



**Politecnico di Milano**

---

FACOLTÀ DI INGEGNERIA DEI PROCESSI INDUSTRIALI  
Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Nucleare

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

## **Rivelatore attivo per campi di neutroni pulsati**

Candidato:

**Giacomo Paolo Manessi**

Matricola 731067

Relatore:

**Prof. Marco Caresana**

Correlatori:

**Ing. Michele Ferrarini**

**Prof. Vincenzo Varoli**

## Sommario

La rivelazione di campi di particelle pulsati, ed in particolare di neutroni, è un problema di essenziale importanza nella radioprotezione all'interno di acceleratori di particelle. Tale problematica ha assunto negli ultimi anni un'importanza sempre crescente. A discapito del notevole interesse scientifico su questo tema, allo stato dell'arte non esiste un rivelatore attivo per campi di neutroni pulsati in grado di funzionare per campi variabili su vaste dinamiche. E' stato sviluppato un rivelatore basato su un contatore  $BF_3$  accoppiato ad un'elettronica di front end in cui viene utilizzato un amplificatore logaritmico con dinamica di funzionamento veloce. I risultati indicano la presenza di una buona linearità del rivelatore in situazioni di utilizzo significativamente diverse, con una efficiente discriminazione  $\gamma$ , anche se non è stato possibile testare il componente in condizioni di campi neutronici estremamente intensi. La strada indicata è senza dubbio promettente, anche per l'utilizzo del rivelatore come rem-counter.

# Indice

<b>1</b>	<b>Campi di neutroni pulsati</b>	<b>1</b>
1.1	Acceleratori di particelle . . . . .	1
1.1.1	Campi di neutroni all'interno di un acceleratore . . . . .	3
1.1.2	La cascata adronica . . . . .	7
1.2	Generatori di campi pulsati . . . . .	18
1.2.1	Generatori per scattering neutronico . . . . .	18
1.2.2	Apparecchiature di indagine per analisi di materiali . . . . .	20
1.3	Rivelatori allo stato dell'arte . . . . .	21
1.3.1	Il rivelatore Pandora (Klett, Leuschner, Tesch) . . . . .	22
1.3.2	Studio di un metodo per la rivelazione di campi di neutroni pulsati (Leake, Lowe, Mason, White) . . . . .	23
1.3.3	Rivelatore di equivalente di dose per campi di neutroni pulsati (Weizhen, Jianmin, Kejun) . . . . .	25
<b>2</b>	<b>Scelta dei componenti</b>	<b>27</b>
2.1	Il rivelatore . . . . .	27
2.1.1	Metodi di rivelazione di neutroni termici . . . . .	28
2.1.2	Scelta del rivelatore . . . . .	38
2.1.3	Funzionamento di un tubo $BF_3$ . . . . .	40
2.2	L'elettronica . . . . .	48

2.2.1	Elettronica di un rivelatore a impulsi . . . . .	48
2.2.2	L'amplificatore logaritmico . . . . .	51
2.2.3	Gli amplificatori utilizzati . . . . .	55
2.3	L'ingegnerizzazione . . . . .	62
2.3.1	Realizzazione dell'unità di acquisizione . . . . .	62
2.3.2	Specifiche di acquisizione . . . . .	65
<b>3</b>	<b>Caratterizzazione dell'elettronica</b>	<b>67</b>
3.1	Grafici caratteristici . . . . .	67
3.1.1	Amplificatore logaritmico AD8304 . . . . .	68
3.1.2	Amplificatore logaritmico LOG114 . . . . .	70
3.2	Prove con generatore di funzioni . . . . .	71
3.2.1	Amplificatore logaritmico AD8304 . . . . .	73
3.2.2	Amplificatore logaritmico LOG114 . . . . .	82
3.2.3	Confronto . . . . .	83
<b>4</b>	<b>Caratterizzazione sperimentale al CESNEF</b>	<b>86</b>
4.1	Acquisizione spettri . . . . .	86
4.1.1	Spettri acquisiti con amplificatore lineare . . . . .	87
4.1.2	Spettri acquisiti con amplificatore logaritmico . . . . .	88
4.1.3	Confronto . . . . .	90
4.1.4	Valutazioni complessive . . . . .	91
4.2	Neutrone singolo . . . . .	92
4.2.1	Amplificatore lineare . . . . .	92
4.2.2	Amplificatore logaritmico AD8304 . . . . .	96
4.2.3	Amplificatore logaritmico LOG114 . . . . .	98
4.2.4	Previsioni teoriche dalla letteratura . . . . .	100
4.2.5	Confronto . . . . .	102



4.3	Discriminazione X e $\gamma$ . . . . .	104
4.3.1	Prove con fondo X . . . . .	105
4.3.2	Prove con fondo $\gamma$ . . . . .	111
4.3.3	Conclusioni . . . . .	111
<b>5</b>	<b>Caratterizzazione al CNAO</b>	<b>113</b>
5.1	Il CNAO . . . . .	113
5.1.1	Il sincrotrone . . . . .	114
5.2	L'acquisizione . . . . .	116
5.2.1	Parametri di acquisizione . . . . .	116
5.2.2	Acquisizione impulsi $\gamma$ . . . . .	117
5.2.3	Acquisizione campo pulsato di neutroni e relativo fon- do $\gamma$ . . . . .	118
5.2.4	Valutazioni sul tempo di campionamento . . . . .	124
5.3	Considerazioni generali . . . . .	127
<b>6</b>	<b>Caratterizzazione al CERF</b>	<b>128</b>
6.1	Il CERF . . . . .	128
6.2	Geometria di acquisizione . . . . .	130
6.3	Valutazioni generali segnali raccolti . . . . .	132
6.4	Valutazioni sulla carica raccolta . . . . .	139
6.5	Considerazioni generali . . . . .	141
<b>7</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>143</b>
7.1	Risultati . . . . .	143
7.2	Applicazioni . . . . .	145
	<b>Bibliografia</b>	<b>149</b>

# Elenco delle figure

1.1	Frazione di fotoneutroni prodotta nelle cascate elettromagnetiche iniziate da un $e^-$ incidente su bersagli spessi per unita di potenza del fascio, in funzione dell'energia dell' $e^-$ [37]. . . . .	4
1.2	Rappresentazione delle frazioni totali di neutroni prodotte per diversi tipi di ioni leggeri accelerati incidenti su diversi materiali, in funzione dell'energia della particella incidente [32]. . . . .	6
1.3	Spettro di emissione di neutroni a vari angoli per protoni di 256 MeV incidenti su bersagli spessi di Fe: sovrapposizione tra le simulazioni effettuate con FLUKA e i dati acquisiti sperimentalmente [7]. . . . .	11
1.4	Rappresentazione schematica delle fasi di sviluppo di una cascata adronica [18]. . . . .	15
2.1	Spettro ideale ottenuto da un contatore $BF_3$ . . . . .	33
2.2	Esempio di circuito che svolge le funzioni di amplificatore logaritmico, in configurazione invertente. . . . .	51
2.3	Amplificatore logaritmico realizzato attraverso la presenza di un transistor bipolare. . . . .	53
2.4	Amplificatore logaritmico compensato in temperatura. . . . .	55
2.5	Circuito all'interno del quale è utilizzato l'amplificatore logaritmico AD8304. . . . .	57
2.6	Modello circuitale semplificato dell'amplificatore logaritmico AD8304.	57
2.7	Circuito all'interno del quale è utilizzato l'amplificatore logaritmico LOG114. . . . .	59

2.8	Modello circuitale dell'amplificatore logaritmico LOG114. . . . .	60
2.9	Schema di funzionamento dell'amplificatore lineare. . . . .	61
2.10	Alloggiamento del circuito stampato all'interno della scatola schermante. . . . .	62
2.11	Schema generale della geometria di acquisizione. . . . .	63
2.12	Parallelepipedo schermante di alluminio (dimensioni: 13 x 14 x 10 cm). . . . .	64
2.13	Rivelatore $BF_3$ e relativo cilindro schermante di rame (altezza: 40 cm, diametro: 5 cm). . . . .	65
3.1	Grafico Caratteristico AD8304. . . . .	69
3.2	Grafico Caratteristico LOG114. . . . .	70
3.3	Segnale triangolare di riferimento somministrato in ingresso ai circuiti. . . . .	72
3.4	Confronto tra segnale triangolare in ingresso e relativa risposta dell'AD8304. . . . .	73
3.5	Risposta al segnale triangolare dell'AD8304. . . . .	74
3.6	Esempio di calcolo integrale della carica sottesa ad un segnale di uscita. . . . .	76
3.7	Risposte a segnali di ingresso caratterizzati da: $T_{UP} = 200$ ns, $T_{DOWN} = 1,8 \mu s$ , $R = 1 M\Omega$ , tensioni di picco variabili da 500 mV a 5 V (AD8304). . . . .	77
3.8	Risposte ad un segnale di ingresso da 300 fC con sovrapposizione di segnale di corrente fisso (AD8304). I segnali sono rappresentati al netto del contributo di corrente costante. . . . .	80
3.9	Risposte a segnale di ingresso caratterizzati da: $T_{UP} = 200$ ns, $T_{DOWN} = 1,8 \mu s$ , $R = 10 M\Omega$ , tensioni di picco variabili da 250 mV a 2 V (LOG114). . . . .	82
3.10	Ingrandimento dei segnali di risposta osservati in Figura 3.9, con ampiezze pari a 250 e 500 mV (LOG114). . . . .	83

3.11	Confronto tra le risposte ad un medesimo segnale ( $T_{UP} = 200$ ns, $T_{DOWN} = 1800$ ns, Ampiezza = 1 V) dei circuiti contenenti il LOG114 e l'AD8304. I segnali sono stati normalizzati sottraendo le rispettive $I_{MIN}$ . . . . .	84
4.1	Spettro di neutroni provenienti dalla sorgente di AmBe, acquisito attraverso l'utilizzo di un amplificatore con dinamica veloce. . . . .	87
4.2	Spettro di neutroni provenienti dalla sorgente di AmBe, acquisito attraverso l'utilizzo dell'amplificatore logaritmico AD8304. . . . .	89
4.3	Confronto tra spettri acquisiti da sorgente di AmBe (AD8304, Amplificatore lineare). . . . .	90
4.4	Esempio di risposta generata da un neutrone incidente (Amplificatore lineare). . . . .	93
4.5	Confronto tra segnali di piena deposizione di carica acquisiti da sorgente di AmBe (Amplificatore lineare). . . . .	94
4.6	Rappresentazione grafica delle tracce dei prodotti di reazione generati da un neutrone incidente. . . . .	95
4.7	Esempio di risposta generata da un neutrone incidente (AD8304). . . . .	96
4.8	Confronto tra segnali acquisiti da sorgente di AmBe (AD8304). . . . .	98
4.9	Esempio di risposta generata da un neutrone incidente (LOG114). . . . .	99
4.10	Profilo del segnale di corrente previsto dalla letteratura per un singolo neutrone incidente sul rivelatore. . . . .	101
4.11	Confronto tra il profilo di segnale simulato ed i segnali acquisiti sperimentalmente (AD8304, LOG114). . . . .	102
4.12	Esempio di segnale di corrente ottenuto in uscita dall'amplificatore AD8304 a seguito di irraggiamento X. . . . .	106
4.13	Rappresentazione sensibilità rivelatore in funzione dell'energia del fascio. Per confronto è riportata la sensibilità riferita al Cs. . . . .	108

4.14	Andamento delle sezioni d'urto microscopiche in funzione dell'energia del fotone incidente per rame [4]. . . . .	109
4.15	Segnale di risposta ottenuto al SIT a seguito di un neutrone incidente sul rivelatore, con fondo X con rateo di kerma in aria pari a 1477 mGy/h. . . . .	110
5.1	Segnale di risposta ottenuto al CNAO generato da un pacchetto di fotoni $\gamma$ incidenti sul volume attivo del rivelatore. . . . .	118
5.2	Segnale di risposta ottenuto al CNAO a seguito della collisione di un fascio di protoni contro un bersaglio di rame. . . . .	119
5.3	Logaritmo di un segnale di risposta ottenuto al CNAO a seguito della collisione di un fascio di protoni contro un bersaglio di rame. . . . .	120
5.4	Segnale di risposta ottenuto al CNAO, generato dal pile-up di neutroni incidenti sul volume attivo del rivelatore (ingrandimento di Figura 5.2 per tempi compresi tra 225 e 245 $\mu$ s). . . . .	121
5.5	Risposta generata da un neutrone singolo incidente sul rivelatore dopo il pacchetto di neutroni principale (CNAO, ingrandimento di Figura 5.2 per tempi compresi tra 1710 e 1730 $\mu$ s). . . . .	123
5.6	Risposta generata da un neutrone singolo incidente sul rivelatore nel mezzo del pacchetto di neutroni principale (CNAO, ingrandimento di Figura 5.2 per tempi compresi tra 186 e 206 $\mu$ s). . . . .	123
6.1	Viste planari e di sezione della struttura CERN-EU. . . . .	129
6.2	Visione schematica dell'interno della camera di irradiazione (CERF). Il prototipo è stato posizionato nel settore indicato dalla freccia rossa.	130
6.3	Spettro delle particelle emesse dopo che il fascio di adroni carichi ha colpito il bersaglio di rame, calcolato nella posizione in cui è collocato il rivelatore [13]. . . . .	132
6.4	Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2465 PIC-counts). . . . .	133

6.5	Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2465 PIC-counts), dettaglio tra 4850 e 4950 ms. Frequenza di acquisizione: 100 KHz. . . . .	135
6.6	Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2465 PIC-counts), dettaglio tra 4905 e 4915 ms. . . . .	136
6.7	Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2436 PIC-counts), dettaglio tra 31600 e 32760 $\mu$ s. Frequenza di acquisizione: 10 MHz. . . . .	137
6.8	Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 141 PIC-counts), dettaglio tra 46000 e 62000 $\mu$ s. Frequenza di acquisizione: 10 MHz. . . . .	138
6.9	Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2436 PIC-counts), dettaglio tra 32760 e 32880 $\mu$ s. La scala dei tempi è stata ridefinita assegnando il valore $t = 0$ all'istante iniziale della finestra. . . . .	139
6.10	Carica sottesa ai segnali di risposta in funzione dell'intensità del fascio di adroni incidente sul bersaglio. . . . .	141

# Elenco delle tabelle

1.1	Lunghezze di interazione anelastica e di radiazione per alcuni materiali [8]. . . . .	17
3.1	Tabella riassuntiva delle caratteristiche principali del segnale di risposta in funzione dei parametri di ingresso (AD8304). . . . .	78
3.2	Tabella riassuntiva delle caratteristiche principali del segnale di risposta in funzione del segnale di corrente somministrato (AD8304). . . . .	81
4.1	Tabella riassuntiva delle caratteristiche principali degli impulsi di piena energia acquisiti attraverso il contatore $BF_3$ collegato ai diversi circuiti. . . . .	100
4.2	Tabella riassuntiva dei fasci di raggi X disponibili al SIT e relativa energia. . . . .	105
4.3	Tabella riassuntiva delle sensibilità calcolate per i diversi tipi di fasci X. . . . .	107
5.1	Caratteristiche principali delle risposte generate da singoli neutroni incidenti sul rivelatore, confrontate tra i segnali di Figura 5.5 e 5.6. . . . .	124
5.2	Riassunto delle probabilità di ottenere un segnale di risposta il cui rapporto tra l'area sottesa e l'area <i>reale</i> sia compreso all'interno dell'intervallo indicato. . . . .	126
6.1	Riassunto delle caratteristiche dei segnali provenienti da singoli neutroni rappresentati in Figura 6.9. . . . .	140

# Capitolo 1

## Campi di neutroni pulsati

### 1.1 Acceleratori di particelle

I primi acceleratori di particelle furono progettati e costruiti come strumenti di ricerca. Ad oggi, essi, in aggiunta alle applicazioni di ricerca in cosmologia e nella fisica delle particelle, sono ampiamente utilizzati in medicina (diagnosi, terapia, produzione di radiofarmaci), scienze dei materiali e fisica dello stato solido (impiantazione ionica, studi di danno da radiazione, microlitografia), polimerizzazione delle plastiche, sterilizzazione di rifiuti biologici e conservazione di cibi. Nel prossimo futuro gli acceleratori di particelle potranno essere utilizzati nella trasmutazione di rifiuti radioattivi e nel riscaldamento del plasma.

Gli aspetti di radioprotezione all'interno di un acceleratore hanno diverse peculiarità in comune con i programmi di sicurezza radiologica adottati in altri ambienti di lavoro. La differenza più grande sta nella complessa natura delle sorgenti, in particolare nella natura pulsata dei campi di radiazione.

Gli acceleratori utilizzano forze elettromagnetiche per portare le particelle all'energia desiderata e per farle deviare lungo la direzione prescelta. La pro-



gettazione delle diverse strutture di deflessione e focalizzazione del fascio non garantisce il raggiungimento degli obiettivi in maniera perfetta. Ad esempio, possono essere accelerate altre particelle oltre a quelle desiderate oppure queste ultime possono essere deviate lungo direzioni diverse da quelle previste. Particelle vaganti generano radiazioni secondarie a seguito di collisioni con i materiali che costituiscono le strutture dell'acceleratore e, allo stesso tempo, possono indurre attivazione nei materiali rendendoli radioattivi.

La radioprotezione all'interno di questi ambienti deve tenere in conto sia le radiazioni secondarie che la radioattività indotta nelle strutture, così come il fascio primario. Il rateo di dose ricevuto dai lavoratori della struttura e dal pubblico deve essere contenuto al di sotto dei limiti previsti dalla legge.

Un acceleratore è costituito da diverse strutture: la sorgente di ioni o elettroni, la struttura accelerante, i sistemi di distribuzione del fascio, le strutture per gli utenti, i bersagli ed i sistemi ausiliari (sistemi di raffreddamento, sistemi per vuoto, cavità a radiofrequenza, generatori di alta tensione).

I sistemi di distribuzione del fascio consistono in strumenti di focalizzazione (quadrupoli e sestupoli magnetici), di deviazione (dipoli magnetici) e strumenti che limitano le dimensioni del fascio e proteggono le strutture circostanti (collimatori). Le perdite di fascio e, di conseguenza, la produzione di radiazione e l'attivazione dei materiali avvengono più facilmente nei pressi dei collimatori e dei magneti. I primi sono posizionati nei punti in cui le perdite di fascio sono maggiori (ad esempio nei punti di maggior divergenza dall'orbita ideale), mentre i secondi agiscono allargando il fascio, come farebbe un prisma con un raggio di luce.

E' da sottolineare che una particella accelerata all'interno del fascio non viaggia semplicemente nel centro geometrico dello stesso, ma deve esservi ciclicamente rediretta all'interno. Più piccola è la definizione spaziale del

pacchetto di particelle, minore è la frazione del fascio persa dai sistemi di distribuzione. Inoltre, poiché i sistemi di curvatura sono tarati per una particolare energia, particelle accelerate ad energie diverse inducono un aumento della frazione di fascio persa.

Anche i sistemi ausiliari costituiscono potenziali sorgenti di radiazione, inclusi i sistemi ad alta tensione, i sistemi di potenza a microonde, quelli di raffreddamento e, sotto certe condizioni, i sistemi per vuoto [1].

### 1.1.1 Campi di neutroni all'interno di un acceleratore

Si rivolge di seguito l'attenzione alle modalità con cui possono essere generati campi neutronici all'interno dei differenti tipi di acceleratori, divisi in base al tipo delle particelle accelerate.

#### Acceleratori di elettroni

La produzione di neutroni originata da fasci di elettroni incidenti su bersagli spessi è discussa in dettaglio da Swanson [36] [37].

Il canale principale che porta alla produzione di neutroni è costituito dalle reazioni fotonucleari. La produzione totale di fotoneutroni è calcolata integrando la sezione d'urto di reazioni fotoneutroniche e moltiplicandola per la distribuzione di lunghezza delle tracce dei fotoni prodotti nella cascata elettromagnetica. Un database di tali sezioni d'urto è consultabile in [3]. I risultati ottenuti per diversi materiali sono rappresentati in Figura 1.1.

Meccanismi di produzione secondari entrano in gioco nel caso di produzione di fotoni di energia superiore a 150 MeV nella cascata elettromagnetica. In questo caso esiste la possibilità di produrre fotopioni (assorbimento di un fotone, seguito dall'emissione di un pione, accompagnato da uno o più neu-

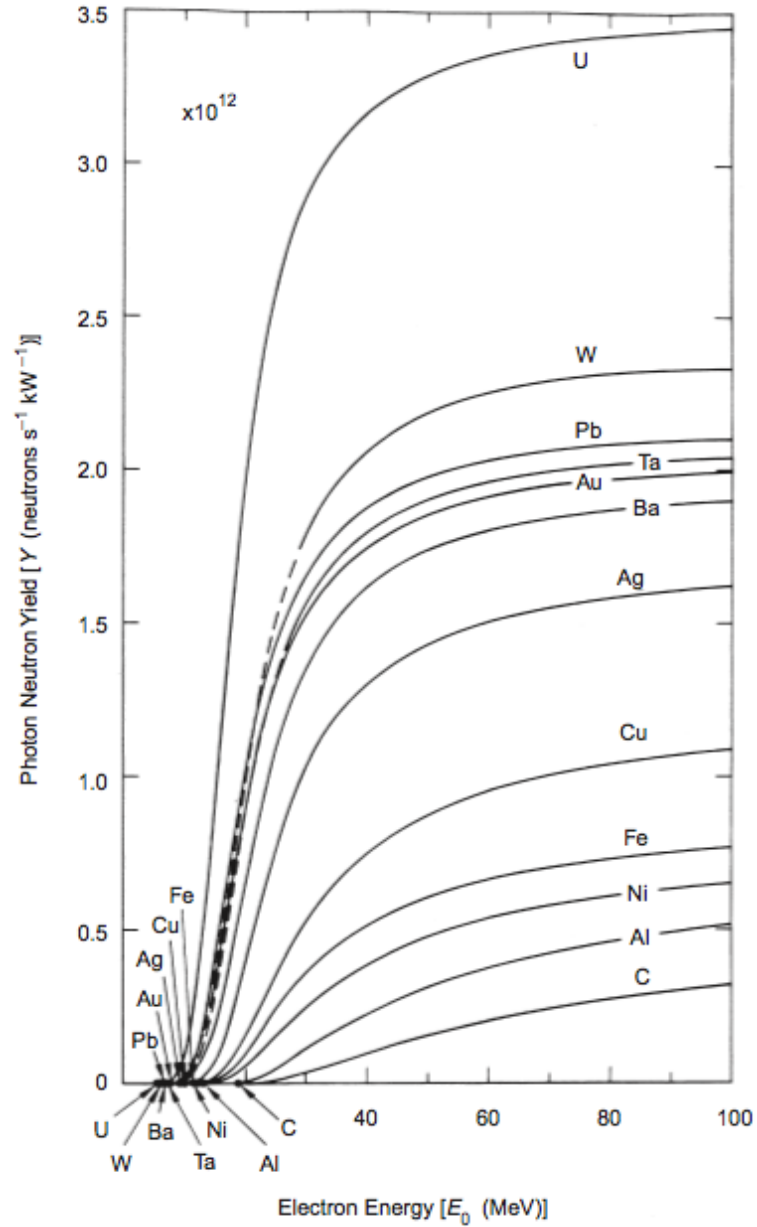


Figura 1.1: Frazione di fotoneutroni prodotta nelle cascate elettromagnetiche iniziate da un  $e^-$  incidente su bersagli spessi per unita di potenza del fascio, in funzione dell'energia dell' $e^-$  [37].

troni). Lo spettro dei fotoneutroni emessi in queste reazioni è ben descritto da una distribuzione Maxwelliana.

Nonostante sia preponderante la frazione di neutroni prodotti attraverso il canale delle reazioni fotonucleari rispetto agli altri meccanismi ad alta energia, sono i neutroni con energia superiore a 100 MeV quelli che possiedono la probabilità più grande di penetrare schermature spesse [2].

### **Acceleratori di protoni**

Rientrano in questa classe acceleratori lineari, ciclotroni e sincrotroni. Molti di questi acceleratori accelerano anche ioni leggeri e pesanti.

I neutroni rappresentano le particelle a cui fare più attenzione nella radioprotezione per acceleratori di protoni sopra i 10 MeV [2]. Gli acceleratori moderni sono in grado di generare alte intensità di protoni, e la successiva produzione di neutroni richiede la progettazione di schermature attorno all'acceleratore per ottenere ratei di dose equivalente accettabili nelle aree occupate dal personale.

I processi che danno luogo alla produzione di neutroni in un acceleratore di protoni (ed in generale di adroni carichi) possono essere individuati nelle reazioni che hanno luogo a seguito dell'interazione tra i protoni accelerati e le strutture del sincrotrone. Quando un fascio di protoni accelerato interagisce con i componenti dell'acceleratore o con i sistemi di estrazione, ha inizio il processo della cascata adronica.

### **Acceleratori di ioni positivi**

Il meccanismo che coinvolge le interazioni tra gli ioni positivi e le strutture del sistema accelerante sono simili a quelle che coinvolgono un fascio di protoni [2]. Sono presenti tuttavia differenze nelle frazioni di neutroni prodotte a



e kaoni [2]. Le interazioni di adroni ad alta energia con la materia sono caratterizzate da una varietà di processi che terminano quando l'energia cinetica delle particelle incidenti diviene pari all'energia termica caratteristica del materiale [8].

Sei processi differenti e indipendenti caratterizzano la cascata adronica: la cascata extranucleare, la cascata intranucleare, l'evaporazione nucleare (più pre-equilibrio), la produzione di muoni, la cascata elettromagnetica e la radioattività indotta nei nuclei residui.

### **Cascata extranucleare**

La cascata extranucleare è quella primaria, che alimenta tutti gli altri processi. I mediatori di questo processo sono adroni, ovvero barioni e mesoni. Un barione o un mesone che incide su un nucleo produce altri barioni o mesoni di alta energia diretti in avanti che collidono con altri nuclei, sviluppando la cascata nelle direzioni della particella primaria, moltiplicando il numero di particelle in ogni generazione.

I prodotti di questa cascata sono protoni, neutroni, pioni e kaoni. I pioni  $\pi^0$  prodotti decadono quasi istantaneamente in due fotoni, i quali possono generare cascate elettromagnetiche. Alcuni mesoni ( $\pi^\pm, K^\pm$ ) possono decadere prima di avere depositato nel mezzo tutta la loro energia, producendo un  $\mu^\pm$  in ogni decadimento.

### **Cascata intranucleare**

La cascata intranucleare è costituita da interazioni proiettile-nucleone dentro il nucleo che danno luogo allo stesso tipo di prodotti di quella extranucleare.

Se si considerano lunghezze d'onda della particella proiettile superiori a 0,8 fermi (dimensioni medie di un nucleone), ovvero quantità di moto dell'or-

dine di 1 GeV/c, sia il proiettile che il bersaglio possono essere considerati puntiformi, trascurando la loro struttura costituita da quark. Per energie inferiori a qualche GeV, si possono descrivere le interazioni proiettile-nucleo considerando quest'ultimo come un gas di Fermi di nucleoni nella loro buca di potenziale [8].

Il risultato di questi processi è l'emissione di nucleoni e/o pioni attraverso reazioni dirette, governate dalle sezioni d'urto adrone - nucleone e dal principio di esclusione di Pauli.

Di seguito sono elencati alcuni dei canali non elastici di produzione di pioni che si aprono nelle interazioni pione-nucleone e nucleone-nucleone, con le rispettive energie di soglia:

$$N_1 + N_2 \rightarrow N'_1 + N'_2 + \pi \text{ (Energia di soglia pari a 290 MeV)}$$

$$\pi + N \rightarrow \pi' + \pi'' + N' \text{ (Energia di soglia pari a 170 MeV)}$$

Si ricorda che il pione decade  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  nel 99,9877% dei casi, con vita media pari a  $2,6 \cdot 10^{-8}$  s, mentre il  $\pi^0$  (massa a riposo pari a 134,98 MeV) decade  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  nel 98,798% dei casi, con vita media pari a  $8,4 \cdot 10^{-17}$  s. La produzione di due pioni ha soglia pari a 600 MeV in una reazione nucleone-nucleone, 350 MeV in una reazione pione-nucleone.

A energie superiori a qualche GeV ( $3 \div 4$  GeV), i nucleoni e il proiettile non possono essere più considerati come entità singole, ma devono essere considerate le interazioni tra i quark che li costituiscono (chiamati quark di valenza) e quello che viene indicato come *sea quark*. I modelli che trattano queste interazioni sono complessi e richiedono una trattazione molto articolata delle interazioni in questione. Una trattazione completa è sviluppata in [11].

### Pre-equilibrio ed evaporazione nucleare

Il modello della cascata intranucleare diviene approssimativo a basse energie [8]. D'altra parte, una descrizione delle interazioni adrone - nucleo basate soltanto su questo modello, seguito dall'evaporazione del nucleo composto, non è sufficiente. Lo spettro delle particelle emesse da reazioni indotte da nucleoni deve tenere in conto anche il modello di pre-equilibrio, che descrive la transizione tra il primo passo della reazione e la termalizzazione finale dei nucleoni del nucleo bersaglio, che avviene quando l'energia ceduta al nucleo viene ripartita tra un gran numero di nucleoni.

Non tutta l'energia del proiettile è ceduta al nucleone secondario e inoltre, specialmente alle energie intermedie, le particelle coinvolte nell'interazione primaria possono re-interagire nel nucleo. Parte di questa energia residua viene quindi ceduta ai nucleoni nelle vicinanze del punto di interazione e i nucleoni messi in moto possono re-interagire con altri nucleoni. Nell'intervallo di tempo in cui l'energia di eccitazione è condivisa soltanto da pochi nucleoni nell'intorno del punto di interazione, possono essere emessi secondari con energie di poco inferiori a quella del proiettile e con distribuzione angolare piccata nelle direzioni in avanti rispetto a quella di incidenza.

Alla fine dello stadio di pre-equilibrio, l'energia di eccitazione è condivisa nel nucleo residuo da un gran numero di nucleoni. Ogni collisione lascia una lacuna che è responsabile di un'energia di eccitazione, il cui valore dipende dal livello nucleare da cui il nucleone è stato scalzato. Questa energia può essere superiore a quella di separazione di nucleoni e frammenti leggeri (d, t,  ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ). Tali particelle costituiscono la parte a bassa energia (qualche MeV) e più abbondante dello spettro di emissione. L'intero processo può essere descritto per nuclei con  $A > 16$  come l'evaporazione di particelle da un sistema.



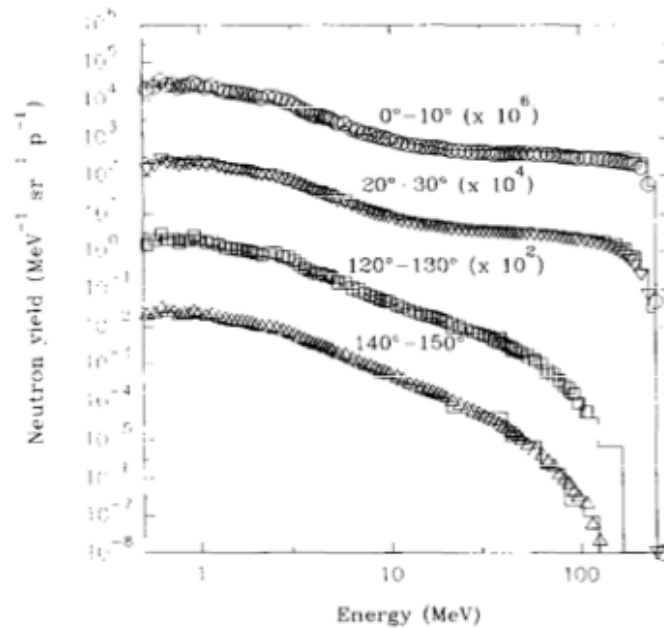


Figura 1.3: Spettro di emissione di neutroni a vari angoli per protoni di 256 MeV incidenti su bersagli spessi di Fe: sovrapposizione tra le simulazioni effettuate con FLUKA e i dati acquisiti sperimentalmente [7].

E' possibile definire una temperatura nucleare del nucleo residuo come  $T = \left(\frac{U}{a}\right)^{1/2}$ , dove  $U$  è l'energia di eccitazione,  $a$  è un fattore pari a  $A/8$  [ $MeV^{-1}$ ] e  $T$  è espressa in MeV. Temperature nucleari tipiche nel caso di nuclei pesanti sono dell'ordine del MeV. Si osserva che lo spettro delle particelle emesse nel processo di evaporazione del nucleo composto è approssimato da una maxwelliana piccata sulla temperatura nucleare. La distribuzione angolare dei prodotti di evaporazione nucleare è isotropa [8]. In Figura 1.3 è rappresentato lo spettro di emissione di neutroni per protoni incidenti su un bersaglio spesso di ferro.

Nel caso di nuclei leggeri ( $A < 16$ ) il modello di evaporazione classico non può essere applicato perché:

- anche energie di eccitazione moderate possono rappresentare una sostanziale frazione dell'energia di legame del nucleo;
- i livelli nucleari sono specifici del nucleo in esame e la loro spaziatura può essere paragonabile all'energia di eccitazione;
- parlare di evaporazione di frammenti leggeri ha scarso significato, poiché la massa dei frammenti prodotti può essere paragonabile a quella del nucleo residuo.

In tal caso vengono utilizzati altri modelli, come il *Fermi break - up model*, basato su teorie statistiche. Le basi di tale modello sono descritte in [12].

Il processo di evaporazione continua finché energeticamente possibile lasciando il nucleo ancora in uno stato eccitato, nel quale le energie dei nucleoni sono inferiori alle soglie di emissione. La diseccitazione avviene allora tramite emissione di raggi  $\gamma$ . In effetti l'emissione  $\gamma$  avviene anche durante l'evaporazione, come processo competitivo, ma con probabilità inferiore.

### Componente muonica

A energie sufficientemente elevate le perdite di energia relative alle particelle cariche per bremsstrahlung divengono più rilevanti di quelle per ionizzazione. Si ricorda infatti che la bremsstrahlung dipende dal quadrato del rapporto tra la massa dell'elettrone e quella della particella incidente.

Effetti di perdita per radiazione di frenamento dominano quindi le interazioni dei muoni. Questi processi sono caratterizzati da bassi valori di sezioni d'urto, grandi fluttuazioni energetiche e dalla conseguente generazione di cascate elettromagnetiche o (in caso di reazioni fotonucleari) di cascate adroniche. In questi casi è spesso inadeguato trattare le perdite di energia

secondo modelli completi e uniformi [8]. Si utilizzano modelli che tengono conto di formule empiriche ed espressioni ottenute attraverso l'utilizzo di programmi di simulazione.

### La cascata elettromagnetica

Un fotone o un elettrone di alta energia incidenti su un assorbitore spesso danno inizio a una cascata elettromagnetica, poiché la creazione di coppie e la bremsstrahlung generano un gran numero di fotoni e elettroni di energie minori, che a loro volta producono radiazione e elettroni secondari.

Un parametro utilizzato per descrivere la cascata elettromagnetica è la lunghezza di radiazione  $X_0$ . Questa grandezza esprime la distanza media lungo la quale l'energia di un elettrone si riduce di un fattore  $e$  per bremsstrahlung. L'energia di un elettrone incidente su un materiale con energia iniziale  $E_0$ , dopo aver percorso un tratto  $x$ , può essere descritta da:  $E = E_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_0}}$ , dove  $X_0$  è espressa in  $g/cm^2$  e può essere calcolata attraverso formule empiriche.

Un altro parametro di interesse è l'energia critica  $E_c$ , che esprime l'energia alla quale le perdite per bremsstrahlung sono uguali a quelle per ionizzazione.

Lo sviluppo trasversale della cascata elettromagnetica in materiali differenti viene descritto dal raggio di Moliere  $R_M$ . In media il 90% dell'energia ceduta al materiale giace all'interno di un cilindro di raggio  $R_M$ . Circa il 99% dell'energia è contenuta entro  $3,5 R_M$ .

Lo sviluppo longitudinale della cascata elettromagnetica può essere calcolato analiticamente, ma nel seguito si dà un esempio basato su alcune ipotesi semplificative. Si supponga che:

- qualsiasi particella (elettrone, positrone, fotone) percorra una lunghezza  $X_0$  prima di interagire;

- gli elettroni e i positroni perdano metà della loro energia ad ogni interazione;
- ogni fotone creato nella produzione di coppie sia portatore di metà dell'energia del fotone incidente;
- ciascun elettrone o positrone irraggia un fotone dopo una lunghezza di radiazione.

Si trascurino le perdite di energia per ionizzazione per valori superiori all'energia critica e perdite di frenamento al di sotto di  $E_c$ . Ciò significa che ad ogni lunghezza di radiazione il numero delle particelle nella cascata viene moltiplicato per due. Dopo  $t$  lunghezze di radiazione il numero delle particelle è pari a  $N(t) = 2^t$ , ognuna delle quali con energia media  $E_t = E_0/2^t$ . Ad una certa profondità  $t_c$  la cascata si ferma poiché l'energia media delle particelle è uguale a  $E_c$ :  $t_c = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$ , espressa in lunghezze di radiazione. Si noti che la profondità massima della cascata elettromagnetica aumenta logaritmicamente con l'energia [8].

