, non viene campionata interamente. L'effetto ottenuto è rappresentabile dalla convoluzione della PSF di luce ideale, o similmente quella misurata nel centro del cristallo, con una matrice unitaria 8 x 8.

Questa tematica è stata approfondita tramite studi su simulazioni Montecarlo.

4.2.1 Studio sui Dati Montecarlo

Lo studio della matrice di correzione è stato effettuato anche con l'ausilio di dati ottenuti con simulazioni Montecarlo.

Il risultato fornito dalla simulazione Montecarlo è la distribuzione di luce che si ottiene, evento per evento, in uscita dal cristallo di scintillazione. Questa viene sezionata in una matrice di 8 x 8 anodi ognuno con area pari 6 mm x 6 mm, pari alla dimensione degli anodi del rivelatore H8500.

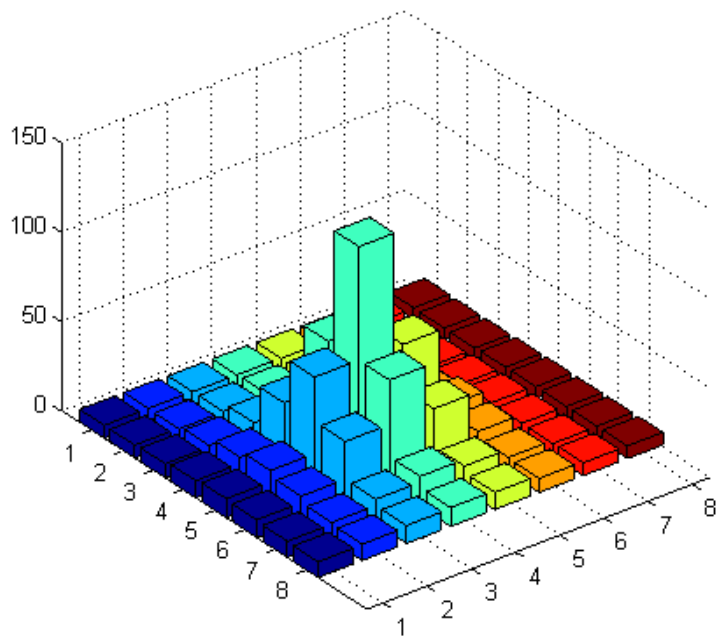

Figura 4.8: Distribuzione di luce ottenuta da simulazioni Montecarlo. Quella ottenuta è una distribuzione di luce ideale che non tiene conto degli effetti introdotti dal fototubo e dall'elettronica di lettura.

I dati ottenuti sono quindi privi di rumore elettronico e permettono di fare alcune valutazioni senza dover considerare eventuali aberrazioni dovute al processo di fotomoltiplicazione o, ancora di più, dal sistema di acquisizione elettronico.

In aggiunta, poiché la posizione della sorgente è simulata, è possibile selezionare una collimazione ideale, ovvero una sorgente puntiforme. Anche la riflettività dei bordi può essere impostata a piacere.

In figura 4.8 è riportato un esempio di distribuzione di luce media ottenuta da una simulazione Montecarlo in cui la sorgente posizione della sorgente è mantenuta costante. E' facile notare che la forma di luce raccolta è molto pulita in quanto priva di rumore elettronico.

In figura 4.9 sono riportati i grafici di linearità e risoluzione spaziale ottenuti applicando l'algoritmo iterativo ad una serie di spot a passo di 2 mm ottenuti con simulazioni Montecarlo. Il limite di risoluzione spaziale dovuto al cristallo è quindi di 0.7-0.75 mm, valore che anche nel caso di dati ideali degrada avvicinandosi ai bordi del cristallo.

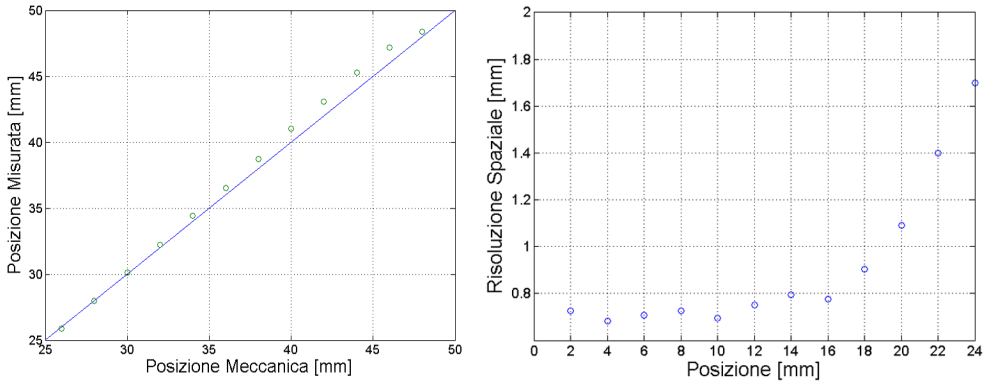

Figura 4.9: Grafici di linearità e risoluzione spaziale ottenuti applicando l'algoritmo iterativo ad una serie di spot a passo 2 mm ottenuti da simulazioni Montecarlo. Il limite di risoluzione spaziale del solo cristallo è quindi di 0.7-0.75 mm.

Un'analisi ulteriore è stata fatta su dati la cui sorgente itera su tutta la superficie di rivelazione, simulando l'effetto di un'acquisizione in campo lontano. Poiché nella simulazione il guadagno di tutti gli anodi è costante, quello che si ottiene mediando i valori collezionati su tutti gli eventi è, come accennato nel paragrafo precedente e mostrato in figura 4.10, il risultato della convoluzione tra la PSF di luce con una rect bidimensionale a cui si aggiunge l'effetto dovuto alla riflettività dei bordi.

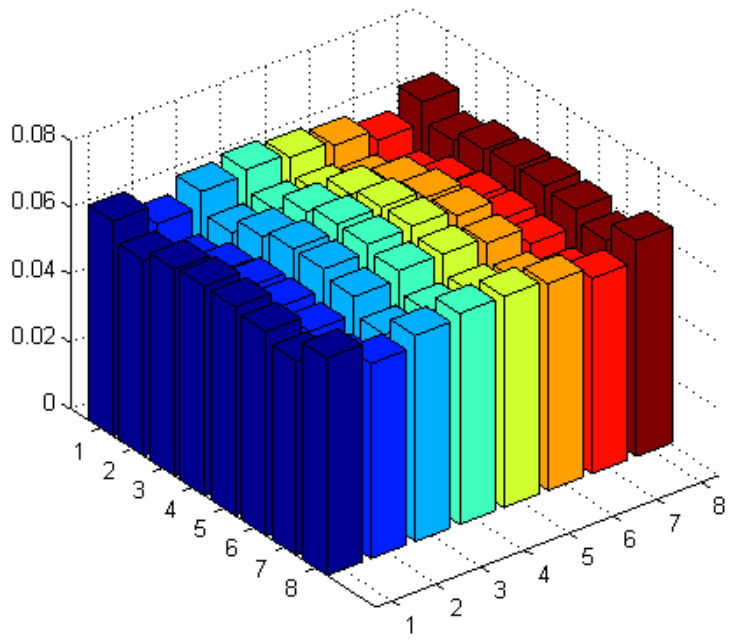

Figura 4.10: Simulazione Montecarlo di un'acquisizione in campo lontano. La forma particolare dell'irraggiamento medio misurato dipende dall'effetto di convoluzione della PSF di luce con la matrice di rivelazione e dagli effetti di riflessione sui bordi.

4.2.2 Correzione dell'Effetto sui Bordi

La possibilità di modificare i parametri delle analisi Montecarlo ha permesso lo studio anche di un altro effetto non ideale presente nei cristalli, che è la parziale riflettività dei bordi.

A seconda del trattamento delle pareti del cristallo si può ottenere una riflettività che varia dallo 0% al 100 %. Nel caso dei cristalli utilizzati, la riflettività si attesta intorno al 60%. Le simulazioni Montecarlo replicano questo valore in modo da ottenere dati coerenti con il caso reale.

E' possibile però, al fine di studiare l'effetto dovuto alla riflessione dei bordi, generare un set di dati in cui la riflessione sui bordi è impostata a zero. In figura 4.11 sono mostrate le PSF medie di due spot con la medesima posizione della sorgente, posta a 2 mm dal bordo del cristallo, ma la simulazione riportata nel riquadro B ha il coefficiente di riflessione posto pari a zero.

Come previsto, il valore di carica raccolto dagli anodi è diverso, in quanto nel caso di riflettività non nulla parte della luce della PSF viene riflessa e conteggiato dagli anodi prossimi

al bordo. Il risultato è che la PSF misurata è distorta rispetto a quella ideale, proprio per il contributo dovuto alla riflessione.

