

Riassunto di rivelatori di particelle

Simone Bologna

Università degli studi di Milano-Bicocca

Corso di laurea magistrale in Fisica

Indice

I	Introduzione e manipolazione dei segnali	3
1	Interazione radiazione-materia	4
1.1	Interazione tra particelle cariche pesanti e materia	4
1.1.1	La formula di Bethe-Bloch	4
1.2	Interazione tra elettroni e materia	5
1.3	Interazione fotoni-materia	6
1.4	Interazione neutroni-materia	7
2	Cenni di statistica	9
2.1	Distribuzioni	9
2.2	Confronto con i dati sperimentali	9
2.3	Singola misura	10
2.4	Ottimizzazione dei conteggi	10
2.5	Limiti di rivelabilità	11
2.6	Distribuzione degli intervalli di tempo	12
3	Trattamento dei segnali elettrici	13
3.1	Impedenze	13
3.2	Effetto pelle	13
3.3	I cavi coassiali	13
3.3.1	Disturbi nei coassiali	14
3.3.2	Metodi di abbattimento del rumore	14
3.3.3	Impedenza caratteristica e riflessione del segnale	14
3.4	Attenuatori di segnali	15
3.5	Sdoppiamento del segnale	15
3.6	Trasformatore invertente	16
3.7	La formatura del segnale	16
3.7.1	Differenziatore CR o filtro passa-alto	16
3.7.2	Integratore RC o filtro passa-basso	18
3.7.3	Formatura CR-RC	19
3.7.4	Formatura gaussiana	19
3.7.5	Formature con fitri attivi	21
3.7.6	Formatura CR-RC-CR	21
3.7.7	Formatura con singola linea di ritardo	21
3.7.8	Formatura con doppia linea di ritardo	21
3.8	Cancellazione del polo zero	21

3.9	Spostamenti della linea di base	21
4	Impulsi lineari e impulsi logici	24
4.1	Classificazione degli impulsi lineari	24
4.1.1	Impulsi veloci	24
4.1.2	Impulsi lenti	24
4.1.3	Impulsi dopo formatura	25
4.2	Impulsi logici	25
4.2.1	Impulsi TTL	25
4.2.2	Impulsi veloci NIM	25
4.2.3	Impulsi di gate	25
4.3	Dispositivi per il trattamento degli impulsi	25
4.3.1	Linear-Linear	25
4.3.2	Linear-Logic	26
4.3.3	Logic-Linear	26
4.3.4	Logic-Logic	26
4.4	Preamplificatori	26
4.4.1	Configurazioni dei preamplificatori	27
4.4.2	Polarizzazione del rivelatore	27
4.4.3	Preamplificatori nei vari rivelatori	29
4.4.4	Limite sul tasso di conteggi per la saturazione	29
4.5	Amplificatori lineari	30
4.5.1	Amplificatori a soglia	31
4.6	Sistemi di conteggio	31
4.6.1	Discriminatori	32
4.6.2	Contatori o scaler	32
4.6.3	Tempo morto nei sistemi di conteggio	32
4.7	Analisi dell'ampiezza degli impulsi	32
4.7.1	Deficit balistico	33
4.8	Rumore	33
4.8.1	Microfonismo	33
4.8.2	Formatura e rumore	34
4.9	L'impulso di gate	34
4.10	Tiratore di impulsi	34
5	Misure temporali	35
5.1	Trattamento digitale del segnale	35
5.2	Il convertitore analogico-digitale	35
5.2.1	L'ADC flash	36
5.2.2	L'ADC multipasso	36
5.3	Filtraggio e formatura del segnale digitale	38
5.4	Analisi della forma dell'impulso	39
5.4.1	Ristabilimento della linea di base	39
5.4.2	Deconvoluzione di impulsi di pile-up	39
5.5	Estrazione di informazioni temporali	39
5.5.1	Leading edge trigger	40

5.5.2	Trigger sull'istante di crossover dello zero	40
5.5.3	Constant fraction timing	41
5.5.4	ARC timing	41
5.5.5	ELET timing	42
5.5.6	FPET timing	42
5.5.7	Confronto dei sistemi di timing	42
5.6	Spettroscopia temporale	42
5.6.1	Spettroscopia temporale con un TAC	42
5.6.2	Spettroscopia temporale con un'unità di coincidenza	44
5.6.3	Correzione delle coincidenze casuali	44
5.6.4	Determinazione di τ	45
5.6.5	Misura di coincidenze ritardate	45
5.6.6	Misure di attività	45
5.7	Moduli per misure temporali	46
5.7.1	Moduli di trigger	46
5.7.2	Unità di coincidenza	46
5.7.3	TAC	46
5.7.4	TDC, Time to Digital Converter	47
5.7.5	Sistemi di ritardo	47
5.7.6	Amplificatori a banda larga e filtri temporali	47
5.8	Pulse Shape Discrimination e Rise Time Discrimination	48
6	MultiChannel Analyzer	50
6.1	Analisi degli impulsi con un MCA	50
6.2	Caratteristiche di un MCA	50
6.2.1	Canali richiesti	50
6.2.2	Calibrazione e linearità	50
6.3	Componenti di un MCA	51
6.4	Dettagli sul ADC	52
6.4.1	ADC con rampa lineare (Wilkinson)	52
6.4.2	ADC ad approssimazioni successive	52
6.4.3	Il principio della scala che scorre	52
6.5	Tempo morto degli MCA (NON HO CAPITO IL METODO HARMS)	53
6.6	Stabilizzazione dello spettro	53
6.6.1	Riallineamento dello spettro	54
6.7	Analisi degli spettri	54
6.7.1	Deconvoluzione e ricostruzione dello spettro reale	54
6.7.2	Stripping dello spettro	55
6.7.3	Analisi dei picchi	56
7	Pile-up	57
7.1	Stima del pile-up	57
7.2	Reiezione del pile-up	57
7.2.1	Correzione del numero di impulsi soggetti a pile-up	58
7.3	Analisi statistica degli eventi di pile-up	58
7.3.1	Rivelatore non paralizzabile	58

7.3.2	Rivelatore paralizzabile	59
7.3.3	Spettri e tassi di pile-up	60
II	Tipi di rivelatori	61
8	Introduzione ai rivelatori di radiazione	62
8.1	Classificazione dei rivelatori	62
8.1.1	Tipo di grandezza fisica da misurare	62
8.1.2	Tipo di radiazione rivelata	62
8.1.3	Principio di funzionamento	63
8.2	Misure in regime impulsivo	63
8.2.1	La spettroscopia	63
8.2.2	Catena di lettura	64
8.3	Proprietà dei rivelatori	64
8.3.1	Efficienza	65
8.3.2	Risoluzione energetica	66
8.3.3	Risoluzione spaziale	67
8.3.4	Risoluzione temporale	68
9	Scintillatori	70
9.1	Meccanismo di scintillazione	70
9.1.1	Scintillatori inorganici	70
9.1.2	Scintillatori organici	71
9.2	Caratteristiche di uno scintillatore ideale	71
9.2.1	Efficienza di scintillazione	72
9.2.2	Linearità	72
9.2.3	Trasparenza	73
9.2.4	Tempo di emissione	73
9.2.5	Proprietà ottiche e meccaniche	73
9.3	La raccolta della luce	74
9.4	Il fotocatodo	74
9.4.1	Fabbricazione dei fotocatodi	75
9.5	Il fotomoltiplicatore	75
9.5.1	I dinodi	75
9.6	Alimentazione del sistema a dinodi	77
9.7	Caratteristiche dei fototubi	78
9.8	Impulsi prodotti dal fototubo	78
9.9	Tempo di risposta e risoluzione temporale	79
9.10	Risoluzione energetica dello scintillatore	79
9.11	Rumore e impulsi spuri	80
10	Spettroscopia γ	81
10.1	Effetto fotoelettrico	81
10.2	Effetto Compton	81
10.3	Produzione di coppie	81
10.4	Funzione di risposta degli spettrometri γ	82

10.4.1	Caso del rivelatore piccolo	82
10.4.2	Caso del rivelatore grande	83
10.4.3	Caso del rivelatore intermedio	83
10.5	Utilizzo di scintillatori come spettrometri γ	85
10.5.1	Risposta ai fotoni ad alta energia	85
10.5.2	Linearità della misura	85
10.5.3	Calibrazione in energia dei rivelatori	87
10.5.4	Convenzioni sulle efficienze nella spettroscopia γ	88
11	Rivelatori a gas	89
11.1	Principio di funzionamento	89
11.2	Processi all'interno di un rivelatore a gas	89
11.2.1	Diffusione	89
11.2.2	Il trasferimento di carica	90
11.2.3	Ricombinazione	90
11.3	La mobilità e la migrazione delle cariche	91
11.4	Le camere a ionizzazione	91
11.5	Funzionamento in modo impulsivo delle camere a ionizzazione	93
11.5.1	Sviluppo del segnale nel tempo	93
11.6	Le camere proporzionali	94
11.6.1	Problemi delle camere proporzionali	95
11.7	Fluttuazioni statistiche nelle camere proporzionali	96
11.7.1	Sviluppo del segnale	97
11.8	Contatori Geiger-Müller	98
12	Rivelatori a semiconduttore	101
12.1	Semiconduttori intrinseci	101
12.2	Semiconduttori estrinseci o drogati	102
12.3	Rivelatori basati su i semiconduttori	102
12.4	La giunzione p-n	103
12.4.1	Dimensioni della regione di svuotamento	103
12.5	Rivelatori al silicio	105
12.5.1	Rivelatori a barriera superficiale	106
12.5.2	Rivelatori a diffusione	106
12.6	Rivelatori HPGe	106
13	Rivelatori per neutroni lenti	108
13.1	Reazioni nucleari con neutroni a bassa energia	108
13.1.1	La cattura neutronica	108
13.1.2	La fissione	109
13.2	Reazioni importanti	109
13.2.1	Cattura del ^{10}B	109
13.2.2	La cattura del ^6Li	110
13.2.3	La cattura ^3He	110
13.2.4	Cattura radiativa del ^{157}Gd	110
13.3	Rivelatori basati sul boro-10	110

13.3.1	Tubo proporzionale a BF_3	110
13.3.2	Rivelatori rivestiti con boro	112
13.3.3	Scintillatori caricati con boro	113
13.4	Altri tipi di rivelatori	113
13.4.1	Rivelatori al litio	113
13.4.2	Contatori proporzionali ad elio-3	113
14	Rivelatori per neutroni veloci	114
14.1	Conteggio di neutroni veloci	114
14.1.1	Il dosimetro sferico	114
14.1.2	Contatori a risposta piatta	114
14.2	Rivelatori basati su reazioni indotte da neutroni veloci	117
14.2.1	Reazioni e rivelatori del litio-6	117
14.2.2	Reazioni e rivelatori con l'elio-3	118
14.3	Spettroscopia attraverso la diffusione di neutroni	119
14.4	Scintillatori per rinculo di protoni	119
14.4.1	Effetti che distorcono lo spettro	119
14.4.2	Efficienza contro soglia di bias	120
14.4.3	Calibrazione con raggi γ	120
14.4.4	Uso del PSD per distinguere i γ	122
14.4.5	Contatori proporzionali	122
14.4.6	Telescopi per rinculo di protoni	122
14.4.7	Spettrometro con gate da cattura	123
15	Bolometri	124
15.1	Struttura di base di un bolometro	124
15.2	Evoluzione di un segnale di un bolometro	124
15.3	Fononi in un bolometro	126
15.4	Risoluzione energetica nei bolometri	127
15.5	L'assorbitore	127
15.6	Il sensore	127
15.6.1	Semiconductor Thermistors	127
15.6.2	Transition Edge Sensors (TES)	128
15.6.3	Altri termometri	129
15.7	Il bagno termico	129
15.7.1	L'unità a diluizione	130
15.8	Confronto con gli altri rivelatori	131
15.9	Impiego	131

Parte I

Introduzione e manipolazione dei segnali

Capitolo 1

Interazione radiazione-materia

1.1 Interazione tra particelle cariche pesanti e materia

L'interazione delle particelle cariche pesanti con la materia avviene attraverso una cessione graduale di energia agli elettroni. Questo comporta una eccitazione o ionizzazione di atomi; un parametro di particolare importanza è la **ionizzazione specifica**: essa indica la quantità di ionizzazione prodotta per unità di lunghezza. Nota l'energia media necessaria per produrre ionizzazione in un materiale e la ionizzazione media per unità di lunghezza, è possibile legare questo parametro al **potere frenante**:

$$S = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$$

Viene, inoltre, definito il **raggio** (*range*) come il tratto di materiale attraversato fino all'arresto e il **raggio medio** come il *range* attraversato dalla metà delle particelle ad una data energia. Per via delle fluttuazioni nella cessione dell'energia alcune particelle percorrono un percorso più lungo di altre, per questo si parla di **raggio estrapolato** come il raggio ottenuto estrapolando il percorso dalla pendenza della curva di *range* nel punto di raggio medio. La differenza tra i due raggi viene definita **straggling**.

1.1.1 La formula di Bethe-Bloch

La perdita di energia delle particelle cariche pesanti nella materia può essere descritta dalla **formula di Bethe-Bloch**:

$$\frac{S_{\text{coll}}}{\rho} = 4 \pi r_e^2 m c^2 N_A \frac{Z_m}{A} \frac{Z^2}{\beta^2} \left\{ \log \left[\frac{2 m c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} \right] - \beta^2 \right\}$$

In particolare la formula descrive il **potere frenante massico**: ρ indica la densità, r_e è il **raggio classico dell'elettrone**, Z_m lo Z del materiale, Z il numero atomico del proiettile e I l'energia media di ionizzazione. Si può notare che la formula presenta una debole dipendenza dal materiale, in quanto il rapporto tra Z e A vale circa 0.5 per molti materiali. È fondamentale notare la presenza di un minimo, ad energia relativistica, una

particella con un'energia dello stesso ordine del minimo viene detta **particella a minimo di ionizzazione** (*minimum ionizing particle* (M.I.P.)). Ad alte energie si osserva un aumento dell'energia persa, questo è dovuto all'emissione di bremsstrahlung.

1.2 Interazione tra elettroni e materia

A differenza delle particelle pesanti, per gli elettroni ha poco senso parlare di cammino medio, in quanto essendo leggeri vengono fortemente deviati dalle loro interazioni, subendo a volte del *backscattering*. Per questo motivo parla piuttosto di una distanza di penetrazione media, detta **percorso pratico o estrapolato**: Inoltre è utilizzato il

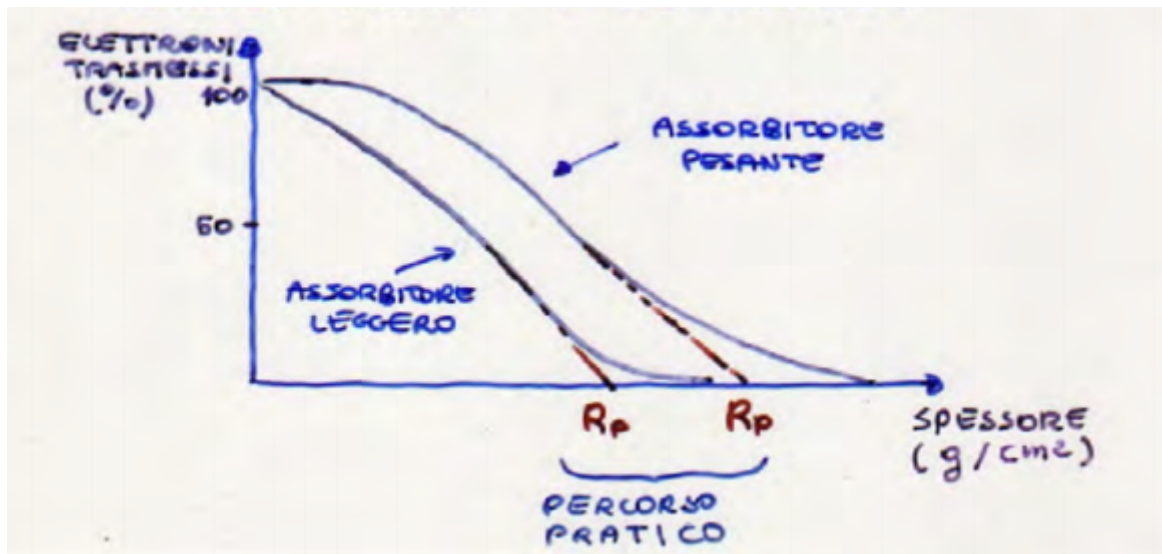


Figura 1.1: Percorso pratico degli elettroni

parametro η :

$$\eta = \frac{\text{\#elettroni retrodiffusi}}{\text{\#elettroni incidenti}}$$

Per via della piccola massa degli elettroni, le interazioni con i nuclei sono fondamentali: possiamo osservare scattering multipli e perdite per irraggiamento.

Quest'ultimo diventa predominante a energie relativistiche, in particolare le dipendenze *non relativistiche* sono:

$$S_{coll} \propto \frac{1}{E_k} \frac{Z}{A}$$

$$S_{irr} \propto \frac{Z^2}{A}$$

mentre ad energie relativistiche diventano:

$$S_{coll} \propto \frac{Z}{A}$$

$$S_{irr} \propto \frac{Z^2}{A} E_k$$

Si definisce **energia critica**, il valore dell'energia cinetica per cui le due S si equivalgono, esso vale circa:

$$E_c = \frac{550}{Z} \text{MeV}$$

da cui si deduce che nei materiali pesanti l'irraggiamento diventa prevalente ad energie più basse.

Un parametro fondamentale è la **lunghezza di radiazione**:

$$X_0 \approx 170 \frac{A}{Z^2} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

Essa indica la distanza media che un elettrone deve percorrere per osservare l'emissione di un quanto di energia comparabile a quella iniziale:

Per quando riguarda lo spettro, in energia esso è quasi costante:

$$E_\gamma * \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \text{costante}$$

da cui si deduce che un elettrone emette più fotoni a minore energia rispetto a quelli a maggiore energia.

La distribuzione angolare dei fotoni emessi è perpendicolare alla direzione di moto nel caso di elettroni a bassa energia, mentre nel caso di alta energia l'angolo di emissione tende a diventare 0.

1.3 Interazione fotoni-materia

I fotoni possono interagire con la materia essenzialmente in 3 modi:

- Effetto fotoelettrico
- Effetto Compton
- Produzione di coppie

Altri processi importanti (ma che assorbono pochissima energia) sono lo scattering Thomson (ovvero la diffusione di un'onda piana da parte di un elettrone) e lo scattering Rayleigh (diffusione elastica della luce). Il primo effetto è prevalente a basse energie (ma sopra la soglia dell'energia di legame) ed ha una sezione d'urto maggiore per gli elettroni maggiormente legati. Questo processo è spesso seguito da emissioni a cascata o transizioni Auger, queste ultime sono più frequenti nel caso di shell profonde di atomi pesanti. La sezione d'urto del fotoelettrico è proporzionale a Z^5 .

Il secondo è prevalente nelle energie intermedie (ovvero superiori al fotoelettrico, ma minori della produzione di coppie), a differenza degli altri due, che richiedono un atomo per assorbire il rinculo, può avvenire su elettroni liberi. L'energia rilasciata aumenta all'aumentare dell'angolo di scattering e va come $(1 - \cos\theta)$. La sezione d'urto di questo processo a basse energie va come quella Thomson (che è costante), ad alte energie dipende da $\frac{\log E}{E}$, per cui tende a 0. La dipendenza da Z è lineare, in quanto ogni elettrone reagisce indipendentemente dall'altro.

1.4 Interazione neutroni-materia

I neutroni interagiscono principalmente mediante l'interazione forte con i nuclei, questo significa che il loro raggio di interazione è nell'ordine del fm. Hanno 3 modi di interazione principali:

- Diffusione elastica e anelastica, in questo caso il neutrone interagisce con il nucleo cedendo parte della propria energia. Nel secondo caso il nucleo entra in uno stato eccitato.
- Cattura radiativa e non radiativa, in questo caso il neutrone viene inglobato nel nucleo; dopo l'assorbimento il nucleo può trovarsi in uno stato eccitato, in questo caso osserviamo l'emissione di radiazione: nel caso di fotoni si parla di cattura radiativa, mentre nel caso di emissione di α e protoni si parla di cattura non radiativa.
- Fissione dei nuclei, in questo caso dopo la cattura il nucleo si trova in uno stato instabile e si scinde emettendo diversi neutroni e radiazione γ .