### Radioattività del nucleo residuo

Il nucleo residuo, dopo essersi diseccitato secondo i processi sopra indicati, può risultare radioattivo. Per questa ragione devono essere adottate misure radioprotezionistiche nei confronti di tutti i componenti strutturali del sistema accelerante (acceleratore, collimatori, bersagli, ecc...).

### Caratteristiche di sviluppo della cascata adronica

In Figura 1.4 è riportato uno schema delle principali reazioni che avvengono all'interno di una cascata adronica, con le scale temporali e la percentuale di energia depositata relative a ciascuno dei processi coinvolti.

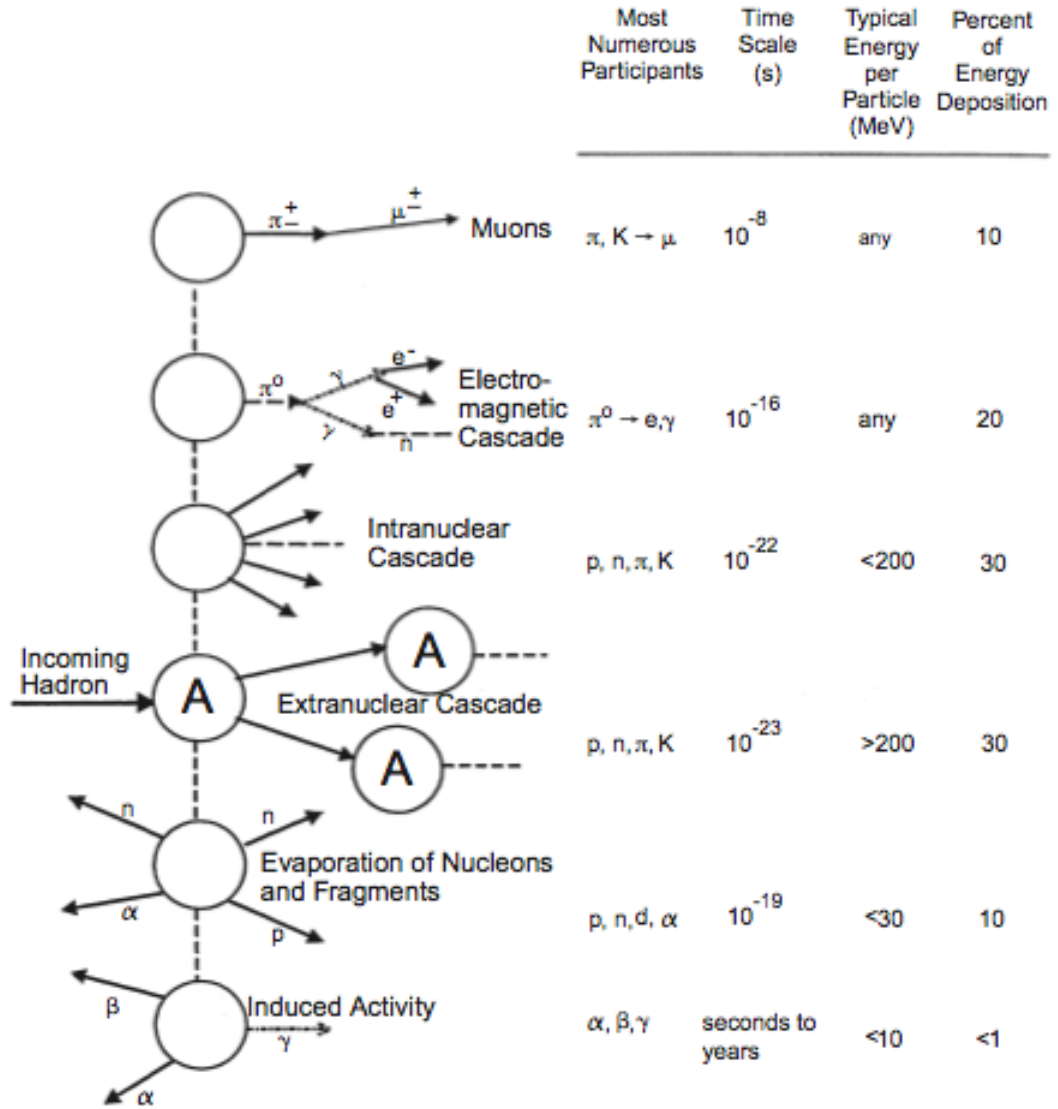


Figura 1.4: Rappresentazione schematica delle fasi di sviluppo di una cascata adronica [18].

Il procedere della cascata adronica viene descritto in termini di densità di star. Una star consiste in una interazione adrone - nucleone. Il termine proviene da misure effettuate con emulsioni nucleari, in cui il risultato di queste interazioni ricorda effettivamente la forma di una stella.

Le sezioni d'urto per interazioni di adroni ad alta energia sono caratterizzate da un andamento lentamente variabile e il loro valore rispetto a diversi tipi di proiettili (p, n,  $\pi$ , K) cade nello stesso ordine di grandezza. In particolare:

$$\sigma_{tot}(p, p) \cong \sigma_{tot}(n, p) = 40mb \text{ (Quantità di moto comprese tra 3 GeV/c e 2 TeV/c)}$$

$$\sigma_{tot}(\pi^\pm, p) \cong \sigma_{tot}(\pi^\pm, n) = 25mb \text{ (Quantità di moto comprese tra 20 e 400 GeV/c)}$$

Considerando la fluena delle particelle o il numero di star in un materiale, si osserva un build-up nei primi strati, il cui massimo è collocato dopo qualche lunghezza di interazione, per poi decrescere esponenzialmente a profondità superiori. Varrà quindi:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-\frac{t}{\lambda_I}}$$

Le dimensioni della cascata adronica vengono espresse come rapporto con la lunghezza di interazione. Ad esempio, nel caso del piombo, la lunghezza di interazione è pari a circa  $194 \text{ g/cm}^2$  o 17 cm.

La profondità necessaria per il contenimento della cascata adronica cresce logaritmicamente con l'energia del proiettile e la profondità in cui la cascata è massima è data da:

$$t_{max} = 0,2 \cdot \ln E$$

dove  $t_{max}$  è espressa in lunghezze di interazione ed E in GeV [8].

Anche lo sviluppo laterale della cascata adronica è legato al valore della lunghezza di interazione. Il raggio del cilindro entro il quale viene con-

Materiale	Lungh. di interaz. inel. $\lambda_I$ ( $g/cm^2$ )	Lungh. di radiaz. $X_0$ ( $g/cm^2$ )
Al	106,4	24,01
Ti	124,9	16,17
Fe	131,9	13,84
Cu	134,9	12,86
Sn	163,0	8,82
W	185,0	6,76
Pb	194,0	6,37
Aria	90,0	36,66
$H_2O$	83,6	36,08
Cemento per schermi	99,9	26,7
Polietilene	78,4	44,64

Tabella 1.1: Lunghezze di interazione anelastica e di radiazione per alcuni materiali [8].

tenuto il 95% della cascata è pari ad una lunghezza di interazione ed è approssimativamente indipendente dall'energia del proiettile.

Lunghezze di interazione anelastica e di radiazione in vari materiali sono riportate in Tabella 1.1.2.

## 1.2 Generatori di campi pulsati

La presenza di campi pulsati di neutroni, e quindi i problemi relativi alla radioprotezione derivanti dalle loro interazioni con la materia, si trovano anche in strutture diverse dagli acceleratori di particelle. Di seguito vengono de-

scritti alcuni strumenti di generazione di campi pulsati di neutroni utilizzati in diverse applicazioni.

### **1.2.1 Generatori per scattering neutronico**

I neutroni, come le altre particelle fondamentali, mostrano sotto alcune condizioni le proprietà di un'onda elettromagnetica. In base alla legge di Bragg, le distanze interatomiche nella materia condensata possono essere determinate da meccanismi di interferenza costruttiva quando la differenza di cammino di due fasci di particelle con la stessa lunghezza d'onda è pari ad un multiplo intero della stessa.

Poiché i neutroni termici hanno lunghezze d'onda prossime alle distanze interatomiche caratteristiche della materia condensata, essi possono essere utilizzati per analizzare a livello microscopico diversi materiali. I neutroni hanno inoltre il vantaggio di non possedere carica propria, per cui interagiscono con il nucleo piuttosto che con la nuvola di elettroni circostante. Per questo motivo, i neutroni sono molto penetranti all'interno della materia.

Di conseguenza lo scattering neutronico è una tecnica di aiuto nello studio della materia condensata. Essi permettono di indagare le proprietà microscopiche di polimeri, proteine, leghe, materiali amorfi, cristalli liquidi, magneti e superconduttori.

#### **Sorgenti di neutroni di spallazione (SNS, Oak Ridge)**

Le sorgenti di spallazione di neutroni sono comunemente utilizzate per produrre neutroni per esperimenti di scattering neutronico. Sfruttando tale fenomeno è possibile produrre grandi flussi neutronici ed operare attraverso la produzione di campi pulsati. Il laboratorio SNS (Spallation Neutron Source) è un esempio di struttura realizzata per questi scopi e operativa nella ricerca



di innovazioni in ambito di medicina, elettronica, industria aerospaziale e biotecnologie [34].

### **Generatori di neutroni basati sulla reazione D-T (LNBL, Berkeley)**

Sono stati recentemente realizzati prototipi di generatori di neutroni basati sulla reazione di fusione D-T al Lawrence Berkeley National Laboratory (LNBL) per esperimenti di scattering neutronico [27]. Si utilizza una sorgente di D-T in grado di produrre un rateo di neutroni fino a  $10^{14}$  n/s. Sebbene il rateo di neutroni prodotto da una sorgente di spallazione tipica sia due ordini di grandezza superiore a quanto ottenibile da un generatore D-T, quest'ultimo ha il vantaggio di possedere una geometria più compatta e un'energia primaria dei neutroni più bassa. Lo spettro di energia di neutroni prodotti attraverso reazioni di spallazione mostra infatti una coda consistente ad energie molto alte (da 20 MeV ad 1 GeV).

La reazione fondamentale su cui si basa questo generatore è la seguente:



Il funzionamento specifico di questo generatore è illustrato in [10].

## **1.2.2 Apparecchiature di indagine per analisi di materiali**

### **Tecniche di analisi non distruttive (PUNITA)**

Il centro di ricerca comune della Commissione europea JRC (Joint Research Centre) sviluppa strumentazione e metodi di analisi non distruttivi per campioni di materiali nucleari e per la rilevazione di materiali nucleari trasportati di contrabbando. In relazione a questi studi, è stata realizzata una nuova

struttura sperimentale all'interno del laboratorio dell'Istituto per la Protezione e la Sicurezza dei Cittadini (IPSC). La struttura, chiamata PUNITA (Pulsed Neutron Interrogation Test Assembly), incorpora un generatore di neutroni D-T da 14 MeV.

Il suo scopo consiste nel determinare la massa di materiale fissile nascosta all'interno di contenitori costituiti da altri materiali e di valutarne la distribuzione spaziale. Per raggiungere questo obiettivo, devono essere prodotti intensi campi di neutroni pulsati attraverso il generatore D-T per poter indurre fissione negli isotopi del campione. I neutroni di fissione sono quindi rivelati ed analizzati nel dominio del tempo.

Il generatore di neutroni utilizzato è in grado di emettere neutroni da 14 MeV ad un rateo di  $2 \cdot 10^8 s^{-1}$ . Il generatore può essere utilizzato in modalità pulsata a frequenze comprese tra 10 e 150 Hz. La durata dell'impulso di neutroni è pari a circa  $10 \mu s$  [14].

### **Sistemi di indagine ed analisi chimica *in situ***

L'analisi delle caratteristiche degli spettri di neutroni e  $\gamma$  emessi a seguito di irraggiamento con campi di neutroni è uno dei metodi più efficaci per l'analisi chimica *in situ* di materiali eterogenei. I generatori D-T sono utilizzati per misure degli spettri di emissione in svariati contesti: dalle missioni spaziali, in cui sono state effettuate misure degli spettri di  $\gamma$  e neutroni indotti da raggi cosmici [28], all'analisi di terreni provenienti da carotaggi e per misure di monitoraggio di pozzi petroliferi [35].

## 1.3 Rivelatori per campi pulsati allo stato dell'arte

In tutte le applicazioni elencate nella sezione precedente, sia negli acceleratori di particelle che nei generatori di campi di neutroni pulsati, appare evidente la necessità di poter rivelare con precisione i campi di neutroni emessi, nel primo caso indirettamente a seguito di interazioni con la materia, nel secondo caso direttamente dai generatori stessi.

Allo stato dell'arte, in molte delle applicazioni sopra indicate, si utilizzano rivelatori per neutroni termici circondati da uno strato di materiale moderatore. E' frequente l'utilizzo di contatori ad  $^3\text{He}$  collocati all'interno di blocchi di polietilene per permettere un'adeguata moderazione dei neutroni incidenti [9] [14].

Questi rivelatori, il cui funzionamento è ben noto nel caso di utilizzo in campi di neutroni termici, presentano notevoli problemi nella rivelazione di campi di neutroni pulsati. In particolare, è ben noto come i rivelatori di radiazione con funzionamento attivo siano soggetti ad effetti di tempo morto [?] e mostrino importanti limitazioni all'interno di campi pulsati, che non possono essere facilmente superati se non attraverso l'impiego di nuove tecnologie.

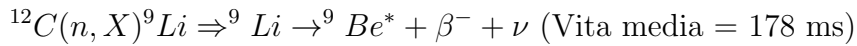
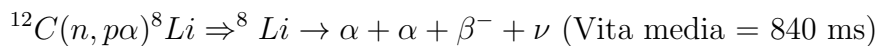
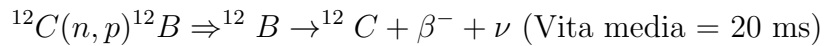
Ad esempio, misure effettuate attraverso l'impiego di un rem-counter commercialmente disponibile (un rivelatore del tipo Berthold LB 6411) in un campo pulsato di neutroni ha mostrato importanti sottostime nella dose rilevata rispetto a quella reale [20]. Non solo questo specifico rem-counter, ma tutti i rivelatori di neutroni disponibili ad oggi mostrano gli stessi problemi, se utilizzati in campi di radiazioni pulsati [26]. Si è dimostrato che attorno ad acceleratori di particelle, nel caso di campi di elevata intensità,

i rivelatori di neutroni termici possono misurare fino al 75% di neutroni in meno rispetto a quelli realmente incidenti sul sistema [38].

Di seguito sono elencati alcuni degli studi effettuati recentemente per lo sviluppo di rivelatori che pongano rimedio a questo problema. Uno di questi è in fase avanzata, mentre gli altri sono solo in fase di studio preliminare.

### 1.3.1 Il rivelatore Pandora (Klett, Leuschner, Tesch)

Un rivelatore progettato per poter effettuare misure all'interno di campi pulsati è il PANDORA, che sarà commercializzato con la specifica di Berthold LB 6419 [19]. Lo strumento è stato progettato per applicazioni ad alta energia in ambiente di acceleratori. Il concetto alla base della rivelazione prevede l'attivazione di nuclidi a vita breve. Esso sfrutta diverse reazioni con atomi di carbonio utilizzati come bersaglio. I prodotti delle reazioni vengono quindi rivelati da altri strumenti attraverso una misura nel dominio del tempo. Le reazioni sfruttate per la rivelazione dei neutroni sono le seguenti:



Lo strumento comprende un rivelatore proporzionale a  $^3\text{He}$  per rivelare i neutroni termici ed uno scintillatore plastico per la rivelazione dei  $\gamma$  e dei  $\beta$ . La luce di scintillazione è rivelata da un fotomoltiplicatore veloce e compatto con ampia dinamica di funzionamento. Questi due strumenti rivelano sia le particelle provenienti dal decadimento dei nuclidi a vita breve sia la radiazione diretta.

Il rivelatore PANDORA è attualmente utilizzato nell'acceleratore di elettroni PETRA III e negli acceleratori lineari FLASH e PITZ, ma non è ancora disponibile sul mercato [19].

### **Problemi e limiti di applicazione**

Il rivelatore PANDORA ha applicazioni limitate: esso può essere utilizzato efficacemente solo nel rivelare campi pulsati di neutroni con energia superiore a 14 MeV. Le energie di soglia delle reazioni utilizzate sono infatti pari, rispettivamente, a 14, 20 e 40 MeV.

Si è inoltre verificato che, a causa della sua bassa sensibilità, esso non troverebbe validi utilizzi per impulsi di neutroni il cui  $H^*(10)$  sia inferiore a 50 nSv [26]. In questo caso sarebbe necessario l'utilizzo di un secondo rivelatore per coprire le misure degli impulsi con  $H^* < 50$  nSv.

L'utilizzo del  ${}^8\text{Li}$ , con una vita media di 840 ms, limita inoltre la velocità di ripetizione degli impulsi su cui il rivelatore può essere validamente utilizzato. E' stato verificato il corretto funzionamento con velocità di ripetizione degli impulsi fino a  $0,25\text{ s}^{-1}$ .

### **1.3.2 Studio di un metodo per la rivelazione di campi di neutroni pulsati (Leake, Lowe, Mason, White)**

E' stato compiuto uno studio teorico su strumenti da realizzare attraverso l'utilizzo di rivelatori di neutroni termici (come ad esempio il contatore a  ${}^3\text{He}$ ) collocati all'interno di sfere di polietilene, associati ad un particolare sistema di acquisizione, che integri la carica raccolta su intervalli di tempo di durata prestabilita. Nello specifico, valutando la il valore della carica raccolta in ciascuno di questi intervalli, è possibile determinare se un impulso

di neutroni ha colpito il rivelatore, permettendo una facile discriminazione di questo contributo da quello associato a fotoni  $\gamma$  [26].

Il meccanismo di acquisizione prevede l'intervento di un sistema di reset della carica acquisita che entra in gioco sopra un certo valore della dose dell'impulso di neutroni che colpisce il rivelatore.

Simulazioni teoriche hanno garantito il funzionamento di questo sistema per neutroni di energia fino a 10 GeV ed impulsi di durata inferiore a 20  $\mu\text{s}$  [26].

### **Problemi e limitazioni**

Le previsioni effettuate su questo sistema di rivelazione sono ancora limitate ad un approccio teorico ed i dati sono stati ricavati da programmi di simulazione.

Le prove di acquisizione sono state compiute simulando un fondo  $\gamma$  pari ad un massimo di 10  $\mu\text{Gy}$  per impulso di neutroni.

Il rivelatore dovrebbe inoltre essere regolato costantemente per impostare il suo funzionamento sulla rivelazione di neutroni termici, piuttosto che per la rivelazione di campi di neutroni pulsati. La memoria del rivelatore sarebbe in grado di acquisire un massimo di 100 impulsi.

Un ultimo aspetto riguarda l'utilizzo di questo rivelatore all'interno di ambienti in cui i tempi di arrivo dei neutroni possano variare lungo intervalli considerevoli. In questo caso sarebbe necessario utilizzare un analizzatore multicanale, con un sistema di timing collegato all'acceleratore, e ricostruire uno spettro in energia degli eventi registrati [26].

### 1.3.3 Rivelatore di equivalente di dose per campi di neutroni pulsati (Weizhen, Jianmin, Kejun)

La struttura del rivelatore progettato è costituita da un contatore  $BF_3$ , un blocco di polietilene a più strati ed un assorbitore sintetico caricato di boro, oltre a strati aggiuntivi di polietilene da aggiungere nel caso di campi pulsati di neutroni con energia superiore a 17 MeV [38].

Per introdurre una correzione dovuta alle perdite presenti nei conteggi derivanti da un  $BF_3$  si è sviluppato un nuovo metodo di misura. In base alle prestazioni ben note derivanti dall'utilizzo di questo strumento, si conosce il comportamento dello stesso nel momento in cui più di un neutrone contemporaneamente colpisca il volume attivo del sistema.

In generale l'altezza dell'impulso in uscita è doppia nel caso di due neutroni incidenti in contemporanea, tripla nel caso di 3 neutroni, ecc... In realtà i valori più alti si ritrovano non su un singolo valore di uscita, ma su una distribuzione di valori. E' stato sviluppato un metodo di analisi basato sull'impostazione di diversi intervalli di interesse all'interno di uno spettro in energia acquisito attraverso gli eventi registrati. Integrando separatamente tali intervalli e moltiplicandoli per un opportuno coefficiente di correzione, si risale all'effettivo conteggio di neutroni incidenti sul sistema. [38]

I fattori correttivi sono calcolati tenendo in conto il tempo morto caratteristico del sistema di acquisizione e la sovrapposizione dei diversi segnali di uscita.

Sono state effettuate prove di acquisizione nei pressi di un acceleratore con frequenze di somministrazione di impulsi pari a 70, 100 e 150 Hz [38].

**Problemi e limitazioni**

I valori dei conteggi calcolati attraverso questo rivelatore permettono di ottenere valori di errore relativi variabili da qualche % al 500%. Le prove sono state effettuate con un fondo  $\gamma$  massimo inferiore a 100 mGy/h.

Il funzionamento è stato verificato per conteggi registrati nel  $BF_3$  inferiori a 100 per ogni singolo impulso di neutroni. Nel caso di conteggi superiori a questo valore, si sarebbe ottenuta una sovrapposizione dei segnali eccessiva, con scarsa definizione del picco, quasi indistinguibile [38].



# Capitolo 2

## Scelta dei componenti

Per quanto descritto nel capitolo 1 appare evidente la necessità di sviluppare uno strumento attivo in grado di rivelare con efficacia campi di neutroni pulsati con una ampia dinamica di funzionamento e che disponga di una certa versatilità e semplicità di utilizzo.

In questo capitolo sono descritte le scelte relative a ciascuno dei componenti utilizzati per la realizzazione del sistema, corredate da una motivazione della scelta all'interno delle alternative disponibili e dalla descrizione delle caratteristiche di ciascuno di essi.

### 2.1 Il rivelatore

Il componente principale del sistema di rivelazione è costituito dal rivelatore di neutroni termici. Di seguito si indicano le principali alternative disponibili per la scelta di un rivelatore di questo tipo.

### 2.1.1 Metodi di rivelazione di neutroni termici

I neutroni sono generalmente rivelati attraverso reazioni nucleari che producono particelle cariche (protoni, particelle  $\alpha$ , ecc...). Ogni sistema di rivelazione di neutroni prevede la combinazione di un materiale bersaglio progettato per effettuare la conversione e di un rivelatore dei prodotti di conversione. Poiché la sezione d'urto per interazioni neutroniche è fortemente dipendente dall'energia del neutrone, sono state sviluppate tecniche diverse in funzione delle diverse energie dei neutroni.

Si definiscono neutroni termici i neutroni in equilibrio termico con le molecole della materia circostante. A  $T = 300\text{K}$  il relativo valore di energia è pari a  $0,025\text{ eV}$ .

#### Reazioni nucleari di interesse

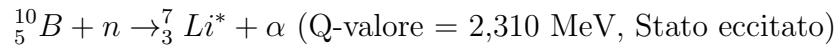
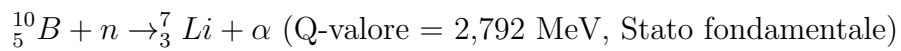
Affinché una reazione nucleare sia utile per la rivelazione di neutroni, essa deve presentare alcune caratteristiche:

1. La sezione d'urto della reazione deve essere la maggiore possibile, così da poter costruire rivelatori efficienti di piccole dimensioni.
2. Il nuclide bersaglio deve essere di grande abbondanza isotopica nell'elemento naturale. In alternativa deve essere disponibile una sorgente economica di campioni arricchiti artificialmente.
3. Il Q-valore, che determina l'energia liberata nella reazione che segue la cattura neutronica, deve essere elevato. Maggiore è il Q-valore, più facile è il compito di discriminare i  $\gamma$  attraverso una semplice analisi di ampiezza.

Le reazioni comunemente sfruttate per rivelare neutroni termici danno luogo alla produzione di particelle cariche pesanti. I prodotti di reazione possono essere:

- Nuclei di rinculo
- Protoni
- Particelle  $\alpha$
- Frammenti di fissione

**La reazione  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$**



Per reazioni indotte da neutroni termici, nel 94% dei casi il Li è prodotto allo stato eccitato, nel 6% allo stato fondamentale. In entrambi i casi il Q-valore della reazione è molto elevato se comparato con l'energia dei neutroni incidenti. Risulta quindi impossibile estrarre informazioni sullo spettro energetico dei neutroni. Inoltre, poiché il momento lineare incidente è trascurabile, i prodotti di reazione devono essere emessi in direzioni opposte e l'energia della reazione sarà sempre condivisa allo stesso modo. Le energie della particella  $\alpha$  e del nucleo di Li possono essere calcolate attraverso le equazioni di conservazione dell'energia e del momento:

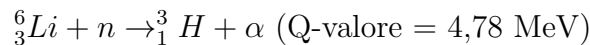
$$E_{\text{Li}} + E_{\alpha} = Q = 2,31 \text{ MeV} \quad (2.1)$$

$$m_{\text{Li}}v_{\text{Li}} = m_{\alpha}v_{\alpha} \quad (2.2)$$

$$\sqrt{2m_{\text{Li}}E_{\text{Li}}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}} \quad (2.3)$$

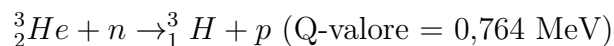
Risolvendo il sistema, si ottiene:  $E_{Li} = 0,84$  MeV e  $E_{\alpha} = 1,47$  MeV. Il calcolo è stato effettuato per la transizione allo stato eccitato. La sezione d'urto per neutroni termici per la reazione  $^{10}B(n, \alpha)$  è di 3840 barn. Questo valore decresce rapidamente all'aumentare dell'energia del neutrone in modo proporzionale a  $1/v$ , dove  $v$  è la velocità del neutrone. I vantaggi di questa reazione consistono nella sua grande sezione d'urto e nel fatto che il boro fortemente arricchito in  $^{10}B$  è facilmente disponibile. L'abbondanza isotopica naturale del  $^{10}B$  è del 19,8%.

#### La reazione $^6Li(n, \alpha)$



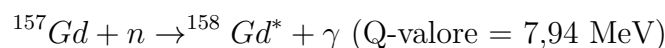
La sezione d'urto per neutroni termici è pari a 940 barn. Il  $^6Li$  è presente con un'abbondanza isotopica del 7,40% ed è ampiamente disponibile in forma separata.

#### La reazione $^3He(n, p)$



La sezione d'urto per neutroni termici vale 5330 barn e decresce con una dipendenza  $1/v$ . Negli ultimi mesi si è sviluppata una crescente preoccupazione sulle possibilità di approvvigionamento di  $^3He$  [17], che ha spinto le case produttrici a contingentarne la produzione.

#### Reazione di cattura neutronica del gadolinio



La sezione d'urto per cattura di neutroni termici nel  $^{157}Gd$  è pari a 255000 barn, tra le più alte sezioni d'urto nucleari riscontrabili in qualunque mate-

riale. Il  $^{157}\text{Gd}$  è presente con un'abbondanza isotopica del 15,7%. Il  $^{158}\text{Gd}^*$  si diseccita producendo, nel 69% dei casi, elettroni di conversione interna, i quali lasciano delle vacanze negli orbitali elettronici, le quali a loro volta si diseccitano emettendo raggi X o elettroni Auger.

Poiché sono direttamente ionizzanti, gli elettroni di conversione sono i prodotti più utili in applicazioni di rivelazione. Il più significativo di questi è l'elettrone da 72 KeV emesso nel 39% delle reazioni di cattura. Il suo percorso in substrati tipici contenenti gadolinio è di circa 20  $\mu\text{m}$ .

### Reazioni di fissione

Le sezioni d'urto di fissione di  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$  sono relativamente grandi per neutroni di bassa energia. Una caratteristica della reazione di fissione è il Q-valore estremamente alto (circa 200 MeV). Come risultato, rivelatori basati su una reazione di fissione presentano impulsi di uscita che sono ordini di grandezza maggiori di quelli indotti da reazioni competitive o raggi  $\gamma$  incidenti, rendendo quindi semplice una discriminazione in ampiezza.

### Tipi di rivelatori

#### Contatore proporzionale a $\text{BF}_3$

In questo dispositivo il gas  $\text{BF}_3$  serve sia come bersaglio per la conversione dei neutroni termici in particelle secondarie, sia come gas proporzionale. In quasi tutti i rivelatori commerciali, il gas è fortemente arricchito in  $^{10}\text{B}$ , risultando così 5 volte più efficiente del gas contenente boro naturale. A causa delle basse prestazioni del  $\text{BF}_3$  come gas proporzionale ad alte pressioni, i tubi lavorano in genere a pressioni di 0,5÷1,0 atm [21].

## L'effetto parete

Per un tubo di grandi dimensioni, quasi tutte le reazioni avvengono sufficientemente lontano dalle pareti del rivelatore così da depositare la piena energia dei prodotti entro il gas proporzionale. Tutta l'energia della reazione è depositata nel rivelatore e gli unici picchi che si notano nello spettro sono quelli relativi alla transizione allo stato eccitato e allo stato fondamentale del  ${}^7\text{Li}$ . A questi si aggiunge un continuo dovuto a eventi di bassa energia (interazioni  $\gamma$ , rumore elettronico, ecc...).

Se le dimensioni del tubo non sono grandi rispetto al percorso delle particelle prodotte nella reazione, alcuni eventi non depositano più la piena energia di reazione nel gas. Il valore di tali percorsi è dell'ordine del cm per pressioni tipiche del  $\text{BF}_3$ . Se una delle particelle colpisce la parete della camera, il risultato è la produzione di un impulso più piccolo. Tale effetto è denominato effetto parete.

Se l'effetto parete è importante, nello spettro si notano due gradini (vedi Figura 2.1). Se la particella  $\alpha$  colpisce la parete, il nucleo di Li è diretto verso il gas e vi deposita con buona probabilità tutta la sua energia. Viceversa, se il nucleo di Li colpisce la parete, l'energia della particella  $\alpha$  è pienamente assorbita. Nel 1° caso l'energia depositata nel gas varia tra  $E_{\text{Li}}$  ed  $E_{\text{Li}} + E_{\alpha}$ . Nel 2° caso l'energia depositata nel gas varia tra  $E_{\alpha}$  ed  $E_{\alpha} + E_{\text{Li}}$ . La distribuzione delle energie di deposizione di tutti gli eventi possibili dà luogo allo spettro rappresentato in figura.

Lo spettro differenziale acquisito attraverso il  $\text{BF}_3$  non dà informazioni riguardo l'energia della radiazione incidente, ma è funzione solo della dimensione del volume attivo e della geometria utilizzata.

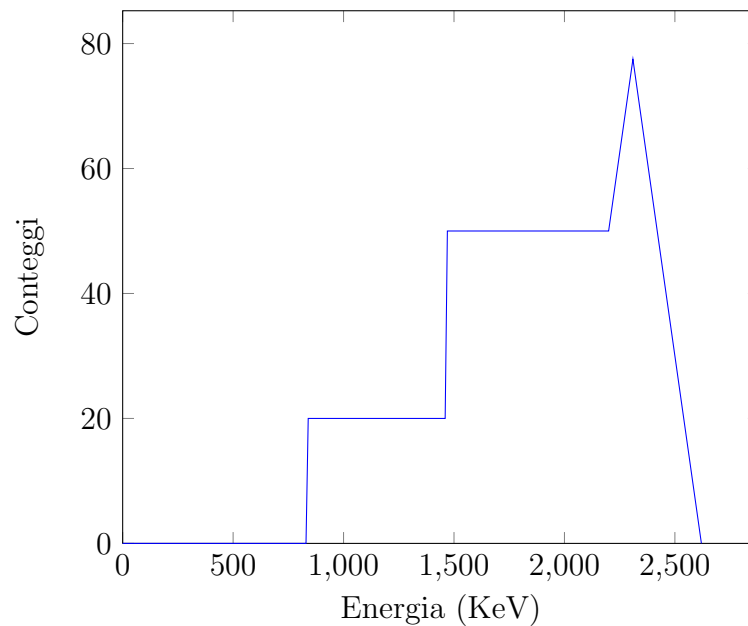


Figura 2.1: Spettro ideale ottenuto da un contatore  $BF_3$ .

### Costruzione

Come la maggior parte dei contatori proporzionali, i  $BF_3$  sono costruiti usando catodi esterni cilindrici e anodi centrali di diametro molto piccolo. Il materiale di scelta del catodo è generalmente alluminio o rame, a causa della bassa sezione d'urto di interazione con neutroni. Per applicazioni in cui si richiede un fondo molto basso, si utilizzano materiali come l'acciaio inox poiché l'alluminio mostra generalmente un piccolo livello di attività  $\alpha$ . I  $BF_3$  possono operare fino a temperature di 100 °C e non mostrano rilevanti degradazioni nelle prestazioni fino a  $10^{10} \div 10^{11}$  conteggi registrati [21].

### Discriminazione $\gamma$

I raggi  $\gamma$  interagiscono nella parete del rivelatore e creano elettroni secondari che possono produrre ionizzazione nel gas. Poiché il potere frenante per

elettroni è abbastanza basso, un elettrone tipico depositerà solo una piccola frazione della sua energia iniziale dentro il gas prima di raggiungere la parete opposta del rivelatore. Ci si aspetta quindi che le interazioni  $\gamma$  producano impulsi piccoli in ampiezza, facilmente discriminabili. Se il flusso  $\gamma$  è sufficientemente elevato, tuttavia, diverse complicazioni possono ridurre l'efficienza di questa discriminazione. Ad alti ratei di conteggio, fenomeni di pile-up possono dare luogo a impulsi considerevolmente maggiori dell'impulso singolo.

### Efficienza di rivelazione

L'efficienza di rivelazione per neutroni incidenti lungo l'asse di un tubo  $BF_3$  vale:

$$\epsilon(E) = 1 - e^{-\Sigma_a(E)L} \quad (2.4)$$

dove  $\Sigma_a(E)$  è la sezione d'urto macroscopica del  $^{10}B$  all'energia  $E$ ,  $L$  è la lunghezza attiva del tubo. Se ne deduce che un tubo  $BF_3$  esposto a neutroni di varie energie, risponderà principalmente alla componente di neutroni termici. L'equazione in realtà sovrastima l'efficienza di conteggio, perché generalmente nelle regioni vicino alla fine del tubo la raccolta di carica è inefficiente. L'influenza di queste regioni inefficienti è più rilevante per rivelatori di lunghezza ridotta.

La maggior parte dei contatori  $BF_3$  sono riempiti con gas puro arricchito al 96% in  $^{10}B$ . Tuttavia, poiché il  $BF_3$  non è un gas proporzionale ideale, generalmente si aggiunge alla miscela gassosa anche una piccola percentuale di un gas più adatto, come l'argon. Questa diluizione provoca una diminuzione dell'efficienza di rivelazione, ma lo spettro delle altezze degli impulsi mostra picchi più definiti [31].



### Contatori proporzionali rivestiti di boro

In questi rivelatori il boro è introdotto sotto forma di uno strato solido nelle pareti interne di un contatore proporzionale. Si sfrutta il vantaggio di poter utilizzare un gas proporzionale più adatto del  $BF_3$ .

Il percorso massimo delle particelle  $\alpha$  provenienti dalla reazione sul boro è dell'ordine di  $1\text{ mg/cm}^2$ . Di conseguenza, l'efficienza di questi contatori è alta se lo spessore dello strato interno è dell'ordine di questo valore. Realizzare uno strato più spesso sarebbe controproducente, perché i prodotti di reazione creati in profondità non raggiungerebbero il gas e l'efficienza scenderebbe drasticamente.

Poiché le interazioni avvengono nella parete della camera e i prodotti della reazione sono emessi in direzioni opposte, solo uno dei prodotti sarà rivelato per ogni interazione. Inoltre, poiché l'energia media depositata per interazione neutronica è inferiore rispetto ai  $BF_3$ , la capacità di discriminare le reazioni  $\gamma$  è più bassa [21].

### Scintillatori caricati al boro

Scintillatori ottenuti fondendo  $B_2O_3$  e  $ZnS$  hanno trovato vaste applicazioni nella misura del tempo di volo dei neutroni. Essi sono realizzati con spessori sottili ( $1 \div 2\text{ mm}$ ) a causa della relativa opacità di questo materiale alla sua luce di scintillazione ed anche per minimizzare l'incertezza legata alla lunghezza del cammino. Essi sono meno efficienti dei  $BF_3$  nel discriminare il fondo  $\gamma$ . Inoltre, gli scintillatori producono molta più luce per unità di energia per gli elettroni piuttosto che per le particelle cariche pesanti prodotte dai neutroni, mentre la capacità di ionizzazione nel gas è simile per entrambi [21].

### Rivelatori contenenti Litio

Il grande Q-valore della reazione sul litio offre alcuni vantaggi in termini di discriminazione da raggi  $\gamma$  o eventi di bassa energia. Inoltre, poiché la reazione produce nel 100% dei casi nuclidi nello stato fondamentale, si impartisce sempre la stessa energia ai prodotti di reazione per tutte le interazioni. La distribuzione delle altezze degli impulsi in uno spettro in energia è quindi pari ad un semplice picco singolo.