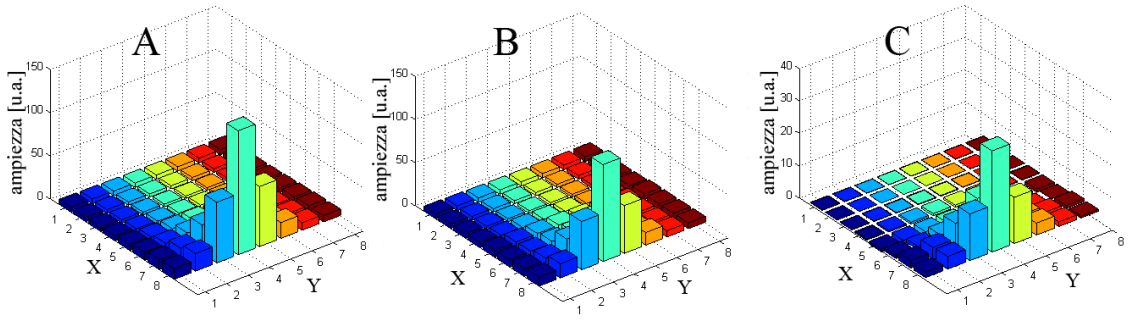

Figura 4.11: PSF medie di due spot ottenuti da simulazioni Montecarlo con la sorgente posta nella medesima posizione, a 2 mm dal bordo del cristallo. Nel riquadro A la riflessione dei bordi è del 60%, nel riquadro B è invece impostata a zero. Nel riquadro C è riportata la differenza tra le due matrici.

Dalla differenza tra i due spot è possibile ottenere una matrice di correzione che tenga conto dell'effetto dovuto alla luce riflessa. In figura 4.12 sono mostrati i grafici di risoluzione spaziale e linearità ottenuti dallo stesso set di dati precedenti a cui è stata applicata la matrice di correzione appena discussa.

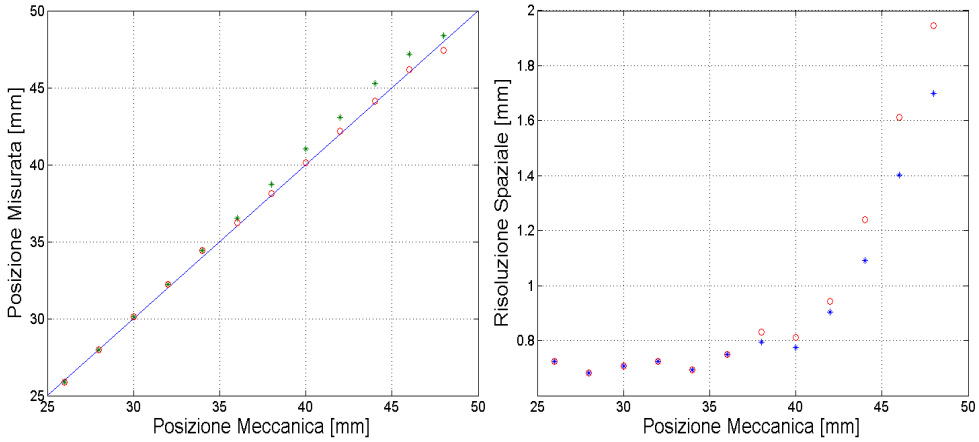

Figura 4.12: Effetto della correzione degli effetti di riflessione sui bordi. Le posizioni così ricalcolate, in rosso, si approssimano maggiormente alla bisettrice ideale. Anche la risoluzione spaziale stimata risulta migliorata.

Si può osservare che la risoluzione spaziale sui bordi migliora di circa 2 decimi di millimetro. Inoltre, si può notare che le posizioni ottenute applicando questa correzione agli effetti di bordo si approssimano maggiormente con la retta della linearità ideale.

La conclusione è che l'effetto di traslazione verso gli estremi della matrice osservato nelle analisi dei dati reali è probabilmente dovuto alla riflettività non nulla dei bordi del cristallo, di cui è necessario tenere conto per un posizionamento più preciso degli eventi.

4.3 Immagini

In questo paragrafo sono riportate alcune immagini estese che sono state acquisite per verificare il funzionamento della gamma camera in condizioni più complesse di singoli spot acquisiti in istanti temporali successivi. I dati, acquisiti con l'elettronica sviluppata e descritta nei capitoli precedenti, sono stati elaborati sia con algoritmi basati sul calcolo del baricentro che con l'algoritmo iterativo proposto.

In figura 4.13 è riportato il confronto dei risultati ottenuti sullo stesso set di dati, ovvero un immagine in negativo di alcuni caratteri in piombo posti a contatto del rivelatore, applicando l'algoritmo iterativo e l'algoritmo del baricentro standard. Come discusso nel capitolo 3, il metodo iterativo permette di sfruttare a pieno l'area del cristallo, superando i problemi di compressione tipici degli algoritimi basati su calcolo del centroide

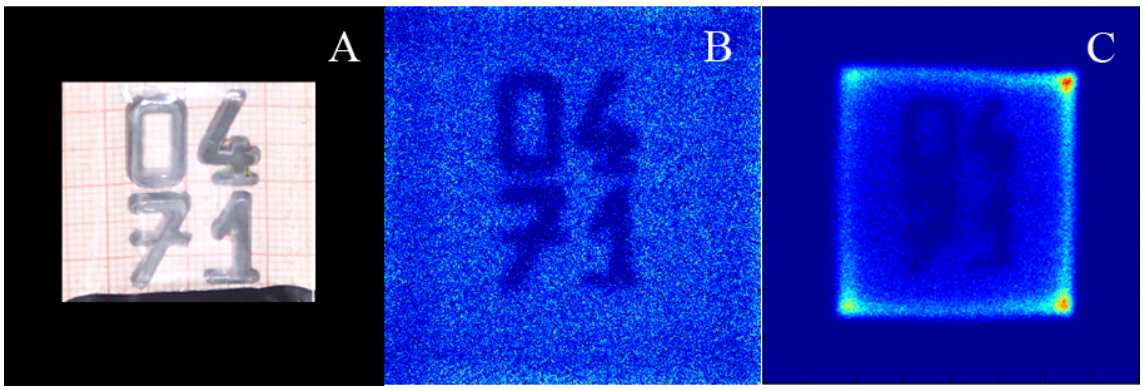

Figura 4.13: Risultati ottenuti applicando il metodo del baricentro (C) e il metodo iterativo proposto (B) sullo stesso set di dati ottenuti posizionando alcuni caratteri in piombo (A) davanti al rivelatore irraggiato con una sorgente di ^{99m}Tc posta ad alcuni metri di distanza.

In figura 4.14 è riportato il risultato dell'elaborazione con un fantoccio formato da 4 pattern di barre parallele con diversa spaziatura. Anche in questo caso è mostrato il confronto tra le due tipologie di algoritmi. Nei riquadri sono evidenziate le zone in cui, nell'elaborazione con l'algoritmo iterativo (riquadro B), è possibile discriminare due barre separate che invece risultano sovrapposte con l'algoritmo del centroide (riquadro A).

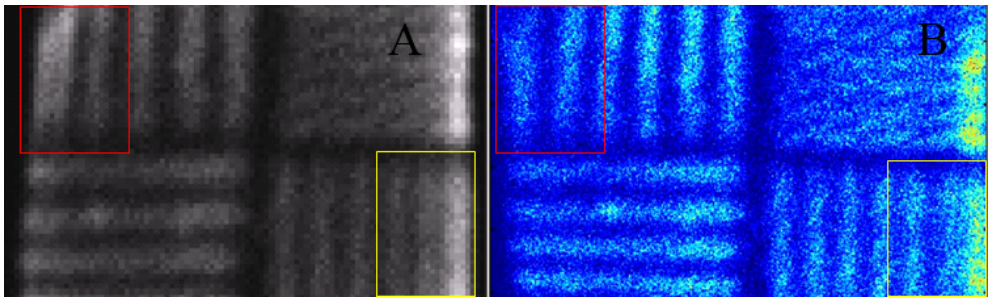

Figura 4.14: Immagini ottenute con un fantoccio formato da 4 pattern di barre parallele con spaziatura diversa. Nei riquadri sono evidenziate le zone in cui è possibile discriminare, nell'elaborazione con l'algoritmo iterativo (B), due barre separate che invece, nel elaborazione con metodo del centroide, risultano sovrapposte (A).