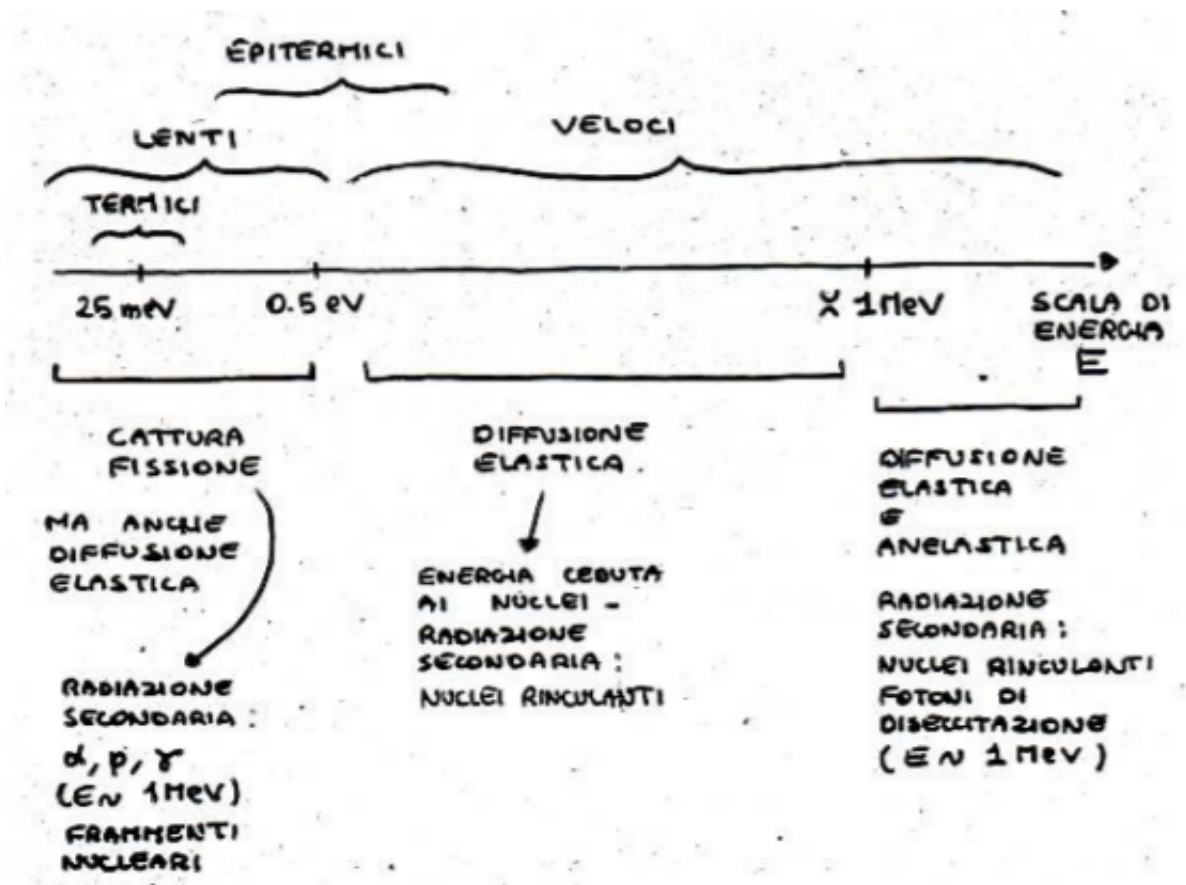


Figura 1.2: Interazioni dei neutroni

Posta σ_D , σ_C , σ_F la sezione d'urto dei due processi, allora la sezione d'urto totale risulta:

$$\Sigma = N (\sigma_D + \sigma_C + \sigma_F)$$

con N numero di nuclei per unità di volume, per cui un fascio di n_0 neutroni seguirà la seguente legge:

$$n(x) = n_0 e^{-\Sigma x}$$

Infine si definisce il libero cammino medio:

$$\lambda = \Sigma^{-1}$$

per i neutroni veloci nell'ordine della decina di centimetri, per i lenti è nel centimetro.

Capitolo 2

Cenni di statistica

La statistica è fondamentale per verificare il buon funzionamento della strumentazione ed interpretare il significato delle misure sperimentali. Si ricorda il concetto di media sperimentale e vera (coincidono solo per N elevati) e di residuo e scarto (il residuo è lo scarto dei dati sperimentali dalla media sperimentale). Inoltre si ricorda la varianza sperimentale:

$$s^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}_e)^2$$

dove, non conoscendo la media vera, si usa la sperimentale e si sovrastima.

2.1 Distribuzioni

Spesso si costruiscono modelli statistici per i vari processi e li si confronta con i dati sperimentali. Modelli ricorrenti sono quello di Bernoulli:

$$P(x) = \frac{n!}{(n-x)!x!} p^x (1-p)^{(n-x)}$$

con n numero di prove, x numero di prove riuscite e p probabilità di un successo.

Un altro modello è quello di Poisson, un'approssimazione di Bernoulli per basse probabilità:

$$P(x) = \frac{(np)^x e^{-np}}{x!}$$

Questa distribuzione non è simmetrica, in quanto il valore più probabile non coincide con il valore medio np .

Un ultimo modello è quello di Gauss, per basse probabilità e alte medie:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{x}}} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\bar{x}}\right)$$

2.2 Confronto con i dati sperimentali

Misurata sperimentalmente $F(x)$, ovvero la distribuzione sperimentale, si pongono \bar{x} e σ nel modo definito prima e si confronta la distribuzione con $P(x)$. Un primo approccio

è grafico, per conoscere qualitativamente l'andamento, successivamente si procede con il test χ^2 .

$$\chi^2 = \sum \frac{(x - \bar{x})^2}{\bar{x}} = (N - 1) \frac{s^2}{\bar{x}}$$

per cui:

$$\frac{\chi^2}{(N - 1)} = \frac{s^2}{\bar{x}}$$

detto anche chi-quadro ridotto. Se la distribuzione è poissoniana, esso deve essere circa 1 in quanto la varianza corrisponde alla media, o comunque tra 0.5 e 1.5; un χ^2 troppo alto vuol dire che la serie di dati non è compatibile in quanto le fluttuazioni sperimentali sono troppo elevate rispetto al modello, nel caso sia piccolo vuol dire che si hanno fluttuazioni troppo piccole.

2.3 Singola misura

Supponendo di poter prendere la una singola misura statistica (ad esempio un conteggio), quello che si può dire è che la gaussiana della distribuzione è centrata su quella misura con varianza pari al valore della misura stessa. Ciò ci permetterà di dire che al 68% il valore medio sarà tra $x - \sqrt{x}$ e $x + \sqrt{x}$. Inoltre l'errore % sarà:

$$\sigma_{\%} = \frac{\sigma}{x} = \frac{1}{\sqrt{x}}$$

per cui l'errore diminuisce all'aumentare della statistica.

2.4 Ottimizzazione dei conteggi

Supponiamo di voler eseguire un operazione di misura di rate: abbiamo un rate S dovuto alla sorgente ed un rate B dovuto al fondo. Noi siamo in grado di misurare il rate del fondo e il rate sorgente+fondo, supponendo di avere un tempo T da suddividere in tempo per la misura del fondo T_B e tempo per la misura del fondo+sorgente T_{S+B} , come devo suddividere il mio tempo per ottenere una misura più precisa possibile di S ?

Inanzitutto:

$$B = \frac{N_B}{T_B}$$

mentre:

$$S + B = \frac{N_{S+B}}{T_{S+B}}$$

di conseguenza:

$$S = \frac{N_{S+B}}{T_{S+B}} - \frac{N_B}{T_B}$$

e:

$$\sigma_S^2 = \left(\frac{\sigma_{N_{S+B}}}{T_{S+B}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_B}}{T_B} \right)^2 = \frac{N_{S+B}}{T_{S+B}^2} + \frac{N_B}{T_B^2} = \frac{S + B}{T_{S+B}} + \frac{B}{T_B}$$

A questo punto differenziando la relazione si ha:

$$2\sigma_S d\sigma_S = -\frac{S+B}{T_{S+B}^2} dT_{S+B} - \frac{B}{T_B^2} dT_B$$

ponendo $d\sigma = 0$ e tenendo conto che $dT_{S+B} + dT_B = 0$ quindi $\frac{dT_{S+B}dT_B}{T_{S+B}T_B} = -1$ si arriva a dire:

$$\frac{T_{S+B}}{T_B} = \sqrt{\frac{S+B}{B}}$$

In particolare si nota che per fondi molto intensi si ha $T_{S+B} = T_B$. Suddividendo i tempi come trovato, ponendo $\epsilon\%$ l'errore relativo su S si ha che per S intensi rispetto al fondo:

$$\epsilon\% = \frac{1}{ST}$$

per cui è importante avere S elevati, magari migliorando l'efficienza. Per S deboli e fondi intensi:

$$\epsilon\% = \frac{4B}{S^2T}$$

in questo caso è importante ridurre il fondo, magari ottimizzando la configurazione di misura.

2.5 Limiti di rivelabilità

Supponiamo di voler rivelare la presenza di una contaminazione dovuta ad un campione in un luogo. Prima effettueremo una misura di solo fondo, poi una misura in presenza del campione, vogliamo determinare dei livelli che indichino la presenza di un contaminante riducendo il rischio di falsi negativi e falsi positivi per fluttuazioni statistiche. Poniamo N_B la misura di tasso effettuata con solo fondo, N_T la misura di tasso effettuata con il campione (quindi fondo+sorgente) e poniamo N_S il tasso dovuto unicamente alla sorgente. Analizziamo il caso in cui non sia presente contaminazione: chiaramente $N_S = N_T - N_B$ con $\sigma_S = \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_B^2} = \sqrt{N_T + N_B}$. Se non è presente contaminazione $\bar{N}_B = \bar{N}_T$ e $\sigma_S = \sqrt{2}\sqrt{N_B}$; se $N_S < 0$ chiaramente non è presente contaminazione, mentre se $N_S > 0$ è necessario porre un livello di confidenza per determinare la probabilità di avere un falso positivo per fluttuazioni statistiche. In particolare se si prende un C.L. al 90%, il 5% dei casi sarà con N_S negativo e il 5% con N_S positivo, per cui la probabilità di falsi negativi sarà del 5%. A un C.L. del 90% corrisponde $1.645\sigma_S = 2.326\sigma_B$ per discriminare l'assenza di un contaminante, con un limite sui falsi positivi del 5%.

Con $N_S > 2.326\sigma_B$ non si può affermare che sia presente un contaminante: per esempio se $\bar{N}_S = 2.326\sigma_B$ il 50% dei casi darebbe un falso negativo, per questo vogliamo stabilire una soglia per ridurre al di sotto del 5% la probabilità di falso negativo. In presenza di sole fluttuazioni statistiche e $N_S \ll N_B$, poniamo N_D il valore minimo di N_S per poter determinare la presenza di un contaminante: $\sigma_D = \sqrt{2N_B + N_D} \approx \sqrt{2N_B}$, in questo caso N_D potrà essere minore del C.L. (dando esito negativo) oppure maggiore. Se si pone $N_D = L_C + 1.645\sigma_D \approx 4.653\sqrt{N_B}$ avrò il 5% di probabilità di avere falsi negativi, in quanto il 5% delle fluttuazioni si pone al di sotto di L_C . Un calcolo meno approssimato porta a dire:

$$N_D = 4.653\sqrt{N_B} + 2.706$$

A questo punto è possibile definire un'attività minima della sorgente per essere individuata:

$$\alpha = \frac{N_D}{\epsilon_{abs} f T}$$

con ϵ_{abs} efficienza assoluta del rivelatore, f quantità di radiazione prodotta per disintegrazione e T tempo di misura.

2.6 Distribuzione degli intervalli di tempo

La poissoniana determina le probabilità nei processi con rate:

$$P(n) = \frac{(rt)^n e^{-rt}}{n!}$$

la distribuzione dei tempi tra 2 eventi successivi si calcola come la probabilità di avere 0 eventi fino a t ed averne uno tra t e $t + dt$:

$$P(0)rdt = re^{-rt}dt$$

La probabilità che un intervallo t contenga N eventi si calcola come:

$$P(N-1)rdt = \frac{(rt)^{N-1} e^{-rt}}{(N-1)!} rdt$$

Capitolo 3

Trattamento dei segnali elettrici

3.1 Impedenze

Tipicamente uno strumento possiede un'alta impedenza di ingresso, per non perturbare il segnale e una bassa impedenza in uscita, per minimizzare la perdita di segnale.

L'unica eccezione è data dai segnali veloci, dove problemi legati alla riflessione del segnale richiedono l'uso di impedenze adattate, in questo caso si avrà attenuazione del segnale per non avere deformazioni nell'impulso.

3.2 Effetto pelle

L'effetto pelle è l'effetto per cui una corrente elettrica alternata tende a scorrere maggiormente lungo la superficie di un conduttore rispetto alle regioni interne. Il motivo di questo effetto è legato ai campi magnetici interni variabili (per via della corrente alternata) e quindi a correnti indotte che impediscono il fluire della corrente all'interno del cavo. Il risultato di questo fenomeno è un aumento della resistenza del conduttore al crescere della frequenza del segnale elettrico, in quanto una parte del conduttore non viene utilizzata.

3.3 I cavi coassiali

Sono cavi schermati da una maglia di rame, essa funge da schermo per le interferenze a bassa e altissima frequenza (sopra i 100 kHz). Non è un ottimo schermo per le frequenze intermedie (**approfondire**): in questo caso si usano cavi a doppia schermatura, oppure si fanno passare i cavi dentro un tubo di materiale conduttore.

La velocità di trasmissione del segnale nel cavo tipica è circa il 66% di c , tuttavia esistono speciali cavi ritardanti dove la velocità può arrivare al 1%; la velocità è proporzionale a

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

In un cavo le **caratteristiche fondamentali** sono l'impedenza, l'induttanza e la capacità per unità di lunghezza. Se il cavo deve trasportare l'alta tensione, allora è importante la massima tensione trasportabile.

3.3.1 Disturbi nei coassiali

Ogni cavo è soggetto a perdite dissipative legate alla resistenza del conduttore, esse sono trascurabili per lunghezze fino a qualche decina di metri, salvo per impulsi con tempi di salita molto brevi. Ad esempio un segnale con fronte di salita di 1 ns subisce evidenti distorsioni anche solo con cavi lunghi 3 m, per via di effetti di riflessione dell'impulso.

La schermatura viene anche utilizzata serve per fare da riferimento di massa comune tra i vari dispositivi e viene connesso allo chassis del dispositivo, ovvero l'involucro metallico dell'apparecchio.

Un effetto che è importante evitare è il **ground loop (approfondire)**: se il riferimento di massa fa una forma chiusa, per garantire un potenziale comune può circolare una corrente continua. Questa corrente può subire fluttuazioni che generano correnti spurie nel mio segnale, disturbandolo. Per evitare questo effetto, è importante che ogni strumento abbia un riferimento interno di massa, che l'alimentazione venga fornita a stella da un unico distributore, che la massa degli strumenti coincida con quella dell'alimentatore e che la corrente venga prelevata da una sola presa con un circuito dedicato.

Segnali di transiente di accensione/spegnimento di un dispositivo possono indurre correnti nella schermatura del coassiale, provocando disturbi. Ad esempio i monitor dei computer introducono importanti disturbi ad alta frequenza.

3.3.2 Metodi di abbattimento del rumore

Per abbattere il rumore si può utilizzare un amplificatore operazionale in configurazione differenziale: il cavo che trasporta il segnale viene intrecciato con un cavo non connesso al dispositivo, il secondo cavo serve per sondare i disturbi ambientali a cui è soggetto il primo, in questo modo il preamplificatore può eliminare i disturbi comuni e pulire il segnale in gran parte (**approfondire**).

3.3.3 Impedenza caratteristica e riflessione del segnale

Nella trasmissione di segnali ci si riferisce a due casi limite:

- Segnali lenti o a bassa frequenza
- Segnali veloci o ad alta frequenza

Tipicamente in un coassiale la velocità di trasmissione di un segnale è 5 ns/m, se il *risetime* del segnale è maggiore del tempo di salita si parla di segnali **lenti**, altrimenti parliamo di segnali veloci (ad esempio succede nei segnali provenienti dagli scintillatori plastici. **Su cavi lunghi centinaia di metri i segnali provenienti da rivelatori sono veloci.**

Segnali lenti o a bassa frequenza

Per i segnali lenti la resistenza serie del cavo è trascurabile, purché la lunghezza del cavo non superi le centinaia di metri.

La capacità verso massa è 50-100 pf/m, questa capacità deve essere la più piccola possibile,

in quanto si somma a quella del rivelatore; l'ampiezza del segnale misurato è inversamente proporzionale a C , per questo è importante avere cavi corti.

Segnali veloci o ad alta frequenza

È fondamentale considerare l'**impedenza caratteristica**: essa è dipendente dal dielettrico e dal diametro del conduttore centrale e dello schermo, mentre non è dipendente dalla lunghezza (essa dipende dal rapporto tra induttanza e capacità per unità di lunghezza del cavo). L'impedenza caratteristica è pari all'impedenza con la quale bisogna chiudere il cavo per poter trasmettere impulsi di tensione senza avere effetti di riflessione del segnale.

Tipicamente se si chiude il cavo con un'impedenza infinita si osserva riflessione totale di segnale senza sfasamenti, mentre se si chiude il cavo con un'impedenza nulla si osserva una riflessione totale, ma di verso opposto. Quando si attacca la strumentazione il cavo vede come resistenza di terminazione la resistenza di ingresso dello strumento. Tenendo conto che gli strumenti hanno, in generale, una resistenza di ingresso alta si deduce che in presenza di segnali veloci si osservano effetti di riflessione (l'impedenza tipica di un cavo coassiale è $50\ \Omega$). Per questo motivo quando si lavora in queste condizioni si termina il cavo con una resistenza di shunt di valore pari alla resistenza caratteristica. Il cavo vede questa resistenza in parallelo con quella di ingresso del dispositivo: essendo quest'ultima molto maggiore dell'impedenza caratteristica la resistenza vista diventa pari alla resistenza di shunt.

È importante tenere conto del fatto che spesso i dispositivi studiati per lavorare appositamente con segnali veloci hanno già una resistenza di ingresso di $50\ \Omega$, per cui è importante verificare questo fatto.

3.4 Attenuatori di segnali

Talvolta i segnali elettrici sono troppo intensi, per questo diventa necessario ricorrere a degli attenuatori di segnale.

L'attenuatore più semplice che si possa pensare è un **partitore di tensione**, tuttavia questa tecnica porta ad avere problemi di disturbi con segnali ad alta frequenza.

Un altro attenuatore utilizzato è l'attenuatore a T (figura 3.1), in questo attenuatore la resistenza di uscita R_0 può essere accoppiata con l'impedenza del cavo e ponendo $\alpha = V_i/V_o$ con le resistenze:

$$R_1 = R_o \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}$$

e

$$R_2 = R_o \frac{2\alpha}{\alpha^2 - 1}$$

si ha l'attenuazione desiderata.

3.5 Sdoppiamento del segnale

Per sdoppiare i segnali lenti è possibile usare una T semplice, per i segnali ad alta frequenza è necessario prendere qualche accorgimento aggiuntivo, la figura 3.2 mostra come deve

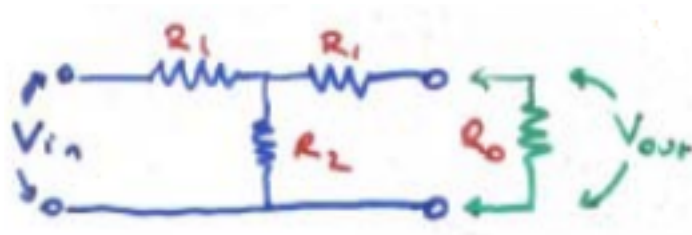


Figura 3.1: Un attenuatore a T

essere realizzato lo sdoppiamento: le resistenze R sono da 16.6Ω e vengono poste una per ogni ramo dello sdoppiamento. Inoltre viene posto uno shunt da 16.6Ω in parallelo allo strumento di lettura, in questo modo il segnale vede lungo la linea una resistenza da 50Ω e non si subiscono riflessioni e disturbi. Chiaramente il segnale in questo modo viene diviso in due segnali di ampiezza dimezzata rispetto all'originale.