Scintillatori contenenti litio sono abbastanza comuni come rivelatori di neutroni termici. Una scelta logica, a causa della sua somiglianza con lo ioduro di sodio, è lo ioduro di litio cristallino. Se una piccola quantità di europio (0,1%) è incorporata come attivatore, si ottengono rese in luce pari al 35% dell'equivalente del NaI(Tl). Il tempo di decadimento è di circa 0,3  $\mu$ s. Cristalli di ioduro di litio sono generalmente grandi se confrontati con il percorso dei prodotti di reazione. L'altezza dell'impulso non è quindi coinvolta da effetti parete e si ottiene un singolo picco per tutte le interazioni neutroniche. Il percorso degli elettroni secondari prodotti da raggi  $\gamma$  non è grande se comparato alle dimensioni tipiche del cristallo. L'efficienza di scintillazione per lo ioduro di litio è circa la stessa sia per elettroni che per particelle pesanti. La discriminazione  $\gamma$  è inferiore a quella tipica dei rivelatori di neutroni a gas, in cui un raggio  $\gamma$  può depositare solo una frazione della sua energia [21].

### Contatore proporzionale a ${}^3\text{He}$

Con una sezione d'urto ancora più alta di quella del boro, la reazione  ${}^3\text{He}(n, p)$  è un'alternativa interessante per la rivelazione di neutroni termici. Sfortunatamente, poiché l' ${}^3\text{He}$  è un gas nobile, nessun composto solido può essere realizzato e il materiale deve essere utilizzato in forma gassosa.

${}^3\text{He}$  di sufficiente purezza agisce da buon gas proporzionale. Anche in questo caso, per rivelatori di dimensioni ridotte, l'effetto parete gioca un ruolo importante. Il primo accorgimento per diminuire tale effetto parete consiste nel massimizzare il diametro del tubo in modo che il maggior numero di interazioni avvenga lontano dalla parete. Il secondo accorgimento consiste nell'incrementare la pressione dell'  ${}^3\text{He}$  per ridurre il percorso dei prodotti della reazione. A causa della piccola massa atomica dell'  ${}^3\text{He}$ , il percorso dei prodotti di reazione è elevato e l'effetto parete è più rilevante rispetto a un  $\text{BF}_3$ . Un'altra possibilità consiste nell'aggiungere una piccola quantità di gas più pesante nell'  ${}^3\text{He}$  per aumentarne il potere frenante [21].

I contatori a  ${}^3\text{He}$  possono operare a pressioni più alte degli equivalenti rivelatori a  $\text{BF}_3$ , con un coefficiente di moltiplicazione nel gas accettabile e sono quindi preferiti per quelle applicazioni in cui è importante una massima efficienza di rivelazione. Il Q-valore della reazione più basso, tuttavia, rende la discriminazione  $\gamma$  più difficile che in un  $\text{BF}_3$  equivalente. Quando l'irraggiamento  $\gamma$  è elevato, il pile-up risultante può raggiungere un'ampiezza tale che una separazione netta dagli impulsi generati dai neutroni non è più possibile. Per minimizzare questo effetto, si aggiunge al gas una parte di  $\text{CO}_2$  o  $\text{Ar}$  per accelerare la deriva elettronica e ottenere tempi di formazione degli impulsi più brevi [21].

### Contatori a fissione

Un grande vantaggio della reazione di fissione è dato dalla grande quantità di energia liberata nella reazione (200 MeV), di cui circa 160 MeV sotto forma di energia cinetica dei frammenti di fissione. Grazie a questa caratteristica, si possono ottenere conteggi di fondo bassi e la rivelazione di neutroni può avvenire anche per bassi ratei. In alcuni tipi di rivelatori (ad esempio negli

scintillatori) l'impulso di uscita non riflette sempre linearmente l'energia delle particelle eccitanti. Le non-linearità sono particolarmente importanti per particelle fortemente ionizzanti come i frammenti di fissione. Di conseguenza la grandezza degli impulsi indotti dai neutroni potrebbe essere inferiore a quanto atteso nel caso di perfetta linearità con l'energia.

Il rivelatore a fissione più comunemente utilizzato è costituito da una camera a ionizzazione la cui superficie interna è ricoperta da un deposito di fissile. Le dimensioni dei rivelatori sono simili a quelle dei rivelatori di particelle  $\alpha$ , poiché il percorso medio di un frammento di fissione è pari a circa la metà di quello di particelle  $\alpha$  da 5 MeV. Inoltre, poiché il frammento di fissione ha una grande carica iniziale, si nota il fenomeno del *pile-up di carica*: la perdita di energia all'inizio della traccia è molto alta e decresce al rallentare della velocità e al crescere delle cariche raccolte.

I due frammenti di fissione sono creati in direzioni opposte. Rivelatori con deposito solido di materiale fissile rispondono quindi solo al singolo frammento che è diretto verso il volume attivo della camera.

I materiali fissili usati nella costruzione delle camere a fissione sono quasi sempre emettitori  $\alpha$ . Ne consegue che camere a fissione tipiche hanno un fondo  $\alpha$  indesiderato e irriducibile. Poiché la media delle energie degli  $\alpha$  è di 5 MeV, mentre la media dell'energia di un frammento di fissione è 10 volte maggiore, la discriminazione in ampiezza è abbastanza semplice [21].

### 2.1.2 Scelta del rivelatore

La scelta sul tipo di rivelatore da utilizzare è caduta sul tubo  $BF_3$ , che presenta i seguenti vantaggi:

- Spiccate capacità di discriminazione  $\gamma$ , facilitate dalla presenza di un *counting plateau* netto.

- Disponibilità commerciale a costi contenuti e su vasta scala.
- Sufficienti proprietà di gas proporzionale.
- Buona efficienza dovuta alla relativa facilità di arricchimento del boro in  $^{10}B$ .

In particolare, il rivelatore utilizzato è un tubo  $BF_3$  Centronic ©, le cui caratteristiche sono indicate di seguito:

- Diametro del catodo: 25 mm;
- Diametro dell'anodo: 50  $\mu\text{m}$ ;
- Lunghezza attiva: 25 cm;
- Pressione del  $BF_3$ : 20 cmHg;
- Tensione di lavoro nominale: 1342 V;
- Coefficiente di moltiplicazione nominale: 28,6.

Sono di seguito indicati gli svantaggi legati agli altri tipi di rivelatori, che hanno fatto propendere la scelta verso il  $BF_3$ :

- **Contatori rivestiti di boro:** Bassa discriminazione  $\gamma$ , dovuta all'assenza di un *plateau* di conteggio nello spettro in energia. Bassa stabilità a lungo termine.
- **Scintillatori caricati di boro:** Bassa resa in luce. Bassa discriminazione  $\gamma$ . Scarsa diffusione commerciale.
- **Scintillatori contenenti litio:** Bassa discriminazione  $\gamma$ . Scarsa diffusione commerciale.

- **Rivelatori a  $^3\text{He}$ :** Bassa discriminazione  $\gamma$ , dovuta al *plateau* di conteggio poco definito (lo spettro in energia è caratterizzato da una piccola differenza tra la parte dovuta agli eventi  $\gamma$  ed i gradini dovuti agli effetti parete). Intervallo di tensioni di lavoro ridotto. Difficoltà di reperimento [17].
- **Camere a fissione.** Necessità di misure di salvaguardia a causa della presenza al loro interno di uranio arricchito in  $^{235}\text{U}$ . Costo alto. Scarsa diffusione commerciale. Funzionamento ottimizzato solo in presenza di alti flussi neutronici.

### 2.1.3 Funzionamento di un tubo $\text{BF}_3$

#### Moltiplicazione del gas

La moltiplicazione è una conseguenza dell'aumento del campo elettrico all'interno del gas fino a un valore sufficientemente alto. In assenza di tale campo, gli elettroni e gli ioni creati dalla radiazione incidente si dirigono semplicemente verso i rispettivi elettrodi. Durante la migrazione di queste cariche, avvengono molte collisioni con le molecole neutre del gas. A causa della loro bassa mobilità, gli ioni positivi o negativi raggiungono una bassa energia media a seguito di queste collisioni. Gli elettroni liberi, d'altra parte, sono facilmente accelerati dal campo elettrico applicato e raggiungono una considerevole energia cinetica. Se questa energia è maggiore dell'energia di ionizzazione di una molecola del gas, è possibile che nella collisione si formi un'ulteriore coppia di ioni. Poiché l'energia media dell'elettrone durante le collisioni cresce al crescere del campo elettrico, c'è un valore di soglia sopra cui la ionizzazione secondaria diventa possibile. Per gas tipici, a pressione atmosferica, il campo di soglia è dell'ordine di  $10^6\text{V/m}$  [22].

L'elettrone liberato da questo processo di ionizzazione secondario sarà accelerato dal campo elettrico. Durante la successiva deriva, esso va incontro a collisioni con le molecole del gas e crea ionizzazione aggiuntiva. Il processo di moltiplicazione del gas assume quindi la forma di una cascata, in cui ciascun elettrone libero creato in una collisione può potenzialmente creare più elettroni liberi attraverso lo stesso processo. L'incremento frazionario del numero di elettroni per unità di lunghezza di cammino è governato dall'equazione di Townsend:

$$\frac{dn}{n} = \alpha(E) \cdot dx \quad (2.5)$$

dove  $\alpha(E)$  è il coefficiente di Townsend per il gas. Il suo valore è zero per campi elettrici sotto la soglia e cresce al crescere dell'intensità del campo. Per un campo spazialmente uniforme (ad esempio in una geometria a facce piane parallele), si suppone  $\alpha(E) = \alpha$ , costante. La soluzione dell'equazione di Townsend esprime l'andamento della densità di elettroni in funzione della distanza percorsa, al procedere della cascata:

$$n(x) = n_0 \cdot e^{\alpha x} \quad (2.6)$$

La geometria utilizzata è quasi sempre quella cilindrica. In questo caso il campo elettrico cresce nella direzione della cascata, e la crescita con la distanza è ancora più marcata. Nel contatore proporzionale, la cascata termina quando tutti gli elettroni liberi sono stati raccolti sull'anodo. Sotto opportune condizioni, il numero di eventi di ionizzazioni secondarie può essere mantenuto proporzionale al numero di coppie di ioni primari formate, ed il numero totale di ioni può essere moltiplicato per un fattore pari a molte migliaia. Questa amplificazione di carica all'interno del rivelatore riduce la

necessità di amplificatori esterni e dà luogo a ottime caratteristiche segnale / rumore in confronto alle camere a ionizzazione a impulsi.

L'anodo consiste di un sottile filo posizionato lungo l'asse di un tubo cavo, che funge da catodo. La polarità della differenza di potenziale applicata è importante, poiché gli elettroni devono essere attirati verso l'anodo centrale. Questa polarità è necessaria per 2 motivi:

1. La moltiplicazione richiede valori del campo elettrico sopra il valore di soglia. In geometria cilindrica il campo elettrico a una distanza  $r$  dall'anodo centrale vale:

$$E(r) = \frac{V}{r \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (2.7)$$

dove  $V$  è la differenza di potenziale applicata tra anodo e catodo,  $a$  è il raggio dell'anodo,  $b$  il raggio interno del catodo. Ne consegue che alti valori del campo elettrico si ottengono nelle immediate vicinanze dell'anodo, dove  $r$  è piccolo. Poiché gli elettroni si dirigono verso l'anodo, essi saranno attratti nella zona ad alto campo elettrico.

2. Se si raggiunge una moltiplicazione uniforme per tutte le coppie di ioni formate dall'interazione della radiazione iniziale, la regione di moltiplicazione del gas deve essere confinata a un volume piccolo. Sotto queste condizioni, quasi tutte le coppie di ioni primarie sono formate al di fuori della regione di moltiplicazione, e l'elettrone primario deriva semplicemente verso quella regione prima che la moltiplicazione abbia luogo. Perciò ciascun elettrone va incontro allo stesso processo, indipendentemente dal suo punto di formazione originario.



### Calcolo del fattore di moltiplicazione

Lo studio del processo di moltiplicazione nel gas è normalmente diviso in due parti. La risposta del rivelatore al singolo elettrone è definita come la carica totale sviluppata nel gas se la cascata è iniziata da un singolo elettrone originato al di fuori della regione di moltiplicazione. Se la risposta al singolo elettrone è nota, si possono dedurre le proprietà di ampiezza degli impulsi creati da molte coppie di ioni iniziali. Posto che il campo elettrico non sia distorto da effetti di carica spaziale e che ciascuna cascata sia indipendente, la carica totale generata vale:

$$Q = n_0 \cdot e \cdot M \quad (2.8)$$

dove  $n_0$  è il numero di coppie di ioni primarie formate,  $M$  il fattore di moltiplicazione medio del gas, e la carica dell'elettrone.

Si ipotizza che l'unico processo di moltiplicazione presente sia quello che riguarda la collisione tra elettroni, che nessun elettrone sia perso per formazione di ioni negativi, e che gli effetti di carica spaziale siano trascurabili.

Risolvendo l'equazione di Townsend [22], si ricava che in geometria cilindrica l'espressione del fattore di moltiplicazione  $M$  in funzione dei parametri operativi vale:

$$\ln(M) = \frac{V}{\ln(\frac{b}{a})} \cdot \frac{\ln 2}{\Delta V} \cdot \left( \ln \left( \frac{V}{p \cdot a \cdot \ln(\frac{b}{a})} \right) - \ln K \right) \quad (2.9)$$

dove  $M$  è il fattore di moltiplicazione del gas,  $V$  è la differenza di potenziale applicata,  $a$  il raggio dell'anodo,  $b$  il raggio del catodo,  $p$  la pressione del gas,  $K$  il minimo valore di  $E/p$  sotto cui la moltiplicazione non può avvenire. L'equazione mostra che il valore del fattore di moltiplicazione cresce esponenzialmente con la differenza di potenziale applicata. Se ne deduce che

il contatore proporzionale deve operare con generatori di tensione estremamente stabili per evitare significative variazioni nel valore di  $M$  nel corso della misura.

### **Effetti di carica spaziale**

Nel processo di valanga sono creati sia elettroni che ioni. Gli elettroni sono raccolti in maniera entro qualche qualche ns dall'anodo, mentre gli ioni si muovono più lentamente e diffondono gradualmente attraverso una deriva verso le pareti del catodo. La carica spaziale rappresentata da queste cariche positive nette può, sotto certe circostanze, distorcere apprezzabilmente il valore del campo elettrico. Poiché gli ioni sono formati preferenzialmente vicino all'anodo, dove ha luogo la maggior parte della moltiplicazione, a piccoli raggi gli effetti di carica spaziale ridurranno il valore del campo elettrico. Inoltre, poiché l'ammontare di tale riduzione varia in base alla specifica geometria di ogni evento di ionizzazione primario, la risoluzione energetica del contatore proporzionale può essere influenzata da non-linearità di carica spaziali.

Esistono due diverse categorie di effetti di carica spaziali:

- Gli **effetti auto-indotti**, che avvengono quando il guadagno del gas è sufficientemente alto da fare in modo che gli ioni positivi formati possano alterare il campo e ridurre il numero di elettroni prodotti nei passi successivi della valanga. Questo effetto dipende dall'entità della moltiplicazione del gas e dalla geometria del tubo, ma non dal rateo di conteggio.
- L' **effetto di carica spaziale generale**, che include l'effetto cumulativo degli ioni positivi provenienti da diverse valanghe. Tale effetto diventa sempre più significativo al crescere del rateo di conteggio.

### Caratteristiche temporali del segnale generato

Virtualmente tutta la carica generata all'interno del tubo ha origine all'interno della regione di valanga, indipendentemente da dove le coppie di ioni sono formate. La storia dell'impulso è divisibile in due parti:

- Il **tempo di deriva**, richiesto dagli elettroni liberi creati dalla radiazione per andare dalla loro posizione originale alla regione vicino all'anodo dove avviene la moltiplicazione.
- il **tempo di moltiplicazione**, richiesto per il completamento della valanga.

L'effetto del tempo di deriva è di introdurre un ritardo tra il tempo di formazione della coppia di ioni e l'inizio del corrispondente segnale di uscita. Il tempo di deriva è maggiore del tempo di moltiplicazione e varia in base alla posizione radiale della coppia di ioni primaria all'interno del tubo.

Poiché la maggior parte degli ioni e degli elettroni sono creati vicino all'anodo, la parte più importante del segnale di uscita è da attribuire alla deriva degli ioni positivi piuttosto che al movimento degli elettroni. Inizialmente, gli ioni positivi sono in una regione ad alto campo elettrico e si muovono rapidamente, dando luogo ad una componente iniziale dell'impulso rapidamente crescente. In seguito, gli ioni raggiungono una regione del tubo dove il campo è minore e la loro velocità di deriva diminuisce. L'ultima parte del segnale è generata perciò lentamente e spesso non è osservata sperimentalmente a causa dei tempi di formatura dei circuiti elettronici impiegati.

In generale, l'energia assorbita  $dE$  dal moto di una carica positiva  $Q$  attraverso una differenza di potenziale  $d\phi$  è data da:

$$dE = -Qd\phi \tag{2.10}$$

In termini del campo elettrico  $\left(E(r) = -\frac{d\varphi(r)}{dr}\right)$ :

$$\frac{dE}{dr} = Q \cdot E(r) = Q \frac{V_0}{r \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (2.11)$$

Si ipotizza che  $n_0$  elettroni e ioni positivi siano formati nella valanga a distanza fissata  $\rho$  dalla superficie dell'anodo. Definendo  $Q = n_0 e$ , l'energia assorbita dal moto degli ioni positivi verso il catodo vale:

$$E^+ = \int_{a+\rho}^b \frac{dE}{dr} dr = \frac{QV_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \int_{a+\rho}^b \frac{dr}{r} = \frac{QV_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \ln\left(\frac{b}{a+\rho}\right) \quad (2.12)$$

L'energia assorbita dal moto degli elettroni verso l'anodo vale, dualmente:

$$E^- = \frac{QV_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \int_{a+\rho}^b \frac{dr}{r} = \frac{QV_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \ln\left(\frac{a+\rho}{b}\right) \quad (2.13)$$

Dalle equazioni 2.12 e 2.13, il rapporto tra il segnale di ampiezza dovuto agli elettroni e quello dovuto alla deriva dagli ioni è dato da:

$$\frac{E^-}{E^+} = \frac{\ln[(a+\rho)/a]}{\ln[b/(a+\rho)]} \quad (2.14)$$

Scegliendo dimensioni tipiche dei tubi ( $a = 25 \mu\text{m}$ ,  $b = 1 \text{ cm}$ ) e fissando  $\rho = 3 \mu\text{m}$ , si trova:

$$\frac{E^-}{E^+} = 0,019 \quad (2.15)$$

Si nota che meno del 2% del segnale massimo deriva dal moto degli elettroni, mentre è la deriva ionica che domina la formazione dell'impulso. Si procede d'ora in poi trascurando il contributo degli elettroni ed ipotizzando che l'intero segnale si sviluppi dalla deriva degli ioni che sono creati essenzialmente alla superficie dell'anodo. Dall'equazione 2.7 si ricava che la velocità di deriva degli ioni varia con la posizione radiale:

$$v^+(r) = \frac{\mu E(r)}{p} = \frac{\mu}{p} \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r} \quad (2.16)$$

Introducendo questa espressione nella legge del moto:

$$\int_a^{r(t)} \frac{dr}{v^+(r)} = \int_0^t dt \quad (2.17)$$

Integrando, si ottiene la seguente espressione per la posizione degli ioni in funzione del tempo:

$$r(t) = \left( 2 \frac{\mu}{p} \frac{V_0}{\ln(b/a)} t + a^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

Il tempo richiesto per raccogliere gli ioni si può ricavare sostituendo  $r(t) = b$  nell'espressione sopra:

$$t^+ = \frac{(b^2 - a^2) p \ln(b/a)}{2\mu V_0} \quad (2.19)$$

L'energia assorbita dal moto degli ioni in funzione del tempo vale:

$$E^+(t) = \frac{QV_0}{\ln(b/a)} \int_a^{r(t)} \frac{dr}{r} = \frac{QV_0}{\ln(b/a)} \ln \left( \frac{r(t)}{a} \right) \quad (2.20)$$

Sostituendo l'equazione 2.18 per  $r(t)$  nell'espressione sopra ed imponendo  $V_R(t) = \frac{E^+(t)}{CV_0}$ , si ricava il profilo dell'impulso del segnale:

$$V_R(t) = \frac{Q}{C} \frac{1}{\ln(b/a)} \ln \left( \frac{2\mu V_0}{a^2 p \ln(b/a)} t + 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

Tale espressione sarà utilizzata come riferimento per valutare i segnali di uscita acquisiti dal rivelatore a seguito dell'incidenza di neutroni sul volume attivo del sistema.

### Raccolta di carica attesa per singolo evento di deposizione

Una prima stima della quantità di carica depositata da un neutrone incidente nella regione attiva del rivelatore può essere ottenuta sotto la validità di alcune ipotesi:

1. Il neutrone non va incontro ad effetto parete, quindi la sua carica viene depositata per intero all'interno della regione attiva;
2. La reazione indotta dal neutrone dà luogo alla formazione di  $\alpha$  e  ${}^7\text{Li}^*$ , con il rilascio di un'energia pari a 2,310 MeV;
3. Il coefficiente di moltiplicazione è pari a quello nominale del rivelatore:  
 $M = 28,6$ .

La raccolta di carica attesa da un singolo evento di deposizione è quindi pari a:

$$Q = \frac{2,310\text{MeV} \cdot M \cdot q}{W} = \frac{2,31\text{MeV} \cdot 28,6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{33\text{eV}} = 320\text{fC} \quad (2.22)$$

dove  $M$  è il coefficiente di moltiplicazione,  $q$  la carica dell'elettrone,  $W$  l'energia richiesta per la formazione di una coppia elettrone/ione (pari a 33 eV per il  $\text{BF}_3$ ).

Il valore così calcolato rappresenta una stima approssimativa della carica realmente raccolta per singolo evento. Le ipotesi elencate sopra sono infatti stringenti, soprattutto la prima: l'effetto parete è infatti inevitabile per la maggior parte delle reazioni, a causa delle ridotte dimensioni del tubo (vedi Sezione 2.1.1).

## 2.2 L'elettronica

### 2.2.1 Elettronica di un rivelatore a impulsi

La catena di acquisizione di un contatore  $\text{BF}_3$  con funzionamento ad impulsi prevede la presenza di alcuni componenti:

- Il **rivelatore**, che fornisce in uscita un segnale di carica generato dal neutrone incidente nel suo volume attivo. Si ottiene un'adeguata raccolta di carica in qualche  $\mu s$  [23].
- Il segnale di carica in uscita dal  $BF_3$  entra in un **preamplificatore**, che lo trasforma in segnale di tensione. Lavorando con un  $BF_3$  si ottengono segnali di tensione di picco pari a circa  $10 \text{ mV} \cdot M$  per ogni evento di piena deposizione di carica da parte di un neutrone, dove  $M$  è il coefficiente di moltiplicazione [30]. Si rende il tempo di salita del segnale in uscita il più breve possibile, mentre si imposta un tempo di decadimento pari a  $50 \div 100 \mu s$ , per fare in modo che si abbia una piena raccolta di carica prima che avvenga il decadimento del segnale [23].
- Il segnale di tensione in uscita dal preamplificatore entra in un **amplificatore**, che lo amplifica (moltiplicandolo per una costante  $A$ , tipicamente variabile tra 10 e 500) e lo forma, conferendogli un andamento simile ad una gaussiana. L'altezza del segnale di uscita è proporzionale alla carica. Tale amplificazione ha lo scopo di sfruttare al meglio l'intera dinamica di uscita, tipicamente compresa tra 0 e 10 V. La larghezza del segnale così formato è ridotta a qualche  $\mu s$  [23].
- Affinché gli impulsi possano essere discriminati da un contatore, il segnale deve essere convertito in un impulso logico. Questa conversione è effettuata da un **Single Channel Analyser (SCA)**, che, attraverso livelli di discriminazione opportunamente fissati, restituisce un impulso logico solo se l'ampiezza del segnale di ingresso è compresa all'interno di due livelli di discriminazione: ULD e LLD (Upper e Lower Level Discriminator). La maggior parte dei SCA permette una regolazione

dei due livelli di discriminazione ed, eventualmente, l'eliminazione dell'ULD. In questo caso si restituisce un impulso logico se l'ampiezza del segnale di ingresso è superiore al LLD. La sequenza dei segnali logici in uscita forma un segnale TTL (Transistor-Transistor Logic).

- Il segnale TTL entra in un **contatore**, che restituisce il numero di segnali logici, corrispondenti al numero di neutroni rivelati dal  $BF_3$ .

### **Necessità di progettare un nuovo tipo di elettronica**

Così come riportato nella Sezione 1.3, per garantire un corretto funzionamento del nuovo sistema di rivelazione all'interno di un campo pulsato di neutroni, la catena di acquisizione di un rivelatore ad impulsi non è utilizzabile, perché, nel caso di campi pulsati di forte intensità, si avrebbe un pile-up dei segnali in uscita e la catena di conteggio discriminerebbe con difficoltà i diversi eventi di deposizione di energia. Nel caso di tempi di formazione pari a qualche  $\mu s$ , si incontrano problemi già per ratei di fluensa neutronica dell'ordine di  $10^4 s^{-1}$ .

L'idea proposta per superare questo problema consiste nello sviluppo di un circuito elettronico di lettura del segnale che preservi l'informazione anche nel caso di impulsi affetti da pile-up. Per ottenere questo risultato è stato utilizzato un amplificatore veloce del tipo corrente - tensione che permetta di misurare l'evoluzione nel tempo della corrente prodotta da un evento all'interno del rivelatore. Con un sistema di questo tipo il valore di misura della carica raccolta è dato dall'integrale nel tempo del segnale di corrente. In questo modo, anche in presenza di pile-up di segnali, è comunque possibile risalire alla carica totale rilasciata nel rivelatore e quindi al numero di eventi che l'hanno generata. In linea di principio un amplificatore lineare corrente-tensione sarebbe idoneo allo scopo, ma dal momento che non è



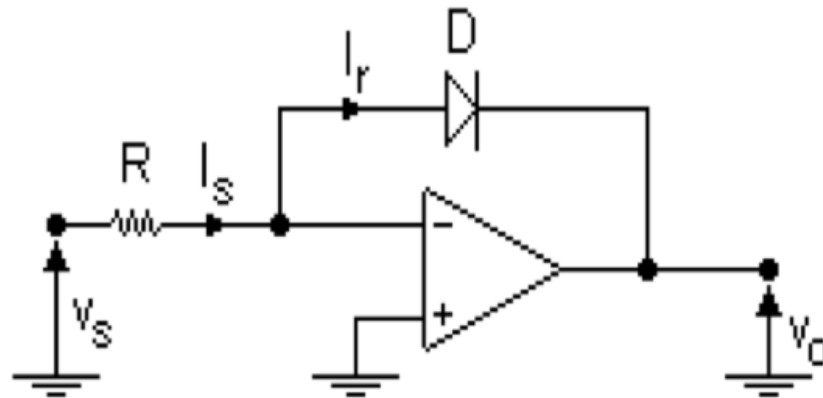


Figura 2.2: Esempio di circuito che svolge le funzioni di amplificatore logaritmico, in configurazione invertente.

possibile conoscere a priori il numero di eventi che subiscono pile-up, è più efficiente utilizzare un amplificatore logaritmico, così da ottenere un'elevata dinamica di funzionamento.

Il sistema non prevede la presenza ne' di una catena di amplificazione - preamplificazione, ne' di un Channel Analyser. Non sussistono quindi i problemi legati alle costanti di formatura del segnale ed ai livelli di discriminazione necessari per formare il segnale TTL.

## 2.2.2 L'amplificatore logaritmico

### Principio fondamentale

Il più semplice circuito che svolga la funzione di amplificare in modo logaritmico un segnale di ingresso è quello rappresentato in Figura 2.2, in cui si suppone che l'amplificatore operazionale sia ideale.

Si ha:

$$V_0 = [\ln(RI_0) - \ln V_S] V_T = -V_T \ln \left( \frac{V_S}{RI_0} \right) \quad (2.23)$$

dove  $I_0$  è la corrente di fuga del diodo in polarizzazione inversa,  $V_T = \frac{KT}{q}$  è la tensione termica e vale 25,69 mV a 25 °C.

*Dimostrazione.* Se si è in piena conduzione, si ha, per le note proprietà caratteristiche dei diodi:  $V_{AK} \geq 0,7 \text{ V}$

$$\Rightarrow I_r = I_0(e^{\frac{V_{AK}}{V_T}} - 1) \cong I_0 e^{\frac{V_{AK}}{V_T}}$$

In un amplificatore operazionale ideale la corrente in uscita dall'amplificatore stesso è nulla e si ha:  $I_S = I_r = \frac{V_S}{R}$

$$\Rightarrow \frac{V_S}{R} = I_0 e^{\frac{V_{AK}}{V_T}}$$

Visto che  $V_{AK} = -V_0$ , si ricava:

$$\frac{V_S}{R} = I_0 e^{-\frac{V_0}{V_T}}$$

e, quindi,

$$-\frac{V_0}{V_T} = \ln\left(\frac{V_S}{RI_0}\right).$$

Di conseguenza, si ottiene la seguente espressione per la tensione sul morsetto di uscita:

$$V_0 = -V_T \ln\left(\frac{V_S}{RI_0}\right) = -V_T [\ln V_S - \ln(RI_0)].$$

□

Come si può osservare, si è realizzata una dipendenza logaritmica, a meno di alcuni valori come  $V_T$ ,  $R$  ed  $I_0$ , tra la differenza potenziale presente tra il morsetto di uscita e terra e la tensione  $V_S$  presente sul morsetto di ingresso.

Lo stesso circuito può essere realizzato utilizzando un transistor al posto del diodo. Nell'equazione vista sopra è necessario sostituire  $V_{BE}$  a  $V_{AK}$  e  $I_{CS}$  (ovvero la corrente di collettore rilevata con  $V_{BE} = 0$ ) alla corrente  $I_0$ .

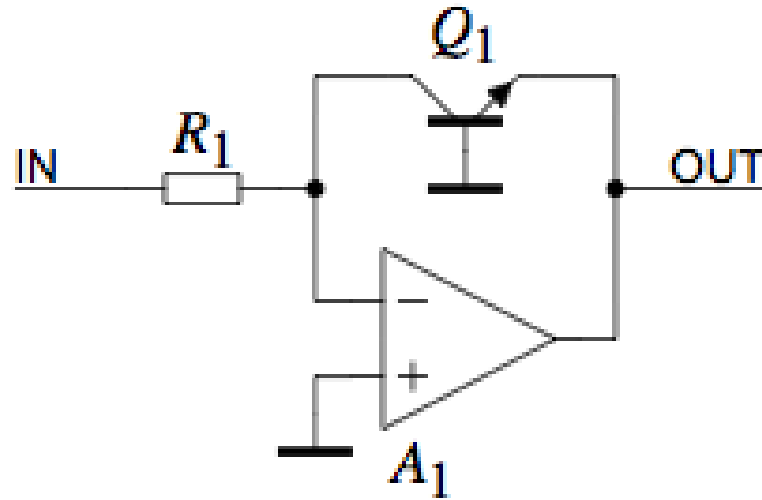


Figura 2.3: Amplificatore logaritmico realizzato attraverso la presenza di un transistor bipolare.

### Soluzioni adottate nei casi più semplici

Come indicato in precedenza, è possibile ottenere la realizzazione di una funzione logaritmica attraverso l'utilizzo di un circuito contenente un diodo o un transistor bipolare, poiché essi possiedono una relazione logaritmica quasi perfetta tra tensione e corrente. La tensione  $V_{BE}$  di un transistor bipolare segue logaritmicamente la corrente di collettore  $I_C$ :

$$V_{BE} = V_T \ln \left( \frac{I_C}{I_S} \right) \quad (2.24)$$

dove  $V_T$  è la tensione termica,  $I_S$  è la corrente di saturazione.  $I_S$  vale circa  $10^{-16}$  A a  $25^\circ\text{C}$ , ma mostra una fortissima variazione in funzione della temperatura, anche di un fattore  $10^9$  [25].

Questo principio può essere utilizzato realizzando un semplice circuito (vedi Figura 2.3), in cui il transistor bipolare è posto come elemento di

retroazione ad un amplificatore operazionale in configurazione invertente. Si ottiene una tensione di uscita pari a:

$$V_{OUT} = -V_T \ln \left( \frac{V_{IN}}{I_S R_1} \right) \quad (2.25)$$

In questa equazione sono presenti due termini dipendenti dalla temperatura: la tensione termica  $V_T$  e la corrente di saturazione  $I_S$ . E' quindi opportuno introdurre una compensazione in temperatura. Allo stesso modo, sarebbe preferibile che la funzione logaritmica facesse riferimento ad un valore di corrente noto, piuttosto che alla corrente di saturazione  $I_S$ .

Entrambe queste richieste sono soddisfatte utilizzando il circuito in Figura 2.4, in cui è presente una coppia di transistori bipolari. In questo modo la differenza tra le due tensioni base-emettitore vale:

$$V_{BE1} - V_{BE2} = V_T \cdot \ln \left( \frac{I_{C1}}{I_{C2}} \right) = V_T \cdot \ln \left( \frac{V_{IN}}{I_{REF} R_1} \right) \quad (2.26)$$

Quindi, la tensione risultante di uscita può essere espressa come:

$$V_{OUT} = -V_T \left( 1 + \frac{R_2}{R_{TC}} \right) \ln \left( \frac{V_{IN}}{I_{REF} R_1} \right) \quad (2.27)$$

Poiché questa equazione della tensione di uscita è ancora dipendente dalla temperatura, si utilizza uno speciale resistore  $R_{TC}$  con un coefficiente di temperatura positivo ( $3300 \div 3500 \text{ ppm/K}$ ). Tuttavia, questi resistori sono poco comuni come componenti discreti. Allo stesso modo, in circuiti discreti l'inseguimento di temperatura tra il resistore  $R_{TC}$  e la coppia di transistori bipolari è abbastanza difficile da mantenere. E' possibile ottenere lo stesso risultato attraverso resistenze poste all'interno di circuiti integrati e realizzate utilizzando due diversi materiali, ma in questo caso la tensione di uscita sarebbe sensibile a variazioni difficili da controllare.

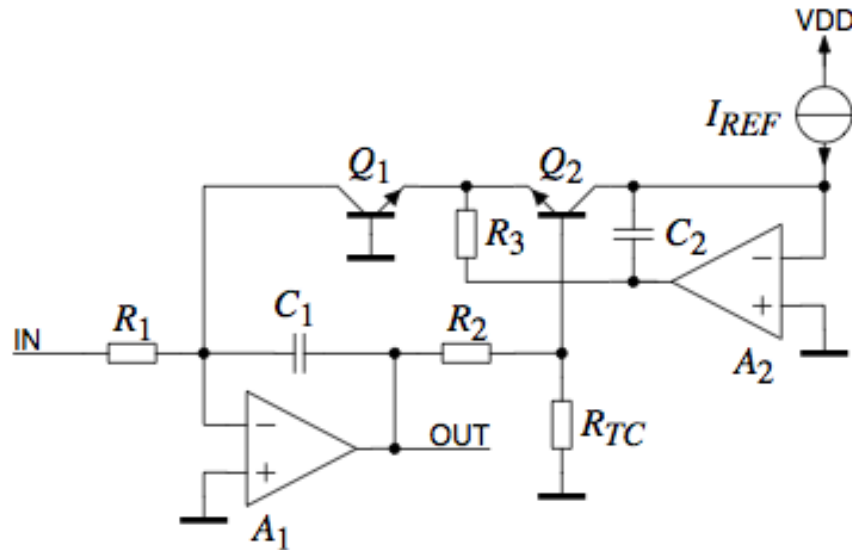


Figura 2.4: Amplificatore logaritmico compensato in temperatura.

Ogni capacità parassita presente nei due anelli di retroazione dell'amplificatore logaritmico porterebbe un ritardo di fase ad alte frequenze. La compensazione interna degli amplificatori operazionali non può quindi assicurare stabilità in questa applicazione. Per questo motivo si inseriscono all'interno del circuito due capacità di compensazione,  $C_1$  e  $C_2$ , che eliminano il problema ad alte frequenze, assicurando la stabilità richiesta.

La compensazione in temperatura mostrata in circuito è tra le più semplici possibili. Gli amplificatori utilizzati nella costruzione del rivelatore presentano compensazioni interne più complesse, che permettono una forte stabilità in temperatura.

### 2.2.3 Gli amplificatori utilizzati

Una delle caratteristiche peculiari degli amplificatori logaritmici (d'ora in poi AmpLog) è la loro dinamica di funzionamento, particolarmente lenta rispetto

ai tradizionali amplificatori operazionali. La disponibilità sul mercato di AmpLog è ampia, ma la caratteristica essenziale affinché amplificatori di questo tipo possano essere utilizzati nel rivelatore in analisi è una dinamica di funzionamento sufficientemente veloce. Questa caratteristica riduce la possibilità di scelta. Sono stati individuati due AmpLog con funzionamento compatibile con le necessità del rivelatore per campi pulsati: l'Analog Devices AD8304 e il Texas Instruments LOG114.

Nei circuiti di amplificazione logaritmica il transistor inserisce un guadagno proporzionale alla sua transconduttanza, proporzionale a sua volta alla corrente di segnale. L'amplificatore operazionale è stabile a guadagno unitario. Se la retroazione dà luogo a guadagno  $\geq 1$ , si ottiene un'instabilità complessiva del sistema.