Infine in figura 4.15 è riportato il risultato ottenuto utilizzando come sorgente una stampa della radiografia di un topo effettuata con inchiostro radioattivo. Nel riquadro C è mostrato il risultato ottenuto con una Anger Camera del Policlinico Umberto I di Roma, mentre nel riquadro B è mostrato il risultato ottenuto con la gamma camera sperimentale proposta e l'algoritmo iterativo. A causa del campo di vista di 5 x 5 cm^2 la misura è stata fatta in due tempi, le due parti sono poi state affiancate.

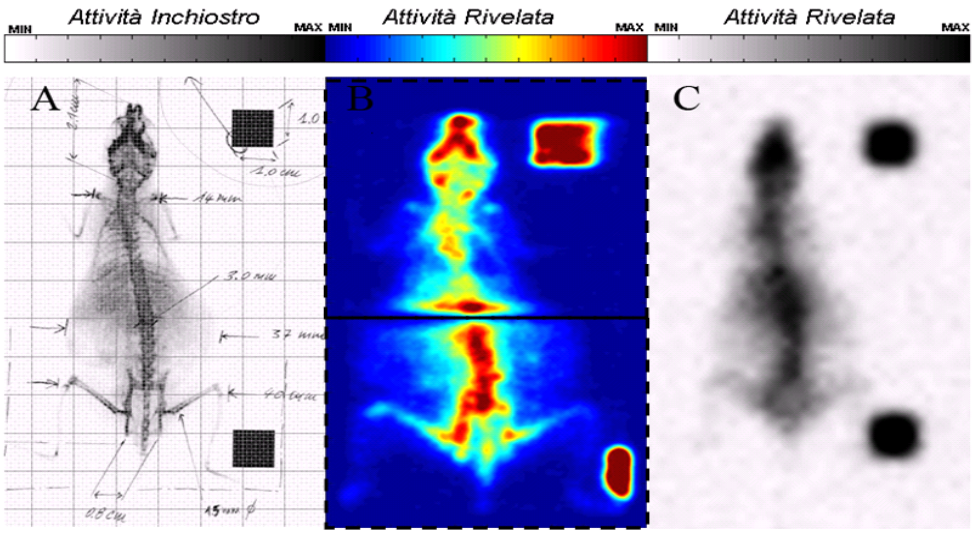

Figura 4.15: Immagini ottenute con un Anger camera del Policlinico Umberto I di Roma (riquadro C) e con la gamma camera sperimentale proposta (riquadro B) utilizzando come fantoccio la stampa radioattiva di una radiografia di topo (riquadro A). Nel caso B l'immagine è formata da due acquisizioni diverse affiancate successivamente.

Capitolo 5

Sistema Integrato

Per rispondere al requisito di integrazione, al fine di ridurre il volume dell'apparato che deve essere schermato in piombo, lo sviluppo dell'elettronica di lettura sarà indirizzato verso la produzione di un circuito integrato dedicato (ASIC).

Le informazioni acquisite con il sistema a componenti discreti sono state utilizzate come specifiche di progetto per lo sviluppo dell'ASIC.

In figura 5.1 è riportato uno schema a blocchi del chip, che dovrà occuparsi dell'acquisizione dei canali analogici, della conversione dei dati in digitale e della comunicazione con un computer remoto.

In questo capitolo verrà descritto il progetto del canale di acquisizione che è stato realizzato in tecnologia CMOS 0.18 um.

A causa dei tempi tecnici dovuti alla produzione in fonderia, non è stato possibile riportare in questa tesi i test sul circuito realizzato, per validare il progetto verranno quindi presentate le simulazioni effettuate.

5.1 Canale di Acquisizione

Il canale di acquisizione è basato, come nel caso a componenti discreti, su un amplificatore operazionale configurato ad integratore di carica. Per assicurare il corretto guadagno del sistema, evitando la saturazione della dinamica in caso di impulsi di carica elevati, si è pensato di rendere modificabile il valore della capacità di integrazione tramite un registro di configurazione a 7 bit che attiva una serie di interruttori che mettono in parallelo delle capacità di taglio diverso, fino ad un massimo di 127 pF.

A valle dell'integratore di carica è presente un secondo amplificatore operazionale con retroazione resistiva, che aggiunge un'ulteriore controllo sul guadagno del singolo canale, in modo da poter correggere le non uniformità di guadagno, tramite opportune procedure di calibrazione, direttamente sull'hardware. Come per l'integratore di carica, anche le resistenze sono impostabili tramite 7 bit di configurazione.

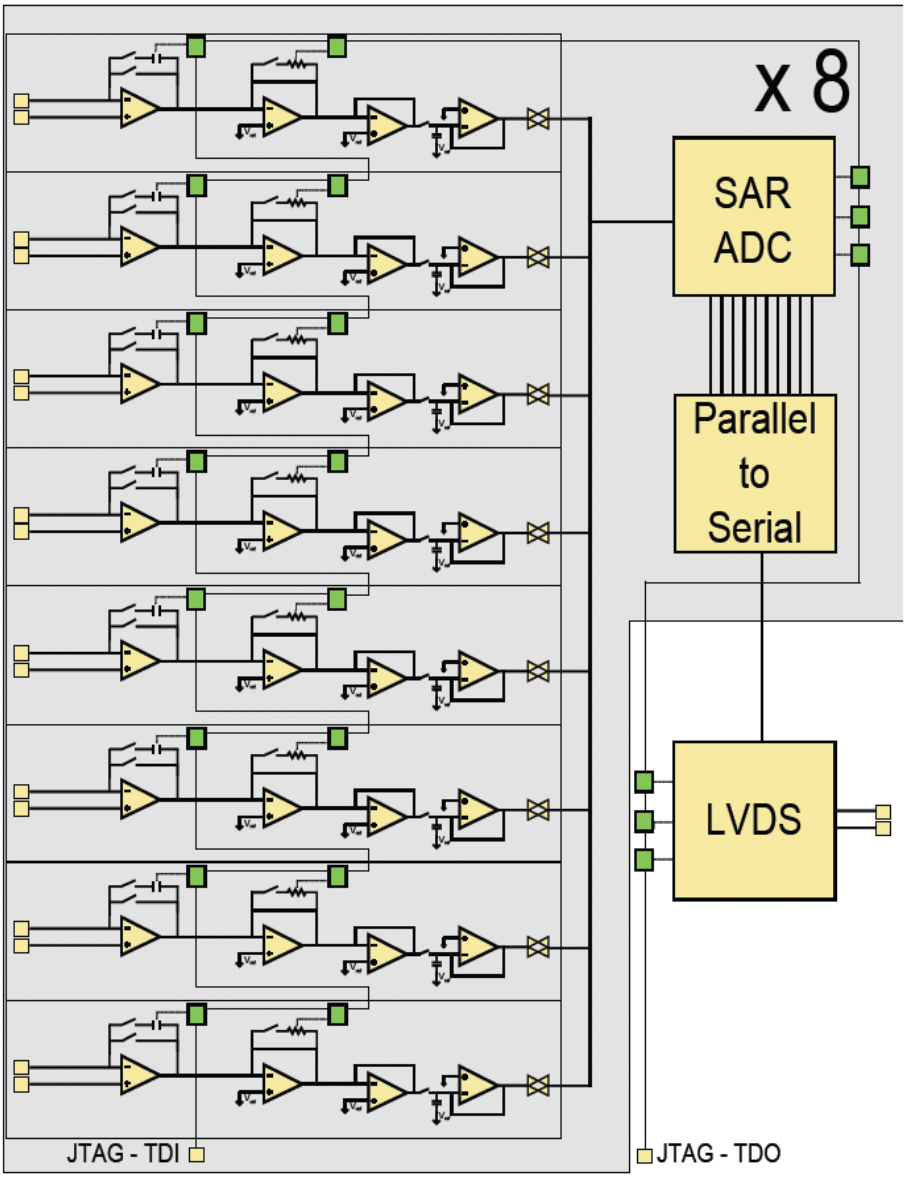

Figura 5.1: Schema a blocchi del chip integrato che deve sostituire l'elettronica a componenti discreti descritta nei capitoli precedenti.

Infine, il segnale di uscita dell'operazionale a guadagno variabile viene memorizzato da un circuito di track&hold in attesa della successiva conversione analogico/digitale.