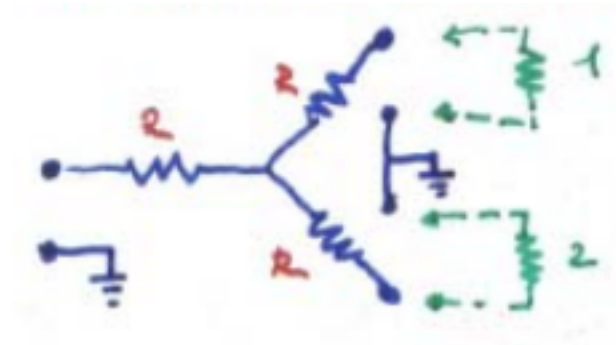


Figura 3.2: Uno sdoppiatore di segnale ad alta frequenza

3.6 Trasformatore invertente

Il trasformatore invertente, serve ad invertire la polarità di segnali più brevi di 100 ns , in alternativa è necessario usare altri dispositivi ad-hoc, come gli amplificatori.

3.7 La formatura del segnale

Spesso è necessario formare un segnale, ovvero fare in modo che abbia determinati tempi di salita e di discesa dell'impulso, questo può essere ottenuto con dispositivi passivi o attivi.

3.7.1 Differenziatore CR o filtro passa-alto

Il filtro passa-alto (fig. 3.4) può essere utilizzato per formare il fronte di discesa di un segnale: all'aumentare della frequenza di taglio ($\propto \tau^{-1} = (RC)^{-1}$) la componente in bassa

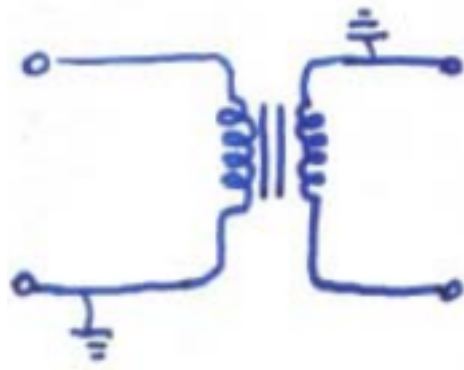


Figura 3.3: Un trasformatore invertente, il ramo dove è presente la messa a terra è invertito.

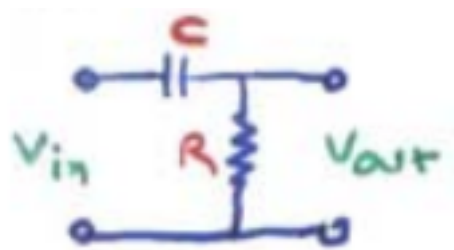


Figura 3.4: Filtro passa-alto

frequenza del segnale viene smorzata, lasciando solamente le alte frequenze che vanno a 0 più velocemente. In conclusione al diminuire di τ il segnale aumenta la propria velocità di smorzamento. Questo filtro elimina la componente in bassa frequenza ($\omega \cdot \tau \ll 1$) del segnale, lasciando i segnali sinusoidali ad alta frequenza ($\omega \cdot \tau \gg 1$) inalterati.

Un segnale in uscita dal preamplificatore può essere approssimato con un gradino

$$V_{in}(t) = \begin{cases} 0 & \text{se } t < 0 \\ V_0 & \text{se } t \geq 0 \end{cases}$$

in quanto possiede un fronte di salita molto veloce ed un fronte di discesa molto lento (quasi piatto). Un segnale di questa forma che entra in un CR esce con questa formatura

$$V_{out}(t) = V_0 e^{-t/\tau}$$

ovvero con un fronte di discesa formato. Questo perchè il fronte di salita essendo veloce (quindi formato quasi unicamente da componenti ad alta frequenza) passa inalterato, mentre il fronte di discesa, essendo lento (quindi formato quasi unicamente da armoniche a bassa frequenza), viene determinato da quali frequenze basse vengono fatte passare.

3.7.2 Integratore RC o filtro passa-basso

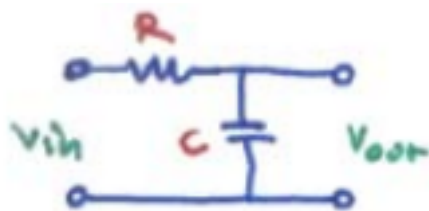


Figura 3.5: Filtro passa-basso

Il filtro passa-basso (fig. 3.5) può essere utilizzato per formare il fronte di salita di un segnale: all'aumentare della frequenza di taglio ($\propto \tau^{-1} = (RC)^{-1}$) vengono ammesse nuove componenti ad alta frequenza che, avendo derivata maggiore, fanno salire il segnale più rapidamente. In conclusione al diminuire di τ il segnale aumenta la propria velocità di smorzamento. Questo filtro elimina la componente in bassa frequenza ($\omega \cdot \tau \ll 1$) del segnale, lasciando i segnali sinusoidali ad alta frequenza ($\omega \cdot \tau \gg 1$) inalterati.

Un segnale in uscita dal preamplificatore può essere approssimato con un gradino

$$V_{in}(t) = \begin{cases} 0 & \text{se } t < 0 \\ V_0 & \text{se } t \geq 0 \end{cases}$$

Un segnale di questa forma che entra in un RC esce con questa formatura

$$V_{out}(t) = V_0(1 - e^{-t/\tau})$$

ovvero con un fronte di salita formato. Questo perchè il fronte di salita essendo veloce (quindi formato quasi unicamente da componenti ad alta frequenza) viene determinato da quali frequenze vengono ammesse, mentre il fronte di discesa, essendo lento (quindi formato quasi unicamente da armoniche a bassa frequenza), passa inalterato.

3.7.3 Formatura CR-RC

Se io combino i due filtri precedentemente descritti frapponendo fra i due un amplificatore operazionale (fig 3.6) di disaccoppiamento con guadagno pari a 1, si ottiene una catena di lettura in grado di formare sia il fronte di salita che il fronte di discesa dell'impulso. Se

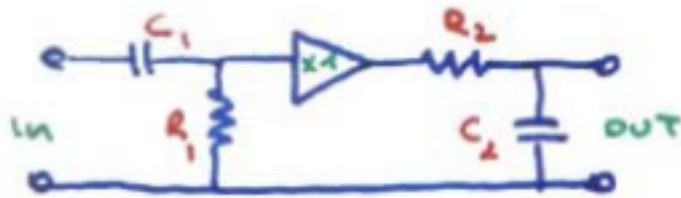


Figura 3.6: Formatura tramite un CR-RC

supponiamo di sottoporre la catena ad un gradino di tensione di ampiezza V_0 (approssima bene i segnali in uscita da un preamplificatore), in uscita si otterrà:

$$V(t) = V_0 e^{-t/\tau_2} (1 - e^{-t/\tau_1})$$

Se $\tau_1 \approx \tau_2$ e sviluppando al primo ordine il termine tra parentesi si ottiene:

$$V(t) = V_0 e^{-t/\tau} \frac{t}{\tau}$$

Il tempo caratteristico del RC (passa basso) determina il fronte di salita: diminuendo $\tau (=RC)$ aumenta la frequenza di taglio, per cui si allarga la banda di basse frequenze ammesse, aumentando la velocità di salita. Il tempo caratteristico del CR (passa alto) determina il fronte di discesa: se τ aumenta, la frequenza di taglio diminuisce, introducendo componenti a bassa frequenza che rallentano la discesa del segnale. In conclusione aumentare τ_{RC} aumenta la velocità di salita, aumentare τ_{CR} diminuisce la velocità di discesa.

Le costanti di tempo devono essere scelte in modo tale da poter raccogliere le cariche disponibili, ridurre il rumore elettronico ed evitare il *pile-up*. In particolare alcune richieste sono in contrapposizione, ad esempio per essere sicuri di raccogliere tutte le cariche può essere utile avere un tempo di discesa lungo, tuttavia questo aumenta il rischio di avere del *pile-up*.

3.7.4 Formatura gaussiana

Costruendo un circuito CR-(RC)ⁿ con n RC in cascata si può ottenere una formatura gaussiana dell'impulso:

$$V(t) = V_0 e^{-t/\tau} (1 - e^{-t/\tau})^n \approx V_0 \left(\frac{t}{\tau} \right)^n e^{-t/\tau} \quad (3.1)$$

Questa forma per $n > 4$ approssima bene una gaussiana; il massimo viene raggiunto in $n\tau$, detto anche *peaking time*). A parità di *peaking time*, questa formatura recupera la linea di base più velocemente rispetto alla formatura RC-CR. Questa formatura è la migliore in qualità di rapporto segnale-rumore.

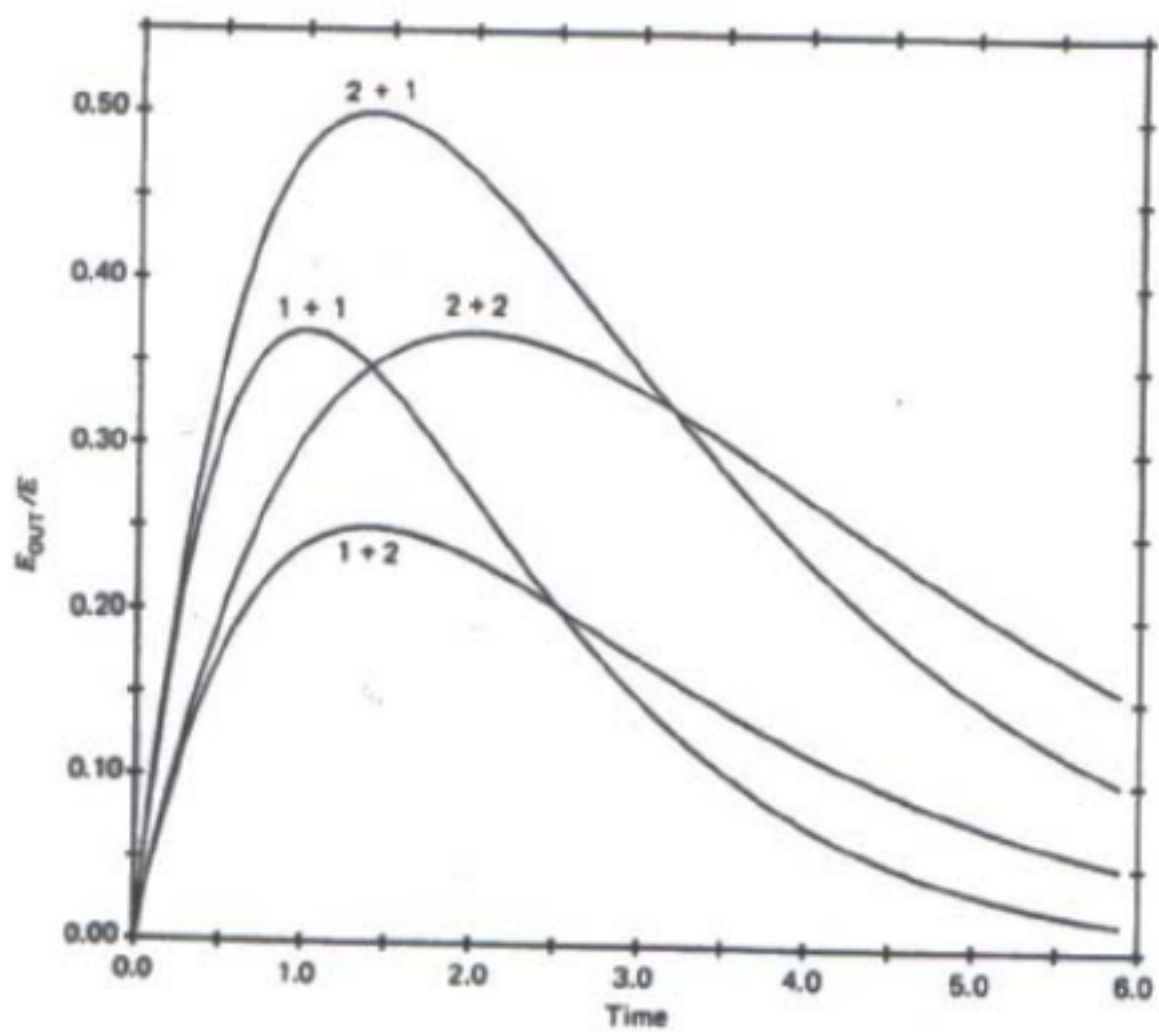


Figura 3.7: Esempi di segnali formati con varie costanti di tempo

3.7.5 Formature con filtri attivi

Utilizzando circuiti con elementi attivi come diodi o transistor si possono ottenere formature più fantasiose.

- **Formatura triangolare**, ottenibile con una serie di filtri attivi
- **Formatura trapezoidale**, utilizzata se il risetime è variabile, in modo da avere tutta la carica raccolta in rivelatori con grande variabilità di tempi di risposta. Questa formatura viene ottenuta con circuiti analogici e digitali.

3.7.6 Formatura CR-RC-CR

Utilizzata per dare una forma bipolare all'impulso nel caso di rate molto elevati.

3.7.7 Formatura con singola linea di ritardo

La singola linea di ritardo (SDL) viene utilizzata per ridurre la durata di impulsi troppo lunghi: un segnale viene sdoppiato in due rami, uno è il ramo di output, l'altro viene lasciato aperto. Se il tempo di propagazione τ in quest'ultimo è molto maggiore del tempo di salita dell'impulso, allora dopo 2τ il segnale ritorna identico sulla linea di output, ma invertito. Sommandosi al segnale precedente lo annulla. Nel caso il segnale avesse un tempo decadimento si può presentare il problema dell'*undershoot* (tratteggiato rosso nell'immagine): per risolverlo è necessario attenuare in modo opportuno il segnale lungo la linea di ritardo.

3.7.8 Formatura con doppia linea di ritardo

È possibile rendere il segnale bipolare imponendo un'altra linea di ritardo in uscita dalla SDL con lo stesso tempo della prima linea. Il problema di questa formatura è che non passa da filtri, per cui presenta il problema del rumore non filtrato, per questo viene usata prevalentemente in rivelatori con poca risoluzione o per i segnali logici.

3.8 Cancellazione del polo zero

Nella realtà i nostri dispositivi non sono sottoposti a dei gradini, bensì a segnali che salgono molto velocemente e decadono molto lentamente. I tempi di decadimento possono portare a degli *undershoot* che vengono recuperati in tempi nell'ordine dei μs causando problemi nella forma degli impulsi successivi.

Si dimostra che nei CR-RC il problema può essere risolto utilizzando una resistenza regolabile in parallelo alla capacità nel CR.

3.9 Spostamenti della linea di base

Supponiamo di avere un treno di impulsi, poichè in un CR-RC la tensione media deve essere nulla, in caso di alti rate si può osservare uno spostamento della linea di base in

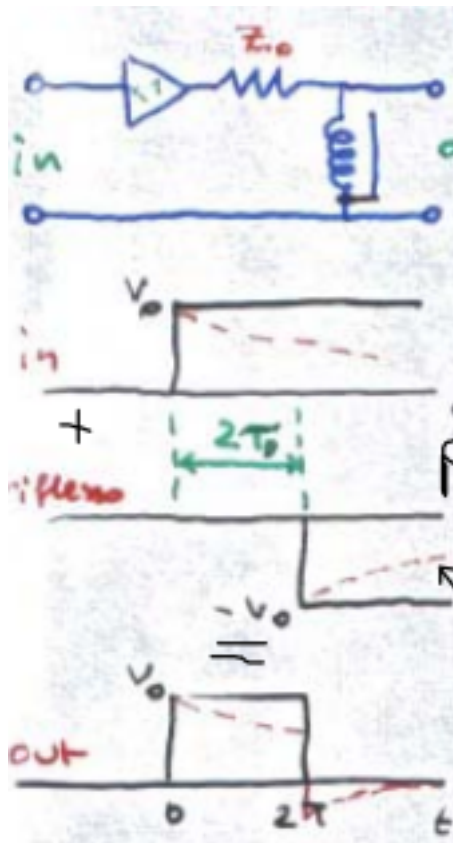


Figura 3.8: Formatura con SDL (Single Delay Line)

modo da mantenere tale media nulla.

Nel caso di impulsi identici equispaziati lo spostamento non è problematico in quanto costante, tuttavia nella realtà gli impulsi hanno forma diversa per cui lo spostamento può risultare un problema.

Per risolvere il problema si può usare una formatura bipolare in modo da compensare questo effetto, tuttavia porta ad avere alti rapporti rumore-segnale. Un'altra soluzione proviene dall'accoppiare il segnale in tensione continua che successivamente viene eliminato con un filtro.

Capitolo 4

Impulsi lineari e impulsi logici

Un **impulso lineare** è un impulso la cui informazione è contenuta nell'ampiezza e nella forma, un **impulso logico** è un impulso la cui informazione è contenuta nel fatto che esso sia presente o meno e nell'istante in cui appare.

In genere una catena di acquisizione registra un impulso lineare, lo manipola e, ad un certo punto, lo trasforma in una serie di impulsi logici che vengono registrati.

4.1 Classificazione degli impulsi lineari

Gli impulsi lineari vengono classificati in:

- Impulsi veloci
- Impulsi lenti
- Impulsi dopo formatura

4.1.1 Impulsi veloci

Gli impulsi veloci sono segnali che vengono raccolti in circuiti con τ caratteristica molto piccola, essi hanno quindi un *rise time* e *decay time* determinato dalle caratteristiche di raccolta della carica del rivelatore. In genere questi impulsi hanno una **durata inferiore** a qualche μs e sono più **piccoli in ampiezza** (la polarità viene determinata dall'alimentazione del rivelatore), per questo motivo soffrono di un **rapporto segnale-rumore peggiore**.

Gli impulsi veloci servono per trasformare informazioni temporali in quanto il fronte di salita ripido aumenta la risoluzione del dispositivo.

4.1.2 Impulsi lenti

All'opposto dei veloci, gli impulsi lenti sono segnali che vengono raccolti in circuiti con τ caratteristica grande. In genere il fronte di salita viene determinato dai tempi di raccolta della carica, mentre il fronte di discesa dalla τ caratteristica del circuito di raccolta, per questo la τ viene scelta in modo da evitare il **deficit balistico**, ovvero lo smorzamento del segnale prima della raccolta completa della carica. Per questo motivi vengono anche

chiamati ***tail pulses*** per via del fronte di discesa lungo.

Questi impulsi hanno un'ampiezza alta rispetto agli impulsi veloci e la loro polarità è variabile, anche se spesso è negativa. In conclusione, in questi segnali sono importanti l'ampiezza e il rise time (ovvero il tempo impiegato per passare dal 10% al 90% dell'ampiezza).

4.1.3 Impulsi dopo formatura

Sono impulsi lenti con tempi di decadimento nei microsecondi, in genere gli impulsi vengono formati per adattarli ai circuiti di lettura e analisi.

4.2 Impulsi logici

Esistono tre categorie:

- Impulsi logici standard (o TTL)
- Impulsi logici NIM

4.2.1 Impulsi TTL

Sono impulsi a polarità positiva, il livello 0 viene riconosciuto per tensioni tra -2V e 0V, mentre il livello 1 tra +4V e +12V. La durata dell'impulso è nei μs e hanno una forma d'onda quadra.

4.2.2 Impulsi veloci NIM

Sono impulsi con tempi di salita nel ns (è necessario prendere cautele per effetti di riflessione), la loro polarità è negativa e il segnale è in corrente. L'ampiezza per il segnale 0 è tra -1mA e +1mA, per il segnale 1 è tra -14mA e -18mA.

4.2.3 Impulsi di gate

NON sono impulsi logici, serve a comandare e determinare il momento in cui un dispositivo è attivo e riceve segnale. Ha la forma di un'onda quadra.

4.3 Dispositivi per il trattamento degli impulsi

4.3.1 Linear-Linear

- **Preamplificatore**, riceve in ingresso della carica e produce un impulso lineare a coda lunga
- **Amplificatore lineare**, riceve in ingresso un impulso lineare a coda lunga e produce un impulso formato ed amplificato

- **Amplificatore a soglia**, riceve in ingresso un impulso formato e produce un segnale lineare proporzionale all'ampiezza del segnale in ingresso oltre la soglia.
- **Allungatore di impulsi** (*Pulse stretcher*), riceve un segnale lineare veloce in ingresso e produce un segnale formato della stessa ampiezza del segnale in input
- *Amplificatore sommatore*, riceve in ingresso più impulsi lineari formati e produce un segnale pari alla somma dei segnali in ingresso
- **Modulo dei ritardi**, riceve un segnale e produce lo stesso segnale dopo un certo lasso di tempo
- **Gate lineare**, riceve un impulso formato ed un impulso di gate e produce un segnale identico al segnale lineare se esso è in coincidenza con il gate

4.3.2 Linear-Logic

- **Discriminatori integrali**, riceve un impulso formato e produce un impulso logico se esso supera un livello di discriminazione
- **Discriminatori differenziali**, riceve un impulso formato e produce un segnale logico se esso è compreso in una certa finestra di accettazione

4.3.3 Logic-Linear

- **Time to amplitude converter**, riceve in ingresso 2 segnali logici e produce un segnale lineare proporzionale all'intervallo di tempo tra l'arrivo dei due segnali

4.3.4 Logic-Logic

- **Modulo di coincidenza**, riceve impulsi logici e produce un segnale logico se essi appaiono entro un certo τ detto **resolving time**
- **Modulo di anticoincidenza**, riceve impulsi logici e produce un segnale logico se si presenta un impulso solo in uno degli ingressi entro un τ
- **Scaler**, produce un impulso logico ogni tot impulsi logici

4.4 Preamplificatori

Se un dispositivo produce una quantità di carica piuttosto elevata (come ad esempio un rivelatore Geiger) la tensione prodotta tramite la capacità del rivelatore può essere sufficiente per ottenere un impulso misurabile. Spesso, tuttavia, è necessario utilizzare un **preamplificatore** (PRE) per aumentare l'ampiezza dell'impulso.