E' stato inoltre utilizzato un terzo amplificatore, del tipo lineare utilizzato nelle catene ad impulsi, per confrontare le prestazioni degli AmpLog e valutare le eventuali distorsioni introdotte nei segnali.

### **Analog Devices AD8304**

Il circuito all'interno del quale è utilizzato l'AmpLog AD8304 è rappresentato in Figura 2.5.

Il circuito è stato progettato in due versioni, con uscita unipolare o bipolare. Nella realizzazione del circuito utilizzato per le misure si è utilizzata la configurazione in uscita bipolare.

Il dettaglio di funzionamento dell'amplificatore è illustrato di seguito. Osservando la Figura 2.6 si nota che, se i transistori sono uguali ed isotermici, dalle leggi di Kirchoff e dalle equazioni di Ebers-Moll:

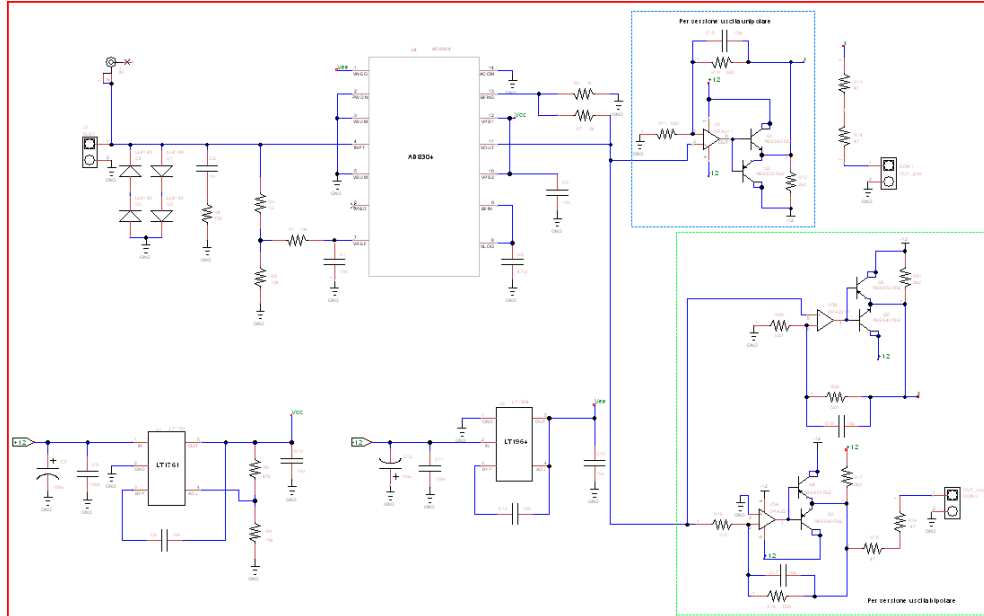


Figura 2.5: Circuito all'interno del quale è utilizzato l'amplificatore logaritmico AD8304.

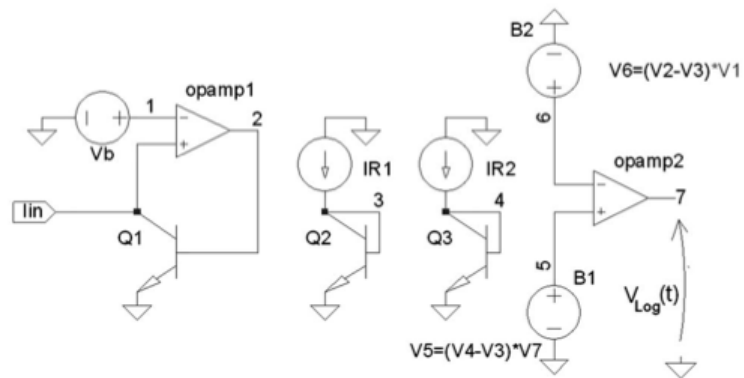


Figura 2.6: Modello circuitale semplificato dell'amplificatore logaritmico AD8304.

$$V_2 = V_T \ln \left( \frac{I_{IN}}{I_S} \right) \quad (2.28)$$

$$V_3 = V_T \ln \left( \frac{I_{R1}}{I_S} \right) \quad (2.29)$$

$$V_4 = V_T \ln \left( \frac{I_{R2}}{I_S} \right) \quad (2.30)$$

dove  $V_T = \frac{KT}{q}$ ,  $I_{IN}$  è la corrente di input,  $k$  la costante di Boltzmann,  $q$  la carica dell'elettrone.  $I_{R1}$  e  $I_{R2}$  sono le correnti di riferimento impostate dal design del circuito,  $I_S$  la corrente di saturazione di trasporto.

Combinando queste equazioni con la funzione di trasferimento dei moltiplicatori ideali  $B_1$  e  $B_2$ , si ottiene:

$$V_5 = V_7 \ln \left( \frac{I_{R2}}{I_{R1}} \right) \quad (2.31)$$

$$V_6 = V_B \ln \left( \frac{I_{IN}}{I_{R1}} \right) \quad (2.32)$$

L'amplificatore operazionale ideale opamp2 impone  $V_6 = V_5$  Perciò:

$$V_7 = V_{Log} = V_B \ln \left( \frac{I_{IN}}{I_{R1}} \right) \cdot \left[ \ln \left( \frac{I_{R2}}{I_{R1}} \right) \right]^{-1} \quad (2.33)$$

L'intercetta è fissata da  $I_{R1}$ , mentre la pendenza vale  $V_B \left[ \ln \left( \frac{I_{R2}}{I_{R1}} \right) \right]^{-1}$  e può essere variata inserendo un blocco di guadagno tra l'AmpLog ed il cable driver. Un amplificatore operazionale non connesso sul chip permette di fare questo, ottenendo così:

$$V_{LogOut}(t) = V_0 \cdot \log \left( \frac{I_{IN}(t)}{I_{R1}} \right) \quad (2.34)$$

Il problema di instabilità sopra esposto è stato risolto imponendo all'opamp1 un guadagno bassissimo (circa 3000), che sposta i poli a frequenza



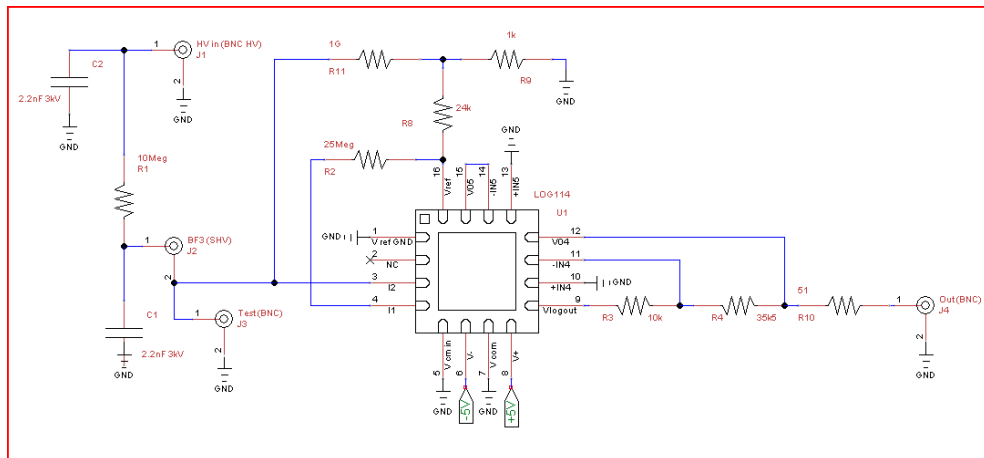


Figura 2.7: Circuito all'interno del quale è utilizzato l'amplificatore logaritmico LOG114.

molto alta. In questo modo il sistema si può valutare come se questi poli non esistessero. L'unico polo presente è dato dalla capacità sull'ingresso. Si può quindi considerare il sistema a singolo polo, in cui il guadagno è pari a circa 1/100 del guadagno di un amplificatore operazionale tradizionale.

Il montaggio di questo amplificatore all'interno del circuito è semplice, infatti il package SMD previsto può essere realizzato mediante un montaggio manuale senza eccessive difficoltà.

### Texas Instruments LOG114

Il circuito all'interno del quale è utilizzato l'AmpLog LOG114 è rappresentato in Figura 2.7.

Il LOG114 può essere utilizzato in doppia o singola alimentazione. Nel sistema in analisi, il circuito è stato realizzato in doppia alimentazione. In Figura 2.8 è indicato un modello circuitale in cui sono specificate le componenti interne dell'AmpLog. La soluzione adottata per rendere più veloce la dina-

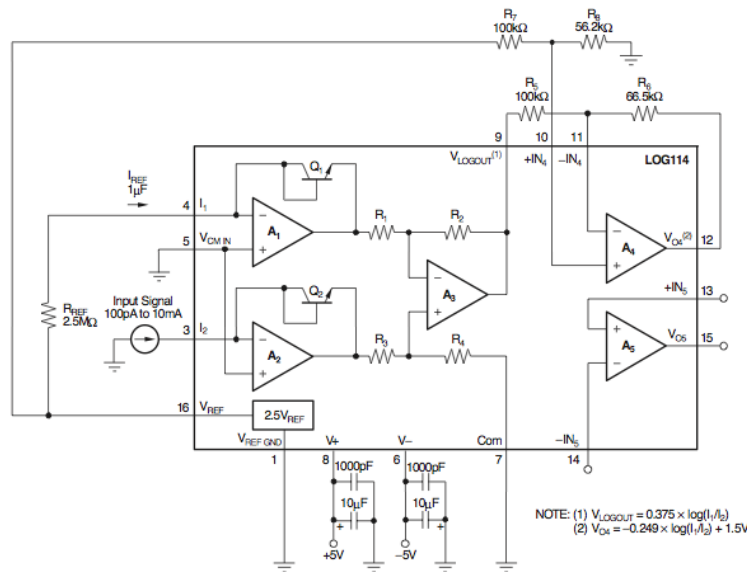


Figura 2.8: Modello circuitale dell'amplificatore logaritmico LOG114.

mica di funzionamento dell'AmpLog è stata quella di utilizzare i transistori  $Q_1$  e  $Q_2$  inseriti in questa specifica configurazione.

Il problema di instabilità esposto in precedenza è stato risolto utilizzando il transistor come diodo. La retroazione è quindi puramente passiva ed il guadagno è pari ad 1 in ogni condizione. Di conseguenza la stabilità del sistema è garantita sotto qualunque condizione di funzionamento. L'assenza di componenti di compensazione permette a questo amplificatore di poter essere caratterizzato da una dinamica di funzionamento più veloce degli altri AmpLog.

Il montaggio del LOG114 all'interno del circuito è piuttosto complesso. Infatti le attrezzature necessarie per effettuare le saldature che garantiscano un perfetto montaggio del componente non sono disponibili all'interno del nostro laboratorio. Di conseguenza il circuito è stato realizzato manualmente sotto forma di prototipo.

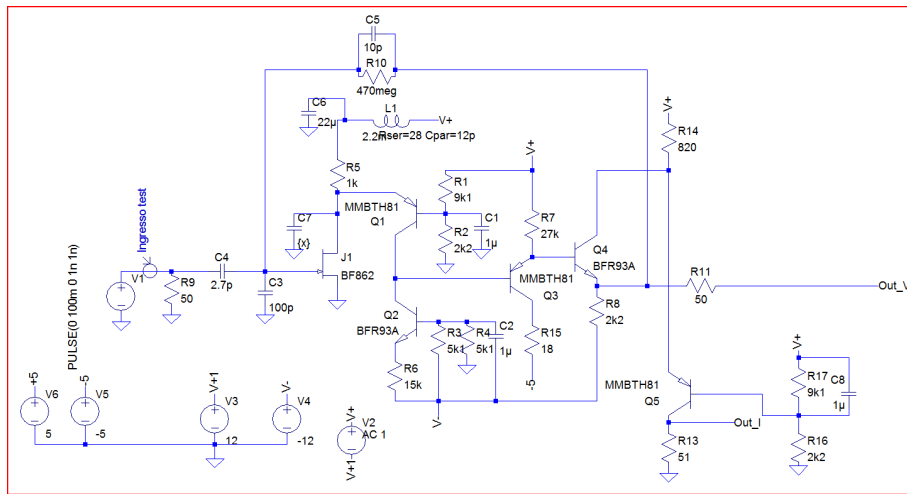


Figura 2.9: Schema di funzionamento dell'amplificatore lineare.

### Amplificatore lineare

E' stato utilizzato un amplificatore lineare, con dinamica di funzionamento particolarmente veloce, del tipo normalmente utilizzato nelle catene di rivelazione ad impulsi. Lo schema del componente è riportato in Figura 2.9.

Il segnale in uscita dal circuito è un segnale di corrente perché, a differenza degli schemi comunemente utilizzati nelle acquisizioni ad impulsi, il segnale di tensione viene derivato attraverso l'utilizzo di una capacità. Il segnale in uscita è dato da un segnale proporzionale alla carica, preso dal condensatore, ed un altro segnale proporzionale alla carica con cui viene caricato il condensatore C5 (vedi Figura 2.9).

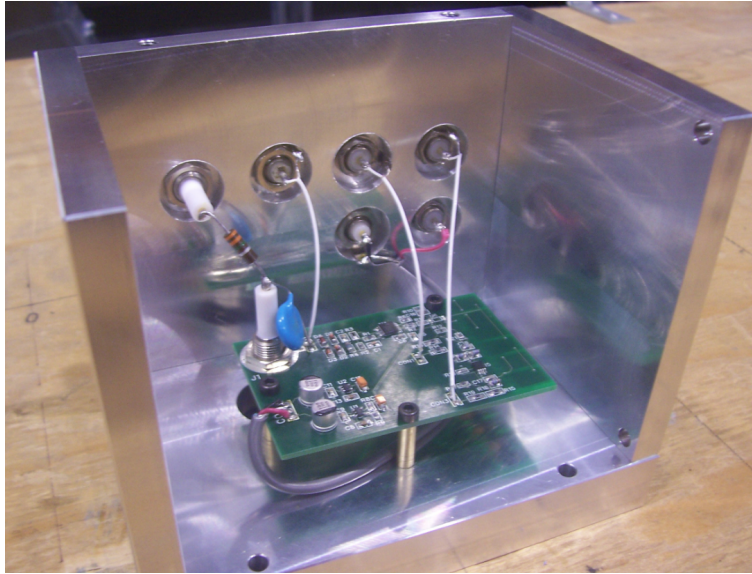


Figura 2.10: Alloggiamento del circuito stampato all'interno della scatola schermante.

## 2.3 L'ingegnerizzazione

### 2.3.1 Realizzazione dell'unità di acquisizione

I collegamenti tra i diversi componenti elettronici sono stati realizzati attraverso un circuito stampato, che funge anche da supporto per l'alloggiamento all'interno della scatola schermante (vedi Figura 2.10).

L'elettrodo interno del  $BF_3$  è connesso ad un generatore ad alta tensione, mentre quello esterno è connesso all'ingresso dell'AmpLog, che raccoglie ed elabora il segnale di corrente generato nel rivelatore. All'amplificatore è fornita una doppia alimentazione attraverso due collegamenti con un alimentatore (+/- 12 V per l'AD8304, +/- 5 V per il LOG114). Con questa configurazione, la parete esterna del rivelatore è a potenziale di terra (se si esclude il contributo dato dalla  $I_{MIN}$ ) e tutta l'elettronica di front end è riferita a terra. Non è quindi richiesto alcun isolamento ed è sufficiente uno

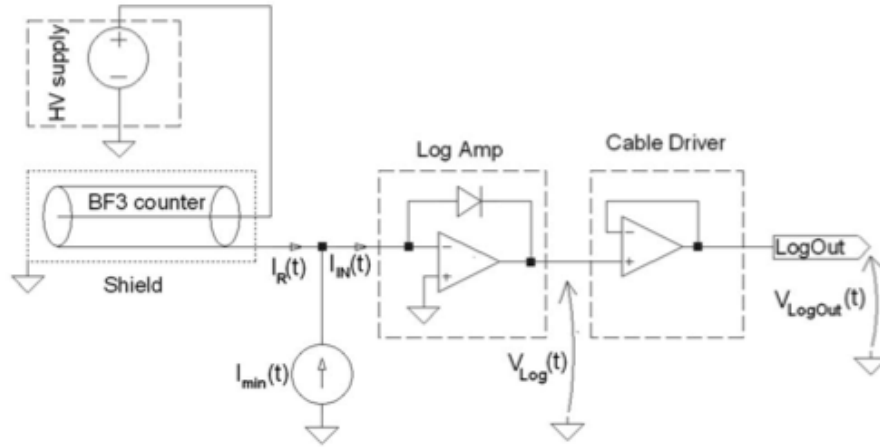


Figura 2.11: Schema generale della geometria di acquisizione.

schermo esterno per evitare la presenza di rumore nel segnale di uscita.

Gli ingressi previsti per l'AmpLog sono due: oltre a quello che raccoglie il segnale generato dal rivelatore, è previsto anche un ingresso di test.

Il segnale di tensione in uscita dall'elettronica di front end vale (vedi Figura 2.11):

$$V_{LogOut}(t) = V_0 \cdot \log \left( \frac{I_{IN}(t)}{I_{R1}} \right) \quad (2.35)$$

dove  $I_{R1}$  è una corrente costante generata all'interno dell'AmpLog. Inoltre, per evitare problemi di saturazione negativa nel caso di segnale di ingresso nullo, si aggiunge una corrente costante  $I_{MIN}$  al segnale proveniente dal rivelatore. In questo modo si ha:

$$I_{IN}(t) = I_R(t) + I_{MIN} \quad (2.36)$$

$I_{MIN}$  vale 1 nA nel caso dell'AD8304, 100 pA per il LOG114.



Figura 2.12: Parallelepipedo schermante di alluminio (dimensioni: 13 x 14 x 10 cm).

Oltre a questo segnale di uscita, è previsto anche un segnale di uscita negativa, di segno opposto, utilizzabile in caso di necessità per un'acquisizione di tipo differenziale.

Lo schermo realizzato è costituito da un parallelepipedo di alluminio di dimensioni 13 x 14 x 10 cm, le cui pareti hanno uno spessore di 2 cm. Lo schermo presenta 6 fori su di una parete (2 per l'alimentazione, 1 per l'uscita positiva, 1 per l'uscita negativa, 1 per il collegamento con il generatore di alta tensione, 1 per l'ingresso di test). Su questi fori sono presenti 5 connettori BNC ed un connettore SHV (per il collegamento con il generatore di alta tensione). Su un'altra parete è presente un foro, del diametro di 5 cm, realizzato per il collegamento del rivelatore (vedi Figura 2.12). A questo foro, mediante una filettatura, è collegato un cilindro di rame di 40 cm di altezza e 2 mm di spessore, per permettere la schermatura del rivelatore stesso. All'interno del



Figura 2.13: Rivelatore  $BF_3$  e relativo cilindro schermante di rame (altezza: 40 cm, diametro: 5 cm).

cilindro si realizza un isolamento tra le pareti del rivelatore e le pareti dello schermo attraverso uno strato di gommapiuma (vedi Figura 2.13).

La presenza di questa doppia schermatura (parallelepipedo in alluminio per l'elettronica, cilindro in rame per il rivelatore) permette una consistente riduzione del rumore ed una più accurata e precisa analisi del segnale in uscita (vedi Figura 2.13).

### 2.3.2 Specifiche di acquisizione

Nelle acquisizioni sperimentali la tensione di lavoro utilizzata per il tubo  $BF_3$  è pari a quella nominale segnalata dal produttore (1342 V), relativamente alla

quale viene fornito un valore del coefficiente di moltiplicazione  $M$  pari a 28,6.

Gli strumenti utilizzati per effettuare le misure ed analizzare i dati sono: un generatore di alta tensione Silena 7720, un generatore di corrente PicoAmpere Source 261, un alimentatore BSI ed un oscilloscopio per PC Picoscope 4424. Il programma di acquisizione utilizzato è il software PicoScope 6.



# Capitolo 3

## Caratterizzazione dell'elettronica

### 3.1 Grafici caratteristici

Come indicato nella Sezione 2.3, il segnale in uscita dall'AmpLog è un segnale in tensione. E, come tale, viene analizzato ed acquisito dall'oscilloscopio. Ma, proprio per le peculiarità di un AmpLog, per analizzare con profitto il segnale di uscita, è necessario applicare una trasformazione che riporti le informazioni in esso contenute su scala lineare. E' quindi necessario trasformare il segnale di tensione in un segnale di corrente.

Dalla relazione 2.35 ne deriva:

$$I_{IN}(t) = I_{R1} \cdot e^{\frac{V_{LogOut}(t)}{V_0}} \quad (3.1)$$

Per conoscere i valori dei parametri da utilizzare nella trasformazione è necessario caratterizzare gli amplificatori utilizzati.

Si è utilizzato un generatore di corrente collegato all'ingresso di test. Sono stati somministrati segnali di corrente sempre maggiori, partendo da 1 pA

fino a  $100 \mu\text{A}$ . I segnali di tensione in uscita sono stati valutati utilizzando come valore di riferimento una media sull'intero segnale.

Attraverso le coppie di valori (corrente in ingresso / tensione in uscita) ottenute, si è proceduto a tracciare un grafico e a calcolare la relazione esistente tra le due grandezze. Tale relazione sarà fondamentale per valutare tutti i segnali logaritmici di tensione in uscita e poterli trasformare in segnali lineari di corrente.

### 3.1.1 Amplificatore logaritmico AD8304

Nel grafico di Figura 3.1 si osservano due curve. Il grafico in blu è stato ottenuto rappresentando i valori di tensione in uscita corrispondenti a correnti in ingresso somministrate dal generatore. Questi valori non tengono in conto la corrente  $I_{MIN}$  che viene costantemente somministrata all'amplificatore per evitare problemi di saturazione negativa (vedi Sezione 2.3.1).

Le coppie di valori rappresentate nel grafico in rosso comprendono il valore della corrente  $I_{MIN}$ . I valori di corrente rappresentati nel grafico sono pari alla somma tra la corrente somministrata dal generatore e la  $I_{MIN}$  somministrata all'interno del circuito. Nel caso dell'AD8304, questa corrente  $I_{MIN}$  vale  $1 \text{ nA}$ .

Come si può osservare dalla figura, il grafico in rosso è approssimato in maniera eccellente da un'interpolazione lineare. Come risultato di questa interpolazione si ottiene la seguente relazione:

$$V_{LogOut}(t) = 0,4741 \cdot \ln(I_{IN}(t)) + 10,9221 \quad (3.2)$$

Da cui si ricava:

$$I_{IN}(t) = e^{\frac{V_{LogOut}(t) - 10,9221}{0,4741}} \quad (3.3)$$

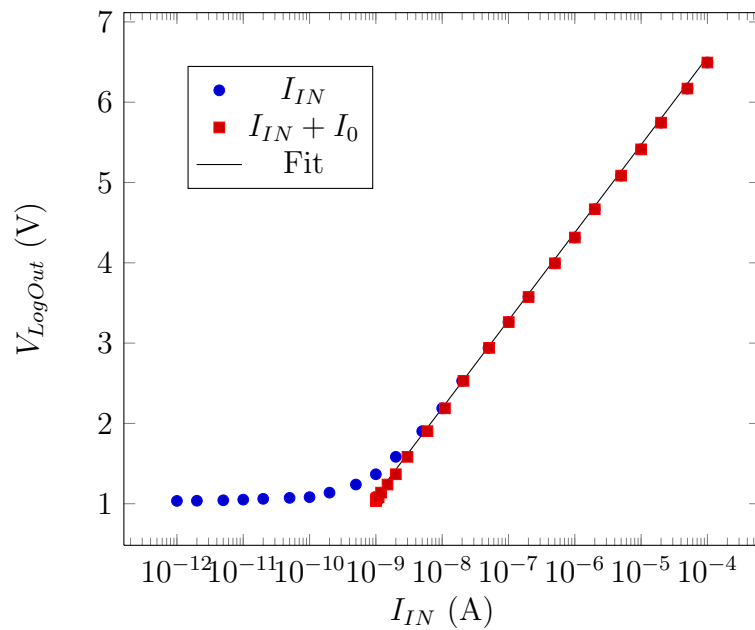


Figura 3.1: Grafico Caratteristico AD8304.

Se ne deduce che, nel momento in cui viene restituito un valore  $V_{LogOut}$  in uscita dal circuito di acquisizione, il corrispondente valore di corrente in ingresso attribuibile ad un segnale proveniente da interazioni con il rivelatore vale:

$$I_{IN}(t) = e^{\frac{V_{LogOut}(t) - 10,9221}{0,4741}} - 10^{-9} \quad (3.4)$$

dove  $V_{LogOut}(t)$  è espressa in Volt,  $I_{IN}$  è espressa in Ampere.

Il comportamento dell'amplificatore può essere descritto dal rapporto 1,1 V/ decade: ad un incremento di 1,1 Volt di un segnale all'uscita dell'amplificatore corrisponde un incremento di un ordine del segnale di corrente al suo ingresso.

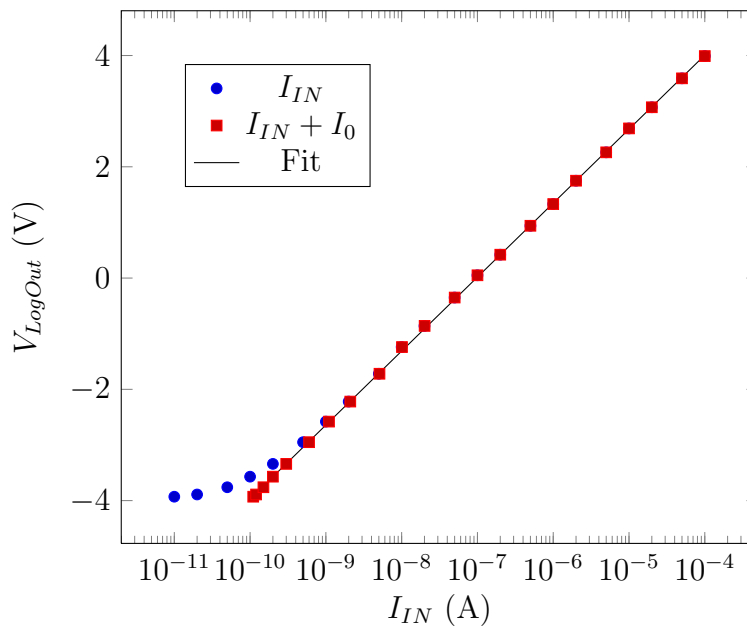


Figura 3.2: Grafico Caratteristico LOG114.

### 3.1.2 Amplificatore logaritmico LOG114

Analogamente a quanto visto per l'AD8304, si è proceduto a tracciare il grafico caratteristico per l'amplificatore LOG114 (vedi Figura 3.2).

Anche in questo caso il grafico in blu non tiene conto della  $I_{MIN}$  somministrata in maniera costante all'amplificatore, mentre il grafico in rosso rappresenta coppie di valori tensione/corrente che comprendono anche questa corrente costante.

L'interpolazione lineare rappresentata nel grafico in rosso dà come risultato la seguente espressione:

$$V_{LogOut}(t) = 0,5775 \cdot \ln(I_{IN}(t)) + 9,3260 \quad (3.5)$$

Da cui si ricava:

$$I_{IN}(t) = e^{\frac{V_{LogOut}(t) - 9,3260}{0,5775}} \quad (3.6)$$

Tenendo conto della  $I_{MIN}$ , che per il LOG114 vale 100 pA, l'espressione da utilizzare per legare il valore di tensione in uscita dal circuito di acquisizione al corrispondente valore di corrente in ingresso proveniente dal rivelatore è:

$$I_{IN}(t) = e^{\frac{V_{LogOut}(t) - 9,3260}{0,5775}} - 10^{-10} \quad (3.7)$$

dove  $V_{LogOut}(t)$  è espressa in Volt,  $I_{IN}$  è espressa in Ampere.

Anche per questo amplificatore si può definire un rapporto tra scala lineare e scala logaritmica, pari in questo caso ad 1,3 V/decade: ad un incremento di 1,3 Volt di un segnale di tensione in uscita dall'amplificatore corrisponde un incremento di un ordine di grandezza del segnale di corrente al suo ingresso.

## 3.2 Somministrazione di segnali attraverso un generatore di funzioni

Per valutare la risposta del circuito a segnali simili a quelli attesi da acquisizioni sperimentali, si è proceduto a somministrare all'ingresso di test segnali di corrente di forma triangolare.

La scelta è ricaduta segnali di forma triangolare poiché, come illustrato nei dettagli nel Capitolo 4, questa è quella che ricalca più semplicemente un segnale di corrente generato da un neutrone che incida nella regione attiva del rivelatore.

Si è utilizzato un generatore di funzioni per la produzione di segnali di tensione a forma triangolare. Tali segnali sono stati applicati ad una resistenza per ottenere una trasformazione lineare del segnale tensione  $\rightarrow$  corrente. Un esempio di segnale generato con questa procedura è osservabile in Figura 3.3.

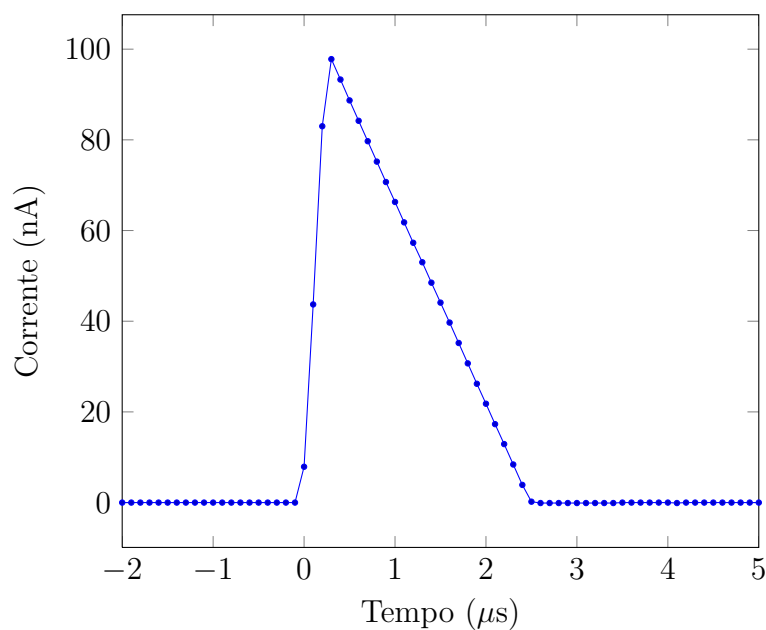


Figura 3.3: Segnale triangolare di riferimento somministrato in ingresso ai circuiti.

Per valutare le variazioni nella risposta del circuito al variare dei segnali di ingresso, sono state modificate le caratteristiche del segnale triangolare, variandone alcuni parametri, quali:

- **Valore della tensione di picco**
- **Tempo di salita**
- **Tempo di discesa**
- **Valore della resistenza**

Nell'esempio di Figura 3.3 il segnale è caratterizzato da un tempo di salita di 300 ns, un tempo di discesa di 2,2  $\mu\text{s}$ , un valore della tensione di picco di 1 V ed un valore della resistenza di 10 M $\Omega$  (corrispondenti ad un valore di corrente di picco di 100 nA).

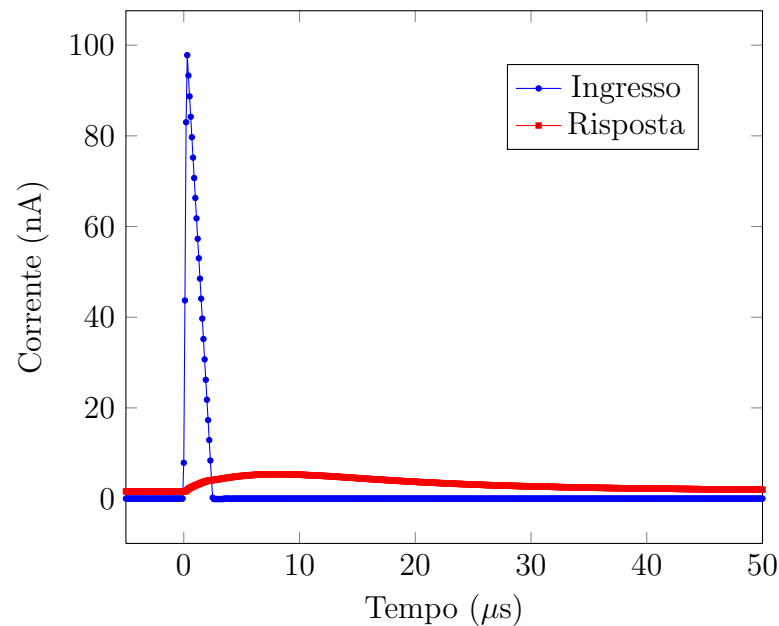


Figura 3.4: Confronto tra segnale triangolare in ingresso e relativa risposta dell'AD8304.

In ogni caso, si è assunto come riferimento il valore di carica atteso da un evento di deposizione di neutrone singolo (vedi espressione 2.22) per poter ottenere una relazione, seppur approssimativa, tra il valore di carica somministrato ed il numero di neutroni incidenti corrispondenti.

### 3.2.1 Amplificatore logaritmico AD8304

In Figura 3.4 sono rappresentati sullo stesso grafico il segnale di corrente di ingresso illustrato in Figura 3.3 e la relativa risposta del circuito.

Per un'analisi più accurata, in Figura 3.5 è rappresentata la sola risposta del circuito. Dall'osservazione di questo grafico si possono estrarre alcune informazioni di rilievo:

1. Il segnale di ingresso è somministrato a partire dall'istante  $t = 0$ . Per

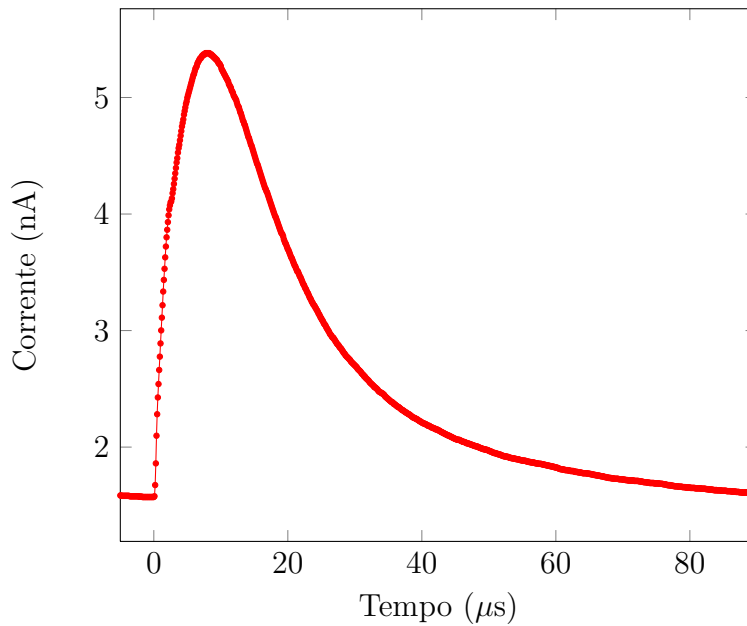


Figura 3.5: Risposta al segnale triangolare dell'AD8304.

$t < 0$  il valore della risposta è pari a 1 nA. Allo stesso modo, concluso il transitorio, il segnale si riporta sul medesimo livello. Questa base su cui si sviluppa il segnale di risposta corrisponde al valore della  $I_{MIN}$  che viene costantemente somministrata al circuito. Come appare logico, il segnale di risposta non scende mai al di sotto di tale valore.

2. Il picco del segnale di risposta si trova a  $t = 8\mu s$ , quando invece il segnale di ingresso mostra il picco a 300 ns. Il circuito non risponde in maniera immediata alla somministrazione del segnale.
3. Il segnale di risposta, dopo avere oltrepassato il picco, mostra un andamento lentamente decrescente ed il suo valore torna ad essere pari alla corrente  $I_{MIN}$  solo a  $t = 90\mu s$ , mentre il segnale di ingresso ha una durata complessiva di  $2,5\mu s$ . Il circuito acquisisce con una dinamica molto lenta la carica somministrata.



4. Il valore massimo del segnale di risposta è pari a 5,4 nA, contro 100 nA di picco del segnale triangolare. Questa caratteristica sembra essere legata all'osservazione 3: il circuito distribuisce la carica somministrata in un intervallo di tempo lungo, e di conseguenza il valore di picco risulta notevolmente ridotto.

Il circuito risponde in modo fortemente non lineare al segnale di ingresso. E' interessante verificare se, nonostante le distorsioni introdotte, la carica raccolta sia effettivamente pari a quella somministrata o se tale raccolta risulti incompleta.

Per effettuare questa verifica è necessario calcolare l'integrale dei segnali di corrente.

Nel caso del segnale di ingresso, di forma triangolare, il calcolo è semplice. La sua durata è pari a 2,5  $\mu$ s, l'altezza massima vale 100 nA. Di conseguenza l'area sottesa vale:

$$Q_{IN} = (2,5 \cdot 10^{-6} s \cdot 10^{-7} A) \div 2 = 1,25 \cdot 10^{-13} C = 125 fC \quad (3.8)$$

Calcolare la carica raccolta equivale a calcolare l'area sottesa dal segnale di risposta. Per ottenere questo valore integrale, si moltiplica il valore di corrente in ogni punto di acquisizione per un intervallo di tempo pari all'inverso della frequenza di campionamento. Si ottiene così la carica raccolta in quello specifico  $\Delta t$ . A questo punto si calcola la sommatoria sull'intero intervallo di acquisizione.