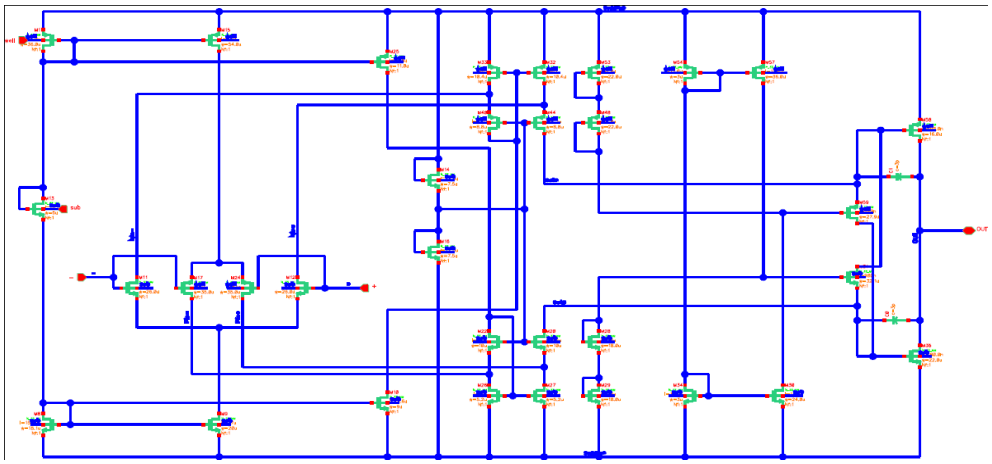

Figura 5.2: Schema elettrico dell'amplificatore operazionale progettato. Nello schema è riconoscibile lo stadio di ingresso tipico degli amplificatori rail-to-rail con la doppia coppia differenziale, una a p-mos e l'altra a n-mos, che permettono il funzionamento dell'amplificatore su tutta la dinamica dell'alimentazione.

L'amplificatore operazionale rail-to-rail utilizzato nei tre stadi di integrazione, amplificazione e memorizzazione è il medesimo. Il valore delle capacità di compensazione è stato modificato di volta in volta per far fronte alle esigenze di banda e di margine di fase delle diverse configurazioni.

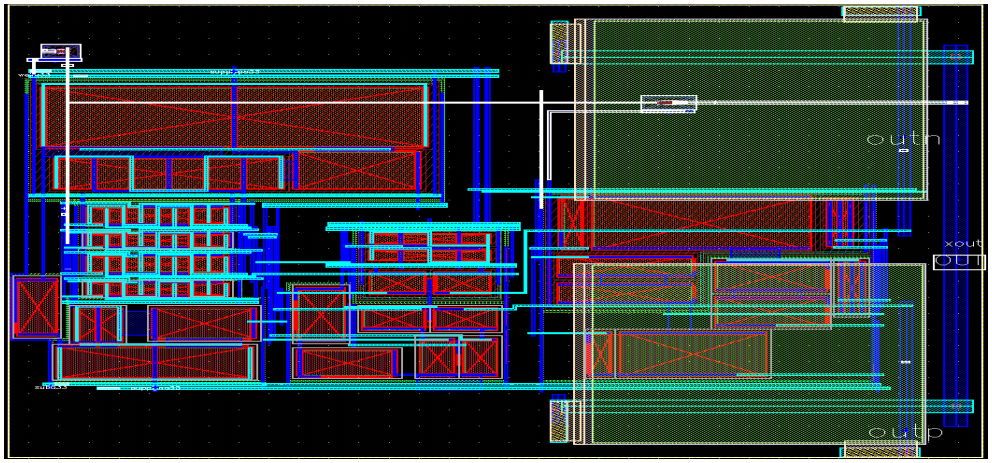

Figura 5.3: Layout dell'amplificatore operazionale. L'area occupata è di 160 μm x 150 μm, buona parte della quale è riservata alle capacità di conversazione, riconoscibili in grigio nel layout.

In figura 5.2 è riportato lo schema elettrico dell'operazionale progettato, mentre in figura 5.3 ne è riportato il layout. Per sfruttare tutta la dinamica offerta dalle alimentazioni si è ricorso ad una struttura rail-to-rail che prevede la presenza di due coppie differenziali di ingresso se-

parate, una a p-mos e l'altra a n-mos, con i rispettivi carichi attivi. E' stato necessario bilanciare bene le due parti in modo da garantire una risposta lineare anche nella zona centrale della dinamica, quando i due circuiti sono contemporaneamente attivi.

In figura 5.4 sono riportati i grafici di guadagno e fase dell'amplificatore operazionale con le capacità di compensazione tarate per la configurazione a guadagno variabile. Il guadagno in continua è di 124 dB e la frequenza di guadagno unitario è di 4.8 MHz con un guadagno di fase di 70 gradi.

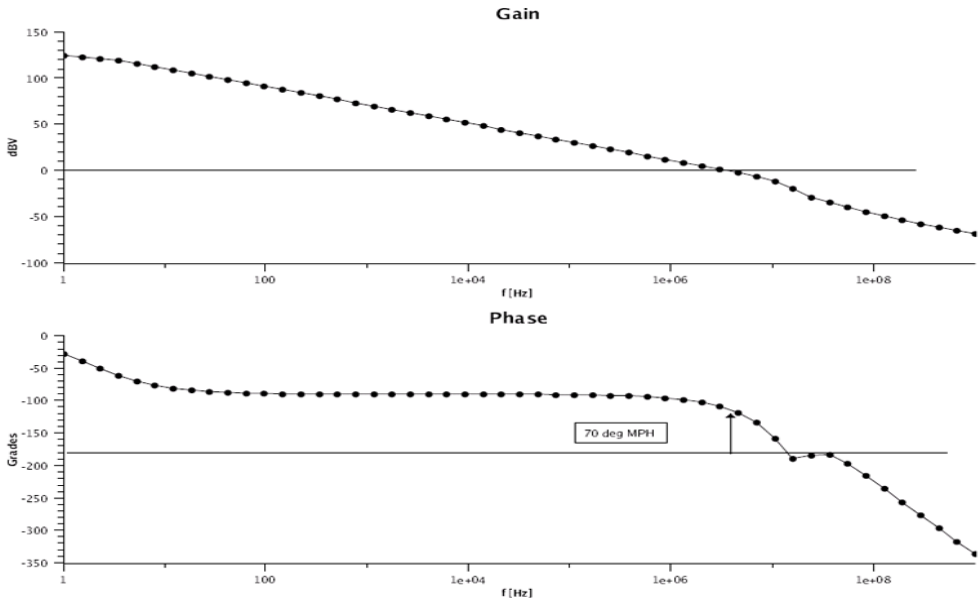

Figura 5.4: Diagrammi di guadagno e fase dell'amplificatore operazionale progettato e utilizzato all'interno del canale di acquisizione analogico. Il guadagno in continua è di 124 dB, la frequenza di guadagno unitario è di 4.8 MHz, con un guadagno di fase di 70 gradi.

5.2 Simulazioni

In figura 5.5 sono riportati i grafici di linearità ottenuti sullo stadio di integrazione di carica e sull'amplificatore a guadagno variabile.

Per simulare l'impulso di carica sull'integratore è stato configurato un generatore di corrente impulsivo con i fronti di salita e di discesa coerenti con le misurazioni effettuate sugli anodi del fotomoltiplicatori H8500. Il valore riportato sull'asse delle x corrisponde al valore massimo raggiunto dall'impulso. La capacità di integrazione è di 88 pF, e il valore in carica dell'impulso di corrente passa da zero fino a 130 pC.

Nel caso dell'amplificatore a guadagno variabile, il guadagno impostato è di 0.49, e si può notare una buona linearità su tutta la dinamica di ingresso che passa da -1.65 V a +1.65 V.

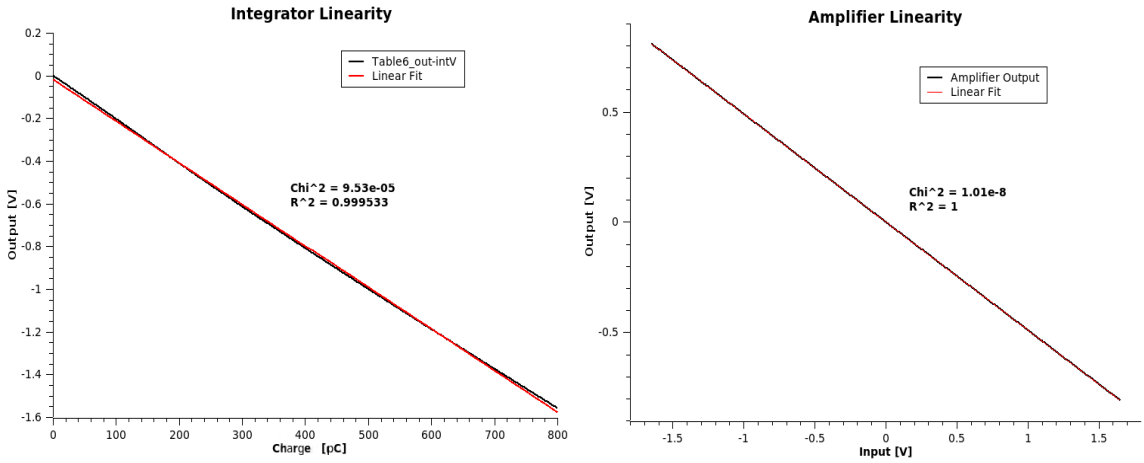

Figura 5.5: Grafici di linearità per lo stadio di integrazione di carica e per lo stadio di amplificazione. Per quanto riguarda l'integratore di carica, il valore indicato sull'asse delle x è il valore massimo in corrente dell'impulso simulato all'ingresso dell'operazionale. Il valore di 800 uA corrisponde ad un impulso di carica di 130 pC.