Questi dispositivi vengono messi molto vicini fisicamente ai rivelatori, per ridurre la capacità dei cavi (la tensione è inversamente proporzionale alla capacità), hanno una resistenza di uscita molto bassa (per avere un $\tau = RC$ piccolo e non integrare il segnale), mentre quella in ingresso è molto elevata (per raccogliere completamente la carica). Il segnale

prodotto dal PRE è un segnale a coda lunga, in modo da non essere vincolante per la catena elettronica a seguire, in particolare il fronte di salita ha tempi caratteristici molto brevi, mentre quello di discesa ha tempi nell'ordine dei 50-100 μs .

4.4.1 Configurazioni dei preamplificatori

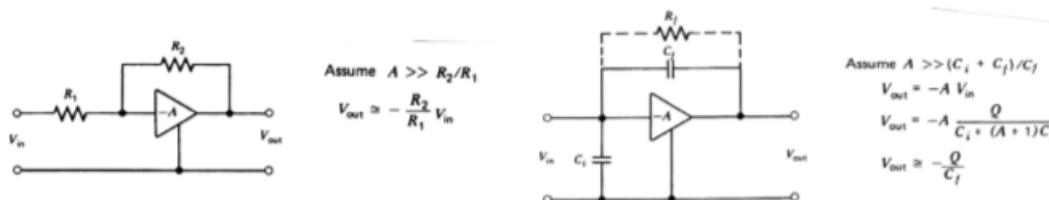


Figura 4.1: Configurazione voltage e charge sensitive

A sinistra nella figura 4.1 si vede la configurazione **voltage sensitive** del PRE: se a monte del PRE è presente una capacità costante il segnale in ingresso dal rivelatore sarà Q/C per cui in uscita dal rivelatore, se l'OP. AMP. ha un fattore di amplificazione sufficientemente grande, si ha un segnale pari a:

$$V_{out} = -\frac{R_f}{R_i} V_{max} \propto Q$$

In molti rivelatori (come quelli a semiconduttore) la capacità non è costante, per questo si opta per la configurazione **charge sensitive**: Viene introdotta in parallelo a R_f una capacità di feedback, se l'amplificazione del OP. AMP. è sufficientemente grande allora:

$$V_{out} = -A \frac{Q}{C_i + (A+1)C_f} \approx \frac{Q}{C_f}$$

In questo modo è possibile imporre una capacità a piacere.

4.4.2 Polarizzazione del rivelatore

La tensione di polarizzazione del rivelatore può essere fornita attraverso la linea del preamplificatore. Esistono due possibili configurazioni utilizzabili per fornire tale tensione, una accoppiata in AC e una accoppiata in DC.

Configurazione AC-coupled

È la configurazione a) in figura 4.2, in questa configurazione la tensione di polarizzazione e la corrente di buio passano attraverso la linea di resistenza R_L , il rivelatore è a massa. Un condensatore di disaccoppiamento è posto all'ingresso del PRE in modo da poter scegliere R_L senza modificare il segnale in uscita dal rivelatore. La resistenza R_L deve essere grande in modo da ridurre al minimo il rumore, tuttavia non può superare un certo valore in quanto attraverso di esse passa la corrente di buio. In presenza di correnti

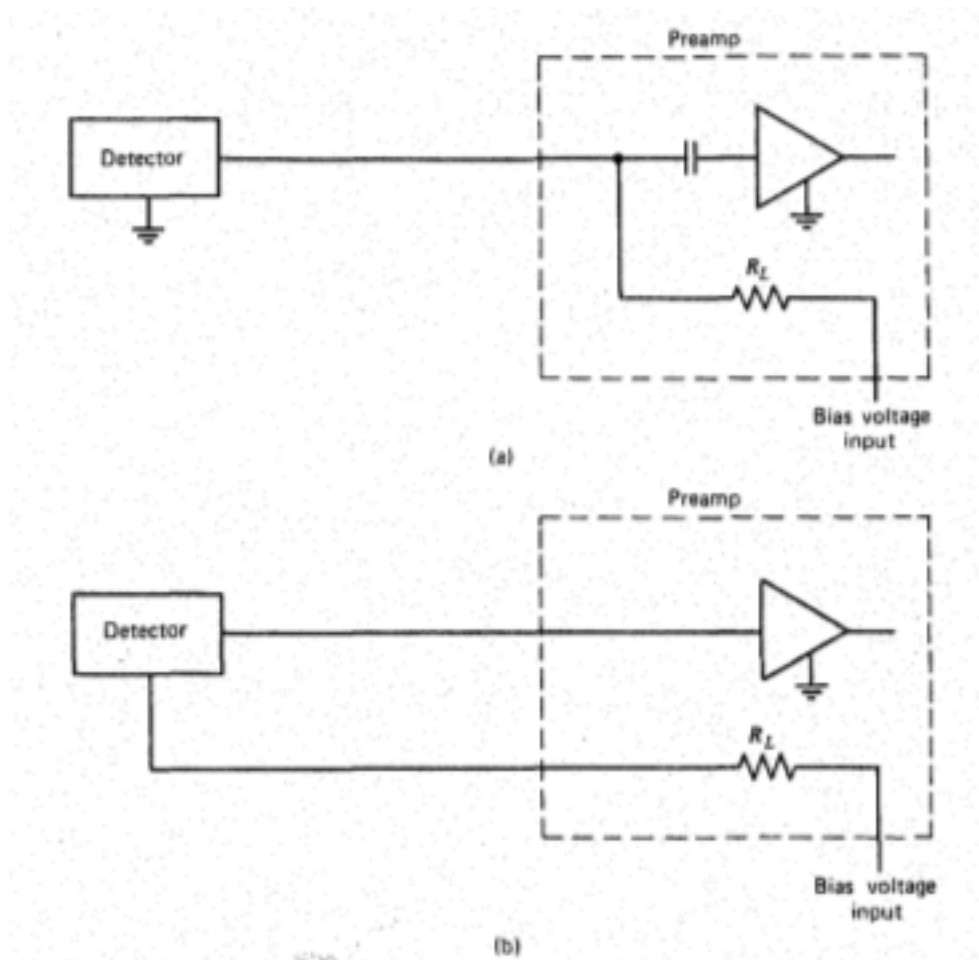


Figura 4.2: a) Accoppiamento in AC b) Accoppiamento in DC

di buio troppo elevate si possono osservare cadute di tensione elevate lungo la linea, facendo cadere la tensione di polarizzazione applicata al rivelatore. Per questo motivo la resistenza deve essere scelta in modo adeguato; in questi casi può essere utile regolare la tensione di polarizzazione fornita tenendo conto di questo fenomeno.

Configurazione DC-coupled

In questa configurazione la tensione di polarizzazione viene fornita direttamente al rivelatore che viene isolato dalla massa. Questa modalità porta a rumori minori, tuttavia ha dei problemi legati al fatto che il segnale è accoppiato alla tensione di polarizzazione: ciò implica che resistenze R_L diverse possono portare a segnali diversi. Dato che la corrente di buio passa dal PRE, in particolare dalla resistenza di feedback, correnti troppo elevate possono portare a segnali distorti per via delle tensioni ai capi della resistenza. Un'alternativa è dato dall'uso di capacità di feedback che integrano la corrente, poichè i segnali del PRE possono essere approssimati come dei gradini questo significa che il fronte orizzontale diventerà crescente portando gradualmente alla saturazione del PRE. I PRE possiedono sistemi di reset che, in presenza di una saturazione, riavviano il sistema, tuttavia essi introducono maggiori tempi morti. Per questo in caso di correnti di buio molto intense possono portare a saturazioni più frequenti, per questo in tali casi l'accoppiamento in AC risulta una scelta obbligata.

4.4.3 Preamplificatori nei vari rivelatori

La catena elettronica di base in un preamplificatore è molto simile in tutti i rivelatori, con adattamenti a seconda delle caratteristiche del rivelatore. Ad esempio i preamplificatori nei rivelatori a gas hanno correnti di buio minori, per questo è possibile introdurre resistenza R_L molto elevate, per attenuare il rumore; nei rivelatori a semiconduttore questo non può avvenire, in quanto le correnti sono maggiori.

Un'altra differenza può essere data dalla tensione di polarizzazione e dal suo isolamento, un rivelatore a gas richiede tensioni nell'ordine delle migliaia di volt, mentre un semiconduttore nell'ordine delle centinaia, con la differenza che i cavi possono avere isolamenti differenti.

I segnali in uscita da un tubo fotomoltiplicatore di uno scintillatore sono piuttosto elevati, per questo i preamplificatori in questi rivelatori non hanno caratteristiche troppo spinte, in quanto i problemi legati all'amplificazione ed al rumore sono ridotti. Per questo motivo i PRE hanno principalmente il ruolo di fissare il tempo caratteristico di un segnale. Negli scintillatori è possibile lavorare anche con il segnale anodico, quindi in assenza di preamplificatore, in queste condizioni la forma del segnale è fortemente dipendente dalle caratteristiche fisiche dei cavi (come ad esempio la loro capacità) e dell'elettronica a cascata e spesso la τ indotta da queste caratteristiche può non essere ottimale. I PRE generalmente non forniscono la tensione di alimentazione dello scintillatore, mentre l'alta tensione agisce sul tubo fotomoltiplicatore.

4.4.4 Limite sul tasso di conteggi per la saturazione

Un PRE può saturare in seguito ad un impulso eccessivo oppure in seguito a rate troppo elevati per pile-up in quanto la coda dell'impulso è lunga.

Una soluzione può venire dal diminuire il tempo caratteristico di discesa del segnale, tuttavia questo aumenta il rumore, in quanto entrano in banda passante nuove basse frequenze.

Se il rivelatore è accoppiato in continua allora la tensione di saturazione è data dalle correnti che provengono dal rivelatore, in particolare se nel rivelatore viene depositata un'energia E e l'energia media di ionizzazione vale ϵ , la carica liberata risulta:

$$Q = \frac{E \cdot e}{\epsilon}$$

La corrente di saturazione sarà data dal rapporto tra la tensione di saturazione e la resistenza di feedback e sarà collegata ad un tasso massimo di ionizzazioni che è possibile produrre, che indichiamo con r_m :

$$I_{sat} = \frac{V_{sat}}{R_f} = \frac{E \cdot e}{\epsilon} \cdot r_m$$

Da questa relazione è possibile calcolare r_m a partire dalle caratteristiche del PRE, in particolare è di interesse il limite **energia-rate**, ovvero la quantità massima di energia che si può mediamente misurare senza saturare il dispositivo:

$$E \cdot r_m = \frac{V_{sat} \epsilon}{e R_f}$$

Per un rivelatore HPGe (High Purity Germanium) ($\epsilon = 2.96$ eV) con $V_m = 10$ V e $R_f = 1$ G Ω esso vale $1.85 \cdot 10^5$ MeV/s.

4.5 Amplificatori lineari

L'amplificatore ha il ruolo di effettuare l'amplificazione e la formatura del segnale. Il PRE preleva la propria alimentazione dall'amplificatore, per questo può essere soggetto a ground loop, in tal caso può essere necessario alimentare il dispositivo separatamente. Tipicamente l'amplificatore è in grado di produrre in uscita segnali lineari tra i 0 e i 10 V, se il segnale in ingresso è maggiore di 10 V l'amplificatore satura, distorcendo il segnale. Il fattore di amplificazione deve essere scelto tenendo conto di questo fenomeno.

Per quanto riguarda la formatura del segnale, esse deve essere scelta in base ai rate di conteggio, la risoluzione, il rapporto segnale-rumore, il deficit balistico e il pile-up.

In genere in caso di alti rate è meglio avere impulsi bipolari di larghezza limitata, per ridurre il pile-up, in caso di bassi rate queste restrizioni non sono presenti per cui è meglio avere impulsi unipolari lenti, in modo da massimizzare la risoluzione energetica.

A bassi rate gli effetti collegati a pile-up e spostamenti della linea di base sono ininfluenti, per questo è meglio avere segnali con tempi caratteristici lunghi, per minimizzare il rumore serie, tuttavia tempi caratteristici troppo lunghi possono aumentare il rumore per via del rumore parallelo, per questo esiste un valore ottimale.

Ad alti rate si ha un generale peggioramento del rumore, per via di problemi di pile-up e spostamento della linea di base, per questo il minimo si sposta a tempi caratteristici inferiori, in generale per tempi caratteristici molto bassi gli effetti di alto rate vengono abbattuti e il rumore ritorna simile a quello a basso rate.

Per sistemi a bassa risoluzione, in presenza di bassi rate, qualunque formatura va bene, mentre in presenza di alti rate è preferibile una formatura con doppia linea di ritardo. Nel caso di sistemi ad alta risoluzione per bassi rate è preferibile una formatura gaussiana o triangolare, mentre per alti rate una bipolare (per gli scostamenti della linea di base). È importante evitare che l'amplificatore saturi, specie ad alti rate, in quanto il tempo di recupero diventa maggiore in caso di saturazione, per questo è importante avere un circuito che attivamente ristabilisca la linea di base.

In conclusione un amplificatore deve:

- Amplificare il segnale
- Formare il segnale in modo da ottimizzare la misura di interesse
- Formare il segnale in modo da evitare pile-up e saturazioni
- Ottimizzare il rapporto segnale-rumore
- Fornire circuiti di reiezione del pile-up e ristabilire in modo attivo la linea di base

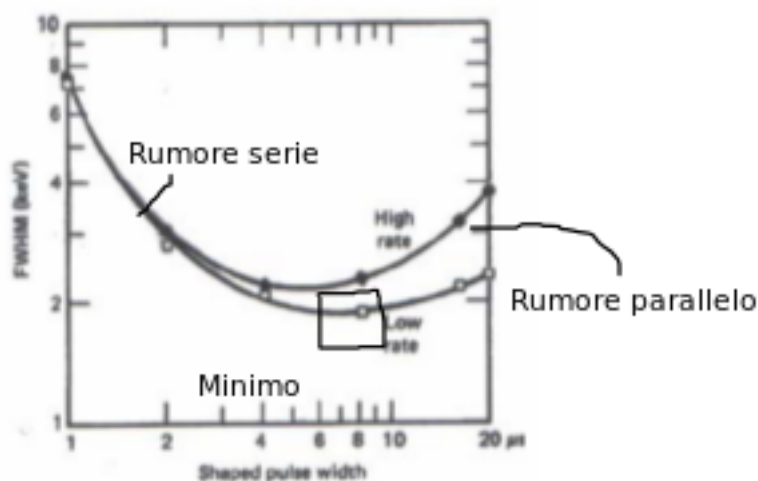


Figura 4.3: Rumore in funzione di rate e formatura

4.5.1 Amplificatori a soglia

Sono dispositivi che amplificano la parte di impulsi sopra una determinata soglia, sono utili per analizzare particolari regioni dello spettro spalmandolo su tutto l'MCA. Dato che esso registra la porzione di impulso sopra soglia, spesso questi segnali sono stretti, per questo è seguito da un pulse stretcher che dilata l'impulso rendendolo analizzabile.

4.6 Sistemi di conteggio

Un sistema di conteggio deve misurare il rate di rivelazione.

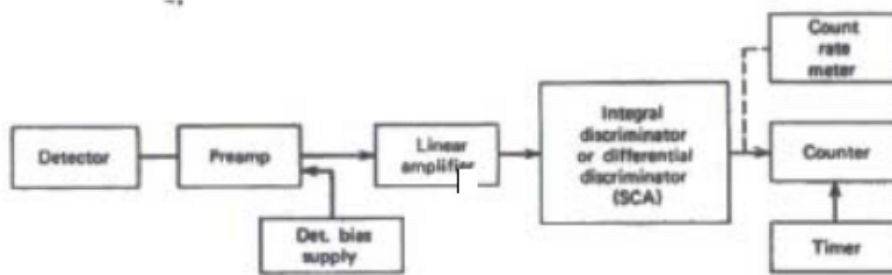


Figure 17.7 Elements of a typical signal chain for pulse counting.

4.6.1 Discriminatori

La presenza di un segnale in uscita dall'amplificatore viene verificata da un discriminatore a soglia.

Un discriminatore integrale produce un impulso logico se il segnale supera una determinata soglia, un discriminatore differenziale (o SCA, single channel analyzer) lo fa se il segnale entra in una particolare finestra. Spesso quest'ultimo è in grado di produrre segnali con un certo ritardo, scorrendo temporalmente il segnale.

4.6.2 Contatori o scaler

Lo scaler conta il numero di impulsi; esso può lavorare in due modalità: in **preset time** il contatore conta il numero di impulsi in un determinato tempo in base ad un clock interno o esterno, in **pulse count** esso fissa il numero di conteggi da raggiungere.

In questo dispositivo è fondamentale conoscere la risoluzione temporale o "pulse pair resolving time" per determinare l'intervallo di tempo minimo tra due impulsi per essere conteggiati, in quanto essa determina il tasso massimo misurabile dal dispositivo.

4.6.3 Tempo morto nei sistemi di conteggio

È importante introdurre una correzione per il tempo morto del sistema, se esso è costante è possibile introdurla, mentre se esso varia, si fa in modo di renderlo costante imponendolo come il più alto di tutta la catena.

Il tempo morto spesso non è determinato dal rivelatore (salvo contatori Geiger-Muller), ma dall'elettronica a cascata. Il dispositivo con i tempi morti maggiori è il discriminatore, dove esso vale 1-2 μs più la durata dell'impulso.

4.7 Analisi dell'ampiezza degli impulsi

In generale rivelatori con FWHM media non necessitano di elettronica spinta, tuttavia per rivelatori ad alta risoluzione è necessario porre molta cura nella catena di trattamento del segnale.

Il componente prioritario è dato dall'amplificatore, che, in caso di alte risoluzioni, deve

utilizzare una formatura del segnale ottimale. La strategia da usare deve essere in funzione del rate da analizzare, definiamo il **duty cycle**:

$$D.C. = \Delta t \cdot r$$

con r rate di impulsi. Se il duty cycle è inferiore a 10^{-3} si può procedere con l'ottimizzazione della catena elettronica, se esso è maggiore di 10^{-1} è necessario ridurre il rate in quanto si rischia di avere conflitti nell'elettronica.

4.7.1 Deficit balistico

Il deficit balistico consiste nel taglio dell'ampiezza del segnale per via della formatura. In generale se la forma dell'impulso è costante allora la frazione tagliata è costante ed è possibile introdurre una correzione impulso per impulso, altrimenti si assiste ad un peggioramento della risoluzione.

In alternativa risulta necessario allungare il tempo di salita dell'impulso, a scapito del rapporto segnale-rumore e del pile-up.

4.8 Rumore

Il rumore è una fluttuazione che si sovrappone al segnale in uscita dal dispositivo che degrada la FWHM, specialmente se esso si presenta nella regione iniziale della catena, dove il segnale è ancora piccolo.

Il rumore ha un proprio spettro che spazia dalle basse alle alte frequenze, in questo caso si parla di **rumore bianco**. Posso distinguere il rumore bianco in **rumore serie** e **rumore parallelo**:

- il rumore serie è quello collegato a rumore termico nel FET o rumore Johnson (termico) nelle resistenze
- il rumore parallelo è legato a fluttuazioni della corrente di buio

Posso ridurre il rumore utilizzando filtri passa-alto e passa-basso che tagliano le frequenze in cui è presente unicamente il rumore.

Il rumore viene misurato in ENC (Equivalent Noise Charge): posto v_{rms} la deviazione standard della distribuzione del rumore, ENC è il numero di elettroni che, posto all'ingresso del PRE, produce una tensione pari a v_{rms} . Dal ENC si ricava la FWHM attraverso la relazione:

$$FWHM = ENC \cdot 2.35 \cdot \epsilon$$

4.8.1 Microfonismo

È un rumore dovuto a vibrazioni meccaniche nel dispositivo che modificano la capacità, sono effetti piccoli che risultano visibili solo in rivelatori con C_{in} piccola. Il problema può essere risolto con filtri passa-basso, in quanto il rumore è a bassissima frequenza.