Nel caso in esame (vedi Figura 3.6), la frequenza di acquisizione è pari a 10 MHz  $\Rightarrow$  il  $\Delta t$  vale 100 ns.

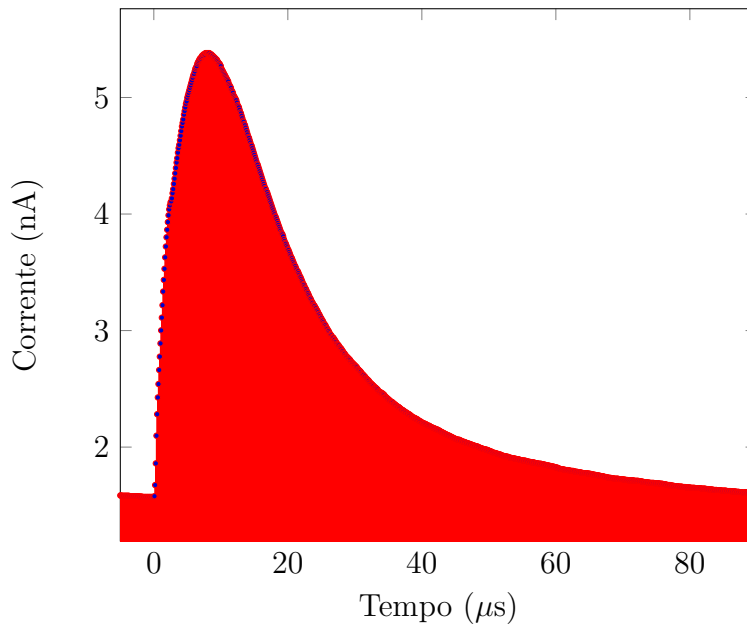


Figura 3.6: Esempio di calcolo integrale della carica sottesa ad un segnale di uscita.

Da questo calcolo si ottiene che la carica raccolta è pari al 81,8% di quella somministrata. L'AmpLog, oltre ad introdurre un ritardo ed una distorsione del segnale di ingresso, non riesce ad acquisire l'intera carica somministrata.

A questo punto si è proceduto a somministrare segnali di ingresso variandone i parametri sopra elencati. E' interessante valutare se le osservazioni valide nell'esempio sopra si mantengono o meno inalterate al variare di tali caratteristiche.

### Variazione della tensione di picco

Si è proceduto, a parità degli altri parametri caratteristici, a modificare il valore della tensione di picco del segnale di ingresso. In Figura 3.7 si può osservare il confronto delle risposte a segnali di ingresso caratterizzati da valori di picco variabili tra 500 mV e 5V.

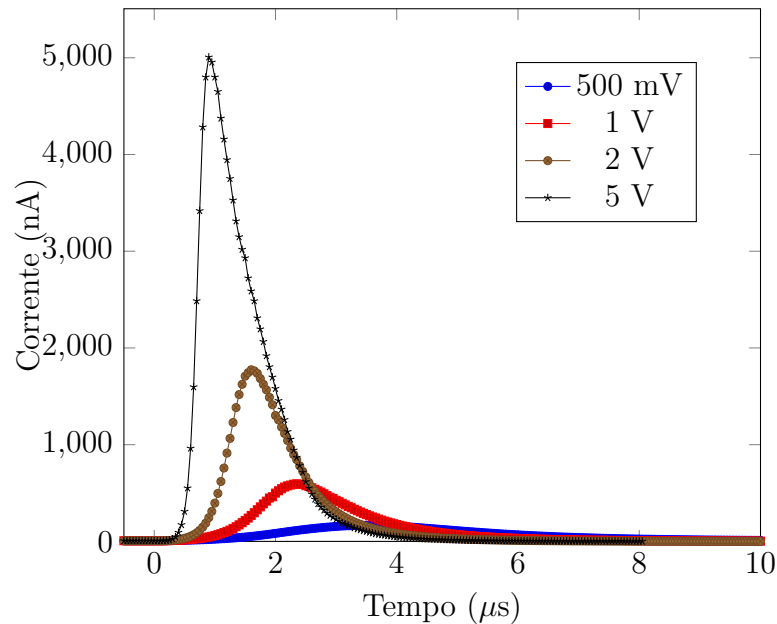


Figura 3.7: Risposte a segnali di ingresso caratterizzati da:  $T_{UP} = 200$  ns,  $T_{DOWN} = 1,8$   $\mu$ s,  $R = 1$  M $\Omega$ , tensioni di picco variabili da 500 mV a 5 V (AD8304).

Ovviamente, a parità degli altri parametri, aumentare il valore di picco equivale ad aumentare la carica somministrata. Nell'esempio sopra, la carica sottesa dal segnale di ingresso varia da 625 fC per il segnale da 500 mV a 6,25 pC per il segnale da 5 V.

I dati principali relativi ai diversi segnali di risposta sono riassunti in Tabella 3.2.1. All'aumentare della tensione di picco si osserva una progressiva diminuzione del tempo in cui il segnale raggiunge il suo valore massimo. Si passa da 3,5  $\mu$ s per il segnale da 0,5 V a 0,9  $\mu$ s per quello da 5 V.

L'amplificatore per alte correnti di ingresso risponde in modo sostanzialmente rapido, mentre per correnti basse il suo comportamento è notevolmente rallentato.

Questa caratteristica è confermata dal fatto che il transitorio dovuto al

$T_{UP}$ ( $\mu s$ )	$T_{DOWN}$ ( $\mu s$ )	Ampiezza (V)	$T_{PICCO}$ ( $\mu s$ )	Carica Raccolta
0,2	1,8	0,5	3,5	84,9%
0,2	1,8	1	2,3	84,8%
0,2	1,8	2	1,6	85,5%
0,2	1,8	5	0,9	82,7%

Tabella 3.1: Tabella riassuntiva delle caratteristiche principali del segnale di risposta in funzione dei parametri di ingresso (AD8304).

segnale di ingresso è esaurito dopo circa 4  $\mu s$  per il segnale da 5 V, mentre non è ancora terminato ad 8  $\mu s$  per il segnale da 500 mV. A basse correnti l'amplificatore allunga notevolmente i suoi tempi di reazione.

Per quanto riguarda la frazione di carica raccolta rispetto a quella somministrata, l'ampiezza del segnale di ingresso non modifica invece sostanzialmente tale percentuale, che oscilla tra l'82 e l'85%.

### Variazione del tempo di salita

Variare questo parametro non è significativo, poiché la simulazione di un segnale proveniente da un neutrone impone di avere un tempo di salita molto breve, al limite istantaneo. Per questo si è tenuto sostanzialmente costante questo parametro, impostandolo ad un valore di 200 ns.

In ogni caso, simulazioni operate in questo senso, diminuendo il valore del tempo di salita fino a 20 ns, non hanno mostrato apprezzabili variazioni nel segnale di risposta.

### Variazione del tempo di discesa

La modifica di questa caratteristica del segnale di ingresso non introduce alterazioni rilevanti nella risposta del circuito. I segnali ottenuti con tempi

di discesa variabili tra 20 ns e 2  $\mu$ s sono sovrapponibili.

### **Variazione del valore della resistenza**

La variazione della resistenza non incide sulla forma del segnale di ingresso, se non nel valore della corrente di picco. Esso modifica il valore della carica somministrata: un medesimo segnale triangolare di ingresso applicato ad una resistenza da 1 M $\Omega$  piuttosto che da 10 M $\Omega$  sottende un'area corrispondente ad una carica 10 volte maggiore nel primo caso.

Le caratteristiche osservabili nel segnale di risposta a seguito di un incremento del valore della resistenza sono le stesse che si osservano diminuendo il valore della tensione di picco. Ad esempio, il segnale mostrato in Figura 3.7, proveniente da un ingresso da 500 mV applicato ad una resistenza da 1 M $\Omega$ , è lo stesso ottenibile applicando un segnale da 5 V ad una resistenza da 10 M $\Omega$ .

### **Sovrapposizione di un segnale di corrente costante**

A seguito di quanto fin qui osservato, si deduce che il circuito risponde in maniera più rapida a segnali di corrente alti, mentre mostra risposte più lente ed introduce un ritardo per valori più bassi.

Si è proceduto ad effettuare un'analisi dei segnali di risposta introducendo in ingresso al circuito un segnale triangolare con carica sottesa di 300 fC (caratteristiche specifiche:  $T_{UP} = 200$  ns,  $T_{DOWN} = 2,2$   $\mu$ s, Ampiezza = 2 V). In aggiunta a questo segnale, si è somministrato, attraverso un generatore di corrente, un segnale costante pari a 100 pA, 1 nA, 10 nA, 100 nA.

In questo modo si vuole avere una conferma che la presenza di un segnale di corrente costante renda più veloce la risposta del circuito. In particolare,

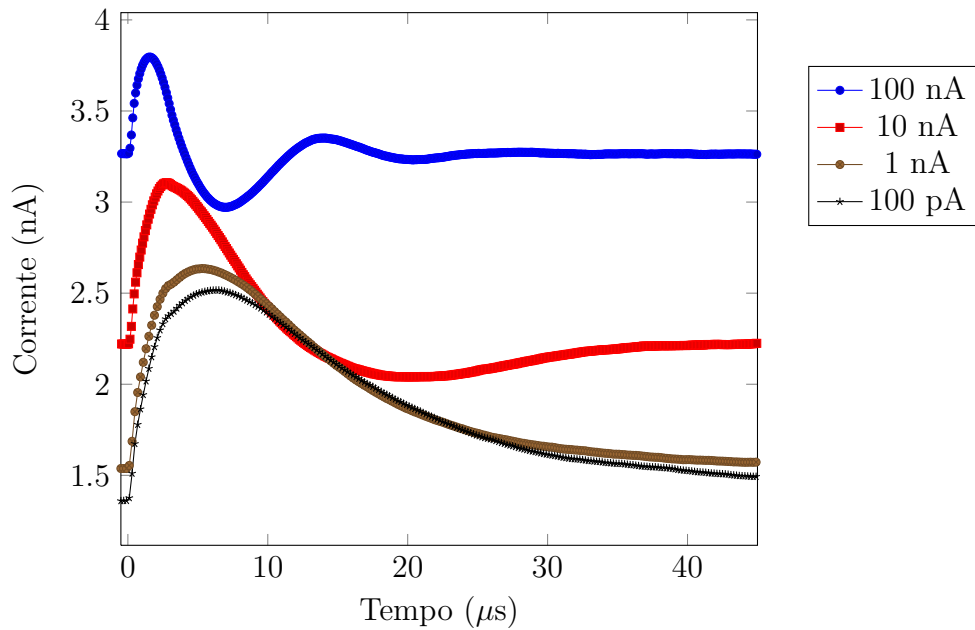


Figura 3.8: Risposte ad un segnale di ingresso da 300 fC con sovrapposizione di segnale di corrente fisso (AD8304). I segnali sono rappresentati al netto del contributo di corrente costante.

è interessante verificare se al crescere della corrente fissa aggiunta, cresca proporzionalmente la velocità di risposta dell'amplificatore.

In Figura 3.8 sono riportati i segnali di risposta ottenuti, rappresentati al netto del segnale di corrente costante somministrato. Si può osservare come, al crescere del segnale di corrente costante, diminuisca il tempo necessario al segnale di uscita per raggiungere il suo massimo. Le caratteristiche specifiche dei segnali sono elencate in Tabella 3.2.1

Mentre la frazione di carica raccolta è indipendente dai parametri del segnale di ingresso, il tempo di salita del segnale di risposta diminuisce fortemente al crescere del segnale di corrente aggiunto. Questo conferma l'ipotesi che l'amplificatore mostri una dinamica di risposta più veloce nel caso in cui vengano somministrate alte correnti di ingresso.

Segnale di corrente (nA)	$T_{PICCO}$ ( $\mu s$ )	Carica Raccolta
0,1	6,5	84,1%
1	5,3	84,8%
10	2,7	83,1%
100	1,5	88,7%

Tabella 3.2: Tabella riassuntiva delle caratteristiche principali del segnale di risposta in funzione del segnale di corrente somministrato (AD8304).

Un'altra peculiarità osservabile dal grafico è il comportamento atipico dei segnali da 10 nA e 100 nA, che presentano profonde sottoelongazioni, il cui valore scende molto al di sotto del segnale di corrente costante.

Questo comportamento deriva dalla complessità del circuito di amplificazione logaritmica, che comprende all'interno della sua funzione di trasferimento un numero elevato di poli e zeri, i quali possono dare origine a comportamenti fortemente non lineari, quali ad esempio queste pronunciate sottoelongazioni.

### Frazione di carica raccolta

Un'ultima osservazione riguarda la percentuale della carica somministrata dal segnale di ingresso e raccolta dal circuito di acquisizione. Come si è visto nei paragrafi precedenti, questo valore rimane praticamente inalterato al variare di tutti i parametri. Numerose misure sono state effettuate in questo senso ed i risultati confermano che la percentuale di carica raccolta oscilla tra l'80 e l'86%, rimanendo quindi confinata all'interno di un intervallo piuttosto stretto.

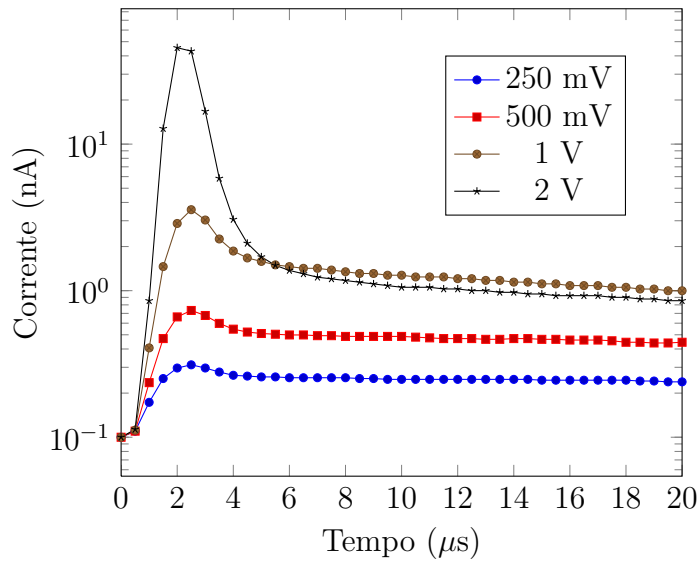


Figura 3.9: Risposte a segnale di ingresso caratterizzati da:  $T_{UP} = 200$  ns,  $T_{DOWN} = 1,8$   $\mu$ s,  $R = 10$  M $\Omega$ , tensioni di picco variabili da 250 mV a 2 V (LOG114).

### 3.2.2 Amplificatore logaritmico LOG114

Le caratteristiche peculiari osservate nel circuito contenente l'amplificatore AD8304, si ripresentano, seppur con specifiche diverse, nel caso del LOG114.

In Figura 3.9 si possono osservare segnali di risposta ottenuti attraverso la somministrazione di segnali triangolari in ingresso di diversa ampiezza. Si sottolineano alcuni aspetti:

1. Anche in questo caso per  $t < 0$  il valore della risposta è pari alla corrente  $I_{MIN}$ , che per il LOG114 vale 100 pA.
2. Il circuito introduce un ritardo: il valore della corrente di picco è raggiunto dopo 2,5  $\mu$ s, mentre il segnale di ingresso raggiunge il proprio massimo in 200 ns.



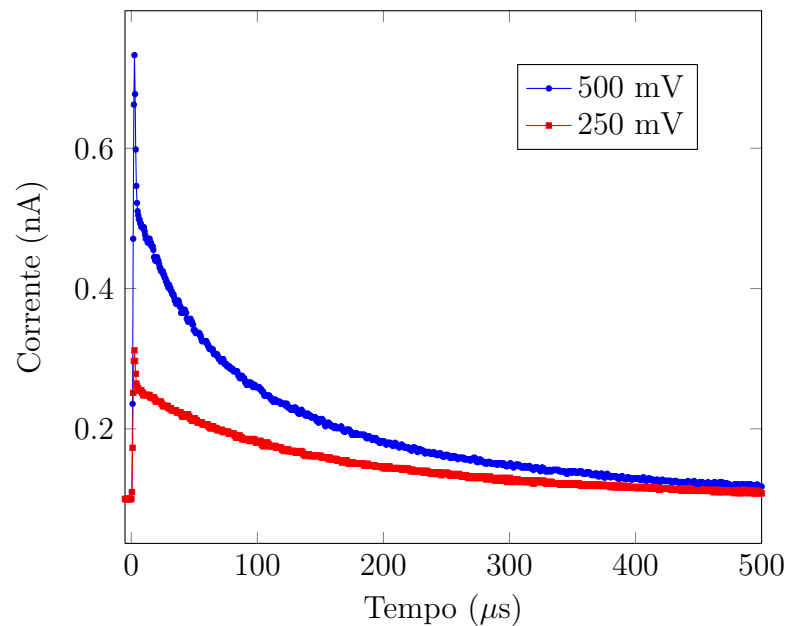


Figura 3.10: Ingrandimento dei segnali di risposta osservati in Figura 3.9, con ampiezze pari a 250 e 500 mV (LOG114).

3. Il segnale di risposta mostra un andamento lentamente decrescente. In Figura 3.10 si osserva che per  $t = 500 \mu s$  il segnale non ha ancora terminato il transitorio generato dal segnale di ingresso.
4. Come conseguenza dell'osservazione 3, i valori della corrente di picco sono molto bassi, così come avviene per l'AD8304.

Un calcolo integrale della carica raccolta, ottenuto valutando l'area sottesa dal segnale di risposta, conferma anche per il LOG114 che la frazione di carica di ingresso raccolta dal circuito è compresa tra l'80 e l'84%.

### 3.2.3 Confronto

In Figura 3.11 sono rappresentate le risposte ad un medesimo segnale di ingresso dei due diversi circuiti.

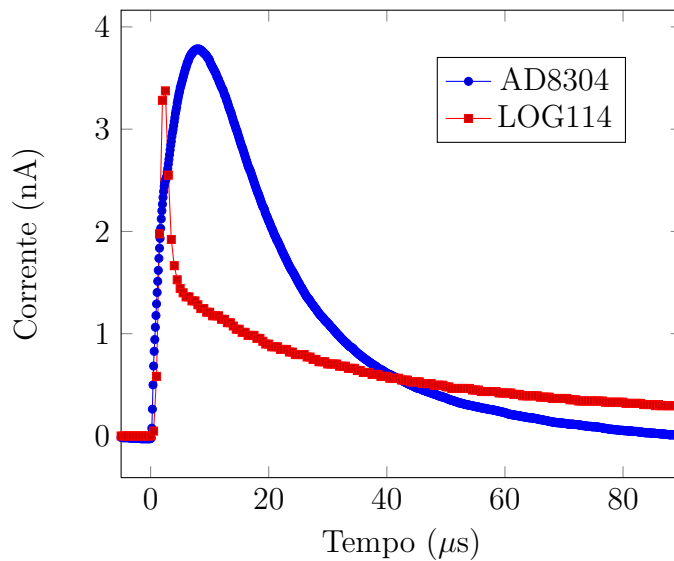


Figura 3.11: Confronto tra le risposte ad un medesimo segnale ( $T_{UP} = 200$  ns,  $T_{DOWN} = 1800$  ns, Ampiezza = 1 V) dei circuiti contenenti il LOG114 e l'AD8304. I segnali sono stati normalizzati sottraendo le rispettive  $I_{MIN}$ .

Il confronto tra l'andamento delle risposte mette in rilievo alcuni aspetti:

1. La dinamica del LOG114 è più rapida rispetto a quella dell'AD8304. Il tempo in cui il segnale raggiunge il picco è pari a  $2,5 \mu s$  per il primo,  $8 \mu s$  per il secondo.
2. A dispetto del punto 1, dopo un tempo pari ad alcune decine di  $\mu s$ , la dinamica del LOG114 diventa molto lenta, dando luogo ad un segnale residuo che si mantiene a valori non trascurabili per tempi lunghi. Si osservino a tal proposito le risposte in Figura 3.10, in cui i segnali residui non si annullano fino a tempi pari a  $500 \mu s$ .
3. Nel LOG114 si amplifica il fenomeno che associa a piccoli valori di corrente una dinamica lenta. Nei primi istanti le correnti relativamente alte inducono una risposta a dinamica veloce. All'aumentare del tempo,

i valori di corrente scendono considerevolmente e forzano una durata del segnale residuo a valori alti, dell'ordine delle centinaia di  $\mu s$ .

Le caratteristiche elencate sopra si compensano se si considera la frazione di carica raccolta dal circuito, che in entrambi i casi assume valori compresi nella fascia  $80 \div 85\%$ .

Per quanto fin qui osservato non si possono individuare evidenti vantaggi o svantaggi nella scelta di uno dei due circuiti a discapito dell'altro. Per evidenziare la presenza di tali caratteristiche è necessario abbandonare l'acquisizione di segnali prodotti attraverso generatori di funzioni, impiegando i circuiti nell'acquisizione di segnali provenienti da sorgenti di neutroni.

Nell'utilizzo del rivelatore con campi di neutroni, è interessante osservare come la rivelazione di segnali di pile-up potrebbe risultare difficoltosa nel caso di utilizzo del LOG114, a causa della sua dinamica di funzionamento. Esso infatti, pur avendo il vantaggio di una buona velocità di risposta, dà luogo a segnali di corrente con un picco molto stretto. Questa caratteristica potrebbe rendere difficoltosa la discriminazione di segnali di origine neutronica molto ravvicinati o sovrapposti.

## Capitolo 4

# Caratterizzazione sperimentale al CESNEF

E' stata effettuata una caratterizzazione sperimentale del prototipo attraverso l'impiego di una sorgente di AmBe da 200GBq disponibile al CESNEF. La sorgente emette circa  $10^4$  neutroni/s sull'intero angolo solido.

Essa è stata posizionata all'interno di un blocco di polietilene, così da essere racchiusa da uno spessore di circa 5 cm di moderatore. Uno spessore di polietilene di questa dimensione permette ai neutroni veloci emessi di essere rallentati e quindi facilmente rivelati dal  $BF_3$ .

Il sistema è stato posizionato immediatamente sopra il blocco di polietilene per massimizzare l'efficienza di rivelazione.

### 4.1 Acquisizione spettri

Si è proceduto all'acquisizione di spettri caratteristici della sorgente attraverso l'utilizzo di un Multi Channel Analyser ed il relativo software di elabo-

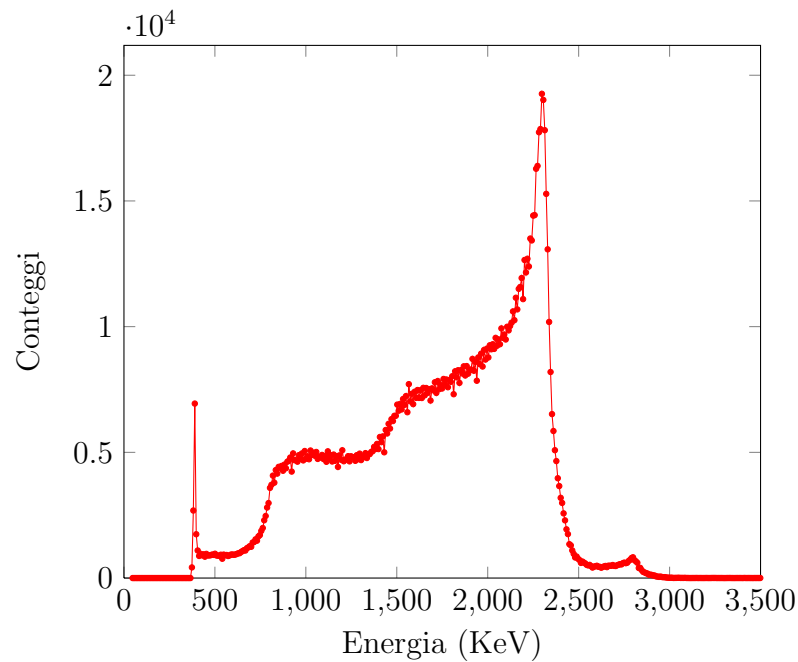


Figura 4.1: Spettro di neutroni provenienti dalla sorgente di AmBe, acquisito attraverso l'utilizzo di un amplificatore con dinamica veloce.

razione dati. E' stata effettuata una prima misura attraverso l'amplificatore lineare ed una seconda mediante l'utilizzo dell'AmpLog AD8304.

#### 4.1.1 Spettri acquisiti con amplificatore lineare

Una prima acquisizione è stata operata collegando il MCA al rivelatore attraverso l'utilizzo di un amplificatore con dinamica di risposta veloce. L'obiettivo è di verificare che lo spettro acquisito corrisponda a quanto ci si attende sperimentalmente da una sorgente di neutroni in cui l'effetto parete non sia trascurabile. Questo risultato garantirebbe il perfetto funzionamento del contatore  $BF_3$ .

Lo spettro viene acquisito dal MCA e restituito sotto forma di coppie di dati, in cui ad ogni canale di ingresso corrisponde un certo numero di

conteggi. Mediante un'opportuna calibrazione è possibile collegare ad ogni canale il relativo valore espresso in energia. Questa calibrazione è effettuata valutando sullo spettro i canali corrispondenti alle due spalle relative agli effetti parete delle particelle  $\alpha$  e del nuclide di Li, oltre ai canali corrispondenti alle acquisizioni a piena energia del Li allo stato eccitato (2,310 MeV) ed allo stato fondamentale (2,792 MeV). Lo spettro riportato in Figura 4.1 è già calibrato in energia.

In effetti, lo spettro acquisito è del tutto simile a quello previsto dalla letteratura per acquisizioni da sorgenti di neutroni effettuate con tubi  $BF_3$  di piccole dimensioni. Son ben evidenti le spalle relative agli effetti parete, il picco a piena energia da 2,310 MeV è accentuato ed è presente anche un piccolo picco relativo alla transizione al Li nello stato fondamentale. L'altezza di quest'ultimo è ovviamente ridotta, in accordo con il rapporto tra i rispettivi branching delle reazioni (94% allo stato eccitato, 6% allo stato fondamentale). Si osserva inoltre un picco alle basse energie, dovuto all'interazione di  $\gamma$  con le pareti del rivelatore e a rumore elettronico.

Questo spettro rappresenta un riferimento, grazie al quale è possibile valutare la bontà dello spettro acquisito attraverso l'utilizzo di un AmpLog. Infatti, utilizzando un amplificatore con dinamica veloce, si è certi di non avere introdotto alcuna distorsione nell'acquisizione dei segnali.

#### 4.1.2 Spettri acquisiti con amplificatore logaritmico

Una seconda acquisizione è stata ottenuta collegando al MCA l'AD8304. Lo spettro acquisito in questa configurazione (vedi Figura 4.2) presenta una risoluzione che diminuisce al crescere dell'energia. Questa caratteristica è dovuta all'accoppiamento tra i canali del MCA ed il funzionamento dell'AmpLog. Questi dispositivi, integrati tra loro, rendono molto piccola la spaziatura

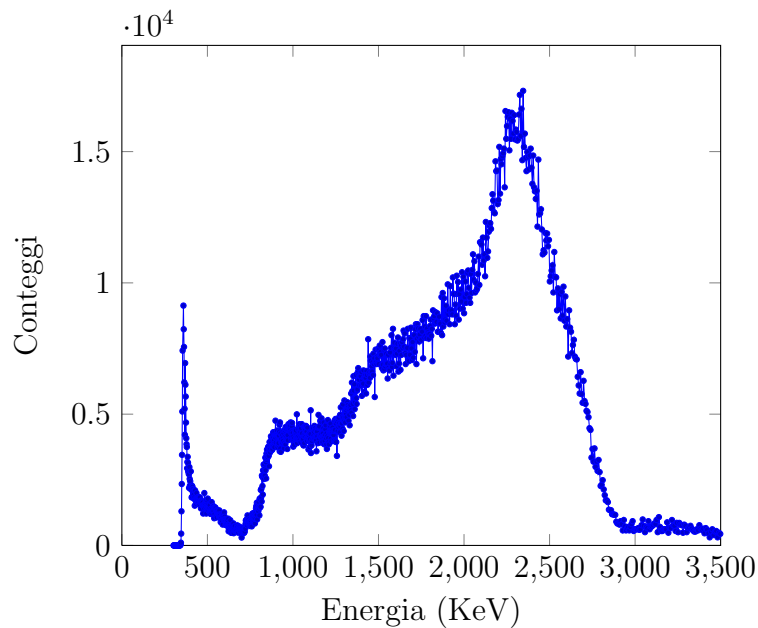


Figura 4.2: Spettro di neutroni provenienti dalla sorgente di AmBe, acquisito attraverso l'utilizzo dell'amplificatore logaritmico AD8304.

energetica tra i canali a bassa energia. Tale spaziatura aumenta progressivamente al crescere dell'energia relativa al singolo canale. Questa modalità di funzionamento rende impreciso lo spettro ad alte energie rispetto a quello acquisito con un amplificatore tradizionale.

Quantificando la risoluzione, il  $\Delta E$  presente tra i canali alle energie più basse vale 0,5 KeV, mentre a quelle più alte sale a 10 KeV. Per l'amplificatore classico il  $\Delta E$  si mantiene costante ad un valore di 8 KeV per l'intera regione di acquisizione.

In questo spettro sono sempre evidenti le spalle relative agli effetti parete, seppur in maniera poco precisa. In particolare manca la presenza dei *plateau* di conteggio in corrispondenza di ciascuna delle due spalle. Il picco a piena energia a 2,310 MeV è evidente, anche se non definito precisamente. Manca invece del tutto il picco relativo alla transizione allo stato fondamentale del

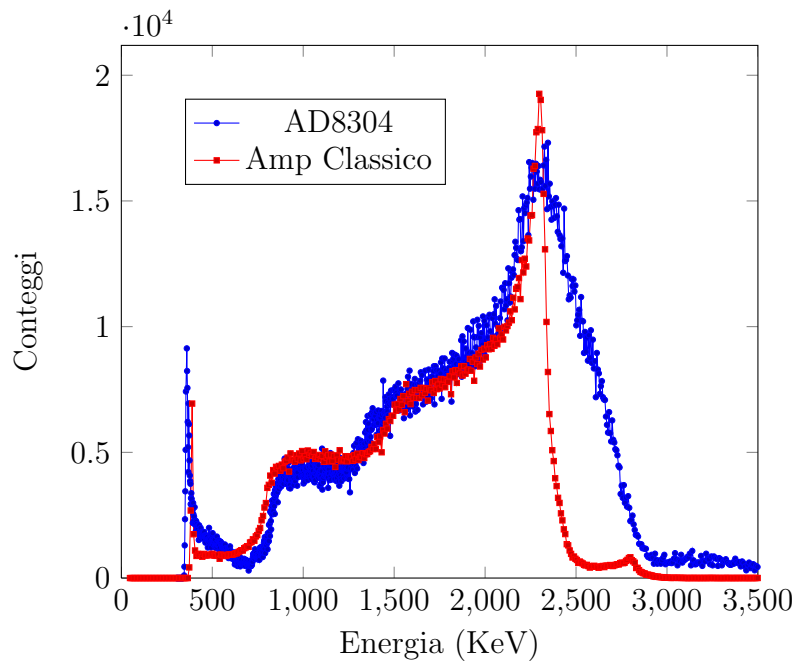


Figura 4.3: Confronto tra spettri acquisiti da sorgente di AmBe (AD8304, Amplificatore lineare).

Li: è visibile solo una piccola gobba in corrispondenza di quel valore di energia. L'assenza di questa caratteristica è legata alle caratteristiche di bassa risoluzione che caratterizzano questa configurazione alle alte energie.

### 4.1.3 Confronto

In Figura 4.3 sono rappresentati gli spettri acquisiti su una stessa scala di energia.

Dal confronto appare evidente la maggior precisione dello spettro acquisito con l'amplificatore classico. Ciononostante, anche nell'acquisizione effettuata in modalità logaritmica sono presenti le peculiarità principali dello spettro ideale. In ottica di discriminazione  $\gamma$ , si osserva in entrambi i casi un *counting plateau* che separa la zona di eventi a bassa energia da quella



dovuta ad interazioni di origine neutronica.

#### 4.1.4 Valutazioni complessive

Dall'acquisizione di questi spettri si è avuta la conferma del corretto funzionamento del contatore  $BF_3$ , derivante dall'ottima corrispondenza tra lo spettro acquisito dall'amplificatore lineare e quello previsto dalla teoria.

Inoltre si è potuto appurare l'efficace funzionamento dell'AmpLog che, seppur introducendo distorsioni non trascurabili, soprattutto alle alte energie, permette di acquisire uno spettro comunque comparabile con quello atteso e previsto dalla letteratura.

Un'ulteriore opportunità offerta da queste acquisizioni consiste nel poter calcolare un valore medio di energia per singola acquisizione neutronica, ottenuto attraverso una media ponderata sulle energie corrispondenti ad ogni canale, moltiplicate per il relativo numero di conteggi acquisiti.

E' così possibile ottenere una stima più precisa di quanto ottenuto nella Sezione 2.1.3, relativo alla raccolta di carica attesa per singolo evento di deposizione. La conoscenza del valore di energia media depositata da un neutrone, tenendo conto degli effetti parete, rende possibile calcolare una stima attendibile dei neutroni incidenti sul rivelatore, una volta che sia nota la carica sottesa dal segnale di uscita.

Tale valore medio è stato calcolato considerando i canali di energia superiore a 800 KeV ed inferiori a 3500 keV. Infatti i segnali acquisiti ad energie  $> 3500$  KeV sono dovuti a segnali non derivanti da reazioni indotte da neutroni, mentre quelli con energia  $< 800$  KeV sono dovuti ad eventi  $\gamma$ , che si cercherà di eliminare fissando un opportuno livello di discriminazione.

Nel caso dello spettro acquisito con l'amplificatore lineare, il valore in questione è pari a 1753 KeV per neutrone incidente. Lo stesso valore calcolato

per il circuito contenente l'AD8304 è molto simile, pari infatti a 1779 KeV. Questa piccola differenza sottolinea la valenza delle acquisizioni effettuate utilizzando la configurazione logaritmica.

In termini di carica attesa da un neutrone, il valore medio, sfruttando l'equazione 2.22, è pari a 243 fC per l'amplificatore lineare, 247 fC per l'AmpLog.

## 4.2 Risposte al neutrone singolo

Sono stati acquisiti ed analizzati segnali di risposta dovuti a neutroni prodotti dalla sorgente di AmBe. A causa della limitata attività della sorgente e della geometria utilizzata, gli impulsi in uscita sono dovuti ad un singolo neutrone incidente sul volume attivo del rivelatore. Talvolta si è osservata la presenza di due impulsi ravvicinati, parzialmente sovrapposti l'uno sull'altro. Nelle analisi di seguito si è cercato di evitare questo tipo di acquisizione, limitandosi a valutare impulsi singoli per una maggior semplicità di analisi.

### 4.2.1 Amplificatore lineare

Una prima acquisizione è stata effettuata attraverso l'utilizzo di un amplificatore lineare corrente - tensione con dinamica di risposta molto veloce. L'obiettivo di questa acquisizione è di analizzare le risposte provenienti da questo tipo di circuito per valutare poi le distorsioni introdotte dai circuiti di amplificazione logaritmica.

Un esempio di segnale acquisito con questa configurazione è rappresentato in Figura 4.4.

Si osserva una salita del segnale molto rapida, che raggiunge il picco entro 70 ns. Dopo circa 500 ns la discesa rapida del segnale è terminata e l'impulso

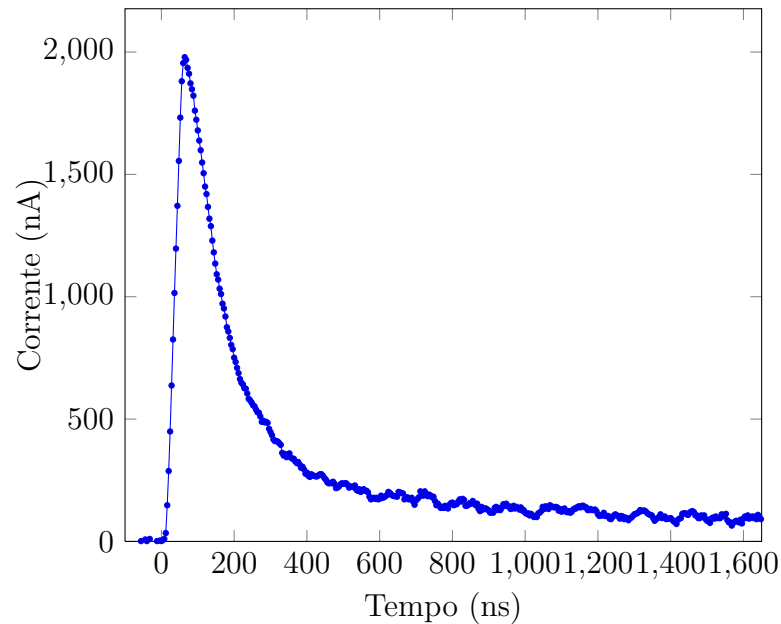


Figura 4.4: Esempio di risposta generata da un neutrone incidente (Amplificatore lineare).