In figura 5.6 sono riportati i grafici delle simulazioni Montecarlo effettuate separatamente sui tre stadi del canale analogico, ognuna con 300 iterazioni. I risultati delle diverse iterazioni vengono rappresentati in istogrammi per studiare gli effetti delle variazioni statistiche di processo sui circuiti progettati.

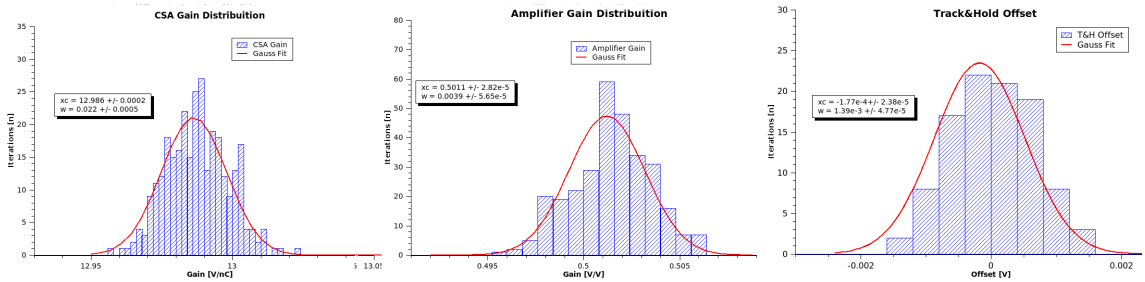

Figura 5.6: Simulazioni Montecarlo sui tre stadi del canale di acquisizione, integratore di carica, amplificatore e track&hold. Gli istogrammi riportano i risultati di 300 iterazioni, le variazioni di guadagno per l'integratore e per l'amplificatore sono contenute rispettivamente entro l'1% e lo 0.5%. Per il track&hold si è riportata la variazione tra ingresso ed uscita, la deviazione standard misurata è di 800 μV.

Per quanto riguarda l'integratore di carica e l'amplificatore i grafici riportano le variazioni sul guadagno, espresso in V/nC per l'integratore e in V/V per l'amplificatore. La variazione di guadagno è contenuta entro l'1% per l'integratore ed entro lo 0.5% per l'amplificatore.

Per il circuito di track&hold si è voluto misurare la variazione statistica della differenza tra valore riportato in uscita dopo la memorizzazione e il valore di ingresso. La deviazione standard misurata è di 800 μV.

5.3 Simulazioni Funzionali

Dopo aver caratterizzato i tre stadi del canale, sono state eseguite delle simulazioni funzionali per verificare il corretto principio di funzionamento dei tre blocchi collegati insieme. In figura 5.8 è riportata la simulazione funzionale dell'intero canale di acquisizione, il cui schema è riportato nella figura stessa.

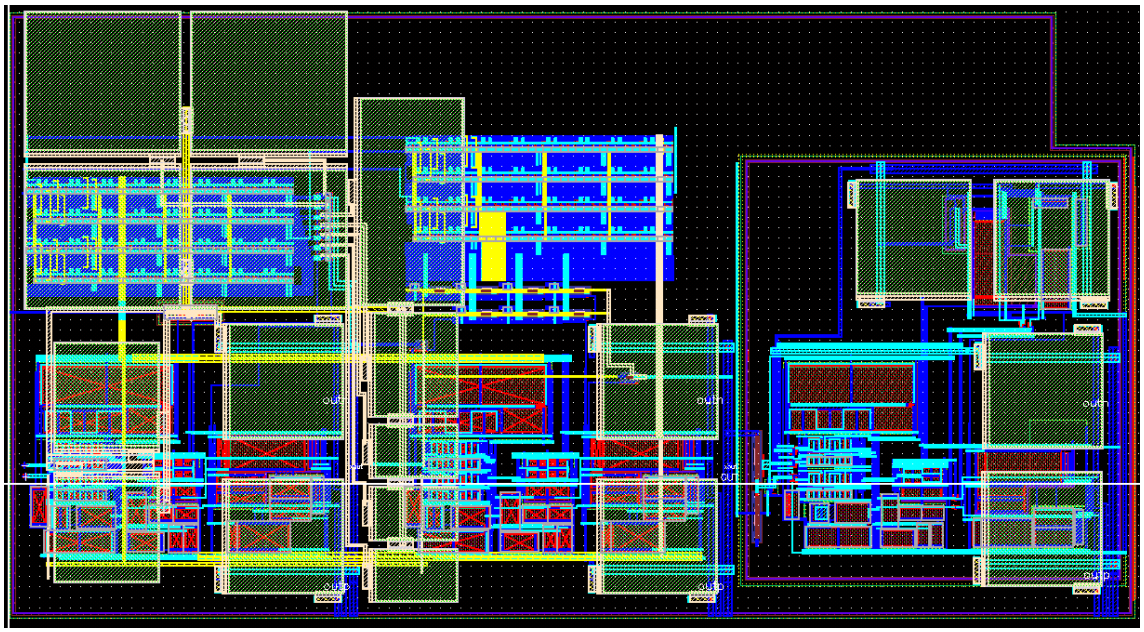

Figura 5.7: Layout dell'intero canale di acquisizione. L'area occupata è di 400 μm x 180 μm.

L'impulso di carica presente in ingresso viene convertito in un gradino di tensione dall'integratore di carica, dopodiché l'amplificatore operazionale ne modifica il valore. Infine, il circuito di track&hold ne mantiene il valore rendendolo disponibile in uscita per le successive conversioni.