4.8.2 Formatura e rumore

Aumentando il tempo di formatura il rumore serie diminuisce, ma aumenta quello parallelo. In aggiunta, esiste un terzo tipo di rumore, detto rumore $1/f$, che non dipende dallo shaping time. I tre rumori si combinano con una somma in quadratura:

$$N^2 = N_S^2 + N_P^2 + N_{1/f}^2$$

Esiste una formatura ottimale per cui i rumori serie e parallelo si compensano, tipicamente nei μs per i rivelatori a Si o Ge.

Dal punto di vista matematico, la cuspidè infinita sembra avere il miglior rapporto segnale-rumore, tuttavia questa forma ha diversi problemi pratici: ha il massimo a punta, il quale è difficilmente misurabile, ha una durata lunga, dando problemi di pile-up, ed è difficile da ottenere in pratica.

4.9 L'impulso di gate

L'impulso di gate comanda l'acquisizione del segnale, esso deve essere più lungo della durata del segnale e i dispositivi che utilizzano un gate devono attivarsi velocemente quando esso si presenta.

4.10 Tiratore di impulsi

Produce impulsi di forma standard di ampiezza pari a quella in ingresso, viene utilizzato in presenza di impulsi veloci o stretti, per adattarli all'elettronica.

Capitolo 5

Misure temporali

5.1 Trattamento digitale del segnale

Esistono sistemi spettroscopici digitali, essi si occupano di amplificare e formare il segnale, correggere il polo zero, ristabilire la linea di base, controllare la stabilità del guadagno e altro.

Il punto fondamentale è dato dalla velocità di campionamento dell'ADC (Analog to Digital Converter), esso, infatti, campiona e digitalizza i punti con una certa frequenza; l'inverso di questa frequenza rappresenta la massima precisione temporale che posso raggiungere con il campionamento scelto, questa precisione diventa critica quando si trattano segnali veloci, inoltre il campionamento deve essere tale da preservare la forma dell'impulso.

Questi problemi devono essere affrontati per ottenere dei grandi vantaggi quali:

- Una ampia flessibilità nella scelta della formatura con possibilità di utilizzo di formature speciali
- Un'ottima stabilità del sistema
- L'eliminazione del rumore dovuto all'elaborazione di segnali lineari
- Linearità del sistema
- La possibilità di introdurre ritardi senza distorcere il segnale

5.2 Il convertitore analogico-digitale

L'ADC è il primo elemento di una catena digitale, esso si occupa di convertire un segnale in una serie di informazioni digitali contenenti il segnale campionato.

Nell'ADC sono fondamentali la frequenza di campionamento e la discretizzazione della tensione, infatti a ogni canale corrisponderà un particolare ΔV .

Si definisce, inoltre, la **linearità integrale** come la massima deviazione del grafico di conversione tensione - segnale digitale dalla retta, spesso viene data in percentuale del range totale dell'ADC, ovvero la differenza tra la tensione massima e minima accettabile dal dispositivo.

Posto $W(k)$ la larghezza del livello k e Q la larghezza ideale, la non-linearità differenziale può essere definita come:

- Il valore massimo al variare di k di:

$$DNL(k) = \frac{W(k) - Q}{Q}$$

- La deviazione RMS delle larghezze dei canali da W medio
- Essa può anche essere valutata sottoponendo l'ADC ad una rampa crescente e campionandola ad alta frequenza. Se la DNL è nulla allora tutti i canali avranno lo stesso numero di conteggi, altrimenti si osserveranno delle disomogeneità dipendenti linearmente dall'anomala larghezza del canale. La deviazione massima dalla larghezza Q espressa in unità di bit meno significativi (LSB) ($1Q = 1$ bit) viene posta come DNL.

5.2.1 L'ADC flash

Il convertitore ADC flash è formato da una serie di comparatori a soglia crescente; tale soglia viene ottenuta mediante un partitore resistivo, un registro legge l'ultimo comparatore con segnale non nullo e lo converte nella corrispondente informazione digitale. Questi dispositivi sono formati da moltissimi comparatori (2^n con n numero di bit), per questo sono soggetti a una DNL scarsa (da 0.5 a 1 LSB) e richiedono un'elevata potenza (dalle centinaia di mW ai W), tuttavia sono estremamente veloci, dai 100 MHz ai GHz (ovvero meno di un ns per la conversione).

5.2.2 L'ADC multipasso

Si può ottenere un buon compromesso tra velocità e potenza utilizzando un ADC multipasso. Questi dispositivi utilizzano dei convertitori ADC flash in cascata e si basano su una serie di scale di espansione: una serie di moduli sincronizzati suddividono in segnale in modo sempre più fine al proseguire della digitalizzazione, ad esempio il primo modulo digitalizza il segnale su 3 bit, il secondo modulo considera la differenza tra il segnale originale e quello digitalizzato e la ridigitalizza su una scala più fine e si procede fino ad una digitalizzazione soddisfacente.

Per esempio supponendo di avere in ingresso un segnale da 3.5V il primo ADC potrebbe produrre un segnale digitale corrispondente a 3V, il secondo si occuperebbe di digitalizzare gli 0.5V rimanenti.

Dal punto di vista dell'elettronica, il segnale viene ricevuto e sdoppiato, una parte viene ritardata e l'altra viene digitalizzata, un amplificatore esegue la differenza tra i segnali e lo manda al modulo successivo, lo schema si trova in figura 5.2. Questi dispositivi hanno una velocità nell'ordine dalle decine alle centinaia di MHz, ma richiedono una potenza minore (dalle decine a centinaia di mW) e hanno DNL inferiori (nell'ordine di 0.5 LSB).

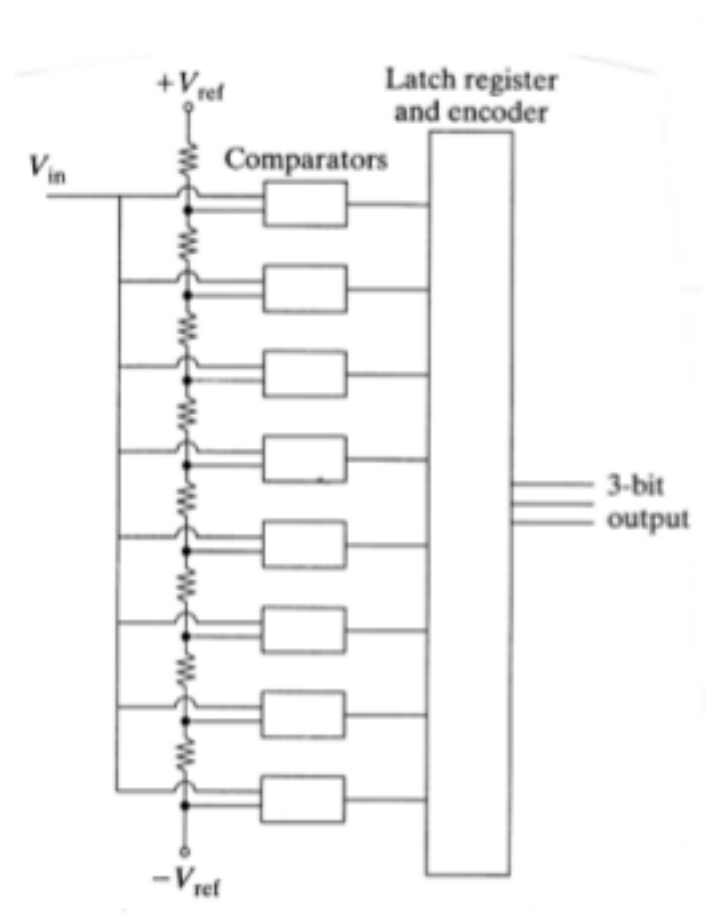


Figura 5.1: Un ADC flash

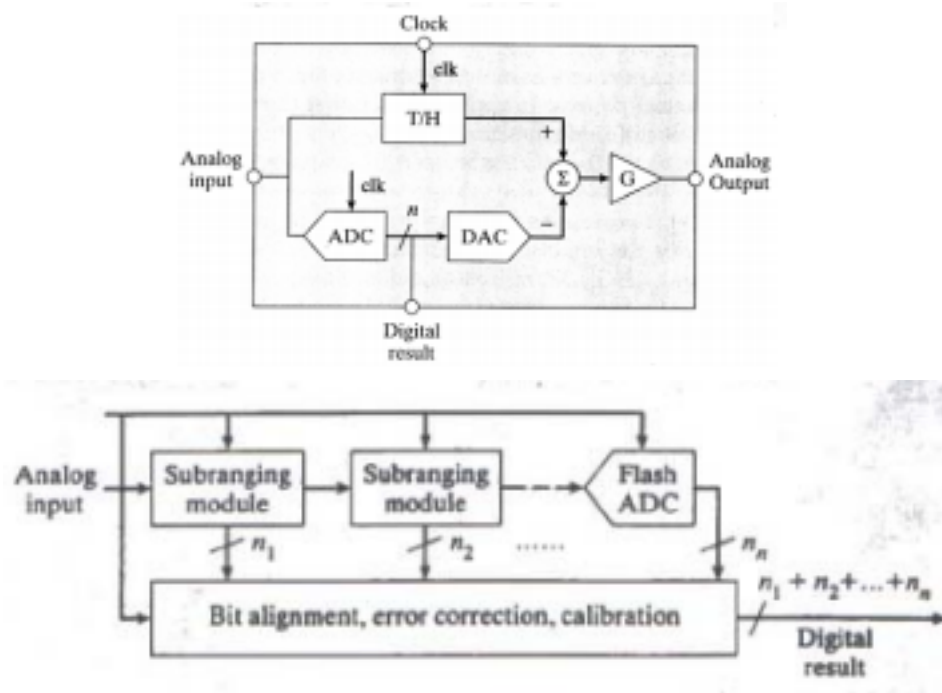


Figura 5.2: Schema di ADC Multipasso

5.3 Filtraggio e formatura del segnale digitale

Quando si effettua un filtraggio di un segnale analogico, il segnale in uscita può essere visto come un integrale di convoluzione tra la funzione di risposta del filtro e il segnale in ingresso:

$$V'(t) = \int_{t-L}^t V(t')H(t-t')dt'$$

con L durata del filtro¹.

Per un segnale digitale, questo integrale diventa una sommatoria:

$$V'(j) = \sum_{i=j-L}^j V(i)H(j-i)$$

Supponiamo di voler implementare un filtro digitale, un metodo di calcolo della sommatoria è dato dal filtro a scorrimento, figura 5.3. In questi filtri, ogni passo di sovrapposizione da un j in sequenza. In questo modo il tempo di filtraggio è breve e può essere effettuato in tempo reale, in quanto il segnale filtrato viene calcolato al volo.

Utilizzando questa tecnica sul rumore posso fare dei filtri adattivi per rimuoverlo, allo stesso modo è possibile realizzare filtri per pile-up facendoli variare in base al rate.

¹È interessante interpretare questo integrale come il prodotto di spettri di Fourier del segnale in ingresso e della funzione di risposta del filtro

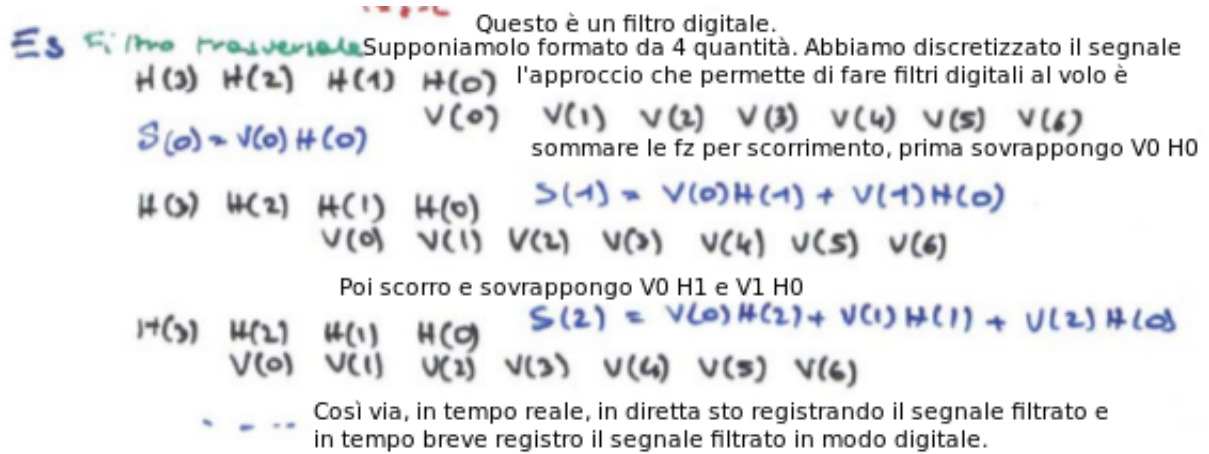


Figura 5.3: Funzionamento matematico di un filtro a scorrimento trasversale

5.4 Analisi della forma dell'impulso

La forma dell'impulso è in grado di contenere informazioni sul tipo di particella incidente, sull'interazione che ha generato l'impulso e sulla posizione spaziale dell'evento. Queste tipo di elaborazioni sono molto impegnative computazionalmente, per questo devono essere fatte offline (ovvero in un secondo momento) su segnali digitalizzati e memorizzati.

5.4.1 Ristabilimento della linea di base

Se l'impulso viene digitalizzato è possibile campionare la linea di base per poter correggere di volta in volta l'impulso; questa operazione richiede che per un certo lasso di tempo non avvengano eventi, per cui se si vuole campionare il più possibile la linea di base per correzioni, è necessario trovare un compromesso con il rate di interazioni.

5.4.2 Deconvoluzione di impulsi di pile-up

Se ho un impulso digitalizzato posso utilizzare un programma di analisi degli impulsi per riconoscere ed eseguire la deconvoluzione degli impulsi di pile-up. Queste operazioni possono essere fatte interpolando i segnali, in quanto dopo la formatura si ha una espressione analitica per interpolare il segnale. Chiaramente queste operazioni possono essere fatte unicamente offline e con un campionamento molto spinto.

5.5 Estrazione di informazioni temporali

Ci sono misure in cui è importante estrarre il momento di arrivo dell'impulso. La precisione di questa misura dipende dal rivelatore (raccolta delle cariche libere) e dalla catena elettronica (ad esempio range dinamici ampi possono essere problematici).

Le **unità di trigger** si occupano di produrre un impulso logico ogni qual volta venga discriminato un segnale, questi dispositivi sono soggetti a due problemi (figura 5.4):

- **Time jitter**, ogni segnale ha fluttuazioni casuali nel livello e nella forma dell'impulso dovuti, ad esempio, al rumore oppure a tempi diversi di raccolta delle cariche che portano segnali legati a eventi identici ad avere istanti di trigger diversi. Per ridurre questo problema è necessario porre il livello di trigger in regioni dove la pendenza è massima, per cui è meno sensibile a fluttuazioni.
- **Amplitude e rise time walk**, la variabilità nell'ampiezza massima del segnale (*amplitude walk*) porta ad istanti diversi di trigger, lo stesso può accadere per segnali che variano la loro forma. (*time walk*). Questi problemi si riducono in portata se si abbassa il livello di trigger.

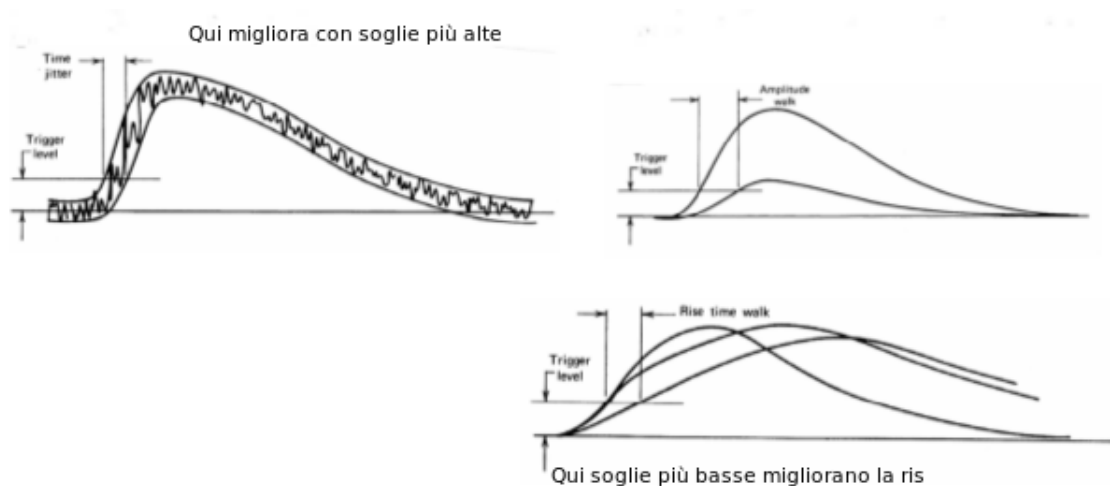


Figura 5.4: Time jitter, amplitude walk e rise time walk

5.5.1 Leading edge trigger

Il leading edge trigger fissa un livello di trigger e produce un impulso logico quanto il segnale supera tale livello, questa tecnica di triggering funziona abbastanza bene se i segnali non hanno un'ampiezza troppo variabile. Il time jitter ci porta ad alzare il livello di trigger, l'amplitude walk ad abbassarlo: è presente un ottimo per soglie intorno al 10-20% del segnale.

5.5.2 Trigger sull'istante di crossover dello zero

Se un segnale è bipolare, l'istante di passaggio del livello zero non è dipendente dall'ampiezza dell'impulso. Per questi segnali è possibile eseguire un trigger sul momento del crossover, questa tecnica riesce a risolvere bene il problema dell'amplitude walk, ma amplifica quello del time jitter.

Questa tecnica è utilizzabile anche sugli scintillatori, sottoponendo il segnale anodico ad una singola linea di ritardo, purchè la forma degli impulsi non vari molto.

5.5.3 Constant fraction timing

Se il range dinamico dell'impulso è ampio, ci si può svincolare dall'ampiezza dell'impulso eseguendo il trigger su frazioni f dell'ampiezza massima; in questo modo, a parità di forma viene risolto il problema dell'amplitude walk.

Il constant fraction timing viene effettuato in questo modo (fig 5.5):

1. Il segnale viene sdoppiato
2. Una copia viene invertita e ritardata di un tempo maggiore del tempo di salita
3. L'altra copia viene moltiplicata per un fattore f (quindi attenuata)
4. I segnali vengono sovrapposti e il trigger viene posto sull'istante di zero crossover

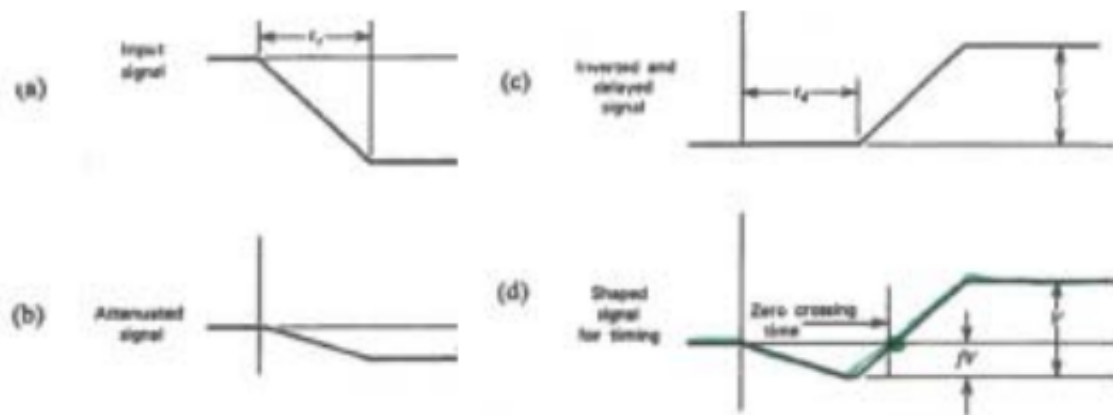


Figura 5.5: Elaborazione di un segnale per il CFT

Essendo una tecnica basata sul zero crossover, soffre di problemi legati al time jitter, tuttavia risulta un'alternativa migliore in presenza di range dinamici ampi.

5.5.4 ARC timing

L'ARC (Amplitude and Rise time Compensation) timing viene utilizzato in quei rivelatori dove la forma ed il risetime variano, questo accade soprattutto nei rivelatori HPGe. In questo tipo di timing si suppone che almeno la parte iniziale dell'impulso sia costante e si esegue il trigger sulla parte iniziale dell'impulso.