è soggetto ad una discesa molto lenta, dovuta alla deriva degli ioni verso il catodo. I valori di corrente di picco raggiunti toccano i  $2 \mu\text{A}$ , per poi scendere rapidamente sotto la soglia dei 200 nA entro 500 ns dall'inizio dell'impulso.

Per analizzare nel dettaglio le modalità in cui la carica viene raccolta, in Figura 4.5 sono rappresentati diversi impulsi di uscita provenienti da singoli neutroni incidenti sul volume attivo del rivelatore. Tutti i segnali raffigurati sono dovuti a piene deposizioni di carica da parte dei prodotti della reazione, che quindi non sono andati incontro ad effetto parete, nemmeno parziale. La condizione di piena deposizione di energia è garantita dal calcolo dell'area sottesa a ciascuno dei segnali rappresentati, pari a quella stimata nell'espressione 2.22 per impulsi che non abbiano subito effetto parete.

Si possono classificare i segnali rappresentati in tre diversi gruppi:

- Tipo 1: il picco è ben definito, molto stretto, con una rapida discesa

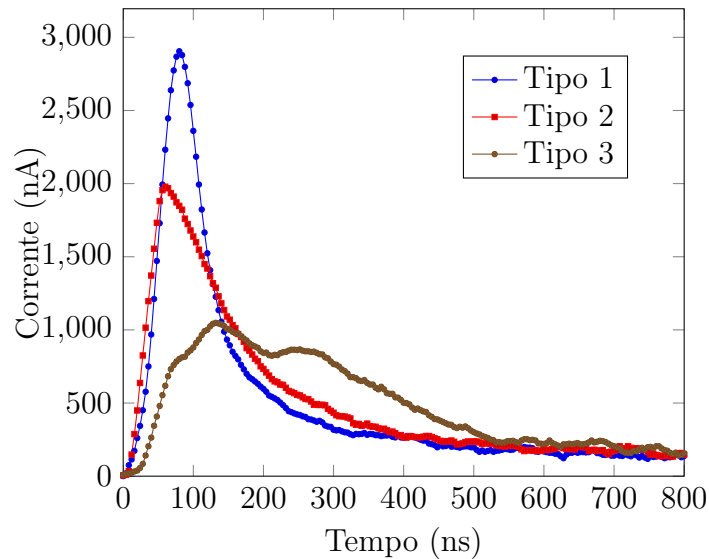


Figura 4.5: Confronto tra segnali di piena deposizione di carica acquisiti da sorgente di AmBe (Amplificatore lineare).

della corrente una volta oltrepassato il massimo. Questo segnale rappresenta una deposizione di carica in cui il neutrone colpisce il volume attivo del tubo e dà luogo alla produzione della particella  $\alpha$  e del nuclide di Li in direzioni opposte, entrambe parallele all'anodo centrale (vedi Figura 4.6, sx). La raccolta di carica è pressoché immediata, infatti tutta la carica raggiunge l'anodo centrale in un intervallo temporale molto piccolo.

- Tipo 2: il picco è abbastanza definito e più largo, con una discesa del segnale più lenta. Segnali di questo tipo hanno origine da un'emissione dei prodotti di reazione che avviene in direzioni opposte ma non perfettamente parallele all'anodo (vedi Figura 4.6, centro): la raccolta di carica è distribuita su un intervallo temporale maggiore.
- Tipo 3: il picco è poco definito, con una discesa del segnale molto lenta.

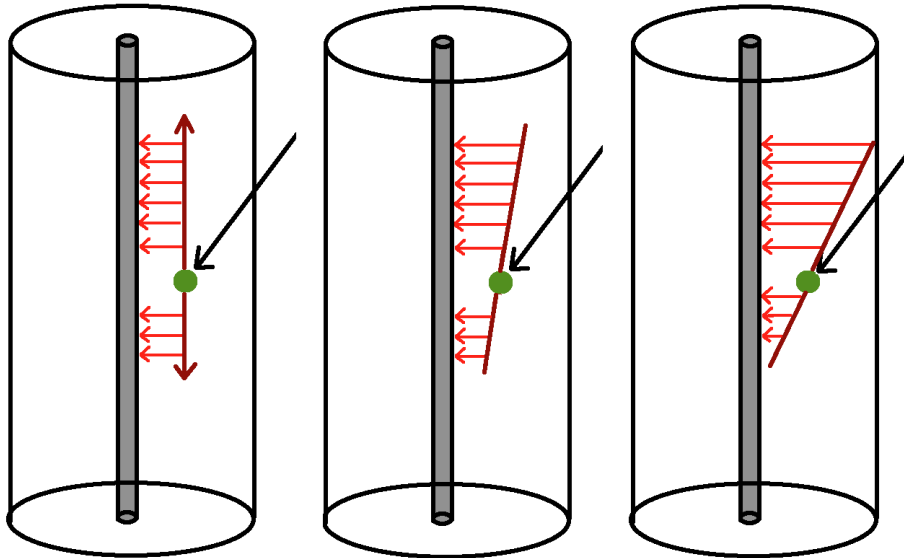


Figura 4.6: Rappresentazione grafica delle tracce dei prodotti di reazione generati da un neutrone incidente.

Si nota la presenza di due picchi: uno principale ed uno secondario, ravvicinato e di intensità di poco inferiore. L'emissione dei prodotti di reazione avviene in direzioni opposte, non parallele all'anodo, ma, al limite, perpendicolari allo stesso (vedi Figura 4.6, dx). Il doppio picco osservato è da attribuire alla doppia ionizzazione provocata nel gas da parte dei prodotti di reazione. Ciascuno di essi ionizza le molecole con un massimo di ionizzazione specifica posto nella parte finale della traccia, il cosiddetto picco di Bragg. Trovandosi le due tracce ad una certa distanza l'una dall'altra, le coppie di ioni ed elettroni generate da una delle particelle vengono raccolte ad un certo istante, dando luogo al primo picco. Le coppie generate nell'altra traccia sono raccolte con un certo ritardo e danno luogo al picco secondario.

E' importante sottolineare che la carica raccolta, valutata mediante il calcolo dell'area sottesa dai segnali di uscita, è pari, a meno di variazioni

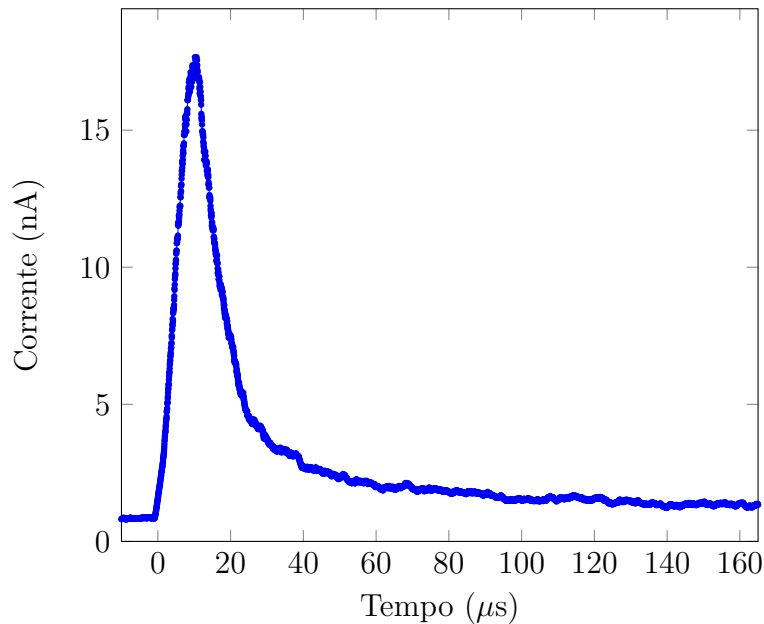


Figura 4.7: Esempio di risposta generata da un neutrone incidente (AD8304).

statistiche osservate da caso a caso, al 100% di quella prevista dall'espressione 2.22. Ciò significa che il circuito contenente l'amplificatore lineare permette una raccolta di carica piena, pari a quella effettivamente depositata nel gas dai prodotti di reazione.

#### 4.2.2 Amplificatore logaritmico AD8304

In Figura 4.7 è rappresentato un segnale di uscita acquisito attraverso il circuito contenente l'AD8304. La forma osservata è molto simile a quella derivante dall'utilizzo dell'amplificatore lineare. La crescita del segnale è rapida rispetto alla discesa, molto lenta, che si osserva dopo il flesso della curva. Questa seconda parte del segnale è dovuto alla lenta deriva degli ioni.

Si osserva un profondo cambiamento della scala temporale su cui si sviluppa il segnale di uscita. Se nel caso dell'amplificatore lineare il segnale

raggiungeva il picco entro 70 ns, in questo caso il picco è raggiunto in 10  $\mu$ s, mentre la discesa non è ancora terminata a 160  $\mu$ s. Come conseguenza del diverso andamento temporale, essendo l'impulso causato da una medesima deposizione di carica, anche la scala di corrente è radicalmente modificata. I valori di picco raggiunti non superano i 20 nA (2 ordini di grandezza inferiori rispetto ai valori toccati utilizzando l'amplificatore lineare).

L'impulso osservato in Figura 4.7 è dovuto ad un neutrone incidente nel volume attivo del rivelatore, ma nulla si può dire sul punto del volume in cui è avvenuta la reazione indotta. Non è possibile stabilire se uno dei prodotti della reazione sia andato incontro ad effetto parete, depositando così solo una frazione della sua energia nel gas. Per valutare questo aspetto è necessario effettuare più acquisizioni dalla stessa sorgente, mettendo poi a confronto i segnali ottenuti.

Un'analisi di questo tipo è stata effettuata confrontando i segnali rappresentati in figura 4.8. Tutte le acquisizioni sono state operate alla medesima tensione di lavoro del contatore  $BF_3$  (1342 V). Il segnale che mostra il picco di corrente più alto è dovuto ad una raccolta completa delle cariche generate, mentre i segnali via via inferiori in ampiezza sono affetti da effetti parete di importanza progressivamente crescente. Al limite, nel caso dell'impulso di intensità più bassa, la carica depositata nel volume attivo corrisponde ad una frazione del valore nominale.

E' interessante osservare come l'area sottesa dai segnali di piena energia indichi una raccolta di carica pari a circa l'85% di quanto osservato nel caso di segnali acquisiti con l'amplificatore a dinamica veloce. Quindi, in accordo a quanto osservato nel caso di segnali somministrati attraverso un generatore di funzione, si può affermare che il circuito logaritmico è in grado di raccogliere circa l' 85% della carica somministrata da un segnale di qualunque tipo, sia

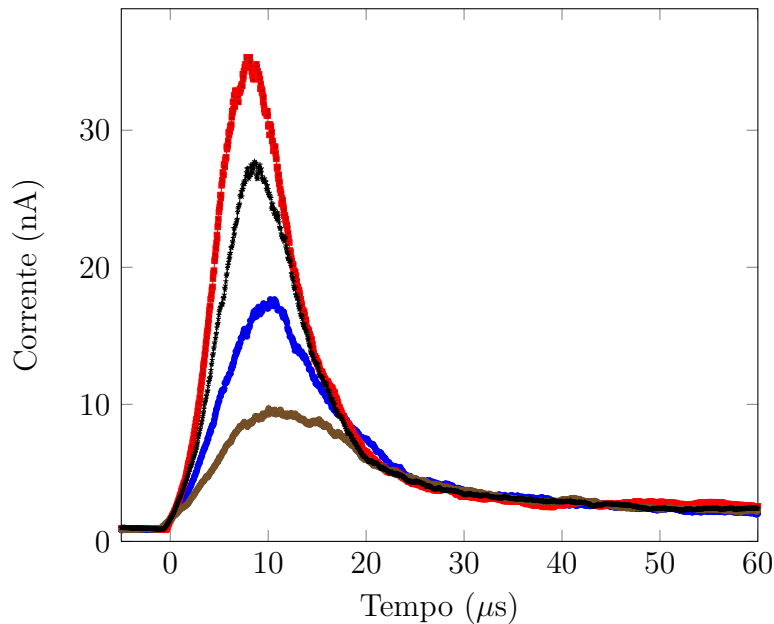


Figura 4.8: Confronto tra segnali acquisiti da sorgente di AmBe (AD8304).

proveniente da un impulsatore, sia originata da un singolo neutrone incidente sul rivelatore. Al di là di questa raccolta incompleta di carica, il circuito non introduce particolari distorsioni nel segnale di uscita, se non pari a quelle introdotte da un amplificatore lineare.

### 4.2.3 Amplificatore logaritmico LOG114

In Figura 4.9 si osserva un segnale acquisito attraverso il circuito contenente l'amplificatore LOG114, generato da un neutrone incidente sul volume attivo del tubo. Le differenze con i segnali di risposta visti fin qui sono evidenti. Il segnale raggiunge il picco massimo di corrente in  $1,5 \mu\text{s}$  e dopo circa  $40 \mu\text{s}$  il transitorio dovuto all'acquisizione del neutrone può dirsi concluso. Proprio a causa della salita estremamente rapida rispetto all'AD8304, il picco è molto piccato e stretto. I valori di corrente massimi raggiunti sono pari a circa 120



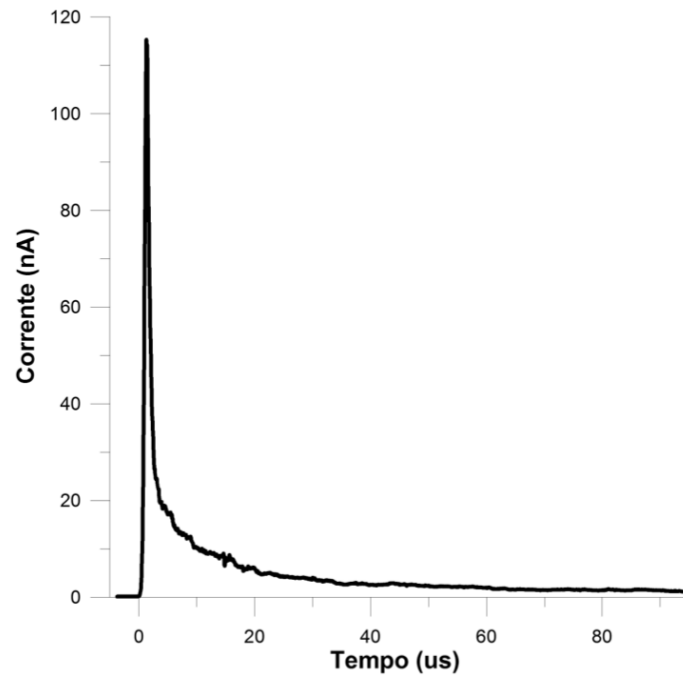


Figura 4.9: Esempio di risposta generata da un neutrone incidente (LOG114).

nA. In questo caso il segnale rappresentato è un segnale di piena energia, in cui i prodotti di reazione non hanno subito effetto parete.

In Tabella 4.2.3 sono riepilogate le caratteristiche principali degli impulsi di piena energia acquisiti utilizzando i diversi circuiti.

Appare evidente che il LOG114 ha una dinamica di risposta molto più veloce dell'AD8304, dando luogo a correnti di picco più alte di un ordine di grandezza. La percentuale di carica raccolta si conferma essere una costante dei due circuiti logaritmici analizzati, seppur soggetta a fluttuazione statistica. Questo aspetto garantisce l'assenza di problemi legati alla determinazione del numero di neutroni incidenti una volta che sia nota l'area totale sottesa al segnale di risposta. Le prestazioni ottimali raggiunte dall'amplificatore con dinamica veloce non possono essere raggiunte, ma le differenze evidenziate tra i diversi AmpLog indicano che anche all'interno di questi ultimi

Circuito	$T_{PICO}$ (ns)	Corrente di picco (nA)	Carica Raccolta
Ampli Veloce	64	1979	100%
AD8304	10200	17	85%
LOG114	1280	115	81%

Tabella 4.1: Tabella riassuntiva delle caratteristiche principali degli impulsi di piena energia acquisiti attraverso il contatore  $BF_3$  collegato ai diversi circuiti.

componenti le caratteristiche di risposta variano notevolmente.

#### 4.2.4 Previsioni teoriche dalla letteratura

La trattazione teorica sviluppata in precedenza sulle caratteristiche temporali dell'impulso di segnale (vedi Sezione 2.1.3) si concludeva con un'espressione per il profilo del segnale in tensione che ci si attende da un neutrone incidente sul volume attivo del rivelatore. Riprendendo tale espressione, si ha:

$$V(t) = \frac{Q}{C} \frac{1}{\ln(b/a)} \ln \left( \frac{2\mu V_0}{a^2 p \ln(b/a)} t + 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

dove  $Q$  è la carica generata dal neutrone incidente,  $C$  è la capacità del rivelatore,  $b$  il raggio del catodo,  $a$  il raggio dell'anodo,  $\mu$  la mobilità degli ioni,  $V_0$  la tensione di lavoro,  $p$  la pressione del gas,  $t$  il tempo. E' quindi semplice derivare l'equivalente espressione teorica del profilo del segnale in corrente:

$$I(t) = C \frac{dV(t)}{dt} = \frac{2Q\mu V_0}{a^2 p \ln^2 \left( \frac{b}{a} \right)} \cdot \frac{1}{\frac{2\mu V_0}{a^2 p \ln^2 \left( \frac{b}{a} \right)} t + 1} \quad (4.2)$$

I valori del contatore  $BF_3$  utilizzato sono i seguenti:

- $Q = 2,310 \text{ MeV} = 4,48 \cdot 10^{-13} C$

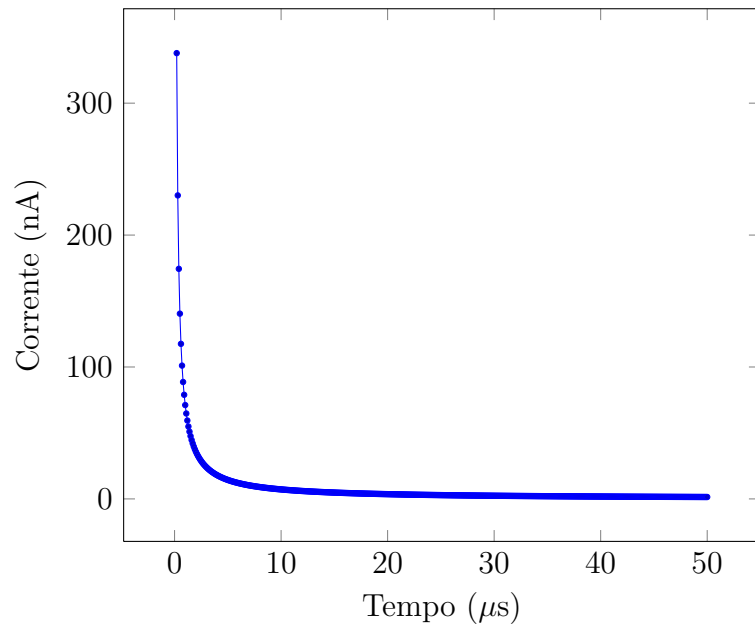


Figura 4.10: Profilo del segnale di corrente previsto dalla letteratura per un singolo neutrone incidente sul rivelatore.

- $\mu = 10^{-4} \frac{\text{atm}\cdot\text{m}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$
- $V_0 = 1342 \text{ V}$
- $a = 25 \mu\text{m}$
- $b = 12,5 \text{ mm}$
- $p = 700 \text{ mmHg} = 0,92 \text{ atm}$

Il profilo del segnale di corrente calcolato introducendo tali valori è rappresentato in Figura 4.10.

L'andamento di questo segnale ha una valenza strettamente teorica, infatti non è realizzabile un circuito elettronico che fornisca come segnale di uscita un profilo di corrente il cui il tempo di salita sia nullo. Ciononostante,

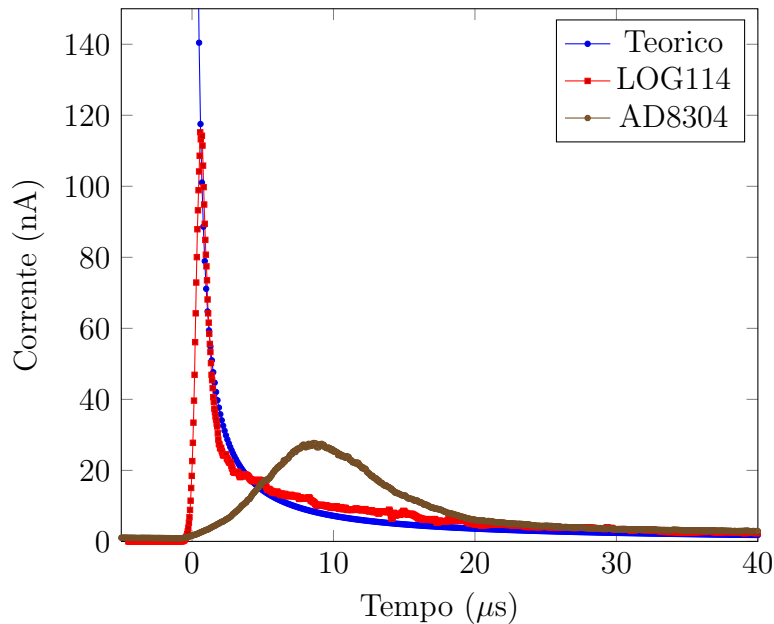


Figura 4.11: Confronto tra il profilo di segnale simulato ed i segnali acquisiti sperimentalmente (AD8304, LOG114).

è interessante valutare se il profilo ottenuto da una trattazione puramente teorica presenti analogie con i segnali fin qui acquisiti.

#### 4.2.5 Confronto

E' stata effettuata una simulazione del profilo di corrente calcolando i rispettivi valori teorici ogni 10 ns. In Figura 4.11 sono rappresentati i grafici relativi agli impulsi derivanti da singoli neutroni, acquisiti sperimentalmente, sovrapposti alla curva teorica.

Una prima osservazione riguarda la profonda differenza presente tra il segnale teorico e l'impulso acquisito attraverso l'AD8304. Il ritardo indotto dall'AmpLog rende impossibile effettuare un confronto tra i due segnali. L'unico aspetto comparabile è il comportamento del segnale per tempi

sufficientemente elevati, molto simile in entrambi i casi.

Un confronto diretto è invece possibile nel caso del segnale acquisito attraverso il circuito contenente il LOG114. In questo caso si osserva un andamento sovrapponibile nei due segnali per  $t > 1 \mu s$ , ovvero per tempi superiori al tempo impiegato dal LOG114 per raggiungere il suo picco. Coincidono sia il punto di flesso dei due segnali che il comportamento osservabile per tempi sufficientemente alti. Le uniche differenze presenti sono osservabili per  $t < 1 \mu s$ : il segnale ideale non presenta alcun tempo di salita, mentre il LOG114 presenta una rampa di salita del segnale imposta dall'elettronica.

E' possibile dividere in due parti il profilo di segnale acquisito mediante l'AmpLog:

- $t < t_{PICCO}$ : la formatura del segnale è imposta dall'elettronica, che impone un tempo di salita caratteristico, più lungo nel caso dell'AD8304, più rapido per il LOG114. Pur considerando l'utilizzo di amplificatori estremamente veloci, questa parte del segnale non potrà mai coincidere con il profilo teorico.
- $t > t_{PICCO}$ : l'andamento del segnale è sostanzialmente uguale a quanto individuato dalla teoria nel caso del LOG114, mentre il forte ritardo provocato nella formatura dall'AD8304 impone una raccolta di carica molto ritardata nel tempo, rendendo impossibile un confronto diretto. In questa seconda parte è evidente il contributo dato al segnale dalla lenta deriva degli ioni verso il catodo, che danno luogo ad un profilo di segnale equivalente a quanto previsto a livello teorico.

Per verificare la corrispondenza tra i segnali acquisiti con il LOG114 ed il profilo di segnale calcolato teoricamente sono state effettuate diverse acqui-

sizioni e tutte hanno confermato la sovrapposibilità nel comportamento dei segnali.

Per evitare che la risposta in frequenza del LOG114 fosse casualmente uguale al modello teorico della corrente nel  $BF_3$ , è stato effettuato un confronto tra il profilo di segnale teorico ed una risposta ottenuta dalla somministrazione di un segnale generato da un impulsatore. In quest'ultimo caso l'andamento ricavato si è distaccato considerevolmente dalla previsione teorica. Ciò conferma che la somiglianza tra i segnali osservata in precedenza si limita ad impulsi di origine neutronica.

### 4.3 Discriminazione X e $\gamma$

Si è proceduto a verificare l'efficacia di funzionamento del sistema di acquisizione in presenza di un considerevole fondo di radiazione ( $\gamma$  o X). Sono state effettuate alcune misure presso il laboratorio di metrologia delle radiazioni ionizzanti (Centro SIT), collocato all'interno del CESNEF. Il laboratorio dispone di un generatore di raggi X Seifert, modello ISOVOLT 320/10, ad alta stabilità di emissione, oltre ad un irraggiatore  $\gamma$  autoschermato.

Le misure sono state compiute predisponendo l'intero sistema di acquisizione all'interno della camera di irraggiamento e monitorando l'andamento dei segnali acquisiti attraverso un oscilloscopio per PC posizionato nel centro di controllo, all'esterno della sala. Il collegamento tra l'uscita del circuito di acquisizione e l'ingresso dell'oscilloscopio è garantito da un cavo passante attraverso un condotto di collegamento tra le due stanze.

L'AmpLog utilizzato è stato l'AD8304.

Tipo di fascio	Energia (KeV)
L1	45
L2	58
L3	79
L4	104
L5	134
L6	169
L7	202

Tabella 4.2: Tabella riassuntiva dei fasci di raggi X disponibili al SIT e relativa energia.

### 4.3.1 Prove con fondo X

#### Metodo di acquisizione

Il generatore di raggi X prevede la possibilità di effettuare irraggiamenti mediante fasci di diversa energia. Le specifiche sono indicate in Tabella 4.3.1. E' inoltre possibile regolare l'intensità di ciascuno dei fasci.

Mediante un apposito software di acquisizione, è possibile risalire al valore del rateo di kerma in aria prodotto dalla radiazione ad una certa distanza dall'otturatore. Il rivelatore  $BF_3$ , opportunamente schermato, è stato collocato ad una distanza di 1 metro dall'otturatore.

Per le misure di irraggiamento sono stati utilizzati tutti i fasci elencati in Tabella 4.3.1, acquisendo in corrispondenza di ogni misura il valore di tensione in uscita dall'amplificatore, poi opportunamente trasformato in corrente. Un esempio di segnale ottenuto è rappresentato in Figura 4.12. Si nota come il segnale sia affetto da una certa dose di rumore, probabilmente dovuta a segnali in frequenza caratteristici del generatore di raggi X. Escludendo tale

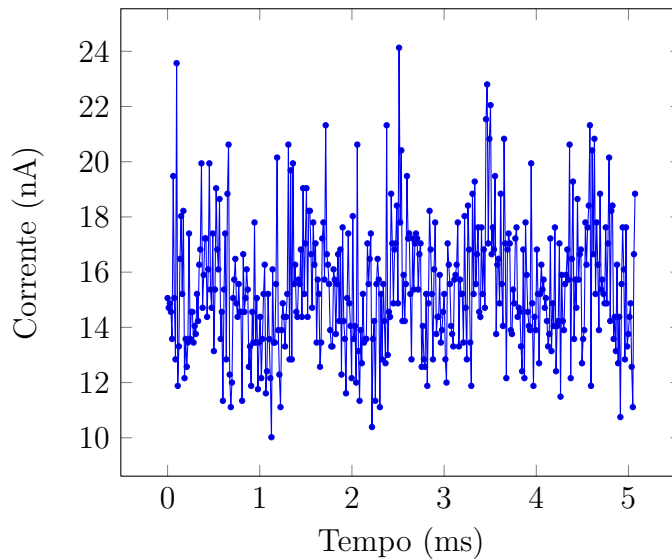


Figura 4.12: Esempio di segnale di corrente ottenuto in uscita dall'amplificatore AD8304 a seguito di irraggiamento X.

variabilità attribuibile al rumore, il segnale si posiziona ad un livello di corrente sostanzialmente piatto, più alto di quello caratteristico della corrente di fondo  $I_{MIN}$ , pari, nel caso dell'AD8304, a 1 nA.

Si è osservato come il valore di corrente in uscita aumenti al crescere del corrispondente rateo di kerma in aria calcolato nel punto in cui è posizionato il rivelatore. Per ricavare un singolo valore caratteristico per ogni acquisizione, si è calcolata la media dei valori di corrente sull'intero segnale.

### Caratterizzazione in sensibilità

Sono state effettuate diverse acquisizioni per ogni tipo di fascio. E' stato registrato il valore medio della corrente in uscita dopo ogni irraggiamento, noto il corrispondente valore di rateo di kerma in aria. E' stato quindi possibile esprimere il valore di sensibilità X caratteristico del rivelatore in funzione del tipo di fascio. I risultati sono mostrati in Tabella 4.3.1 e rappresentati sul



Tipo di fascio	Energia (KeV)	Rateo di kerma in aria (Gy/h)	Sensibilità (nA/(Gy/h))
L1	45	0,588	14,07
L2	58	0,892	47,86
L3	79	0,600	92,23
L4	104	1,083	75,64
L5	134	1,452	56,30
L6	169	1,204	46,35
L7	202	1,476	37,49

Tabella 4.3: Tabella riassuntiva delle sensibilità calcolate per i diversi tipi di fasci X.

grafico di Figura 4.13. Per confronto, sullo stesso grafico è riportata anche la sensibilità relativa al  $^{137}\text{Cs}$ , che emette  $\gamma$  da 662 KeV, e la cui misura è descritta in dettaglio nel paragrafo successivo.

E' immediato notare come la sensibilità del rivelatore vari considerevolmente in funzione delle diverse energie del fascio X. Essa varia da 13,98 nA/(Gy/h) per il fascio L1 ad un massimo di 92,23 nA/(Gy/h) per il fascio L3.

Per spiegare questo fenomeno è necessario indicare la composizione della parete esterna del rivelatore. Essa è costituita da uno spessore di 0,7 mm di *rame senza ossigeno* OFC (Oxygen Free Copper), ovvero un rame raffinato elettroliticamente per ridurre la presenza di ossigeno al di sotto dello 0,001% in massa.

Quando il fascio di fotoni incide su questo materiale, si possono verificare tre fenomeni distinti: effetto fotoelettrico, Compton o Rayleigh. I coefficienti di attenuazione massici relativi ai singoli fenomeni sono riportati in Figura

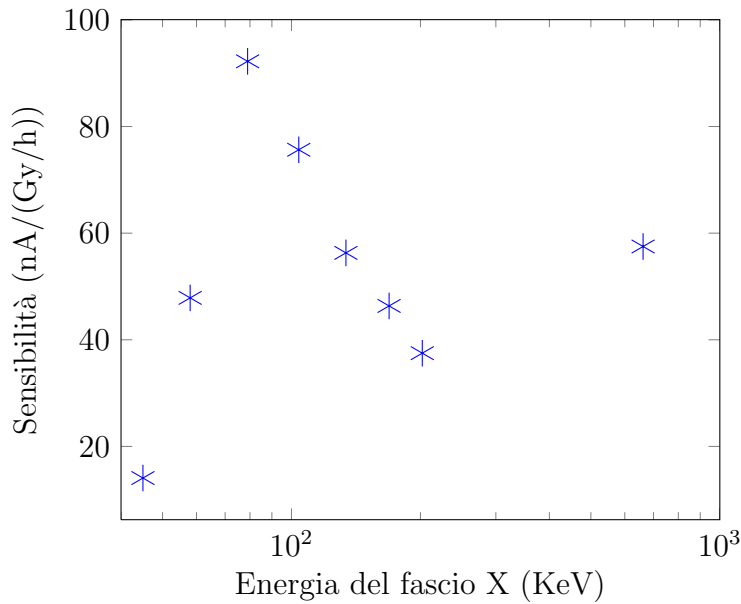


Figura 4.13: Rappresentazione sensibilità rivelatore in funzione dell'energia del fascio. Per confronto è riportata la sensibilità riferita al Cs.

4.14.

Il fenomeno che sta alla base della presenza di un segnale di corrente è l'effetto fotoelettrico: il fotone dà luogo al rilascio di un elettrone, con energia pari ad  $h\nu - E_K$ , dove  $h\nu$  è l'energia del fotone incidente (rappresentata per semplicità dal valore di riferimento indicato per ogni fascio in Tabella 4.3.1) e  $E_K$  è l'energia della shell K del rame, pari a 8,98 KeV.

La presenza del cosiddetto *picco fotoelettrico* nel grafico delle sensibilità è dovuto all'azione di due fenomeni contrapposti:

1. L'effetto fotoelettrico, la cui sezione d'urto diminuisce al crescere dell'energia dei fotoni incidenti.
2. L'attenuazione del fascio primario, che cresce al crescere dell'energia.

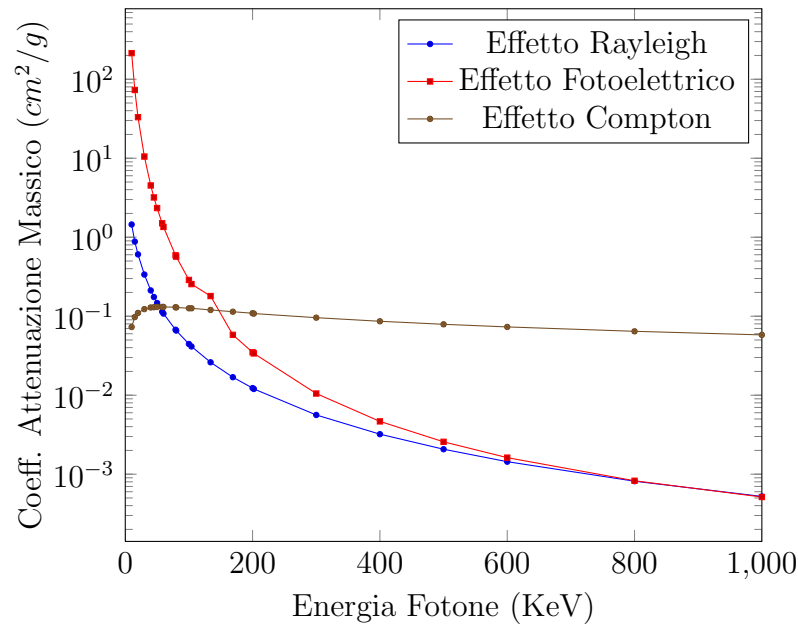


Figura 4.14: Andamento delle sezioni d'urto microscopiche in funzione dell'energia del fotone incidente per rame [4].

Come risultato di queste due azioni contrapposte si ha, in prossimità di un'energia pari ad 80 KeV, il raggiungimento di un valore ottimo di sensibilità, definito appunto *picco fotoelettrico*.

### Discriminazione per segnali da neutrone singolo

E' stata posizionata all'interno della camera di irradiazione, in prossimità del rivelatore, una sorgente di AmBe. Il contatore  $BF_3$  è stato opportunamente inserito all'interno di un cilindro cavo di polietilene per garantire un'efficiente moderazione dei neutroni. Sono stati acquisiti segnali generati da singoli neutroni incidenti sul rivelatore, sovrapposti al segnale generato dai fotoni X. L'obiettivo di questa analisi consiste nello stabilire se sia possibile distinguere un segnale di risposta generato da un'interazione neutronica anche in presenza di un notevole fondo X.

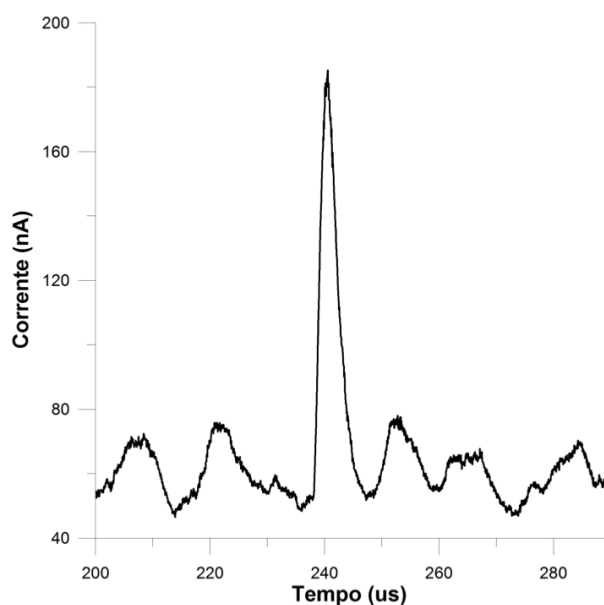


Figura 4.15: Segnale di risposta ottenuto al SIT a seguito di un neutrone incidente sul rivelatore, con fondo X con rateo di kerma in aria pari a 1477 mGy/h.

Il fascio utilizzato è il tipo L7, con acquisizioni operate a diverse intensità di corrente, che danno luogo a diversi valori di rateo di kerma: 45, 150, 464, 742, 1038, 1477 mGy/h.

In Figura 4.15 è rappresentata un'acquisizione effettuata nel caso più critico, ovvero quello con un rateo di kerma in aria pari a 1477 mGy/h.