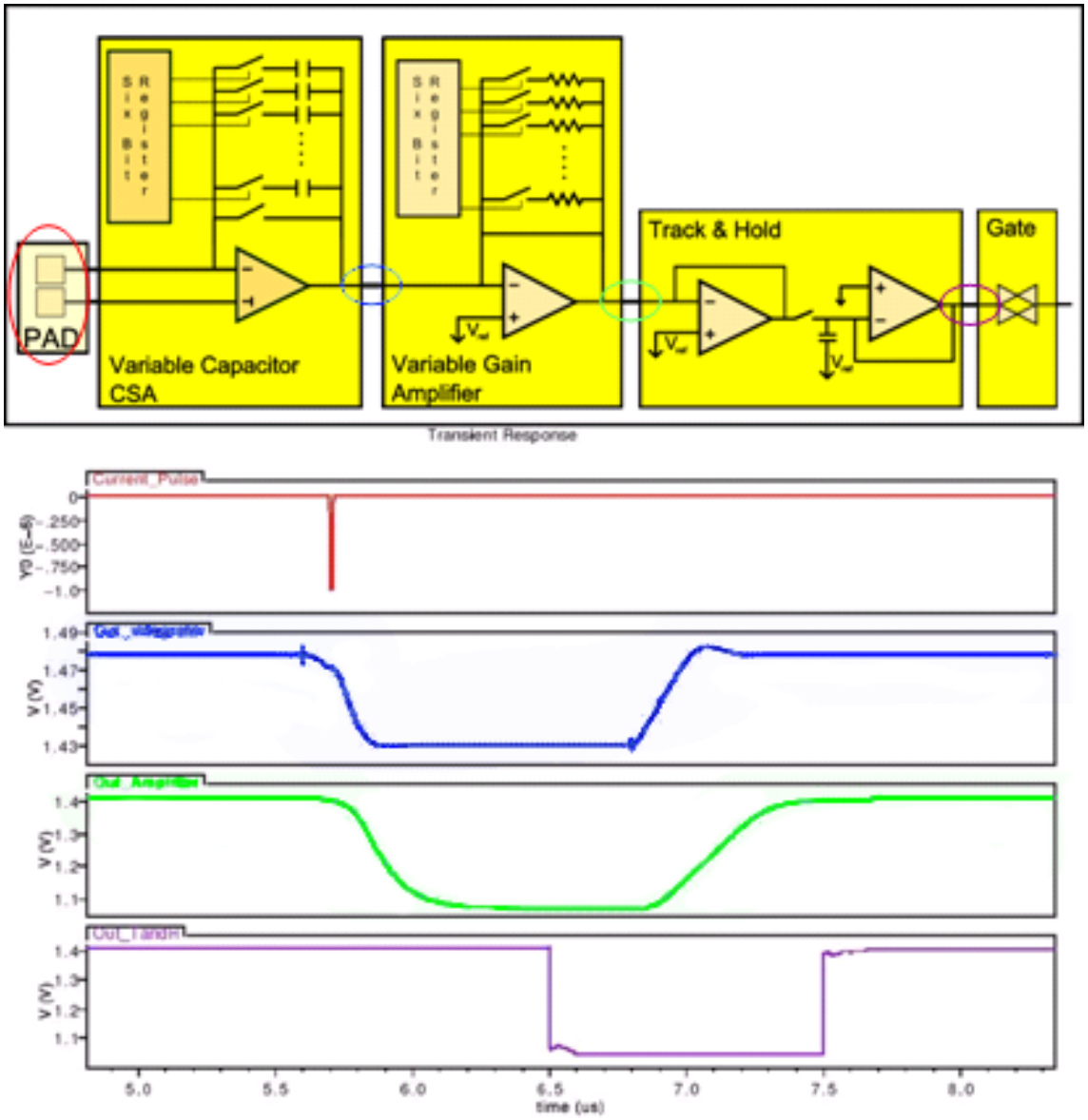

Figura 5.8: Simulazione funzionale del canale di acquisizione. L'impulso di carica, in rosso, viene integrato in un gradino di tensione, in blu, il cui valore viene modificato dall'amplificatore a guadagno variabile, in verde. Il valore ottenuto viene riportato in uscita attraverso un circuito di track&hold, in viola, in attesa della successiva conversione.

Conclusioni

I risultati di questo lavoro di dottorato sono stati ottenuti unendo conoscenze tipiche di diversi ambiti scientifici.

La gamma camera sperimentale proposta è formata da un cristallo di scintillazione, il bromuro di lantanio, e da un fototubo sensibile alla posizione, l'Hamamatsu H8500, di cui sono state discusse le eccellenti proprietà nonché le peculiarità, quali numero di canali e intensità dei segnali, che hanno reso obsolete le elettroniche di lettura esistenti.

Lo studio delle distribuzioni di luce all'interno dei cristalli e dei processi di foto moltiplicazione ha consentito lo sviluppo di un'elettronica multicanale a componenti discreti che soddisfa i requisiti di dinamica e di count rate tipici delle applicazioni di imaging medico.

I risultati proposti dimostrano la validità del progetto, che mette in evidenza un notevole incremento delle prestazioni di risoluzione spaziale e risoluzione energetica sia in confronto della Anger camera ad uso ospedaliero che rispetto ad altre tipologie di gamma camere sperimentali ad oggi sviluppate.

La naturale evoluzione del progetto consiste nell'ampliamento del campo di vista, ora limitato a quello del singolo rivelatore pari a 5 cm x 5 cm. Infatti, è già in corso di sviluppo una versione della scheda di controllo che permette la gestione di 256 canali contro gli attuali 64, così da ottenere un campo di vista di 10 cm x 10 cm.

Il passaggio ad un circuito integrato permette di espandere ulteriormente il numero di canali leggibili, riducendo nel contempo le dimensioni dell'apparato che, al fine di contenere il peso della schermatura in piombo, deve essere il più piccolo possibile.

Appendici

Appendice A

Tipologie di Interazione della Radiazione Gamma con la Materia

I nuclei di un particolare elemento con differente numero di neutroni sono chiamati isotopi. Alcuni di questi isotopi sono instabili e sono detti *radioisotopi*.

Il decadimento dallo stato instabile può avvenire attraverso l'emissione di particelle cariche, α o β, o di fotoni X o γ con la conseguente produzione di un secondo isotopo detto '*figlio*'. Le particelle α e i raggi γ emessi da un determinato radionuclide hanno energia fissa, mentre le particelle β hanno uno spettro continuo in energia esteso fino ad un valore massimo che è caratteristico del radionuclide stesso. Un radionuclide per applicazioni di medicina nucleare deve decadere in un isotopo figlio stabile e non a sua volta radioattivo.

I fotoni γ quando attraversano la materia subiscono delle interazioni 'disordinate' che producono l'attenuazione del fascio incidente secondo l'equazione A.1, dove N_0 è il numero dei fotoni iniziali μ è il coefficiente di attenuazione lineare per unità di spazio espresso in centimetri, che rappresenta sostanzialmente la probabilità di interazione del fotone durante l'attraversamento del mezzo.

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \tag{A.1}$$

Il coefficiente μ dipende dalla tipologia di materiale interessato, in particolare dal numero di diffusori *n* presenti nel mezzo e dalla loro sezione d'urto σ secondo la formula $\mu = n \cdot \sigma$. Dei diversi processi di interazione tra radiazione e materia, ai fini dell'interpretazione dei dati per l'imaging medico, tre hanno particolare importanza:

- Effetto Fotoelettrico
- Effetto Compton
- Produzione di coppie

Quale di questi processi abbia luogo a seguito del passaggio nel mezzo di un fotone γ è essenzialmente un problema statistico che dipende dall'energia del fotone incidente e dalle caratteristiche del mezzo attraversato. In figura A.1 viene riportata la probabilità del verificarsi dei tre principali processi di interazione sopracitati, in funzione del numero atomico Z del mezzo attraversato e dell'energia del fotone incidente.

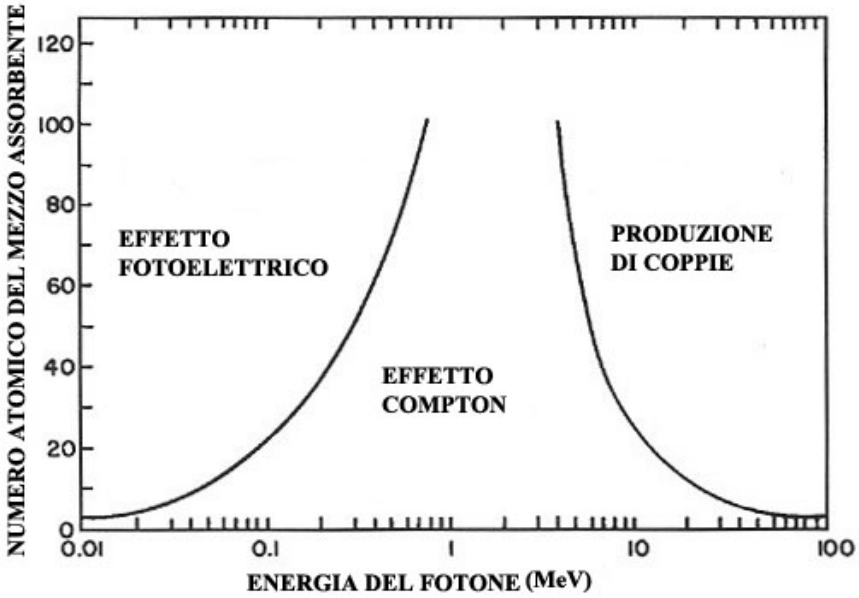

Figura A.1: Interazione tra gamma e materia

La distribuzione dell'energia rilasciata da ciascun fotone γ rappresenta lo '*spettro energetico*' della radiazione incidente. Per poter comprendere le caratteristiche di questo spettro, risulta necessario analizzare brevemente i tipi di interazioni citati.

Effetto Fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico è dovuto all'interazione di un fotone incidente con un atomo a cui cede completamente la sua energia $h\nu$. In seguito a questo processo, un elettrone atomico viene

espulso con energia cinetica pari alla differenza tra l'energia del fotone incidente e l'energia di legame che legava l'elettrone all'atomo:

$$E_c = h \cdot \nu - E_l \tag{A.2}$$

Il fenomeno avviene con maggiori probabilità con gli elettroni più legati del guscio K, è quindi un'interazione che coinvolge tutto l'atomo. L'atomo, dopo l'espulsione dell'elettrone, viene a trovarsi in una condizione di ionizzazione che viene ripristinata in tempi molto brevi mediante la cattura di un elettrone libero, accompagnata da transizioni elettroniche dagli orbitali esterni a quelli interni alle quali sono associate le emissioni dei raggi X caratteristici. Questi ultimi sono nella maggior parte dei casi a loro volta assorbiti da altri atomi nelle immediate vicinanze di quello primario sempre per effetto fotoelettrico. Avendo energia inferiore coinvolgono però elettroni dagli orbitali più esterni, meno legati al nucleo.