Un sistema ARC esegue queste operazioni(5.6):

1. Sdoppia il segnale
2. Una copia viene ritardata di un tempo molto inferiore a quello di salita
3. L'altra copia viene invertita ed attenuata
4. I segnali vengono sommati per effettuare un trigger sullo zero crossover

Questo tipo di trigger non compensa l'amplitude walk.

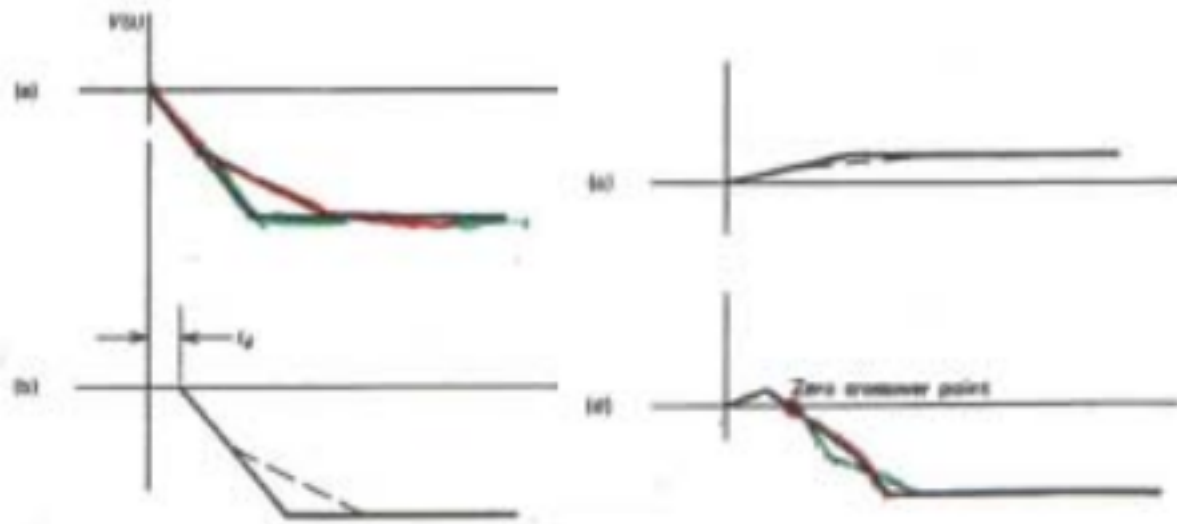


Figura 5.6: ARC timing

5.5.5 ELET timing

L'ELET (Extrapolated Leading Edge Trigger) si basa sull'extrapolazione del fronte di salita utilizzando una parte che si suppone essere lineare e costante, anche questa tecnica viene utilizzata su segnali di forma variabile (sempre HPGe). Una coppia di discriminatori a soglia con rapporto tra le soglie fissato misurano l'intervallo di tempo tra i due punti ed estrapolano all'indietro il punto di inizio del segnale. La misura dell'intervallo di tempo viene effettuata con un TAC (Time to Amplitude Converter).

5.5.6 FPET timing

FPET (First PhotoElectron Trigger) esegue il trigger sul primo fotoelettrone in arrivo, può essere utilizzato negli scintillatori in condizioni di basso rumore sul fotomoltiplicatore.

5.5.7 Confronto dei sistemi di timing

Il LET è il migliore per segnali con basso range dinamico e forma costante, il CFT è migliore per alti range dinamici e forma costante. ARC e ELET vengono usati prevalentemente sul HPGe.

5.6 Spettroscopia temporale

5.6.1 Spettroscopia temporale con un TAC

Utilizzando un TAC e un MCA è possibile eseguire una spettroscopia temporale, in quanto il TAC produce un impulso proporzionale all'intervallo di tempo.

La risoluzione temporale del sistema così realizzato può essere misurata sdoppiando e ritardando un segnale che successivamente viene posto in ingresso al TAC. Un sistema

ideale mostrerà una larghezza di un bin, nella realtà si vedrà una regione gaussiana, la cui FWHM sarà la risoluzione.

Supponiamo di avere una sorgente che emette due quanti in coincidenza rivelati da due dispositivi su due rami diversi, eseguendo una spettroscopia temporale ciò che si osserverà nell'MCA sarà dato dalla sovrapposizione di due grafici (fig 5.7):

- Un picco centrato in t_f (tempo di ritardo di uno dei due rami) la cui area sarà il numero di coincidenze prompt. La FWHM indicherà la risoluzione del sistema. Se i due rami della catena elettronica sono simmetrici, allora il picco osservato sarà simmetrico, altrimenti si vedranno asimmetrie. Ad esempio se il secondo ramo (che fa da stop) ha problemi di amplitude walk, si osserverà un'asimmetria verso la coda, in quanto l'amplitude walk ritarderà l'arrivo del segnale di stop.
- Un fondo continuo, dovuto a coincidenze casuali. Se i rate di rivelazione dei due rami, r_1 e r_2 , sono molto inferiori rispetto al reciproco della durata di tempo massima misurabile dal TAC, allora si osserverà un fondo costante di coincidenze casuali. Per dimostrarlo calcoliamo la probabilità che si verifichi una coincidenza casuale al tempo T . Supponiamo che ci sia stato un evento nel rivelatore 1, la probabilità che avvenga un evento all'istante T è data dalla probabilità che non avvengano eventi fino al tempo T per la probabilità che avvenga un evento tra il tempo T e $T + dT$:

$$P(T) = e^{-T r_2} r_2 dT$$

Moltiplicando per r_1 si ottiene il tasso di coincidenze casuali ad un tempo fissato:

$$r_{12} = r_1 r_2 e^{-T r_2} dT$$

Se $r_2 \ll T^{-1}$ allora $T r_2 \ll 1$ e il termine esponenziale può essere approssimato a 1 ottenendo:

$$r_{12} = r_1 r_2 \Delta T$$

dove si è sostituito dT con ΔT larghezza di un picco del MCA.

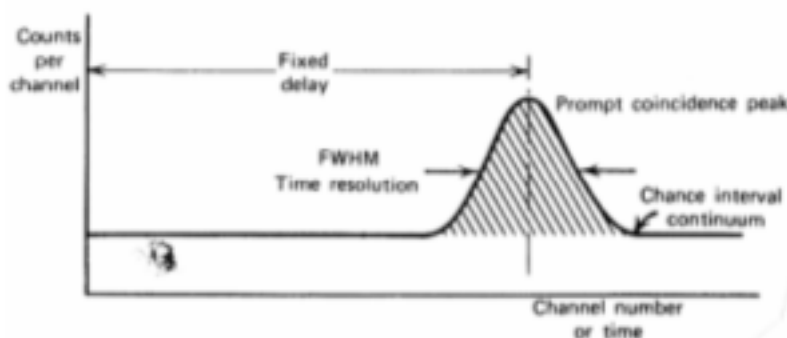


Figura 5.7: Analisi con MCA di coincidenze

Per migliorare il rapporto tra l'area del picco e del fondo si può migliorare la risoluzione temporale del TAC e introdurre una selezione delle ampiezze. Avere un'attività n minore della sorgente può aiutare dato che le coincidenze casuali vanno come n^2 e le reali come n .

5.6.2 Spettroscopia temporale con un'unità di coincidenza

Un'unità di coincidenza produce un impulso logico, ogni qualvolta riceve in ingresso due impulsi entro un tempo τ , esso rappresenta, quindi, una sorta di SCA sul tempo.

Questo dispositivo, insieme ad un dispositivo per produrre ritardi variabili, può essere usato per eseguire spettroscopie temporali. Riprendendo il sistema a due rivelatori precedente, sottoponiamo un segnale ad un ritardo fissato t_f e l'altro ad un ritardo variabile t_v . Se $\tau = \frac{\Delta T}{2}$ (l'intervallo registrato è $(-\tau, +\tau)$) allora l'unità di coincidenza esegue lo stesso numero di conteggi di un canale dell'MCA: variando t_v , l'unità segnerà le coincidenze temporali con tempo $t_f - t_v$.

In questi sistemi è importante impostare bene τ , se esso è troppo grande esso conteggerà troppe coincidenze casuali, se è troppo piccolo sarà difficile vedere il picco delle coincidenze casuali. Il valore migliore risulta $\tau = L/2$ con L larghezza alla base del picco, scegliere dei τ sopra questa media porterà a dei plateau di coincidenze casuali (fig. 5.8), andare sotto ridurrà l'altezza del picco, rendendolo più difficile da individuare. Normalmente

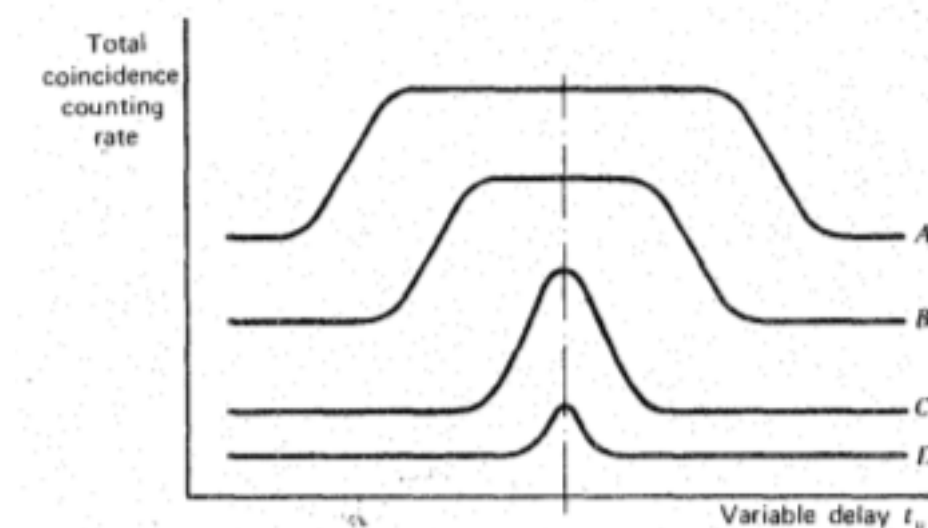


Figura 5.8: Esempi di spettri ottenuti con questa tecnica al variare di τ

non si prende il valore minimo di τ , in quanto possono capitare derive temporali che modificano il rate di eventi; per questo esso viene preso un po' più grande del minimo.

5.6.3 Correzione delle coincidenze casuali

Nel caso di coincidenze casuali a due la correzione del fondo è piuttosto semplice in quanto esso è piatto e vale $2\tau r_1 r_2$.

La situazione diventa più complicata per le coincidenze multiple, per esempio per le coincidenze a tre esiste un fondo piatto $2\tau r_1 r_2$, tuttavia esiste anche la possibilità di avere una coincidenza reale a due con una casuale. Quest'ultima è difficilmente valutabile e spesso si ricorre ad un'analisi sperimentale per determinare il fondo.

5.6.4 Determinazione di τ

Il fondo delle coincidenze a due può essere utilizzato per determinare τ usando, ad esempio, due sorgenti scorrelate ben schermate oppure utilizzando una sola sorgente che emetta quanti non in coincidenza.

Un'altra possibilità può venire dal misurare la larghezza del plateau, in questo caso è utile una sorgente che emetta un'elevata quantità di radiazione in coincidenza.

5.6.5 Misura di coincidenze ritardate

Supponiamo di avere una sorgente che emetta due quanti in sequenza passando per uno stato metastabile a vita media inferiore alla risoluzione temporale del sistema. In questo caso vedremo un picco gaussiano di coincidenze vere con una coda sulla destra di tipo esponenziale, da essa si può estrarre le informazioni di interesse sulla vita dello stato.

Questa misura può essere effettuata utilizzando un MCA, oppure utilizzando un'unità di coincidenza che effettui una scansione della regione di interesse.

Un'altra di questo tipo viene effettuata con la spettroscopia T.O.F. di neutroni, misurando l'intervallo di tempo tra l'istante di produzione e di arrivo dei neutroni ad un rivelatore, si può misurare la loro energia.

5.6.6 Misure di attività

Supponiamo di avere una sorgente che emette 2 quanti q_1 e q_2 di radiazione in coincidenza con attività S senza alcuna correlazione angolare, inoltre immaginiamo di avere un rivelatore sensibile solo ai quanti di tipo q_1 e un altro rivelatore sensibile solo ai quanti di tipo q_2 .

Siano ϵ_1 e ϵ_2 le relative efficienze (comprehensive di fattori angolari, di efficienze di interazione e altro), allora i tassi di rivelazione saranno:

$$r_1 = \epsilon_1 S \quad (5.1)$$

$$r_2 = \epsilon_2 S \quad (5.2)$$

mentre il tasso di coincidenze vere rivelate sarà:

$$r_t = \epsilon_1 \epsilon_2 S$$

Chiamando r_{ch} il tasso di coincidenze casuali, allora il tasso di coincidenze totali misurate sarà $r_{12} = r_t + r_{ch} = \epsilon_1 \epsilon_2 S + r_{ch}$, risolvendo il sistema si trova:

$$S = \frac{r_1 r_2}{r_{12} - r_{ch}}$$

ovvero l'attività della sorgente.

Questo metodo si può misurare con una accuratezza del 1% le attività delle sorgenti senza avere rivelatori che coprano l'intero angolo solido; inoltre se un rivelatore copre l'angolo solido, allora si può rinunciare al bisogno di avere radiazione scorrelata angolarmente.

Questo metodo tipicamente viene applicato su coincidenze $\beta - \gamma$. Un rivelatore sensibile

solo ai γ può essere ottenuto interponendo un assorbitore di β prima del rivelatore, tuttavia un rivelatore sensibile ai β misura sempre qualche fotone, in questo caso è necessario cercare di selezionare le energie.

Coincidenze $\gamma - \gamma$ sono ancora più difficili, in quanto anche selezionando le energie, il fondo per l'effetto Compton dà sempre parecchi problemi.

5.7 Moduli per misure temporali

5.7.1 Moduli di trigger

I moduli di trigger andrebbero posti subito dopo il rivelatore, tuttavia questo comporta un peggioramento della FWHM.

Per questo se si è interessati a mantenere l'informazione sull'energia è meglio metterlo dopo lo stadio di preamplificazione, dove, se la salita dell'impulso è veloce, l'informazione temporale viene preservata.

L'eccezione viene dagli scintillatori, dove, utilizzando una resistenza di carico da $50\ \Omega$ (che genera segnali più veloci), il segnale all'anodo può essere utilizzato per misure temporali, mentre utilizzando una resistenza più grande tra l'ultimo dinodo e l'anodo si può ottenere un segnale a coda lunga con informazioni sull'energia.

Altri moduli di trigger possono richiedere una formatura (ad esempio lo zero crossover), in questo caso vanno posti dopo l'amplificatore, talvolta i moduli di trigger sono integrati in discriminatori o SCA, in modo da non sacrificare troppo l'informazioni sull'ampiezza.

5.7.2 Unità di coincidenza

Se si è interessati ad una misura di sovrapposizione degli impulsi, allora il τ di coincidenza deve essere pari alla larghezza dell'impulso, mentre se il circuito è sensibile al fronte di salita dell'impulso, allora il τ può essere scelto liberamente in base alle necessità.

Spesso questi dispositivi possiedono più ingressi (da 1 a 4) che possono essere attivati o disattivati a seconda delle necessità (coincidenze a 2, a 3,...); uno di questi ingressi a volte funge da anticoincidenza, per inibire il dispositivo quando necessario.

5.7.3 TAC

Questo dispositivo viene utilizzato insieme ad un MCA e produce un segnale lineare proporzionale all'intervallo di tempo tra due segnali di start e stop. In questi dispositivi è fondamentale la linearità, essa può essere misurata sdoppiando segnali e sottoponendoli a linee di ritardo.

Esistono TAC di due tipi:

- **A sovrapposizione**, il TAC riceve in ingresso due impulsi logici standard e misura l'area di sovrapposizione dei due segnali di start e stop. Se essi sono in perfetta coincidenza allora gli impulsi si sovrapporranno perfettamente, altrimenti l'area sarà proporzionale all'intervallo di tempo: un integratore misura quest'area e dà l'informazione. Questi dispositivi sono veloci nella misura, ma hanno problemi di linearità e precisione, per cui vengono utilizzati in caso di alti rate.

- **A start-stop**, in questi dispositivi i segnali di start e stop iniziano e interrompono l'accumulo di carica a corrente costante su un condensatore. In questo modo la tensione ai capi sarà linearmente proporzionale al tempo, ottenendo un'ottima linearità.

5.7.4 TDC, Time to Digital Converter

Non è molto sensato dover produrre un impulso lineare per poi digitalizzarlo, per questo esistono dispositivi che producono direttamente impulsi digitali. In questi moduli viene prodotta un gate della durata dell'intervallo, questo gate controlla l'uscita di impulsi di clock a frequenza costante.

La frequenza massima attuale è di 1 GHz, per cui si può avere una precisione massima di 1 ns. Questo risulta problematico per impulsi brevi (a 20 ns, l'errore è del 5%), per questo spesso i TDC sono corredati con dilatatori di impulsi che interpolano e dilatano l'impulso temporale.

5.7.5 Sistemi di ritardo

Utilizzando cavi coassiali di diversa lunghezza è possibile realizzare sistemi di ritardo nella scala dei ns, tuttavia sopra i 100 ns questo sistema non è utilizzabile. Per ritardi nei μ s si possono utilizzare cavi coassiali con materiali speciali, tuttavia devono essere usati solo per portare segnali a bassa frequenza, in quanto i segnali ad alta frequenza vengono fortemente distorti. Spesso questi sistemi sono integrati in amplificatori per mettere a punto sistemi basati sulla temporizzazione.

Per ritardare gli impulsi logici poichè non si ha informazioni contenute nella forma si possono usare altri sistemi. Uno di questi è basato sulla discriminazione di una rampa: l'impulso da ritardare avvia la salita di una rampa, quando essa supera un livello di discriminazione viene prodotto un segnale logico in uscita, variando il livello si possono ottenere i ritardi desiderati.

5.7.6 Amplificatori a banda larga e filtri temporali

Talvolta può essere fondamentale mantenere l'informazione temporale, in questi casi è utile riuscire a mantenere il segnale inalterato nella forma dopo lo stadio di amplificazione. Un amplificatore a banda larga esegue questa operazione, amplifica semplicemente il segnale senza effettuare alcuna formatura. Questo modulo è utile ad esempio con l'uscita anodica di un fotomoltiplicatore.

Se invece si necessita di una formatura minimale, allora si può utilizzare un filtro temporale, esso esegue un formatura con tempi caratteristici inferiori ai comuni amplificatori, mantenendo così inalterata l'informazione temporale a costo di un rapporto segnale-rumore peggiore.

5.8 Pulse Shape Discrimination e Rise Time Discrimination

La forma dell'impulso è in grado di contenere informazioni come il tipo di particella che ha interagito con il rivelatore oppure la raccolta delle cariche. Queste informazioni possono essere ottenute attraverso la PSD o la RTD. La prima risulta efficace su segnali lineari veloci (come gli impulsi anodici), la seconda è equivalente alla PSD sugli impulsi lenti, come quelli del PRE.

La PSD può essere utile in questi casi:

- Discriminazione del fondo γ negli scintillatori organici se usati come rivelatori di neutroni veloci
- Riconoscimento del tipo di particella in alcuni scintillatori inorganici
- Discriminazione tra particelle a range breve e lungo nei contatori proporzionali (tipo le camere a gas)
- Eliminazione di impulsi spuri nel Ge e nel Si
- Reiezione di pile-up, osservando le deformazioni

Esistono due approcci possibili, uno è basato sul sentire le differenze nel rise time, l'altro è basato sull'integrazione del segnale in diversi punti:

- Con due discriminatori a soglie fissate si possono produrre segnali di start e stop per un TAC e osservare la velocità del fronte di salita
- Si può rendere il segnale bipolare e poi utilizzare un crossover. L'istante di crossover non dipende dall'ampiezza, bensì solo dalla forma, per cui misurando l'intervallo di tempo tra un punto fissato (ad esempio il 10% del fronte di salita) e lo zero crossover con un TAC ed eseguendo la spettroscopia con un MCA si può determinare il tipo di particella (fig 5.9). Un SCA può essere utilizzato per selezionare il tipo di particella di interesse.
- Si può integrare il segnale in due istanti diversi ed eseguire il rapporto dell'integrazione. Questo rapporto non dipende dall'ampiezza e da un fattore di discriminazione della forma.

Si introduce la figura di merito:

$$M = \frac{X}{W_a + W_b}$$

questo fattore da una misura della qualità della separazione dei segnali ottenuta con il PSD, esso dipende dal range dinamico dei segnali, per la definizione di X , W_a e W_b vedere figura 5.9.