Si osserva come, nonostante l'elevato valore di rateo di kerma indotto dal fascio X uscente dal generatore, il segnale di origine neutronica sia chiaramente distinguibile ed emerge con evidenza dal segnale dovuto all'effetto fotoelettrico dei fotoni sulle pareti del rivelatore. Il segnale di risposta raggiunge un picco di 185 nA, sovrastando di oltre 100 nA i valori di corrente più alti indotti dal fondo.

Come sottolineato nelle Sezioni precedenti, un valore di corrente di fondo

elevato induce una dinamica di risposta rapida da parte del circuito di acquisizione, rendendo molto rapidi i tempi di salita ed il transitorio di discesa del segnale, rispettivamente pari, in questo caso, a 2,4 e 4,9  $\mu$ s.

### 4.3.2 Prove con fondo $\gamma$

Si è proceduto ad effettuare acquisizioni posizionando il sistema di rivelazione all'interno di una camera in cui è presente un irraggiatore  $\gamma$  autoschermato. La sorgente utilizzata per la somministrazione di fotoni  $\gamma$  è il  $^{137}\text{Cs}$ . Il rivelatore è stato posizionato ad un metro dall'otturatore ed il collegamento tra ingresso dell'oscilloscopio ed uscita del sistema di acquisizione è stato garantito da un cavo passante attraverso un condotto di collegamento tra camera di irraggiamento e sala di controllo.

E' stato registrata la risposta del sistema di acquisizione senza alcun segnale in ingresso, se non quello dovuto ai fotoni  $\gamma$  incidenti sulle pareti del contatore  $BF_3$ . Il risultato ottenuto è stato di un valore medio di corrente in uscita pari a 1,23 nA, mentre il corrispondente di rateo di kerma è pari a 21,42 mGy/h.

Ne consegue che la sensibilità del rivelatore rispetto a fotoni  $\gamma$  emessi dal  $^{137}\text{Cs}$  (la cui energia si ricorda essere pari a 662 KeV, con un branching del 85 %) è pari a 57,5 nA/(Gy/h). Tale valore si pone all'interno dell'intervallo di sensibilità calcolato precedentemente per il fondo X.

### 4.3.3 Conclusioni

Appare evidente come sia necessario prestare attenzione alle componenti di fondo X nel caso di acquisizioni in campi neutronici accompagnati da fotoni di queste energie. In particolare, una attenzione ancora maggiore deve essere

messa in atto nel caso di energie del fascio vicine al picco fotoelettrico, in cui la sensibilità del rivelatore raggiunge il suo massimo.

Ciononostante, i valori di sensibilità calcolati sono sufficientemente bassi da poter garantire comunque una buona discriminazione dei segnali neutronici dal fondo. Questa caratteristica è confermata dalle acquisizioni effettuate utilizzando la sorgente di AmBe. E' infatti possibile distinguere chiaramente un segnale generato da un singolo neutrone anche in presenza del massimo valore di rateo di kerma ottenibile in laboratorio. Questo risultato è promettente nell'ottica dello sviluppo di un sistema di acquisizione per campi pulsati che tenga in conto anche la presenza di un fondo fotonico associato al flusso di neutroni.

L'acquisizione effettuata con un fondo  $\gamma$  proveniente dal  $^{137}\text{Cs}$  conferma l'ordine di grandezza dei valori di sensibilità calcolati nel caso di fondo X. Ciò conferma che, a parte la presenza del picco fotoelettrico, i valori di sensibilità del rivelatore rispetto alle interazioni di fotoni sulle pareti del rivelatore sono sostanzialmente indipendenti dal tipo di radiazione utilizzata,  $\gamma$  o X.

# Capitolo 5

## Caratterizzazione al CNAO: campi di neutroni pulsati

Nel Dicembre 2009 sono state effettuate misure di caratterizzazione del prototipo al CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica) a Pavia. In questo capitolo è riportata una breve descrizione del centro e, di seguito, i risultati ottenuti, con una descrizione ed analisi delle acquisizioni effettuate.

### 5.1 Il CNAO

Il CNAO è un centro in costruzione a Pavia progettato per il trattamento di tumori attraverso la tecnica dell'adroterapia. Questa tecnica consiste in un tipo di radioterapia effettuata con adroni. Rientrano in questa classe le irradiazioni con protoni, pioni, ioni leggeri, neutroni. Data la grande precisione di questa tecnica, la possibilità di utilizzarla per trattare efficacemente tumori si è aperta negli ultimi anni, con l'avvento di tecniche diagnostiche a risoluzione millimetrica come la CT, la MR e la PET.

Il CNAO, la cui costruzione è iniziata nel 2003, si propone come il primo centro di adroterapia in Italia, per il trattamento di tumori profondi e oculari. Si prevede che a regime il centro possa operare fino a 20000 sessioni adroterapiche l'anno, con un'operatività di 5 giorni su 7, per 220 giorni l'anno [33]. La struttura del centro prevede 3 sale di trattamento con 4 linee di fascio (3 orizzontali e una verticale), per trattare contemporaneamente fino a 3 pazienti.

Il processo di accelerazione e utilizzo delle particelle avviene in diversi passaggi.

- Le sorgenti emettono ioni carbonio e protoni all'energia di 8 KeV per nucleone.
- Un acceleratore lineare, posto a valle delle sorgenti, fa da iniettore all'anello di sincrotrone, portando le particelle da 8 KeV a 7 MeV per nucleone.
- Il sincrotrone accelera il fascio all'energia desiderata per la terapia (fino a 250 MeV per i protoni e 400 MeV per nucleone per gli ioni carbonio), lo estrae e lo trasporta fino alla sala di trattamento. La corrente nominale è pari a  $10^{10}$  protoni/spill o  $4 \cdot 10^8$  ioni/spill. [15].

Dopo l'iniezione a 7 MeV/u, il fascio è accelerato e portato all'energia di estrazione in meno di un secondo. L'estrazione avviene quindi lentamente, fino a quando il volume bersaglio del tumore è completamente irraggiato.

### 5.1.1 Il sincrotrone

L'acceleratore principale è un sincrotrone di circa 25 metri di diametro. Esso è composto da due archi simmetrici acromatici uniti tra loro mediante



due sezioni dritte senza dispersione. Queste sezioni ospitano la regione di iniezione ed estrazione, il sestupolo di risonanza e la cavità a radiofrequenza.

La curvatura complessiva di  $360^\circ$  è divisa in 16 dipoli identici alimentati in serie. L'azione di focalizzazione del fascio è fornita da 24 quadrupoli raggruppati in 3 famiglie, mentre la cromaticità, orizzontale e verticale, è controllata da altri 4 sestupoli raggruppati in 2 famiglie. Un quinto sestupolo è utilizzato per l'eccitazione di risonanza. La correzione di orbita è garantita da 20 magneti deflettenti [33].

Come descritto nella Sezione 1.1.1, all'interno di un acceleratore di adroni carichi, le perdite del fascio rappresentano uno dei fenomeni a cui fare più attenzione negli studi di radioprotezione.

In particolare, possono verificarsi due fenomeni di perdita di fascio:

- **Perdite di TIPO 1:** pari a circa l'1% del fascio, dovute ai processi di accelerazione imperfetta da parte del sincrotrone, possono avvenire lungo l'intero spill, e sono distribuite su un intervallo di tempo pari ad 1 secondo [16].
- **Perdite di TIPO 2:** l'intero fascio è perso in un singolo impatto con le strutture dell'acceleratore; tale perdita può essere dovuta a malfunzionamenti di uno dei sistemi ausiliari dell'acceleratore (ad esempio la rottura o lo spegnimento improvviso di uno dei generatori di potenza dei dipoli del sincrotrone [6]).

Entrambi i fenomeni di perdita devono essere tenuti in considerazione, ma le perdite di Tipo 2 sono le più critiche dal punto di vista della sicurezza radiologica dei lavoratori, poiché tale condizione incidentale può produrre una sorgente locale di radiazione ad alta intensità per un breve intervallo di

tempo. Nella progettazione delle strutture schermanti questo tipo di perdita non è stato considerato [6].

A seguito della cascata adronica generata dall'impatto tra gli adroni carichi accelerati e le strutture del sincrotrone si genera un campo molto complesso di particelle (vedi Sezione 1.1.2). Gli elementi costituenti le strutture del sincrotrone possono essere rappresentati da uno spessore equivalente di ferro pari a 45 cm [15]. Tale spessore permette di attenuare efficacemente la maggior parte delle particelle cariche tramite processi di ionizzazione, mentre lascia sopravvivere al suo esterno solo la componente neutronica del campo generato. Quindi, al di fuori delle strutture schermanti, solo le particelle neutre (fotoni e neutroni) dominano il campo di radiazione e conseguentemente la dose ceduta alle persone esposte.

Poiché nella progettazione delle schermature non è possibile conoscere quale sia il punto di perdita prevedibile del fascio, è necessario installare speciali rivelatori all'interno delle schermature o posizionare monitori di area all'esterno delle stesse in modo che sia l'acceleratore che il personale siano protetti in caso di malfunzionamento. Per questo motivo, il prototipo in fase di studio troverebbe adeguata applicazione all'interno di questa struttura.

## 5.2 L'acquisizione

### 5.2.1 Parametri di acquisizione

Si è proceduto ad effettuare un'acquisizione sperimentale nel Dicembre 2009, quando è stato possibile far circolare un fascio di protoni accelerato all'interno del sincrotrone. Ciascun impulso di protoni corrisponde ad una corrente pari a  $500 \mu\text{A}$  ed ha una durata di  $200 \mu\text{s}$ . Il fascio è stato diretto su un bersaglio di rame. Il rivelatore è posizionato ad una distanza dallo stesso pari 4,5 metri

ed inserito all'interno di un cilindro di moderatore cavo del diametro di 35 cm. L'AmpLog utilizzato è l'AD8304. I segnali sono stati acquisiti attraverso un oscilloscopio per PC ad una frequenza di acquisizione di 12,5 MHz.

### 5.2.2 Acquisizione impulsi $\gamma$

In Figura 5.1 è raffigurato uno dei segnali di risposta ottenuti e caratterizzati da piccoli valori di corrente di picco (nello specifico si osserva un valore massimo pari a 0,6 nA oltre la corrente  $I_{MIN}$ ). E' presente un rumore di fondo di una certa consistenza, chiaramente distinguibile a causa della scarsa ampiezza del segnale. Il picco non è ben delineato, ma si distribuisce su un intervallo temporale di circa 400  $\mu$ s. La discesa del segnale dopo il raggiungimento del picco è molto lenta, di durata pari a 1,5 ms.

Il segnale osservato non è originato da interazioni neutroniche. Esso è infatti caratterizzato da:

- scarsa definizione del picco;
- discesa del segnale molto lenta, almeno un ordine di grandezza superiore a quanto osservato per segnali generati da neutroni (vedi Sezione 4.2.2);
- valori di picco di corrente molto bassi (un ordine di grandezza inferiori rispetto a segnali neutronici).

Queste considerazioni indicano che il segnale in questione non ha origine neutronica, ma proviene dall'interazione con un pacchetto di fotoni che colpiscono il rivelatore creando una ionizzazione all'interno del volume attivo, depositandovi parzialmente la loro energia.

Un campo di neutroni è sempre accompagnato da un'intenso flusso fotonico ma, quando i due segnali vengono rivelati contemporaneamente, il segnale

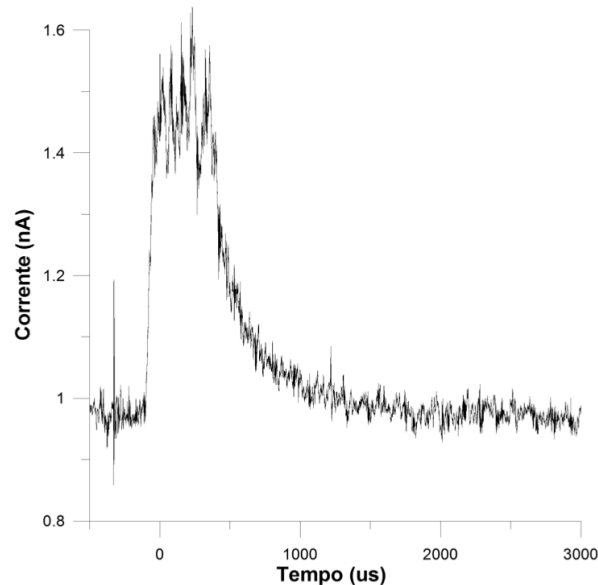


Figura 5.1: Segnale di risposta ottenuto al CNAO generato da un pacchetto di fotoni  $\gamma$  incidenti sul volume attivo del rivelatore.

neutronico sovrasta di ordini di grandezza il segnale  $\gamma$ . Per questo motivo nel caso di rivelazione di particelle multiple, neutroni e  $\gamma$ , il contributo di questi ultimi si manifesta sotto forma di rumore indistinto che fa aumentare il livello del segnale di risposta.

### 5.2.3 Acquisizione campo pulsato di neutroni e relativo fondo $\gamma$

In Figura 5.2 è rappresentata la risposta acquisita dopo che il fascio di protoni ha colpito il bersaglio. Si può osservare un segnale di intensità elevata concentrato in circa 1 ms dall'istante  $t = 0$ . La risposta raggiunge un picco di 600 nA, oltre a numerosi picchi secondari di intensità inferiore. Questa parte del segnale è generata dall'impulso di neutroni provenienti dalla cascata adronica ed incidenti sul volume attivo del rivelatore. Per tempi maggiori

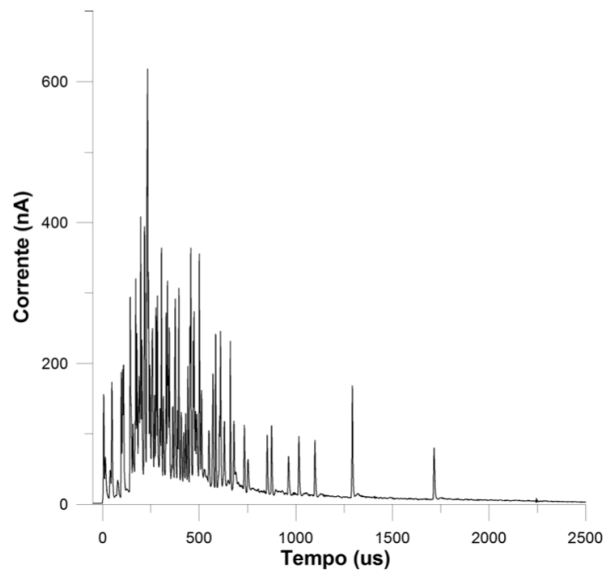


Figura 5.2: Segnale di risposta ottenuto al CNAO a seguito della collisione di un fascio di protoni contro un bersaglio di rame.

si osservano alcuni picchi, più distanziati e di intensità inferiore, dovuti a neutroni incidenti in istanti successivi, che hanno subito interazioni durante il loro cammino e che vengono rivelati in ritardo rispetto al flusso di neutroni di neutroni principale. Il fatto che tali segnali isolati siano dovuti a neutroni è confermato dalle ampiezze di picco raggiunte, oltre che dalla forma e dalla durata dei segnali stessi (vedi Figura 5.5), pienamente compatibili con risposte derivanti da una interazione neutronica singola (vedi par. 4.2.2).

Una delle cause della larghezza dell'impulso centrale di corrente è da attribuire al tempo di diffusione dei neutroni termici all'interno del moderatore, che introduce un ritardo, distribuito in maniera casuale, tra il tempo di arrivo sul moderatore stesso e la rivelazione nel volume attivo del tubo. Questo ritardo non è da attribuire al rallentamento dei neutroni ad energie termiche (che è relativamente veloce [2]), ma è dovuto al tempo impiegato dai neutroni, una volta termalizzati, a diffondere all'interno del moderatore prima di

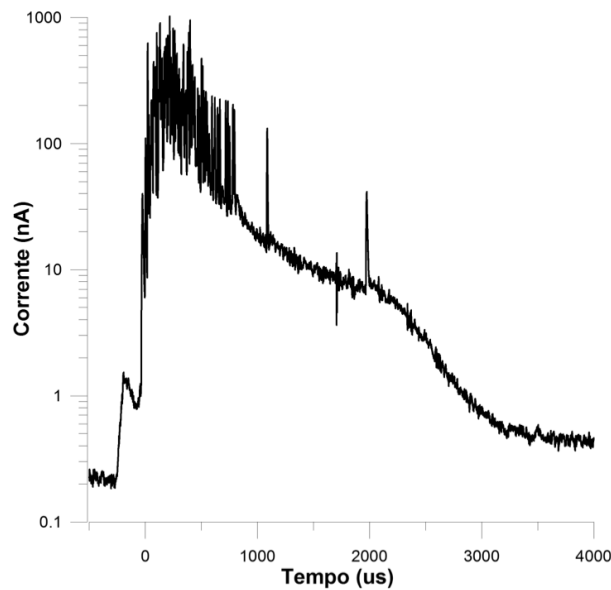


Figura 5.3: Logaritmo di un segnale di risposta ottenuto al CNAO a seguito della collisione di un fascio di protoni contro un bersaglio di rame.

andare in contro alla reazione. Questo tempo di termalizzazione distribuisce il segnale su un intervallo di tempo maggiore.

Una valutazione del tempo di termalizzazione si può dedurre valutando il logaritmo del segnale di corrente (vedi Figura 5.3). In questo grafico è possibile osservare la presenza di un segnale diverso da zero anche per  $t < 0$ . I fotoni colpiscono infatti le pareti del moderatore in contemporanea al campo neutronico, ma, mentre i primi sono rivelati dal  $BF_3$  in un istante immediatamente successivo, i neutroni devono prima subire un'adeguata termalizzazione all'interno del moderatore. Il primo segnale, per  $t < 0$  è dovuto ai fotoni, mentre il segnale che ha origine a  $t = 0$  è dovuto ai neutroni. Si deduce quindi che il tempo di termalizzazione dei neutroni vale circa  $200 \mu s$ .

L'acquisizione dell'impulso di neutroni permette alla parte centrale della risposta di raggiungere valori di corrente molto più elevati del rimanente

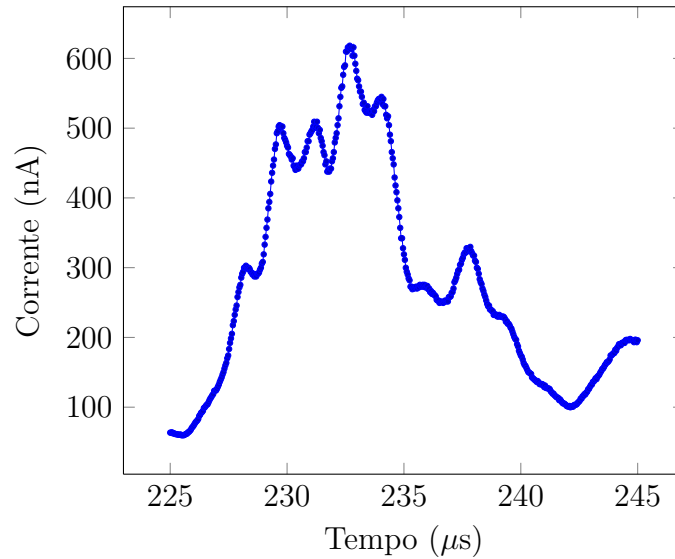


Figura 5.4: Segnale di risposta ottenuto al CNAO, generato dal pile-up di neutroni incidenti sul volume attivo del rivelatore (ingrandimento di Figura 5.2 per tempi compresi tra 225 e 245  $\mu\text{s}$ ).

segnale. Questo aspetto è dovuto al fatto che le risposte generate dai neutroni presentano un andamento decrescente molto lento. La sovrapposizione di segnali ravvicinati non permette ai singoli transistori di risposta di esaurirsi e fa sì che i contributi residui si sovrappongano l'uno sull'altro. Ricordando che per l'AD8304 i transistori non si esauriscono fino ad almeno 100  $\mu\text{s}$ , si può ipotizzare che nella parte centrale del segnale (per  $t$  pari a circa 200  $\mu\text{s}$ ) praticamente tutte le code dei neutroni incidenti fino a quel punto si sovrappongono: ciò dà luogo al considerevole segnale di fondo di corrente su cui si sviluppano tutte le successive risposte di origine neutronica.

Un ulteriore fenomeno che contribuisce a raggiungere valori di corrente elevati è dato dal pile-up dei neutroni, che incidono sul volume attivo del tubo contemporaneamente, dando così luogo a segnali di corrente che si sommano l'uno sull'altro.

In Figura 5.4 si osserva un fenomeno di pile-up: a  $t = 225 \mu s$  un neutrone incide sul rivelatore ed il segnale di risposta sale in circa  $4 \mu s$  fino a raggiungere il picco, per poi ridiscendere. A questo punto subentra il contributo di un altro neutrone, che impedisce al segnale di proseguire la discesa e forza una nuova salita, di durata ridotta. Questo fenomeno si ripete fino a che i valori di corrente toccati raggiungono i 600 nA. Il pile-up si manifesta in maniera consistente soprattutto al centro del segnale, quando il flusso neutronico incidente sul rivelatore raggiunge il suo massimo.

Il contributo dovuto ai  $\gamma$  non è distinguibile da quello di natura neutronica. Infatti il fondo  $\gamma$  è più intenso quando anche il campo neutronico è più intenso, ma in questo caso il contributo dato dai neutroni è così intenso che il segnale di fondo risulta indistinguibile. Allo stesso modo, quando il flusso neutronico si riduce a singoli impulsi distaccati temporalmente, anche il fondo  $\gamma$  è notevolmente ridotto ed il suo apporto al segnale di uscita non è consistente.

E' interessante osservare la differenza tra i segnali di risposta dovuti ad un neutrone incidente al centro della risposta ed uno posto ai suoi margini. Nelle Figure 5.6 e 5.5 sono rappresentate due finestre temporali ingrandite dello stesso segnale analizzato in precedenza. Nella prima si osserva il contributo dovuto ad un neutrone incidente negli istanti di flusso neutronico massimo, mentre nella seconda è rappresentata la risposta dovuta ad un neutrone che ha subito molte interazioni e che quindi viene rivelato come isolato, ai margini della finestra temporale di risposta.

In Tabella 5.2.3 sono riassunte le caratteristiche principali dei due segnali <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Corrente di fondo = Media relativa agli istanti precedenti la salita del segnale.

T salita = Tempo impiegato a raggiungere il valore di picco.

T discesa = Tempo impiegato per passare dal valore di picco al valore del fondo.

FWHM = Larghezza a metà del valore di picco, escluso il contributo del fondo.



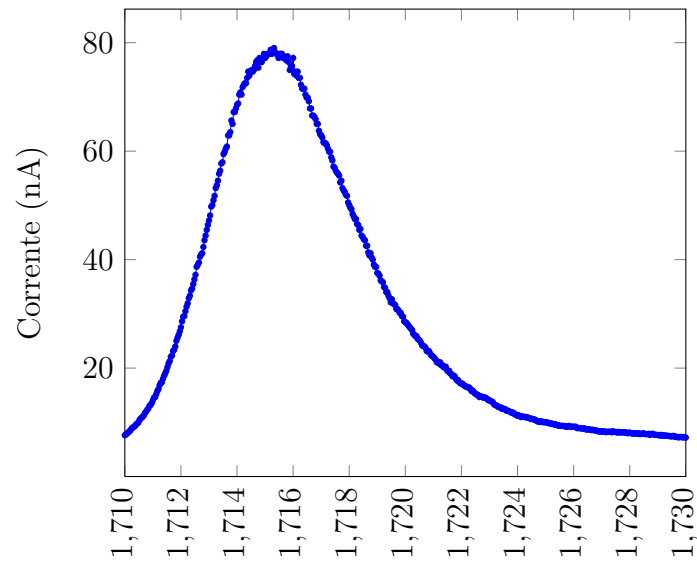


Figura 5.5: Risposta generata da un neutrone singolo incidente sul rivelatore dopo il pacchetto di neutroni principale (CNAO, ingrandimento di Figura 5.2 per tempi compresi tra 1710 e 1730  $\mu\text{s}$ ).

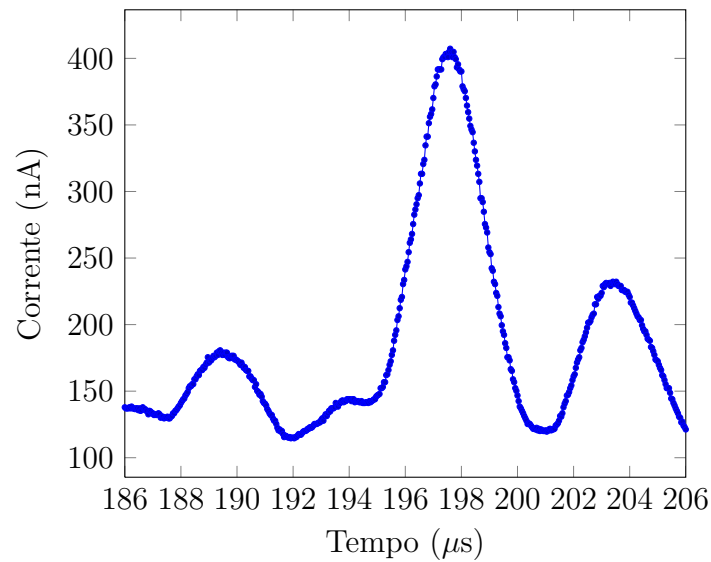


Figura 5.6: Risposta generata da un neutrone singolo incidente sul rivelatore nel mezzo del pacchetto di neutroni principale (CNAO, ingrandimento di Figura 5.2 per tempi compresi tra 186 e 206  $\mu\text{s}$ ).

	Segnale di Figura 5.5	Segnale di Figura 5.6
Segnale di corrente di fondo (nA)	7	145
Tempo di salita ( $\mu\text{s}$ )	5,9	2,7
Tempo di discesa ( $\mu\text{s}$ )	17,0	2,4
FWHM ( $\mu\text{s}$ )	5,8	2,5

Tabella 5.1: Caratteristiche principali delle risposte generate da singoli neutroni incidenti sul rivelatore, confrontate tra i segnali di Figura 5.5 e 5.6.

Si nota che il segnale al centro dell'impulso presenta una salita molto più rapida ed una dinamica in discesa più veloce rispetto all'altra acquisizione. Inoltre la FWHM è pari ad oltre il doppio nel caso del neutrone isolato rispetto all'altro segnale. Come conseguenza, dato che la carica raccolta deve essere la stessa in entrambi i casi, i valori della corrente raggiunti nel segnale di Figura 5.6 sono molto maggiori rispetto all'altro caso. Questo fenomeno si spiega con quanto osservato a livello di acquisizioni in laboratorio: un medesimo segnale, in questo caso di origine neutronica, sovrapposto ad un consistente segnale di corrente, rende molto più veloce la dinamica di risposta del circuito di acquisizione logaritmico, permettendo altresì di raggiungere valori di picco di corrente molto più alti ed in tempi più rapidi.

#### 5.2.4 Valutazioni sul tempo di campionamento

Sono state effettuate valutazioni sul tempo di campionamento minimo necessario per effettuare acquisizioni di campi di neutroni pulsati simili a quelli acquisiti. Avendo acquisito i segnali ad una frequenza molto alta (12,5 MHz), è stato effettuato un calcolo dell'area sottesa dal segnale di risposta, corri-

spondente alla carica raccolta dal circuito di acquisizione. Supponendo di avere a disposizione un sistema di campionamento in grado di effettuare acquisizioni ad una frequenza pari alla metà di quella iniziale, si è riprodotto il grafico del segnale di risposta eliminando un dato ogni due di quelli acquisiti in precedenza.

Procedendo allo stesso modo, si sono simulate acquisizioni attraverso sistemi di campionamento in grado di acquisire dati a velocità pari ad  $1/3$ ,  $1/4$ ,  $1/8$ ,  $1/16$ ,  $1/32$ ,  $1/64$ ,  $1/128$  di quella iniziale. E' stata calcolata l'area sottostante ai nuovi segnali di risposta, per verificare se fossero presenti variazioni significative nella carica acquisita. L'obiettivo di questa analisi è stabilire quale sia la minima frequenza di campionamento necessaria per acquisire i segnali senza consistenti distorsioni. Quanto minore è il valore di tale frequenza di campionamento, tanto minori sono i problemi e le complessità relative all'unità di acquisizione.

Si suppone che il valore dell'area sottesa calcolato alla frequenza di campionamento massima (12,5 MHz) sia molto prossimo al valore calcolato acquisendo con una frequenza di campionamento ideale, cioè infinita. Sotto questa ipotesi, si definisce d'ora in poi il valore della carica sottesa alla curva acquisita a 12,5 MHz come il valore di carica *reale*, ovvero ottenuto senza distorsioni dovute all'insufficiente velocità di campionamento.

Calcolata l'area sottostante ai segnali ricostruiti, si è valutato il rapporto tra l'area di tali segnali e quella originaria, esprimendolo in termini percentuali. Ripetuta la procedura per tutti i segnali acquisiti, si è calcolata la media e la deviazione standard della serie di valori acquisiti. Sotto ipotesi che la distribuzione dei valori delle aree sia gaussiana, si è determinata la probabilità che il valore dell'area modificata di tale ipotetica distribuzione sia compreso all'interno di intervalli stabiliti. I valori calcolati di probabilità

Limite inf.	Limite sup.	6 MHz	3 MHz	1,5 MHz	780 KHz	390 KHz	195 KHz	97 KHz
99%	101%	100%	100%	100%	100%	100%	31%	10%
98%	102%	100%	100%	100%	100%	100%	81%	19%
95%	105%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	47%
90%	110%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	81%

Tabella 5.2: Riassunto delle probabilità di ottenere un segnale di risposta il cui rapporto tra l'area sottesa e l'area *reale* sia compreso all'interno dell'intervallo indicato.

sono riportati in Tabella 5.2.4.

I dati riportati si leggono nel modo seguente. I valori delle prime due colonne indicano il livello minimo e massimo dell'intervallo all'interno del quale si considerano accettabili le distorsioni sulla carica raccolta. Supponendo ad esempio di poter accettare che il valore della carica sottesa si possa distaccare dal valore *reale* per  $\pm 2\%$ , si considera la seconda riga della tabella, quella in cui i limiti inferiore e superiore sono pari, rispettivamente, al 98 e al 102%. Supponendo di poter accettare che il valore dell'area sottesa calcolata possa essere compresa all'interno dei limiti specificati con un'intervallo di confidenza del 90%, la frequenza minima di campionamento da adottare sarà pari a 390 KHz. Infatti acquisendo con una frequenza di 195 KHz si otterrebbe un intervallo di confidenza dell'81%, inferiore al limite imposto del 90%.

Da questa analisi si deduce, in generale, che una frequenza di 195 KHz è più sufficiente per ottenere un valore dell'area sottesa che si distacchi per un  $\pm 10\%$  dal valore reale. Una tolleranza di questi valori è più che sufficiente per il sistema di acquisizione considerato, poichè l'interesse è orientato principalmente ad ottenere un'ampia dinamica di acquisizione, piuttosto che ad

avere un'alta precisione nelle misure.

### 5.3 Considerazioni generali

L'acquisizione effettuata attraverso il rivelatore ed il relativo apparato sperimentale ha permesso di stabilire che il prototipo funziona efficacemente non solo per acquisizioni di singoli neutroni, così come già confermato in laboratorio, ma anche nel caso di campi di neutroni pulsati, derivanti in questo caso dall'impatto di un fascio neutronico diretto su un bersaglio di rame.

La risposta originata dall'impulso di neutroni è stata osservata chiaramente, senza problemi introdotti dal fondo fotonico che accompagna il fascio, garantendo una buona discriminazione intrinseca al sistema per quanto riguarda la componente  $\gamma$ .

All'interno del segnale di risposta principale è stato possibile individuare gli impulsi dovuti al singolo neutrone incidente, oltre che le risposte generate dal pile-up di neutroni multipli.

In nessuna delle acquisizioni si sono incontrati problemi di saturazione, confermando così il fatto che anche per campi neutronici pulsati di questa intensità l'intero sistema di rivelazione non viene saturato.

Si è inoltre dimostrato che per acquisizioni in questa geometria è sufficiente utilizzare una frequenza di acquisizione di meno di 200 KHz, supponendo di poter accettare imprecisioni dell'ordine del 10% riguardanti l'area sottesa dal segnale.

# Capitolo 6

## Caratterizzazione al CERF: campi di neutroni ad alta fluenza

### 6.1 Il CERF

Il CERF (CERN-EU High-Energy Reference Field) è una struttura installata lungo una delle linee secondarie del fascio proveniente dal Super Sincrotrone per Protoni (SPS), nell'area sperimentale nord del sito di Prévessin (Francia) del CERN. La struttura fu realizzata nel 1992 per poter effettuare misure di calibrazione e taratura di rivelatori impiegati sulle rotte commerciali degli aerei civili. In questa struttura è infatti possibile ricreare un campo di radiazione molto simile a quello presente a  $10 \div 20$  km di altitudine. Al suo interno è inoltre possibile effettuare misure per testare la strumentazione attiva e passiva utilizzata attorno ad acceleratori di particelle di alta energia. E' possibile riprodurre un campo misto di neutroni, fotoni, muoni, elettroni, protoni e pioni, ma la componente principale è rappresentata da un campo

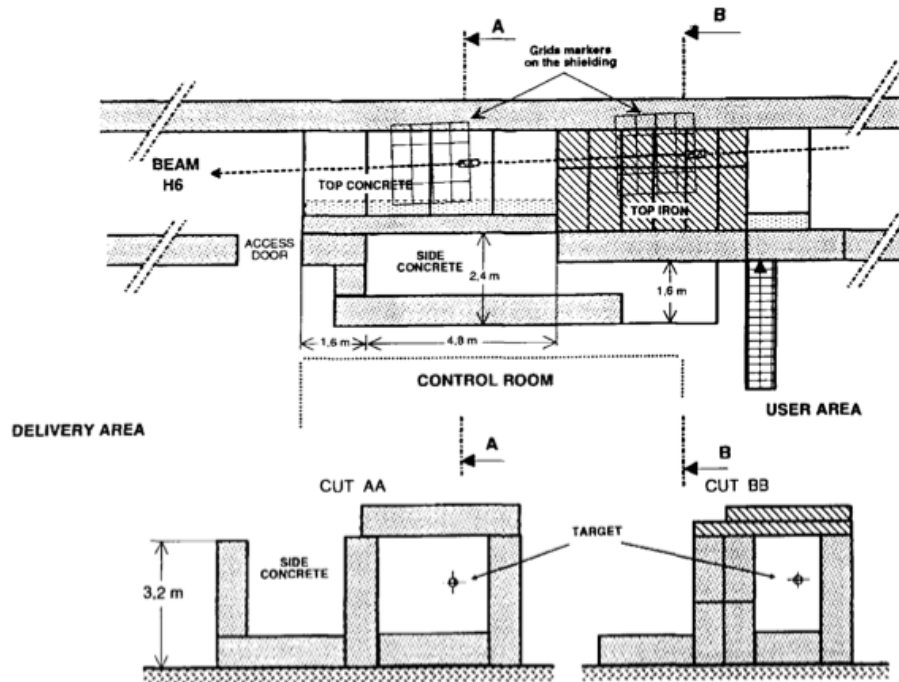


Figura 6.1: Viste planari e di sezione della struttura CERN-EU.

di neutroni [29].

Il fascio di adroni positivi proveniente dal SPS è stato determinato sperimentalmente essere costituito dal 35% di protoni, 61% di pioni e 4% di kaoni [29]. Il fascio, le cui particelle possiedono una quantità di moto di 120 GeV/c, è diretto su un bersaglio di rame di 7 cm di diametro e 50 cm di lunghezza, che può essere installato in due posizioni all'interno di una camera di irradiazione (vedi Figura 6.1). L'intensità del fascio primario è monitorata da una camera di ionizzazione ad alta precisione, detta PIC (Precision Ionization Chamber), riempita di aria a pressione atmosferica, posizionata nel fascio a monte del bersaglio di rame e connessa ad un circuito di corrente digitalizzato. L'unità di misura utilizzata per monitorare l'intensità del fascio è il PIC-count, che corrisponde (entro un  $\pm 10\%$  di incertezza) a  $2,2 \cdot 10^4$  particelle incidenti sul bersaglio [29]. La durata del ciclo di estrazione del

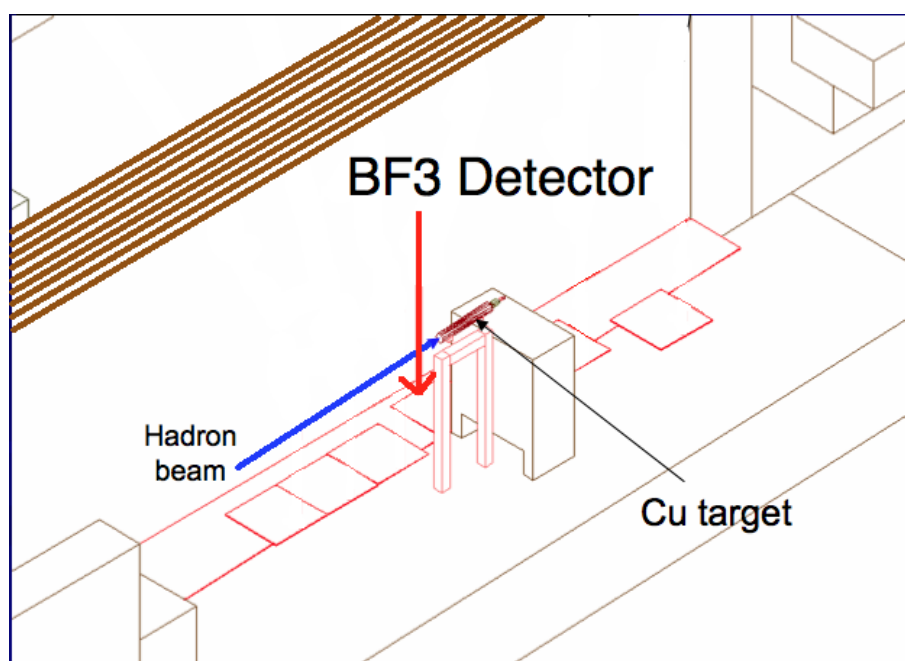


Figura 6.2: Visione schematica dell'interno della camera di irradiazione (CERF). Il prototipo è stato posizionato nel settore indicato dalla freccia rossa.

fascio dal SPS è pari a 10 s, su un ciclo complessivo del sincrotrone di 46 s.