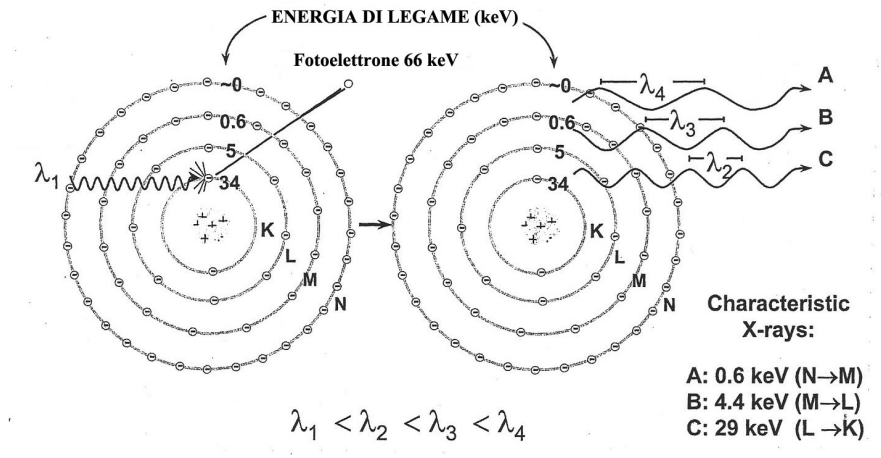

Figura A.2: Interazione tra un atomo di iodio e un fotone

Può accadere che a seguito delle transizioni elettroniche dagli orbitali esterni a quelli più interni non venga rilasciata energia sotto forma di radiazioni X. Quest'energia viene invece ceduta ad un elettrone sul guscio più esterno che riesce così a raggiungere il livello di vuoto e a liberarsi dall'atomo. Questo elettrone è detto di Auger, nome del fisico che descrisse il fenomeno.

Come si può osservare dal grafico di figura A.1, l'effetto fotoelettrico è dominante alle basse energie dello spettro gamma ($h\nu << m_e \cdot c^2$).

I fattori da cui dipende la probabilità che abbia luogo l'effetto fotoelettrico sono i seguenti:

1. *Il coefficiente di assorbimento lineare*, che, come mostrato nella formula A.3 presenta un andamento proporzionale al numero atomico Z elevato ad un coefficiente solitamente pari a 4 o 5.

$$\tau_{f.e.} \approx \frac{Z^n}{E^{3.5}} \tag{A.3}$$

La formula vale solamente per energie del fotone incidente superiore a quella di legame dei singoli elettroni nelle varie orbite. Nell'esempio di figura A.2 di un atomo di iodio, un fotone incidente con energia $h\nu = 33keV$ potrà interagire con gli elettroni degli orbitali L, M ed N ma non con l'elettrone dell'orbitale K.

2. *Condizioni di risonanza*, in cui l'energia del fotone ha un valore prossimo a quello dell'legame degli elettroni nelle varie orbite. Ad esempio, sempre nel caso dello iodio, un fotone avente energia $h\nu = 34keV$ ha una probabilità molto alta di originare un'interazione fotoelettrica rispetto ad un fotone avente un'energia $h\nu = 100keV$. Questa condizione determina forti discontinuità nella funzione $\tau_{f.e.}$, che corrispondono ai salti di energia degli elettroni negli stati K,L,M,N etc.

3. *Il numero atomico*, in quanto gli elettroni con più elevata energia di legame contribuiscono maggiormente all'effetto fotoelettrico, di conseguenza la probabilità di verificarsi aumenta per gli elementi pesanti.

La distribuzione energetica degli elettroni secondari, prodotti negli eventi di assorbimento fotoelettrico, a seguito di un numero considerevolmente alto di fotoni μ incidenti monoenergetici, sarà una funzione delta centrata sull'energia $h\nu$ del fotone. Questa funzione viene chiamata '*fotopicco*'. Ne consegue che il processo fotoelettrico rappresenta il processo ideale per la misura dell'energia della radiazione gamma incidente.

Effetto Compton

Nell'interazione Compton parte dell'energia posseduta dal fotone incidente viene ceduta ad un elettrone debolmente legato o libero presente all'interno del mezzo assorbente. Può accadere che, dopo l'urto, il fotone esca dal rivelatore avendo rilasciato una parte di energia sotto forma di energia cinetica all'elettrone con cui ha interagito. Si parla in questo caso di '*Compton escape*. Assumendo trascurabile l'energia di legame dell'elettrone, l'energia cinetica dopo l'urto sarà pari a quella persa dal fotone. L'energia rimanente nel fotone dipende dall'angolo con cui viene deflesso dopo l'urto, secondo la formula A.4:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 \cdot c^2} \cdot (1 - cos\theta)} \tag{A.4}$$

Dove con E_γ è indicata l'energia del fotone incidente, con m_0c^2 l'energia dovuta alla massa dell'elettrone e con θ l'angolo di diffusione del fotone dopo l'urto. Per questa ragione la distribuzione dell'energia trasmessa dal fotone seguito di un interazione di tipo Compton può variare con continuità, come mostrato in figura A.3 da zero, per angoli di diffusione pari a zero, fino a ad un valore massimo detto '*Compton edge*' per angoli di diffusione pari a 180° con valore pari a:

$$E_{C|\theta=\pi} = \frac{2 \cdot E_\gamma^2}{m_0 \cdot c^2 \cdot 2E} \tag{A.5}$$

E' impossibile per il fotone trasferire un energia superiore per questo lo spettro Compton mostra una brusca interruzione. Ne consegue che l'interazione Compton non permette una precisa identificazione dell'energia del fotone incidente e quindi impedisce di selezionare gli eventi in base alla loro energia. La posizione rivelata sarebbe comunque falsata a causa della deviazione in angolo tipica del processo.

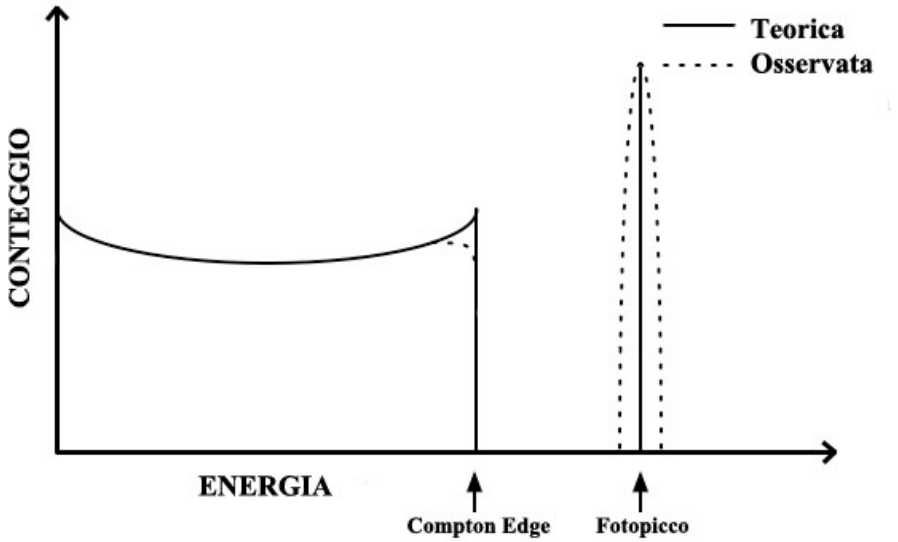

Figura A.3: Spettro teorico con evidenziati gli effetti dell'interazione Compton e della produzione di fotoelettroni.

A seconda delle dimensioni reali del rivelatore, può accadere che il fotone dopo aver avuto una prima interazione Compton, quindi avendo ridotto la propria energia, venga assorbito per

effetto fotoelettrico. In questa situazione, l'energia totale che il rivelatore andrebbe a misurare sarebbe quella della particella originale.

Questa condizione, che non può essere discriminata se non con un attenta analisi delle forme di luce misurate, comporta un notevole errore nel calcolo della posizione dell'evento, come verrà analizzato più avanti nel dettaglio.

Produzione di coppie

Quando l'energia del fotone γ incidente supera la soglia pari al doppio della massa a riposo dell'elettrone, pari a 1.022 MeV, il processo di assorbimento con creazione di coppie diviene energeticamente possibile. L'interazione, che avviene all'interno del campo coulombiano del nucleo di un atomo del mezzo assorbente, consiste nella scomparsa del fotone γ originario e nella contestuale formazione di una coppia di particelle elettrone-positrone. La quantità di energia che eccede il valore della soglia viene ripartita in modo eguale sulle due particelle prodotte sotto forma di energia cinetica. Il positrone viene rallentato, nello spazio di pochi millimetri, dalle interazioni con gli atomi del mezzo e subisce un processo di annichilazione che ha come risultato finale l'emissione di due fotoni γ da 511 keV. I due fotoni prodotti si propagano sullo stesso asse ma con verso opposto.