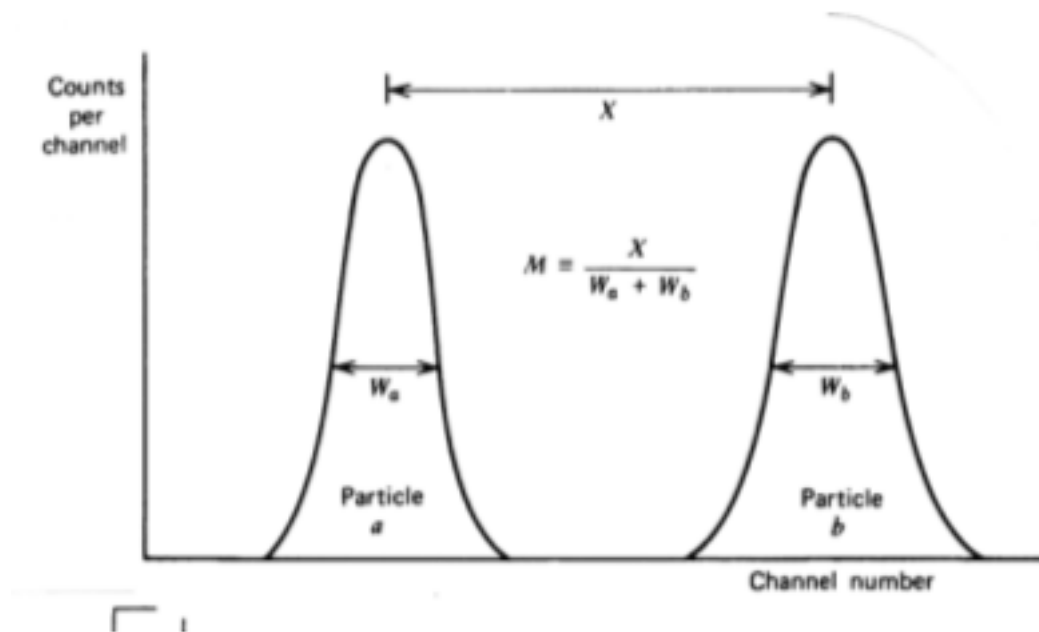


Figura 5.9: PSD con zero crossover e figura di merito

Capitolo 6

MultiChannel Analyzer

6.1 Analisi degli impulsi con un MCA

Lo spettro è una funzione $\frac{dN}{dH}$, nella realtà è nella forma $\frac{\Delta N}{\Delta H}$, con ΔH larghezza di un canale.

In passato l'analisi di uno spettro avveniva con un SCA le cui soglie venivano regolate di volta in volta, adesso questi studi vengono effettuati utilizzando degli SCA in parallelo, ovvero con un MCA. Lo svantaggio nell'uso di un MCA è nella possibile sovrapposizione di canali, oppure nella non perfetta uniformità delle loro larghezze.

6.2 Caratteristiche di un MCA

6.2.1 Canali richiesti

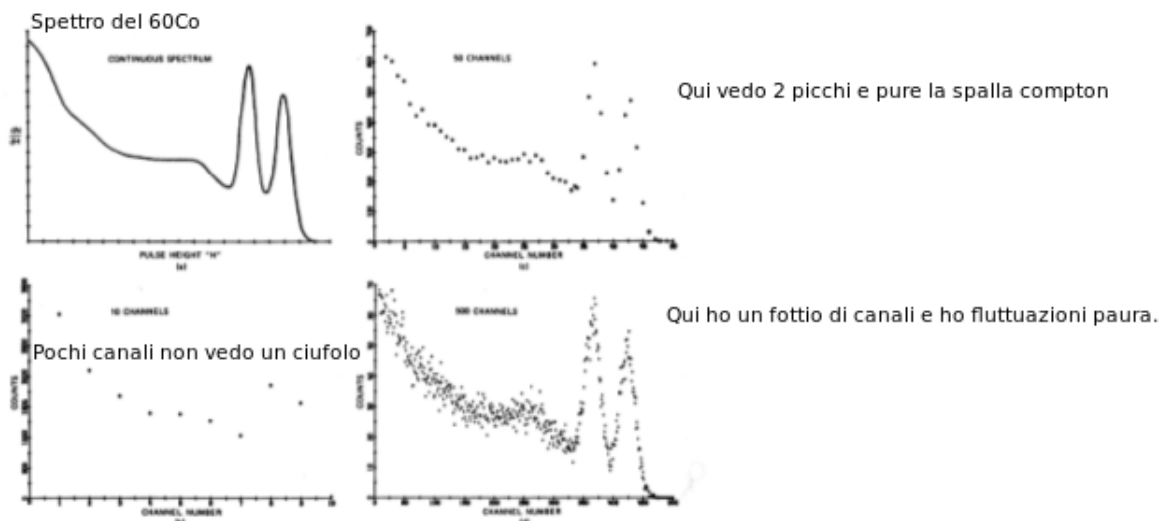
Il numero di canali richiesti per un'analisi è importante, esso è determinato da tre fattori:

- Risoluzione del rivelatore
- Binning del software di analisi
- Conteggi per canale

Lo spettro discreto deve essere il più possibile vicino a quello continuo, tuttavia aumentare troppo il numero di canali riducendo la loro larghezza ha degli inconvenienti: essendo la statistica a singolo canale di tipo poissoniana, restringere un canale riduce il numero di conteggi, quindi la loro fluttuazione cresce (va come l'inverso del numero di conteggi), nascondendo l'eventuale presenza di picchi secondari deboli (fig. 6.2.1). In genere i software di analisi richiedono 9-12 canali corrispondenti alla FWHM%, per cui a una FWHM% del 10% corrispondono circa 100 canali nel picco.

6.2.2 Calibrazione e linearità

In un MCA ideale, la retta di calibrazione canale-tensione è perfettamente lineare; nella realtà questo non accade, in generale è possibile aggiungere degli offset per fare in modo che al canale 0 corrispondano tensioni non nulle. La pendenza della retta di calibrazione



tensione-canale è dipendente dall'elettronica, ad esempio cambiare l'amplificazione modifica la sua pendenza, se il dispositivo è lineare, sono sufficienti due punti per ottenere il fit, nella realtà questa calibrazione viene fatta con molti più punti, in modo da testare la linearità.

Ho due tipi di non-linearità: quella integrale, che mi dà la massima deviazione tra la tensione sperimentale del canale e la curva best fit; quella differenziale, ottenuta sottoponendo l'MCA ad una distribuzione uniforme in ampiezza di impulsi ed acquisendone lo spettro, in modo da determinare disuniformità nella larghezza del canale. Un buon MCA ha deviazioni di non linearità differenziali nel %. Una possibile sorgente di non linearità

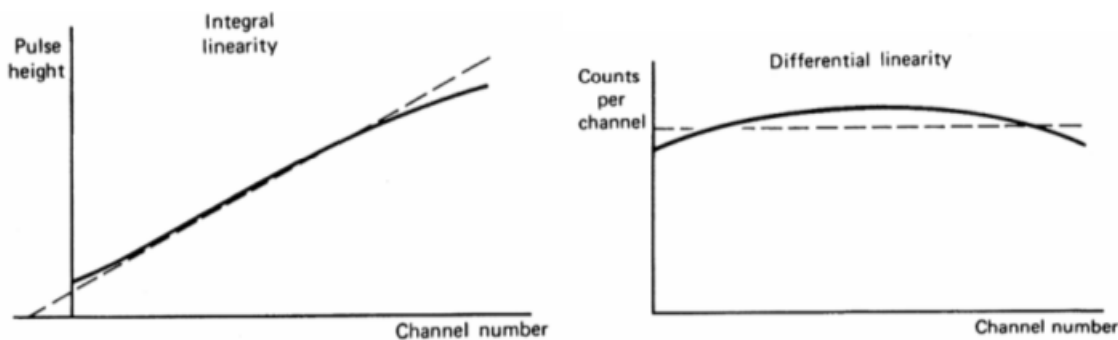


Figura 6.1: Curve di non linearità in un MCA

viene anche dall'ADC che come già visto può avere larghezze dei canali non omogenee.

6.3 Componenti di un MCA

Il cuore di un MCA è dato dall'ADC (non di tipo flash o multipasso), esso riceve il segnale e ne digitalizza il picco. Prima di un ADC è presente un circuito di ingresso,

esso ha lo scopo di trattenere in memoria l'impulso e trasmetterlo all'ADC per tutta la durata della conversione, un gate blocca tutti gli impulsi per la durata della conversione e da informazioni sul tempo morto del MCA. All'uscita del ADC è presente una memoria formata da tante regioni quanti i canali del ADC e che conteggia il numero di segnali ricevuti, in genere il numero di bit per area di memoria è tale da poter tenere un numero di conteggi nell'ordine dei 10^9 .

Spesso all'ingresso di questa catena viene posizionato un SCA, esso viene utilizzato per selezionare impulsi contenuti in una particolare regione, in questo modo è possibile ridurre il tempo morto del MCA non facendo digitalizzare gli impulsi non utili.

Al termine della catena è presente un terminale che visualizza i dati e li salva, spesso si utilizza un PC. Il PC, tuttavia, è un ambiente rumoroso, per cui è necessario avere un architettura dedicata oppure posizionare l'ADC esternamente al dispositivo.

6.4 Dettagli sul ADC

Come detto prima, ADC flash e multipasso hanno problemi di non linearità, per questo si usano altri tipi di ADC.

6.4.1 ADC con rampa lineare (Wilkinson)

In questo ADC all'arrivo del segnale viene prodotta, mediante una corrente costante ed un condensatore, una rampa lineare. Un impulso di gate rimane attivo per il periodo di tempo in cui la rampa è sotto la tensione in ingresso e viene utilizzato per pilotare degli impulsi di clock. Il numero di impulsi di clock indica quanto tempo il gate è rimasto attivo e quindi il numero di impulsi prodotti sono una digitalizzazione del segnale. Charamente in questo ADC il tempo di digitalizzazione dipende dall'ampiezza dell'impulso ed è nell'ordine di multipli del reciproco della frequenza di clock, frequenze tipiche sono nel centinaio di MHz (10 ns per canale), ma ha il vantaggio di avere un'ottima linearità.

6.4.2 ADC ad approssimazioni successive

Questo ADC si basa su una sorta di ricerca dicotomica, un comparatore compara il segnale con la tensione corrispondente al primo bit più significativo del ADC. Se è maggiore allora il bit più significativo viene posto a 1 e si sottrae la tensione corrispondente al segnale originale, altrimenti esso viene posto a 0. Il segnale viene quindi passato ad uno stadio che esegue lo stesso lavoro con il secondo bit più significativo e così via.

Il vantaggio di questo dispositivo è che ha tempi di conversione costanti (se ho 10 bit faccio 10 passaggi con tempi nei microsecondi), tuttavia ha non linearità maggiori.

6.4.3 Il principio della scala che scorre

Questo metodo permette di ridurre le DNL, una tensione casuale viene aggiunta al segnale che viene successivamente digitalizzato. La stessa tensione aggiunta viene anch'essa digitalizzata e poi sottratta al output del primo segnale. Supponendo che alla tensione casuale corrisponda il canale M e che le fluttuazioni sulle larghezze dei canali siano casuali, questo metodo migliora le uniformità dei canali di un fattore \sqrt{M} .

Il problema principale di questo metodo è che se si suppone di dare più volte lo stesso segnale in ingresso esso può corrispondere a canali differenzi con un peggioramento della risoluzione del MCA (senza il metodo avremmo tutto nello stesso canale, in proporzione alla sua DNL).

Un altro problema è dato dall'utilizzo di due ADC diversi: se i fattori di scala non sono bene accoppiati possono apparire strutture artefatte nello spettro.

6.5 Tempo morto degli MCA (NON HO CAPITO IL METODO HARMS)

Le sorgenti principali di tempo morto all'interno di un MCA sono due: l'ADC e la memorizzazione. È importante misurare il tempo morto per poterlo successivamente correggere.

Per MCA con ADC Wilkinson il tempo morto segue la relazione:

$$\tau = \frac{N}{\nu} + B$$

con N canale dell'impulso, ν frequenza del clock del ADC e B tempo di memorizzazione. In genere il tempo morto non dovrebbe superare il 30-40% del tempo totale, altrimenti si possono osservare deformazioni dello spettro.

Gli MCA possiedono delle componenti che si occupano di misurare il tempo morto del dispositivo osservando la presenza del gate; questi misuratori sono affidabili purché il tempo morto non sia troppo elevato, altrimenti è necessario ricorrere ad altri metodi.

Un metodo è utilizzare un impulsatore per produrre impulsi artificiali nel PRE che verranno successivamente formati ed acquisiti. Nel MCA ci si aspetterà di osservare un picco artificiale di una certa area, osservando il rapporto tra gli impulsi acquisiti e gli impulsi prodotti si può determinare il tempo morto; gli impulsi non devono essere prodotti troppo frequentemente e talvolta è preferibile utilizzare una produzione casuale. Questo metodo è buono se lo spettro del MCA non ha derive nel guadagno o variazioni nei rate di misura, altrimenti può incorrere in problemi.

Un metodo suggerito da Harms è quello di produrre impulsi per un tempo di clock fissato. È possibile determinare quando un impulso è stato perso esternamente (quindi dedurre il tempo morto), in questo caso il tempo morto verrà compensato dando all'impulso successivo peso doppio. Osservando lo spettro prodotto da tali impulsi è possibile determinare eventuali derive nello spettro. In caso di alti rate, il metodo può essere esteso conteggiando gli impulsi persi e aumentando del relativo fatto il peso dell'impulso successivo.

6.6 Stabilizzazione dello spettro

Eventuali derive dello spettro possono deformare i picchi, rendendo difficili le analisi spettrali. Le cause di queste derive sono molteplici: variazioni di temperatura, di tensione, di guadagno, del tasso di conteggi (soprattutto negli scintillatori).

Gli stabilizzatori di spettro si occupano di percepire tali derive e correggere lo spettro di

conseguenza. Una tecnica utilizzata è quella di porre due SCA simmetrici rispetto ad un picco e conteggiare il numero di impulsi, in assenza di derive il conteggio sarà simmetrico, altrimenti sarà sbilanciato verso una coda, permettendo di misurare e correggere derive nel guadagno; questa tecnica può essere applicata digitalmente utilizzando due Range Of Interest (ROI) nello spettro del MCA. Questa tecnica può essere utilizzata ogni tot impulsi e correggendo di conseguenza, il problema è che statisticamente gli spettri sono sempre asimmetrici, per cui ci sarà sempre una correzione nel guadagno, peggiorando la FWHM del picco. Tuttavia, se le fluttuazioni statistiche sono piccole, questo effetto può essere trascurato.

È inoltre possibile correggere offset utilizzando due picchi all'inizio e alla fine dello spettro.

Gli impulsi di test possono venire da una sorgente, oppure da un impulsatore, tuttavia quest'ultimo permette di testare unicamente l'elettronica, ma non lo scintillatore. Utilizzare una sorgente può comportare del fondo indesiderato.

6.6.1 Riallineamento dello spettro

Un modo per risolvere il problema della deriva dello spettro è suddividere la misura in misure più brevi. Il problema, comunque, rimane in quanto per avere una statistica maggiore può essere utile unire nuovamente gli spettri. Questi spettri avranno un binning e una calibrazione diversa di volta in volta.

Il primo passo per affrontare il problema è quello di utilizzare più picchi per spettro, in modo da poter calibrare i singoli spettri e riportarsi sulla scala delle energie. A questo punto è necessario utilizzare un binning comune in energia, per cui è necessario effettuare un rebin degli istogrammi per renderli tutti uniformi.

Supponiamo di voler rebinnare una regione di M canali, se essi sono piccoli è possibile interpolarli con una polinomiale di grado $M - 1$ per ottenere lo spettro continuo. A questo punto, eseguendo il rapporto tra le aree sottese dalla polinomiale nel bin finale e quello originale, è possibile suddividere i vari bin sulla base del rapporto ed ottenere un buon rebinnaggio dei dati. Questo metodo, tuttavia, fa perdere la statistica poissoniana dei singoli bin.

6.7 Analisi degli spettri

6.7.1 Deconvoluzione e ricostruzione dello spettro reale

Quando misuriamo uno spettro quello che viene osservato non è il vero spettro, in quanto l'elettronica risponde in modo diverso a seconda degli impulsi, in particolare lo spettro osservato può essere scritto come:

$$\frac{dN}{dH} = \int S(E)R(H, E)dE$$

dove $S(E)$ è lo spettro reale, mentre $R(H, E)$ è la funzione di risposta ovvero la probabilità che un quanto di energia E produca un impulso di ampiezza H .

Se supponiamo di avere una sorgente ad energia fissata, allora lo spettro reale è una delta

di ampiezza S_0 e l'espressione precedente risulta:

$$\left. \frac{dN}{dH} \right|_{E=E_0} = S_0 R(E_0, H)$$

Nel caso di un MCA si lavora con spettri discreti, quindi l'integrale diventa una sommatoria:

$$N_i = \sum_j S_j R_{ij}$$

con N_i numero di conteggi al canale i-esimo, S_j ampiezza dello spettro (quindi l'intensità di radiazione) all'energia j-esima, R_{ij} matrice di risposta del sistema.

Lo spettro reale è chiaramente un continuo, ma dato che lo vediamo discreto, possiamo discretizzarlo in L intervalli; allora se conosco R_{ij} posso risolvere il sistema associato e trovare S_j : avendo M canali, quindi M equazioni, il sistema è risolvibile per $L \leq M$, effettuando così la **deconvoluzione dello spettro**. Se $R(H, E_0) = R_0 \delta(H - H_0)$ allora la matrice è diagonale ed esiste una corrispondenza biunivoca tra gli spettri, ma questo non capita sempre.

La tecnica della deconvoluzione possiede diversi problemi: inanzitutto non è possibile conoscere con precisione R_{ij} in quanto non è possibile provare la risposta ad ogni singola energia; inoltre anche conoscendo tutte le energie esistono problemi di natura statistica legati alla varianza di un singolo bin e al fatto che le condizioni di lavoro possono cambiare. Per questi motivi non è possibile conoscere con precisione lo spettro S_j , ma ci si accontenta di soluzioni approssimate, un modo è quello di minimizzare la funzione di somma pesata dei residui:

$$\epsilon^2 = \sum_i W_i \left(N_i - \sum_j S_j R_{ij} \right)^2$$

con W_i pesi inversamente proporzionali all'incertezza del residuo. Per ridurre le incertezze si può eseguire del data smoothing, ovvero si può eseguire una media pesata dei canali con quelli adiacenti, scegliendo come le dimensioni dell'intervallo di smoothing in modo che la funzione vari in modo brusco.

Le tecniche di deconvoluzione sono soprattutto usate nella spettroscopia di neutroni con rinculo di protoni e nei rivelatori a scintillazione o a germanio. Se le energie da analizzare sono poche e ben note, allora si possono determinare i vari R_{ij} , altrimenti è necessario usare calcoli e modelli analitici o sovrapporre curve sperimentali di funzioni di risposta.

6.7.2 Stripping dello spettro

Se lo spettro è formato da poche energie, posso pensare di decomporlo in sottospettri dovuti alla singola energia in base alle corrispondenti funzioni di risposta. Supponiamo di avere uno spettro formato da 4 energie, si può ipotizzare che esso sia combinazione lineare di 4 funzioni di risposta: per determinare il peso della funzione di risposta alla particella a energia più alta, si può considerare la porzione di spettro ad energia maggiore, dove sono presenti unicamente le sue interazioni. Estrapolando la funzione di risposta alle energie inferiori e sottraendo il suo contributo, si può procedere iterativamente fino a ridurre lo spettro a 0, denudandolo.

6.7.3 Analisi dei picchi

Negli spettri γ si ricorre raramente alla deconvoluzione, in quanto si osservano dei picchi caratteristici. In presenza di tali picchi esiste una corrispondenza biunivoca tra spettro osservato e spettro della sorgente e non è necessario eseguire deconvoluzioni¹.

Per localizzare i picchi bisogna tener conto di possibili picchi falsi ed eventuali doppietti: i primi sono riconoscibili in quanto hanno di solito una FWHM molto minore, i secondi perchè sono invece con una FWHM maggiore. In aggiunta, per la ricerca dei picchi si ricorre alla derivata seconda dello spettro, cercando regioni dove essa assume una variazione netta negativa.