## 6.2 Geometria di acquisizione

Le acquisizioni sono state effettuate nel Luglio 2010. Il rivelatore è stato posizionato all'interno della camera di irradiazione ad una distanza di circa 1 metro lateralmente al bersaglio di rame, trovandosi in tal modo su una linea di uscita delle particelle perpendicolare al bersaglio stesso (vedi Figura 6.2).

All'interno della stessa camera di irradiazione sono stati posizionati il generatore di tensione e l'alimentatore per l'amplificatore, mentre il connettore di uscita è stato collegato mediante un cavo da 10 metri ad un PC posizionato all'interno della sala di controllo (vedi Figura 6.1) per effettuare le acquisi-



zioni in tempo reale. I dati sono stati acquisiti attraverso un oscilloscopio per PC ed il relativo software di acquisizione. Le frequenze di acquisizione variano in base alla finestra temporale campionata, da un minimo di 100 KHz per la finestra da 10 s, ad un massimo di 10 MHz per la finestra da 100 ms.

Le acquisizioni sono state effettuate per diverse intensità del fascio di adroni incidente. In particolare, dopo una serie di misure effettuate alla massima intensità disponibile (circa 2450 PIC-counts), si è proceduto a diminuire l'intensità per step successivi, fino a toccare un minimo di 55 PIC-counts. Tali valori sono riferiti ad intensità integrali, calcolate sui 10 secondi di estrazione del fascio.

Come illustrato in dettaglio nella Sezione 1.1.2, un fascio di adroni carichi di alta energia incidenti su un bersaglio di rame dà luogo alla produzione di un campo di particelle molto complesso, di cui i neutroni rappresentano una parte importante.

In Figura 6.3 è rappresentato lo spettro di particelle generato dal fascio di adroni incidenti sul bersaglio osservabile nella posizione occupata dal sistema di rivelazione. Si nota come la frazione di fotoni emessi sia molto elevata a basse energie, mentre scenda con una certa rapidità per energie superiori a 100 MeV. Un andamento analogo è osservabile nel caso di elettroni e positroni, la cui presenza scompare totalmente per energie superiori a 1 GeV. Un comportamento differente è quello caratteristico dello spettro di adroni, rivelati in numero limitato a basse energie. La loro presenza è più consistente al crescere dell'energia, con un picco nei pressi di 300 MeV. Oltre questo valore la curva subisce un rapido crollo per poi annullarsi ad un'energia pari a 10 GeV.

La frazione di neutroni prodotta si mantiene all'incirca costante per energie comprese tra 100 KeV e 300 MeV, per poi subire una profonda deflessione

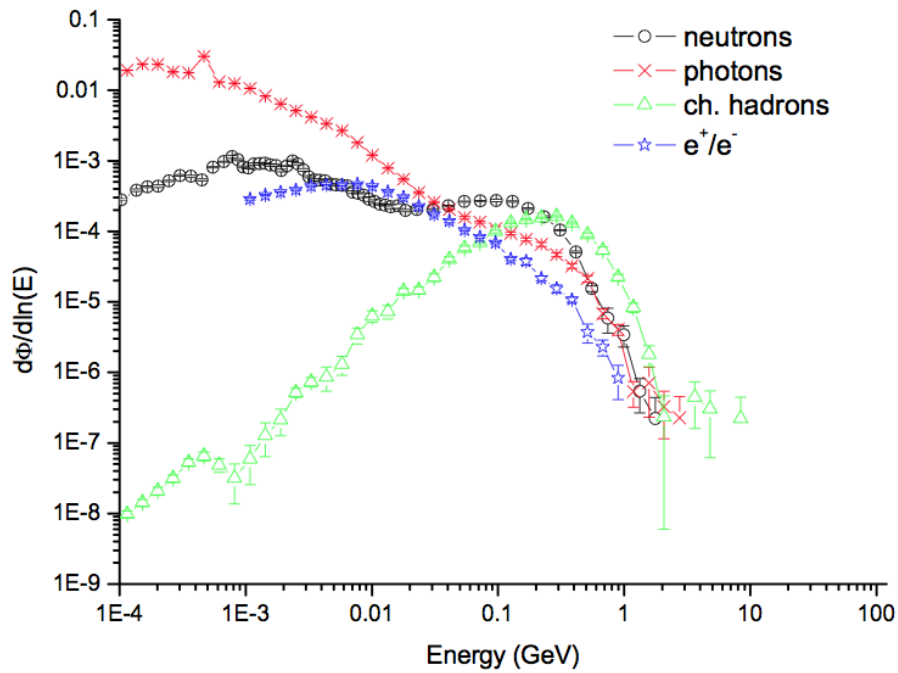


Figura 6.3: Spettro delle particelle emesse dopo che il fascio di adroni carichi ha colpito il bersaglio di rame, calcolato nella posizione in cui è collocato il rivelatore [13].

ad energie superiori. I neutroni di energia più elevata raggiungono circa 1 GeV.

Questo spettro indica come le particelle emesse siano costituite da un importante campo di neutroni ad alta ed altissima energia, accompagnato da un fondo fotonico di notevole intensità, specialmente alle basse energie.

### 6.3 Valutazioni generali segnali raccolti

Come conseguenza della durata del ciclo di estrazione del fascio dal SPS, i segnali acquisiti mostrano una risposta caratterizzata da picchi dovuti alle particelle incidenti sul rivelatore per una durata complessiva di 10 secondi.

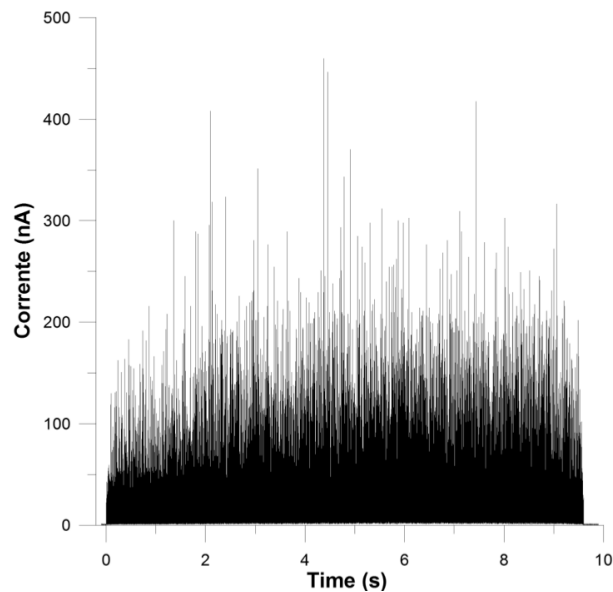


Figura 6.4: Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2465 PIC-counts).

Il flusso di particelle di questa durata si ripete, ciclicamente, ogni 46 secondi.

Il grafico derivante da un'acquisizione completa, di durata pari all'intero intervallo di estrazione, è mostrato in Figura 6.4. Il segnale in questione è stato acquisito con l'intensità del fascio alla massima intensità disponibile, nel caso specifico pari a 2465 PIC-counts. Tale rappresentazione mostra un continuo indistinguibile, dovuto al flusso di particelle molto intenso che colpisce il rivelatore. L'intervallo che intercorre tra la rivelazione di una particella incidente e la successiva è così limitato che la compressione dell'intero segnale in un'unica finestra non dà la possibilità di distinguere le singole acquisizioni, ne' tantomeno di ricavare informazioni sulle particelle che hanno originato tali segnali.

In Figura 6.5 è rappresentato un ingrandimento del grafico di Figura 6.4. In questo segnale di risposta si osservano innumerevoli picchi singoli, di diver-

sa intensità, il maggiore dei quali raggiunge un valore di 370 nA di corrente. La risposta indica che la fluensa di particelle è molto elevata, ma esse incidono sul volume attivo del tubo in tempi distinti, seppur molto ravvicinati, senza dar luogo ad un pile-up significativo del segnale. Ciononostante, si osserva la presenza di numerosi picchi secondari di intensità maggiore di quella attesa da un segnale neutronico singolo.

L'interpretazione di questi picchi, soprattutto di quelli che raggiungono i valori più alti di corrente, è abbastanza complessa. Ad una prima osservazione essi potrebbero essere attribuiti a segnali di pile-up di origine neutronica. In realtà, valutando ad esempio nel dettaglio l'area sottesa al picco da 370 nA, si calcola un valore di carica pari a 2,5 pC, ovvero circa 10 volte la carica attesa da un singolo neutrone. Ciò che fa escludere la possibilità che il segnale derivi da un pile-up è la sua perfetta definizione, senza picchi secondari. Ne consegue che esso è stato originato da una particella singola. Escludendo l'origine neutronica, la sua natura potrebbe essere individuata nello scattering elastico di un protone con un atomo di rame del catodo, che abbia dato luogo all'assorbimento dell'energia dell'atomo di rame all'interno del rivelatore.

E' possibile valutare la verosimiglianza di tale ipotesi. Osservando lo spettro delle particelle incidenti sul rivelatore (vedi Figura 6.3), si nota come l'energia più probabile per un protone sia pari a circa 200 MeV. La frazione di energia massima trasferita da un protone nell'urto con un atomo è pari a  $4A/(1+A)^2$  [24], dove per il rame  $A = 63$ . Ne consegue che la frazione dell'energia del protone trasferita all'atomo di rame può arrivare al 6%, cioè circa 20 MeV. La sezione d'urto per scattering elastico del rame a queste energie non è trascurabile [4]. Il range di un atomo di rame da 20 MeV all'interno del  $BF_3$  alla pressione di 200 mmHg vale circa 22 mm [5]. Consi-

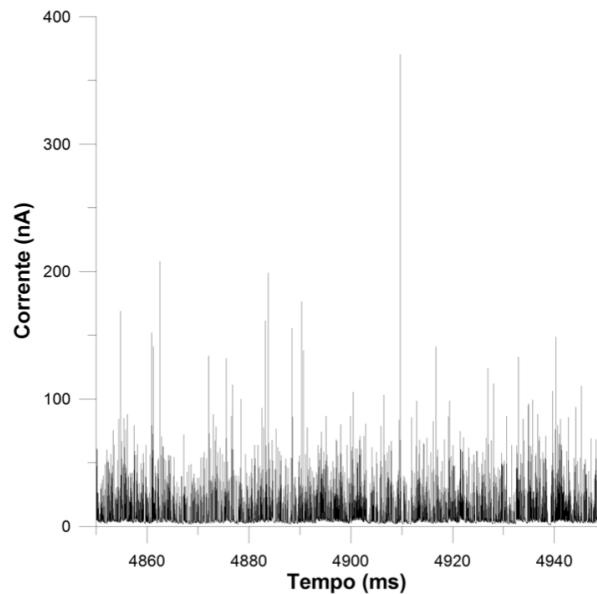


Figura 6.5: Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2465 PIC-counts), dettaglio tra 4850 e 4950 ms. Frequenza di acquisizione: 100 KHz.

derando le dimensioni del rivelatore, è plausibile ipotizzare che l'atomo abbia depositato interamente la sua energia al suo interno. In questo caso l'energia depositata, 20 MeV, sarebbe pari a circa 10 volte l'energia dei prodotti di reazione generati da una singola interazione neutronica. Poiché la raccolta di carica per singolo neutrone è pari a circa 250 fC, è ragionevole ipotizzare che il segnale con area sottesa di 2,5 pC sia dovuto allo scattering di un atomo di rame. Nonostante queste valutazioni, l'identificazione delle particelle che hanno generato questi picchi non è certa.

In Figura 6.6 si osserva una finestra temporale ancora più ridotta del medesimo segnale. Dal grafico si deduce che le particelle incidono sul rivelatore con un rateo pressoché costante, dando luogo a segnali di risposta all'incirca equispaziati, seppur di intensità molto diverse. Sono presenti numerosi picchi di intensità compresa tra 50 e 100 nA, oltre ad un elevatissimo numero di

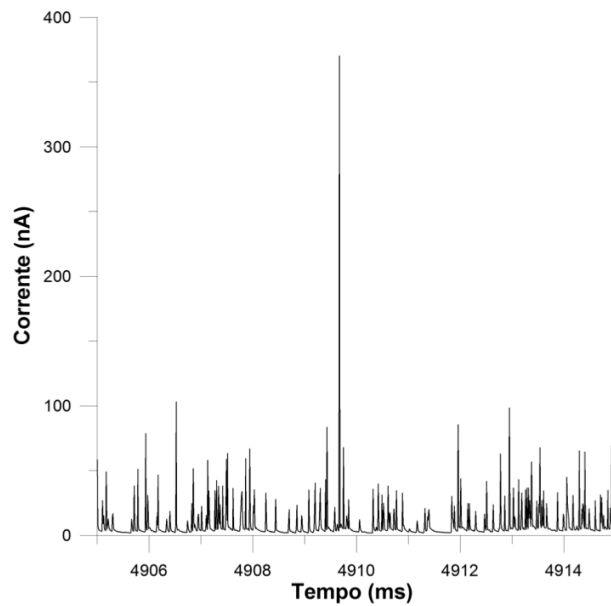


Figura 6.6: Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2465 PIC-counts), dettaglio tra 4905 e 4915 ms.

segnali con intensità di picco inferiore a 50 nA.

I segnali generati dalle particelle incidenti sono sovrapposti ad un tenue segnale di corrente, derivante dalla somma di due contributi: la corrente di fondo  $I_{MIN}$ , pari ad 1 nA, ed un segnale di rumore sinusoidale di ampiezza pari ad 1 nA picco-picco. D'altro canto, non si nota la presenza di un consistente rumore dovuto a segnali  $\gamma$ , che risultano coperti dall'innumerevole serie di segnali neutronici.

In Figura 6.7 si osserva l'ingrandimento di un'acquisizione effettuata sempre con il fascio alla massima potenza (nel caso specifico, l'intensità è pari a 2436 PIC-counts). Sono chiaramente distinguibili i singoli segnali dovuti ai neutroni incidenti sul rivelatore. La forma delle risposte, oltre al valore delle ampiezze di picco, conferma che ciascuno dei segnali è dovuto a prodotti di reazione generati da un neutrone incidente. Le diverse ampiezze dei picchi

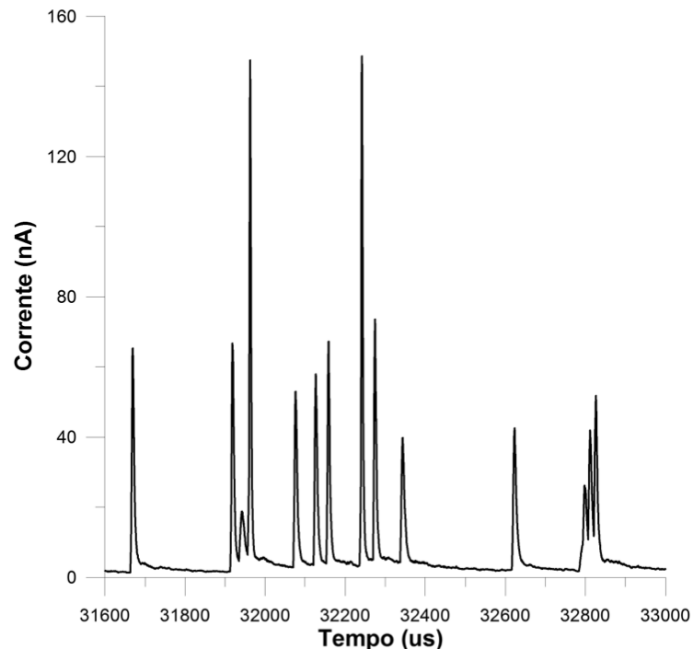


Figura 6.7: Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2436 PIC-counts), dettaglio tra 31600 e 32760  $\mu\text{s}$ . Frequenza di acquisizione: 10 MHz.

indicano un effetto parete più o meno intenso a cui sono andati incontro i prodotti, piuttosto che un pile-up dei segnali. Un'ulteriore conferma della natura della particella che ha originato i segnali è data dal calcolo dell'area sottostante alle singole risposte, del tutto comparabile con quella calcolata in laboratorio per un neutrone incidente.

Si osserva inoltre come i neutroni incidano sul rivelatore in sequenza, con un intervallo medio di separazione di circa 2  $\mu\text{s}$  l'uno dall'altro. In diversi istanti sono presenti segnali neutronici sovrapposti, che danno luogo a fenomeni di pile-up.

A titolo di confronto, in Figura 6.8 è rappresentata un'acquisizione effettuata a basse intensità del fascio incidente. In questo caso non sono visibili fenomeni di sovrapposizione, poiché i neutroni colpiscono il rivelatore ad una

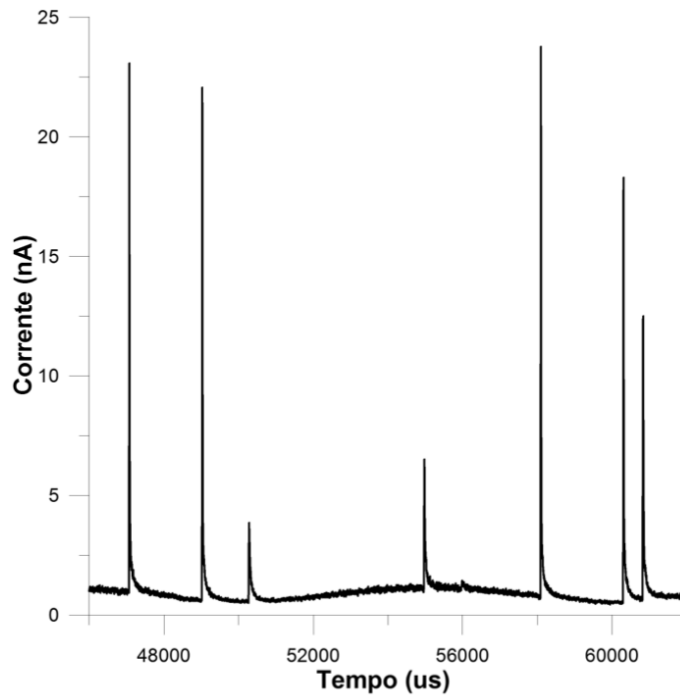


Figura 6.8: Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 141 PIC-counts), dettaglio tra 46000 e 62000  $\mu\text{s}$ . Frequenza di acquisizione: 10 MHz.

distanza media di 2 ms tra i diversi segnali.

In particolare, in Figura 6.9 si osserva un fenomeno di pile-up di tre neutroni incidenti sul rivelatore a distanza di circa 15  $\mu\text{s}$  l'uno dall'altro. Non essendo questo tempo sufficiente al circuito di acquisizione per poter risolvere in maniera separata i segnali, si verifica una parziale sovrapposizione tra gli stessi. Le caratteristiche dei tre segnali singoli sono riassunti in Tabella 6.3<sup>1</sup>.

Si osserva il comportamento già osservato nelle Sezioni precedenti: quan-

<sup>1</sup>T salita = Tempo impiegato per passare da 10 nA alla corrente di picco.

T discesa = Tempo impiegato per passare dalla corrente di picco a 10 nA.

FWHM = Larghezza a metà del valore di picco, escluso il contributo del fondo.



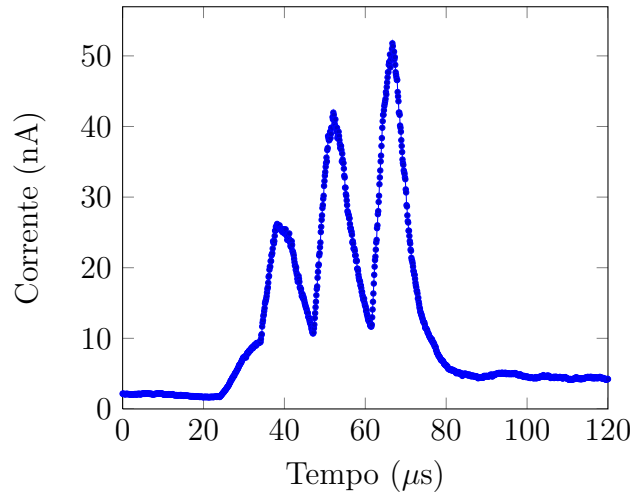


Figura 6.9: Segnale di risposta acquisito al CERF (intensità del fascio = 2436 PIC-counts), dettaglio tra 32760 e 32880  $\mu\text{s}$ . La scala dei tempi è stata ridefinita assegnando il valore  $t = 0$  all'istante iniziale della finestra.

do i valori di corrente acquisiti dal circuito superano una certa soglia, l'elettronica risponde con una dinamica più veloce e permette ai segnali, originati dalle medesime particelle, di raggiungere picchi di corrente più alti ed in tempi più brevi. In particolare il terzo neutrone incidente, il cui segnale viene rivelato quando il contributo dei primi due non si è ancora del tutto annullato, raggiunge un picco pari al doppio del primo neutrone, con una FWHM all'incirca dimezzata.

## 6.4 Valutazioni sulla carica raccolta

Per ogni segnale di risposta acquisito è stata calcolata l'area sottesa mediante il metodo illustrato nella Sezione 3.2. La carica somministrata dalla particelle incidenti, essendo il numero di queste ultime sconosciuto, non è nota a priori, quindi non è possibile determinare quale frazione della carica complessiva il

Segnale ( $\mu\text{s}$ )	Tempo di salita ( $\mu\text{s}$ )	Tempo di discesa ( $\mu\text{s}$ )	FWHM (nA)	Corrente di picco
Primo	6	9	11	26
Secondo	5	8	10	42
Terzo	4	5	7	52

Tabella 6.1: Riassunto delle caratteristiche dei segnali provenienti da singoli neutroni rappresentati in Figura 6.9.

rivelatore sia in grado di raccogliere.

Ciononostante, seppur sia ignoto il numero di particelle che incidono sul rivelatore, si conosce con precisione l'intensità del fascio incidente sul bersaglio. L'informazione relativa a tale intensità è espressa in PIC-counts. Supponendo che il numero di particelle incidenti sul rivelatore sia proporzionale all'intensità del fascio di adroni, è possibile raffrontare l'andamento della carica raccolta dal circuito di acquisizione in funzione dell'intensità del fascio incidente.

In Figura 6.10 sono rappresentati i valori della carica raccolta in funzione della corrispondente intensità del fascio incidente. Il valore è stato computato al netto della corrente di fondo da attribuire alla  $I_{MIN}$  ed al segnale sinusoidale di rumore. Le intensità del fascio a cui sono state effettuate le acquisizioni sono progressivamente decrescenti, da 2465 a 55 PIC-counts. Dal grafico è evidente la presenza di una proporzionalità lineare tra le due grandezze, confermata dal fit lineare sovrapposto ai dati originari. Pur non conoscendo i valori della carica depositata dai neutroni nel rivelatore, grazie alla verifica di questa proporzionalità, si può affermare che il rapporto tra la carica raccolta dal sistema e quella depositata si mantiene costante anche per intensità del fascio incidente molto diverse.

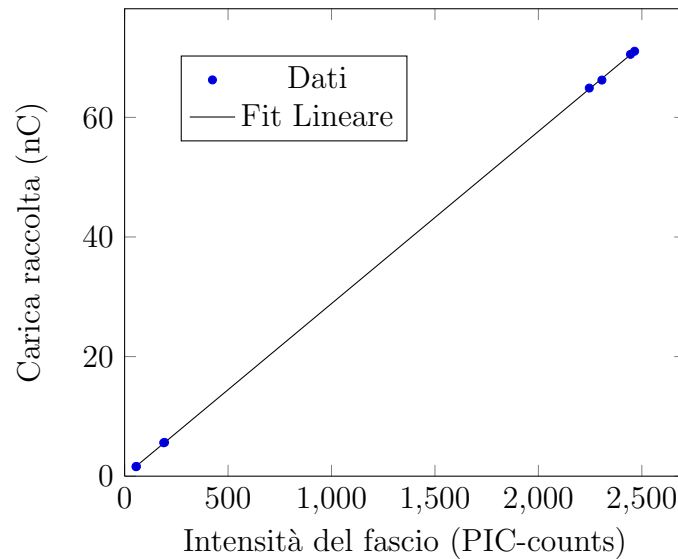


Figura 6.10: Carica sottesa ai segnali di risposta in funzione dell'intensità del fascio di adroni incidente sul bersaglio.

## 6.5 Considerazioni generali

Le acquisizioni effettuate al CERF hanno permesso di confermare il funzionamento del rivelatore e della relativa unità di acquisizione anche in presenza di campi neutronici ad alta fluensa. A differenza di quanto visto nelle acquisizioni effettuate al CNAO, in questo caso non sono presenti consistenti segnali di pile-up, ne' si possono effettuare valutazioni sul limite di saturazione del rivelatore. E' stato comunque possibile constatare che i segnali generati da campi fotonici e da disturbi che accompagnano il campo neutronico non influenzano l'acquisizione ed, anzi, il loro contributo viene confinato a valori molto bassi di corrente.

Inoltre, nonostante la forte intensità del campo, è stato possibile distinguere chiaramente i segnali di risposta generati dai singoli neutroni incidenti. Ciò a conferma del fatto che la risoluzione del rivelatore non viene influenzata

ne' dal numero ne' dall'intensità del campo incidente.

Grazie all'analisi degli impulsi di pile-up si è confermato il differente comportamento del sistema a basse ed alte correnti, caratterizzato da diverse dinamiche di risposta, sia a livello temporale che a livello dei valori di corrente raggiunti. Il circuito di acquisizione dà origine a segnali di risposta caratterizzati da tempi di salita e di discesa più rapidi nel caso di impulsi generati in sovrapposizione a segnali di corrente il cui transitorio non è ancora terminato.

E' stata verificata una proporzionalità lineare molto buona tra il valore di carica raccolto dal circuito di acquisizione e la carica somministrata dalle particelle incidenti, sia in assenza di segnali di pile-up (a basse intensità del fascio) che in presenza dei segnali stessi (ad alte intensità del fascio). Ciò garantisce il comportamento lineare della carica raccolta del sistema su una vasta dinamica ed in diverse situazioni di funzionamento. Pur non conoscendo l'effettiva carica somministrata, si è verificato che la frazione di carica raccolta dal sistema di mantiene costante.

# Capitolo 7

## Conclusioni

### 7.1 Risultati

Il rivelatore in fase di studio ha dimostrato un buon funzionamento in diverse condizioni di lavoro. In particolare, è stato possibile verificare il corretto funzionamento sia in presenza di un campo neutronico molto debole, generato da una sorgente di AmBe, sia in presenza di campi di neutroni pulsati di grande intensità o ad alta fluenza.

Al di là del corretto funzionamento a livello qualitativo, e' stata dimostrata un'ottima relazione di linearità tra la carica raccolta dal rivelatore e la carica somministrata dalle particelle incidenti. Infatti il rapporto tra carica raccolta e carica somministrata si è attestato su un valore all'incirca costante, al di là delle fluttuazioni statistiche, in tutte le caratterizzazioni effettuate.

Il rivelatore possiede ottime proprietà di discriminazione  $\gamma$ , confermate sia nelle acquisizioni effettuate da sorgente di AmBe, sia nelle misure con campo neutronico intenso. Anche in condizioni estreme, ovvero con un fondo  $\gamma$  che dia origine ad un rateo di kerma pari a 1,5 Gy/h, è stato possibile discriminare il segnale generato da una singola interazione neutronica.

L'utilizzo di un'elettronica con dinamica di funzionamento relativamente veloce ha permesso di individuare una perfetta corrispondenza tra i segnali provenienti da interazioni neutroniche singole ed i risultati previsti a livello teorico, sia a livello di forma del segnale di corrente, sia riguardo alla quantità di carica raccolta per neutrone incidente.

E' stato inoltre possibile verificare che anche in presenza di strumenti con limitate capacità di campionamento è possibile ottenere risultati quantitativamente validi. In particolare, anche sotto l'azione di un campo neutronico molto intenso, si è verificato essere sufficiente una velocità di campionamento pari a meno di 200 KHz.

Per quanto riguarda gli amplificatori logaritmici da utilizzare nel circuito elettronico, si è lasciata aperta la strada all'utilizzo di due diversi tipi di componenti, l'AD8304 e il LOG114. Entrambi gli amplificatori garantiscono una dinamica di funzionamento sufficientemente veloce, ma le differenze di lavoro tra i due sono abbastanza marcate e dovranno essere valutate ed approfondite in successivi studi. Entrambi garantiscono una medesima frazione di raccolta della carica somministrata, ma l'AD8304 dà origine a segnali di corrente più lenti e limitati in ampiezza. Al contrario, il LOG114 risponde in maniera molto più veloce ai segnali di ingresso, dando origine a correnti di picco più elevate anche di un ordine di grandezza.

Il primo, grazie alla semplicità di montaggio all'interno del circuito, sembra essere una buona scelta nel caso di utilizzo di strumenti con limitate frequenze di campionamento. Al contrario il secondo, pur garantendo segnali di risposta più rapidi e più aderenti alle previsioni teoriche, necessita di uno strumento in grado di campionare a frequenze superiori di un ordine di grandezza.

## 7.2 Applicazioni

Oltre all'applicazione naturale di rivelatore di campi di neutroni pulsati in ambiente di acceleratori di particelle, il rivelatore studiato può trovare applicazioni in altri ambiti, sia a livello radioprotezionistico che non.

Una prima applicazione potrebbe essere quella di utilizzo come rem-counter, grazie alle sue ottime qualità di linearità in campi pulsati di diversa intensità ed alla sua ottima capacità di discriminazione  $\gamma$ . In questo modo sarebbe possibile estendere la dinamica di funzionamento del rem-counter su diverse decadi. Lo strumento troverebbe impiego, ad esempio, all'interno di sale di terapia, permettendo una dosimetria adeguata sia in caso di funzionamento normale (bassi campi di neutronici e basse dosi), sia nel caso di situazioni accidentali (campi neutronici di grande intensità e, di conseguenza, alte dosi).

Lo strumento troverebbe inoltre applicazione in tutti gli ambienti in cui si abbia a che fare con campi di neutroni pulsati, quali ad esempio le strutture all'interno delle quali si sta effettuando ricerca sulla fusione nucleare. In tale ambito si ottengono notevoli campi neutronici provenienti da fusione termonucleare. Potrebbe quindi trovare importanti applicazioni un monitor in grado di stimare il flusso neutronico all'interno di tali strutture, sia durante il normale funzionamento degli impianti, sia in caso di eventi accidentali.

# Bibliografia

- [1] *NCRP Report No. 144, Radiation Protection for Particle Accelerator Facilities*, chapter 2. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland, March 2005.
- [2] *NCRP Report No. 144, Radiation Protection for Particle Accelerator Facilities*, chapter 3. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland, March 2005.
- [3] Centre for photonuclear experiments data, <http://cdfc.sinp.msu.ru/>, August 2010.
- [4] Cross sections database, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/xcom/xcom2>, August 2010.
- [5] The stopping and range of ions in matter, September 2010.
- [6] S. Agosteo, M. G. Corrado, M. Silari, and P. Tabarelli de Fatis. Shielding design for a proton medical accelerator facility. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(2):705–715, April 1996.
- [7] S. Agosteo, A. Fassò, A. Ferrari, P. R. Sala, and M. Silari. Double differential distributions and attenuation in concrete for neutrons produced by 100-400 mev protons on iron and tissue targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 114(1-2):70–80, 1996.
- [8] Stefano Agosteo. Dispense del corso di applicazioni medicali delle radiazioni, 2009.
- [9] H. Akkurt, J. L. Groves, J. Trombka, R. Starr, and L. Evans. Pulsed neutron generator system for astrobiological and geochemical exploration of planetary bodies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 241(1-4):232–237, 2005.
- [10] ANS Annual Meeting. *Compact neutron generator development at LBNL*, San Diego, 2003. Applications in a Nuclear Renaissance.



- [11] J. Bellandi, S. Q. Brunetto, J. A. Chinellato, C. Dobrigkeit, and A. Ohsawa. Nuclear interactions in super high energy region. *Progress of Theoretical Physics*, 83(1):58–76, 1990.
- [12] B.V. Carlson, R. Donangelo, S.R. Souza, W.G. Lynch, and A.W. Steiner. Fermi breakup and the statistical multifragmentation model, <http://arxiv.org/pdf/1001.1306v1>, January 2010.
- [13] European Particle Accelerator Conference 2004. *Performance Requirements for Monitoring Pulsed, Mixed Radiation Fields Around High-Energy Accelerators*, Lucerne, Switzerland, July 2004.
- [14] A. Favalli, H.C. Mehner, J.M. Crochemore, and B. Pedersen. Pulsed neutron facility for research in illicit trafficking and nuclear safeguards. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(3):1292–1296, June 2009.
- [15] M. Ferrarini. The cnao beam loss monitor. Private communication, January 2009.
- [16] M. Ferrarini, V. Varoli, A. Favalli, M. Caresana, and B. Pedersen. A wide dynamic range bf3 neutron monitor with front-end electronics based on a logarithmic amplifier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 613(2):272 – 276, 2010.
- [17] William K. Hagan. Caught by surprise: Causes and consequences of the helium-3 supply crisis. In *House Committee on Science and Technology*, April 2010.
- [18] ICRU Report 28. *Basic Aspects of High Energy Particle Interactions and Radiation Dosimetry*, Bethesda, Maryland, 1978. International Commission on Radiation Units and Measurement.
- [19] A. Klett, A. Leusch, and N. Tesch. A dose meter for pulsed neutron fields. *Radiation Measurements*, 2010.
- [20] A. Klett and A. Leuschner. Ieee 2006 nuclear science symposium and medical imaging conference. In *Conference Records*, San Diego, CA, USA, October 2006.
- [21] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, chapter 14. John Wiley Sons, Inc., New York, 3rd edition, 2000.
- [22] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, chapter 6. John Wiley Sons, Inc., New York, 3rd edition, 2000.
- [23] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, chapter 17. John Wiley Sons, Inc., New York, 3rd edition, 2000.

- [24] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, chapter 15. John Wiley Sons, Inc., New York, 3rd edition, 2000.
- [25] Kimmo Koli. Cmos current amplifiers: Speed versus nonlinearity. Master's thesis, Helsinki University of Technology, November 2000.
- [26] J. W. Leake, T. Lowe, R. SS. Mason, and G. White. A new method of measuring a large pulsed neutron fluence or dose exploiting the die-away of thermalized neutrons in a polyethylene moderator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 613:112–118, 2010.
- [27] T.P. Lou, B.A. Ludewigt, J.L. Vujic, and K.N. Leung. Simulation of a d-t neutron source for neutron scattering experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 521(2-3):399–406, 2004.
- [28] T.J. McCoy, T.H. Burbine, L.A. McFadden, R.D. Starr, and M.J. Gaffey. The composition of 433 eros: a mineralogical-chemical synthesis. *Meteor. Planet. Sci.*, 36:1661, 2001.
- [29] A. Mitaroff and M. Silari. The cern-eu high-energy reference field (cerf) facility for dosimetry at commercial flight altitudes and in space. *Radiation Protection Dosimetry*, 102(1):7–22, 2002.
- [30] ORTEC, 801 South Illinois Ave., Oak Ridge, TN 37831-0895 U.S.A. *ORTEC 142IH Preamplifier Data Sheet*.
- [31] M. Padalakshmi and A.M. Shaikh. Effect of adding ar gas on the pulse height distribution of bf3-filled neutron detectors. *PRAMANA - Journal of physics*, 71(5):1177 – 1181, November 2008.
- [32] Proceedings of the Second International Conference on Accelerator Dosimetry and Experience. *Radiation Studies at a Medium Energy Accelerator*, Springfield, Virginia, 1969. National Technical Information Service.
- [33] M. Pullia. Status report on the centro nazionale di adroterapia oncologica (cnao). *Applied Superconductivity*, 16(2):1708 –1711, June 2006.
- [34] R. Pynn. Neutron scattering: A primer. *Los Alamos Science*, 19, 1990.
- [35] Society of Petroleum Engineers. *Progress and Future of Pulsed Neutron Technology in Oil Field Management*. SPE 49228, 1998.
- [36] W.P. Swanson. Calculation of neutron yields released by electrons incident on selected materials. *Health Physics*, 35:353–367, 1978.

- [37] W.P. Swanson. Improved calculation of photoneutron yields released by incident electron. *Health Physics*, 37:347–358, 1979.
- [38] Wang Weizhen, Li Jianmin, and Kang Kejun. A modified neutron dose-equivalent meter for pulsed neutron radiation field. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 603(3):236–246, 2009.