Sul processo di annichilazione e la seguente emissione di due fotoni γ che si propagano sulla stessa direzione si basano le analisi di tipo PET. In questo tipo di analisi vengono utilizzati radiotraccianti, quali il ^{18}F, il ^{11}C o il ^{15}O, che emettono positroni. Questi, come già detto, si annichilano a breve distanza dal punto di formazione producendo due fotoni gamma che devono essere collezionati tramite due teste di rivelazione separate. La coincidenza temporale degli eventi permette di stabilire la 'direzione' lungo la quale i fotoni si sono propagati. Dall'intersezione delle diverse 'direzioni' è possibile risalire alla posizione del punto di emissione.

Bibliografia

[1] Bird AJ, He Z, and Ramsden D. Multi-channel readout of crossed-wire anode photomultipliers. *Nucl Instr and Meth A*, pages 348: 668–672, 1994.

[2] Larry Armijo. Minimization of functions having lipschitz continuous first partial derivatives. *Pacific J. Math. Volume 16 and Number 1*, pages 1–3, 1966.

[3] Mueller B, O'Connor MK, Blevis I, Rhodes DJ, Smith R, Collins DA, and et al. Evaluation of a small cadmium zinc telluride detector for scintimammography. *J Nucl Med*, pages 44: 602–609, 2003.

[4] Fiorini C, Longoni A, Perotri F, Labanti C, Rossi E, Lechner P, and et al. Detectors for high-resolution gamma-ray imaging based on a single csi(tl) scintillator coupled to an array of silicon drift detectors. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 346–350, 2001.

[5] Fiorini C, Longoni A, Perotri F, Labanti C, Rossi E, Lechner P, and et al. A monolithic array of silicon drift detectors for high-resolution gamma-ray imaging. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 25–28, 2002.

[6] Fiorini C and Longoni A. Gamma ray imaging detectors based on silicon drift detectors arrays coupled to a single scintillator. *Nuclear Nucl. Instr. and Meth. A*, pages 221–225, 2003.

[7] Levin C., Hoffman EJ, Tornai MP, and MacDonald LR. Pspmt and photodiode designs of a small scintillation camera for imaging malignant breast tumors. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 1513–1520, 1997.

[8] Hruska C.B., O'Connor M.K., and Collins D.A. Comparison of small field of view gamma camera systems for scintimammography. *Nucl. Med. Comm.*, pages 26: 1–5, 2005.

[9] Cinti, M.N.; Majewski, S.; Williams, M.B.; Bachmann, C.; Cominelli, F.; Kundu, B.K.; Stolin, A.; Popov, V.; Welch, B.L.; De Vincentis, G.; Bennati, P.; Betti, M.; Ridolfi, S.; Pani, and R. Iodine 125 imaging in mice using nai(tl)/flat panel pmt integral assembly. *Nuclear Science and IEEE Transactions on Volume 54*, pages 461 – 468, 2007.

[10] Levin CS and Hoffman EJ. Investigation of a new readout scheme for high resolution scintillation crystal arrays using photodiodes. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 1208–1213, 1997.

[11] Gagnon D, Penn MS, Lee D andUrbain JL., Tung CH, and Kline B. et al. Use of solstice rotating slant solid state camera for small animal imaging. *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec*, pages 3: 1367–1369, 2002.

[12] Grigoriev D, Johnson A, and Worstell W andZavarzin V. Characterization of a new multianode pmt for optical fiber readout at low-level light intensity. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 44: 990–993, 1997.

[13] Zeng GL and Gagnon D. Cdznte strip detector spect imaging with a slit collimator. *Phys. Med. Biol*, pages 49: 2257–2271, 2004.

[14] Kyushima H, Shimoi H, Atsumi A, Ito M, Oba K, and YoshizawaY. The development of flat panel pmt. *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, page 7/3 7/7, 2000.

[15] ICRU. International commission on radiation units and measurements radiation units and quantities. *ICRU Report 33*, 1980.

[16] Chambron J, Arntz Y, Eclancher B, Scheiber Ch, Siffert P, Hage Hali M, and et al. Pixellated c-camera based on cdte detectors clinical interests and performances. *Nucl. Instr. and Meth. A*, pages 448: 537–549, 2000.

[17] Kataoka J, Saito T, Kuramoto Y, Ikagawa T, Yatsu Y, Kotoku J, and et al. Recent progress of avalanche photodiodes in high-resolution x-rays and g-rays detection. *Nucl. Instr. and Meth. A.*, pages 398–404, 2005.

[18] Butler JF, Lingren CL, Friesenhahn SJ, Doty FP, Ashburn WL, Conwell R, and et al. Cdznte solid-state gamma camera. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 359–363, 1998.

[19] Hube JS, Moses WW, Derenzo SE, Ho MH, Andreaco MS, Paulus MJ, and et al. Characterization of a 64 channel pet detector using photodiodes for crystal identification. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 1197–1201, 1997.

[20] J. Kim, Y. Choi, K. Joo, B. Sihn, J. Chong, S. E. Kim, K. H. Lee, Y. S. Choe, , and B. Kim. Development of a miniature scintillation camerausing an nai(tl) scintillator and pspmt for scintimammography. *Phys.Med. Biol.*, pages 45: 3481–34880.

[21] W.R. Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments. *SPRINGER*.

[22] Stan Majewskia, Vladimir Popova, Randolph Wojcika, and Andrew Weisenberger. Optimization of a mini-gamma camera based on a $2x2$ array of hamamatsu h8500 pspmts. *Nuclear Science and IEEE Transactions onVolume 569*, pages 215–219, 2006.

[23] Tornai MP, MacDonald LR, Levin CS, Siegel S, and Hoffman EJ. Design considerations and initial performance of a 1.2 cm2 beta imaging intra-operative probe. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 43: 2326–2335, 1996.

[24] Kubo N., Mabuchi M., Katoh C., Arai H., Morita K., Tsukamato E., and et al. Validation of left ventricular function from gated single photon computed emission tomography by using a scintillator photodiode camera: a dynamic myocardial phantom study. *Nucl. Med. Comm.*, pages 23: 639–643, 2002.

[25] Amrami R, Shani G, Hefetz Y, Blevis I, and Pansky A. A comparison between the performance of a pixellated cdznte based gamma camera and anger nai(ti) scintillator gamma camera. *Engineering in Medicine and Biology Society, 2000. Proceedings of the 22nd Annual International Conference of the IEEE 2000*, pages 352–355.

[26] Farrell R, Shah K, Vanderpuye ., Grazioso R, Myers R, and Entine G. Apd arrays and large-area apds via a new planar process. *Nucl. Instr. and Meth A 2000*, pages 171–78.

[27] Pani R, Scafè R, Pellegrini R, Soluri A, Trotta G, Indovina L, and et al. Scintillation arrays characterization for photon emission imaging. *Nucl Instr and Meth A*, pages 72–76, 2002.

[28] Scafè R, Pellegrini R, Soluri A, Burgio N, Trotta G, Tatì A, and et al. Light output spatial distributions of csi(tl) scintillation arrays for gamma-rays imaging. *Nucl Instr and Meth A*, pages 497: 249–254, 2003.

[29] Siegel S, Silverman RW, Shao Y, and Cherry SR. Simple charge division readouts for imaging scintillator arrays using a multi-channel pmt. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 43: 634–641, 1996.

[30] Sawyer SA, Frey EC, Gilland KL, Tsui BMW, and Gormley J. Performance evaluation of a small field-of-view camera for myocardial perfusion spect using a channelized hotelling observer. *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, pages 3: 20/42 – 20/45, 2000.

[31] F. Scopinaro, R. Pani, G. De Vincentis, A. Soluri, R. Pellegrini, , and L. M. Porfiri. High-resolution scintimammography improves the accuracy of technetium-99m methoxyisobutylisonitrile scintimammography: Use of a new dedicated gamma camera. *Eur. J. Nucl. Med.*, pages 26: 1279–1288.

[32] J.W. Scrimger and R.G. Baker. An investigation of the parameters in scintillation camera design. *PHYS. MED. BIOL. VOL. 12, NO. 1*, pages 101–103, 1967.

[33] Thomas SL, Seller P, and Sharp Ph. Hx2: a 16-channel charge amplifier ic for the read-out of x-ray detectors. *IEEE Trans Nucl Sci*, pages 42: 830–834, 1995.

[34] M. B. Williams, A. R. Goode, V. Galbis-Reig, S. Majewski, A. G. Weisenberger, , and R. Wojcik. Performance of a pspmt based detector for scintimammography. *Phys. Med. Biol.*, pages 45: 781–800.