Per determinare l'area sottesa dal picco è necessario innanzitutto rimuovere il fondo, successivamente si può ricorrere a due tecniche. La prima consiste nel sommare tutti i canali del picco, scegliendo come regione di somma i canali significativamente maggiori del fondo e assicurandosi si sceglierli in modo simmetrico rispetto al centro in base alla FWHM.

La seconda tecnica consiste nel fit della regione con una gaussiana sommata ad un esponenziale sulla sinistra che tenga conto degli eventi con raccolta parziale della carica. A questo punto è possibile determinare dal fit l'area, il canale centrale e la FWHM; le incertezze di questi tre parametri saranno:

- \sqrt{A} per l'area
- $\frac{\sigma}{\sqrt{A}}$ per il canale centrale
- $\frac{W}{\sqrt{2A}}$ con $W = \text{FWHM}$ estratta dal fit

¹Se si volesse eseguire analisi del continuo Compton sarebbe invece necessario ricorrere a questa tecnica

Capitolo 7

Pile-up

Il pile-up è un fenomeno di particolare importanza ad alti rate, avviene quando due impulsi dovuti a due eventi diversi interferiscono tra di loro dando luogo ad impulsi distorti. Il pile-up disturba gli spettri e le misure temporale degli impulsi. Esistono pile-up di due tipi:

- **sulla discesa**, avviene durante il fronte di scarica del segnale ed è più probabile se esso è lento. Esso dà luogo a impulsi più alti del normale (coda destra della gaussiana) o più piccoli (se ho undershoot) del normale (coda sinistra della gaussiana). Può avvenire anche a bassi rate.
- **sulla salita**, avviene lungo il fronte di salita, dà luogo ad impulsi più alti del normale (anche doppi).

Questi problemi possono essere combattuti con una formatura adeguata, tuttavia formature troppo restrittive possono portare a problemi di rapporto segnale-rumore oppure di deficit balistico.

7.1 Stima del pile-up

Per stimare il livello di pile-up posso ricorrere alla distribuzione degli intervalli di tempo: ad ogni segnale posso associare un tempo caratteristico di larghezza τ , per cui la probabilità di non avere pile-up con un rate n di eventi è $P(t > \tau) = e^{-n\tau}$. Quando si considera il pile-up è importante considerare che è un fenomeno che coinvolge due eventi, per cui per ogni evento di pile-up due segnali sono stati rovinati: ad esempio, se su 100 segnali, ho il 10% di probabilità di avere pile-up, allora 10 segnali faranno pile-up con altri 10, dando un'efficienza effettiva del 80%. Ad alti rate questa stima cade, in quanto posso avere pile-up tripli, quadrupli e chi più ne ha più ne metta.

7.2 Reiezione del pile-up

È possibile effettuare una reiezione degli impulsi di pile-up, tuttavia questa procedura aumenta il tempo morto, per cui sarà successivamente necessario effettuare una correzione. Gli impulsi di pile-up possono essere scartati mediante un PSD, in quanto gli impulsi

avranno una forma diversa, oppure mediante un'analisi offline. In alternativa è possibile sdoppiare il segnale in uscita dal PRE in due rami, uno lento che forma il segnale e uno veloce che produce un impulso logico; un sistema verifica che al momento dell'arrivo del segnale formato non siano stati prodotti altri impulsi logici. In assenza di ulteriori impulsi non sono giunti altri segnali che possono fare pile-up è l'impulso formato viene accettato; un sistema di questo tipo elimina pile-up entro la risoluzione temporale del ramo veloce.

7.2.1 Correzione del numero di impulsi soggetti a pile-up

Posso valutare il numero di impulsi che sono stati soggetti a pile-up utilizzando un impulsatore che produca impulsi di ampiezza tale da evitare pile-up e che cadano in una regione dello spettro fuori dall'area di interesse per la misura. L'impulsatore produce impulsi con rate fissato, per cui è possibile conoscere il numero di impulsi prodotti in un certo tempo, osservando l'area del picco prodotto dall'impulsatore è possibile determinare la frazione di impulsi che non ha passato il sistema di reiezione del pile-up. A questo punto, i segnali di interesse sono prodotti in modo piatto, si può supporre che la stessa frazione venga rigettata per pile-up e si può correggere di conseguenza. In realtà questo sistema andrebbe realizzato con generatore di impulsi casuale, tuttavia simulazioni MC hanno mostrato che se il rate dell'impulsatore è inferiore al 10% del rate di produzione dei segnali, allora i due sistemi sono equivalenti.

7.3 Analisi statistica degli eventi di pile-up

Poniamo n il rate di conteggi reale e m il rate di conteggi misurato.

7.3.1 Rivelatore non paralizzabile

In un rivelatore non paralizzabile vale:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau}$$

$$m = \frac{n}{1 + n\tau}$$

In un tempo τ avvengono in media $n\tau$ eventi, la probabilità che in un tempo τ facciano pile-up $x + 1$ eventi vale:

$$P(x) = \frac{(n\tau)^x e^{-n\tau}}{x!}$$

Se non voglio avere pile-up dovrò fare in modo di ridurre al minimo:

$$P(0) = e^{-n\tau}$$

La media di eventi di pile-up in un tempo τ sarà:

$$\langle x \rangle = \sum_{i=0}^{\infty} (x+1)P(x) = \sum_{i=0}^{\infty} x \frac{(n\tau)^x e^{-n\tau}}{x!} + \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(n\tau)^x e^{-n\tau}}{x!} = n\tau + 1$$

ma poichè:

$$\langle x \rangle = \frac{n}{m} = n\tau + 1$$

si può dire:

$$m = \frac{n}{n\tau + 1}$$

coerentemente con la descrizione di rivelatore non paralizzabile precedente.

7.3.2 Rivelatore paralizzabile

Nel caso di un rivelatore paralizzabile:

$$m = ne^{-n\tau}$$

La probabilità di avere 0 conteggi in un τ è:

$$P(0) = e^{-n\tau}$$

La probabilità di avere 1 conteggio entro un τ è data dalla probabilità di avere 0 conteggi entro t , averne uno entro t e $t + dt$ e non averne più fino a $t + \tau$ (essendo paralizzabile adesso il rivelatore si sveglia a $t + \tau$ e non a τ):

$$P(1) = \int_0^\tau e^{-nt} n dt e^{-n\tau} = e^{-n\tau} (1 - e^{-n\tau})$$

A questo punto è possibile calcolare la probabilità di avere un pile-up triplo come la probabilità di avere 0 eventi entro t , averne uno tra t e $t + dt$ e poi averne un altro ancora entro τ , per cui ricorsivamente:

$$P(2) = \int_0^\tau e^{-nt} n dt P(1) = e^{-n\tau} (1 - e^{-n\tau})^2$$

Induttivamente:

$$P(x) = e^{-n\tau} (1 - e^{-n\tau})^x$$

La media del numero di eventi in un tempo τ sarà:

$$\langle x \rangle = \sum_i = 0^\infty (x + 1) P(x) = e^{-n\tau} e^{2n\tau} = e^{n\tau}$$

Per cui si ottiene da $\langle x \rangle = n/m$:

$$m = ne^{-n\tau}$$

come ottenuto precedentemente.

7.3.3 Spettri e tassi di pile-up

Uno spettro può essere pensato come una combinazione lineare di spettri di zero pile-up, pile-up singolo, pile-up doppio e così via, pesati per le singole probabilità. Se non utilizzo sistemi di reiezione del pile-up, allora il mio sistema è paralizzabile: se τ è la durata di un impulso, ciascun impulso in pile-up allunga il tempo morto di τ ; se utilizzo reiezione, dipende dal tipo di sistema che utilizzo.

La frequenza di impulsi non soggetti a pile-up si trova da:

$$f_e = \frac{P(0)}{\langle x \rangle}$$

Nel caso non paralizzabile si trova ($n\tau \ll 1$):

$$f_e = \frac{e^{-n\tau}}{n\tau + 1} \approx (1 - n\tau)(1 - n\tau) \approx 1 - 2n\tau$$

Nel caso paralizzabile si trova, sotto la stessa approssimazione:

$$f_e = \frac{e^{-n\tau}}{e^{n\tau}} = e^{-2n\tau} \approx 1 - 2n\tau$$

Il tasso di eventi senza pile-up vale:

$$r_{pf} = P(0)m = e^{-n\tau}m$$

Per rivelatori non paralizzabili si ha:

$$r_{pf} = P(0) \frac{n}{1 + n\tau}$$

Per rivelatori paralizzabili:

$$r_{pf} = e^{-n\tau} n e^{-n\tau}$$

Esistono valori di n che massimizzano questi tassi, per i non paralizzabili vale $n = 0.618/\tau$, per i paralizzabili $n = 0.5/\tau$. Nei sistemi paralizzabili m ha un proprio massimo, esso si vale $0.368/\tau$ se $n = 1/\tau$, questo tasso porta ad avere una frequenza di impulsi liberi da pile-up del 13.5%, mentre se massimizzo il rate di eventi pile-up free vale 36.8%, ovvero conto più eventi liberi da pile-up, ma nel complessivo il 70% degli impulsi totali è soggetto a pile-up.

Infine, il tasso di impulsi soggetti a pile-up se $\tau \ll n$ al primo ordine in τ vale:

$$r_{pu} = m(1 - P(0)) = m(1 - e^{-n\tau}) \approx m(n\tau) = n e^{-n\tau}(n\tau) \approx n^2\tau$$

Parte II

Tipi di rivelatori

Capitolo 8

Introduzione ai rivelatori di radiazione

8.1 Classificazione dei rivelatori

I rivelatori vengono classificati in base a 3 fattori principali:

- La grandezza fisica da misurare
- Tipo di radiazione da rivelare
- Principio di funzionamento

8.1.1 Tipo di grandezza fisica da misurare

I rivelatori possono essere catalogati in base alla grandezza che devono misurare:

- Flusso di particelle
- Conteggio di particelle
- Misure di tempo
- Misure di grandezze "cinetiche":
 - Energia
 - Velocità
 - Momento

In alcuni casi i rivelatori possono misurare più grandezze simultaneamente.

8.1.2 Tipo di radiazione rivelata

Alcuni tipi fondamentali sono:

- Spettroscopia α

- Spettroscopia β
- Spettroscopia γ
- Neutroni
- Neutrini
- γ ed elettroni ad alta energia
- Adroni ad alta energia

8.1.3 Principio di funzionamento

Esistono diversi principi:

- Ionizzazione di semiconduttori solidi cristallini o gas
- Eccitazione atomica, scintillatori
- Polarizzazione di materiali ed emissione Cherenkov, utilizzati per misure relativistiche (misure di fattori β e γ relativistici)
- Misura di calore prodotto dal passaggio di una particella

8.2 Misure in regime impulsivo

I rivelatori a ionizzazione ed eccitazione possono essere utilizzati per effettuare misure di energia di singola particella. Possiamo immaginare, infatti, che una particella di energia E liberi una quantità di carica Q proporzionale all'energia, raccogliendo questa carica su un condensatore si ottiene una tensione pari a $V_M = \frac{Q}{C}$. Questo significa che vale $V \propto Q \propto E$ per cui $V = K \cdot E$, dove K è una costante che può essere ricavata mediante il processo di calibrazione dell'apparato.

8.2.1 La spettroscopia

Quando eseguo una misura di energia sono interessato a studiarne la distribuzione, si parla in questo caso di **misure di spettroscopia**. In pratica l'operazione che eseguo è quella di dividere lo spettro in una serie di intervalli uguali di dimensione ΔE e conteggiare il numero di particelle di energia compresa tra E e $E + \Delta E$. Rimpicciolendo il numero di intervalli (in condizioni sperimentali questa suddivisione può essere spinta fino ad un certo punto) ottengo uno **spettro continuo** $\frac{dN}{dE}$. A questo punto per conoscere il numero di particelle compreso tra due energie sarà sufficiente eseguire l'integrale dello spettro tra i due punti.

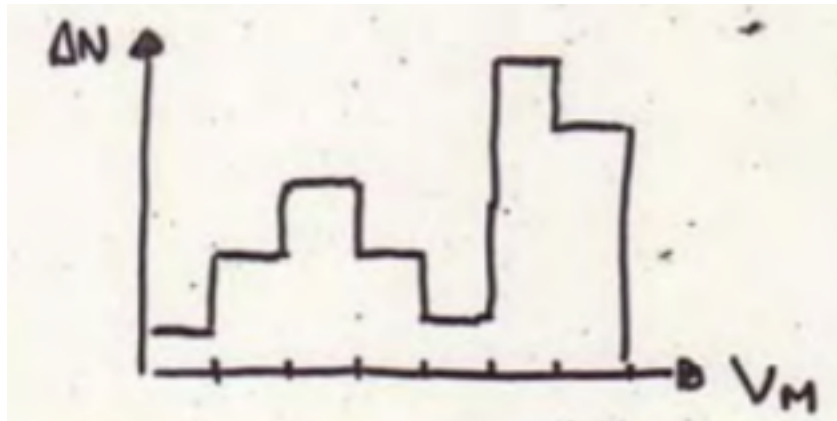


Figura 8.1: Esempio di spettro



Figura 8.2: Catena di lettura

8.2.2 Catena di lettura

La figura 8.2 mostra la tipica catena di lettura di una spettroscopia:

1. Il **rivelatore**, tramite l'elettronica, produce un segnale proporzionale in tensione all'energia della particella, il segnale può essere soggetto ad un amplificazione
2. L'**Analog to Digital Converter** converte l'ampiezza del segnale ricevuto in una serie di impulsi logici, quantizzando l'ampiezza in una scala tra 1 e 2^n con n numero di bit
3. Il **Multi Channal Analyzer** produce lo spettro, esso è formato da 2^n canali che conteggiano gli impulsi logici ricevuti, generando così lo spettro differenziale

8.3 Proprietà dei rivelatori

Le caratteristiche fondamentali di un rivelatore sono:

- Efficienza
- Risoluzione energetica
- Risoluzione spaziale
- Risoluzione temporale

8.3.1 Efficienza

L'efficienza assoluta di un rivelatore è definita come:

$$\epsilon_{abs} = \frac{\# \text{ di quanti rivelati}}{\# \text{ di quanti emessi}}$$

L'efficienza assoluta dipende da diversi fattori:

1. Geometria del rivelatore
2. Attenuazione dal materiale
3. Efficienza di interazione
4. Efficienza di registrazione

Fattori geometrici

Supponiamo di avere una sorgente che emette radiazione in modo isotropo, allora l'angolo solido coperto dal rivelatore risulta importante per definire il **fattore geometrico**:

$$G = \frac{\Omega}{4\pi}$$

con Ω angolo solido coperto dal rivelatore:

$$\Omega = \int_A dA \frac{\cos \alpha}{r^2}$$

con A superficie del rivelatore e α angolo tra la normale della superficie dA e la congiungente tra dA e la sorgente.

Attenuazione del materiale

È necessario tener conto dell'effetto che il materiale ha sulla radiazione, in particolare possono esserci:

- Effetti di autoassorbimento della sorgente, ovvero la sorgente assorbe parte dell'energia che essa stessa emette (sorgenti spesse)
- Effetti di assorbimento legati a materiale interposto tra sorgente e rivelatore, ad esempio dell'aria residua in casi di vuoto non ben fatto
- Assorbimenti di energia nelle regioni di volume morto del rivelatore, ovvero regioni dove non vengono rivelati i depositi di energia da parte della radiazione. Questo può accadere ad esempio nell'involucro del rivelatore.

Efficienza di interazione

Si definisce l'**efficienza di interazione** come:

$$I = \frac{\# \text{ di impulsi registrati}}{\# \text{ di quanti di radiazione che incidono sul volume vivo}}$$

Per dei fotoni incidenti, valendo $n(x) = n_0 (1 - \exp(-\mu \cdot x))$ l'efficienza risulta:

$$I = (1 - \exp(-\mu \cdot x))$$

Per le particelle cariche $I \approx 1$ in quanto è sufficiente una qualsiasi coppia elettrone-ione per avere una rivelazione.

Efficienza di registrazione

Viene definito come:

$$R = \frac{\# \text{ di impulsi registrati}}{\# \text{ di interazioni}}$$

Altre definizioni

L'**efficienza intrinseca** indica l'efficienza del rivelatore indipendentemente dall'angolo solido coperto:

$$\epsilon_{int} = \epsilon_{abs} \frac{4\pi}{\Omega} = \frac{\epsilon_{abs}}{G}$$

L'**efficienza al picco**:

$$\epsilon_{ip} = \frac{\# \text{ di conteggi ad energia piena}}{\# \text{ di quanti di radiazione che incidono sul rivelatore}}$$

8.3.2 Risoluzione energetica

Supponiamo di avere un rivelatore che emette radiazione ad energia E , osservando lo spettro differenziale prodotto dal MCA si osserverà che esso non è formato da un'unica colonna, ma sarà formato da più colonne a distribuzione simil-gaussiana. La **Full Width at Half Maximum** (FWHM) di questa distribuzione viene utilizzata per misurare la risoluzione energetica del dispositivo. In particolare la FWHM può essere data in V o in eV, moltiplicando il voltaggio per il fattore di calibrazione.

Il deterioramento della risoluzione può essere dovuto a rumore sulla linea di base (fig. 8.3) o a fluttuazioni nella quantità di ionizzazione prodotta. Altre cause del peggioramento della risoluzione possono essere trovate nella dipendenza dalla posizione della risposta del rivelatore e nella deriva temporale del fattore di calibrazione.

Fluttuazioni nella generazione della carica

Supponiamo di aver liberato n portatori di carica, allora $Q = n \cdot q$ e $E = N \cdot \frac{Q}{C}$ per cui $E \propto n$, poichè la ionizzazione è un processo statistico n fluttua, le fluttuazioni di n

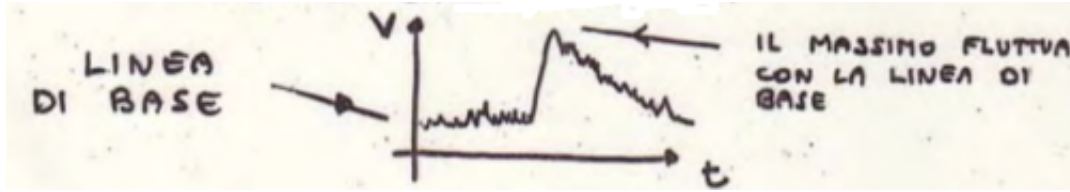


Figura 8.3: Rumore sulla linea di base

possono essere viste come un'incertezza su H .

Cerchiamo di valutare quest'incertezza, il processo di ionizzazione è di tipo poissoniano:

$$P(n) = \frac{(N)^n e^{-N}}{n!} \quad (8.1)$$

con N numero di cariche mediamente liberate da una particella ad energia E e $P(n)$ probabilità di liberare n cariche. La varianza sarà $\sigma^2 = N$, se il numero di cariche liberate è sufficientemente elevato, la distribuzione può essere approssimata con una gaussiana. Dato che $H = \frac{q \cdot n}{C}$ allora $\sigma_H = \frac{q}{C} \sigma_N = \frac{q}{C} \sqrt{N}$, per le gaussiane:

$$\text{FWHM} = 2.35 \cdot \sigma_H$$

mentre la risoluzione percentuale risulta:

$$\frac{\text{FWHM}}{H_{max}} = \frac{2.35 \cdot \sigma_H}{H} = 2.35 \frac{1}{\sqrt{N}}$$

In realtà il processo non è puramente poissoniano, in quanto gli eventi non sono del tutto indipendenti, per cui vale:

$$\sigma_N^2 = F \cdot N$$

con F **fattore di Fano**.

8.3.3 Risoluzione spaziale

Si può ottenere della risoluzione spaziale usando rivelatori traccianti, rivelatori con elettrodi segmentati o matrici di rivelatori identici. Si definisce **precisione spaziale** la precisione con la quale viene ricostruita la traccia lasciata dalla particella: i punti della traccia possono essere interpolati linearmente per ottenere una traccia ben definita, la precisione viene calcolata come:

$$\sigma^2 = \frac{\sum (x_{mis} - x_{interp})^2}{N - 2}$$

$N - 2$ è legato al fatto che 2 gradi di libertà vengono persi per via del fit lineare.

La **risoluzione spaziale** viene calcolata come la minima distanza tra due tracce risolte individualmente.

8.3.4 Risoluzione temporale

La **risoluzione temporale** è il minimo intervallo di tempo tra due eventi consecutivi che il rivelatore è in grado di distinguere, corrisponde al **tempo morto** del rivelatore. I fattori che incidono su questa caratteristica sono legati al metodo e fisica di rivelazione del dispositivo e alla strumentazione elettronica in lettura. Se due eventi non possono essere risolti temporalmente allora può avvenire un *pile-up*, questo può significare:

- un errato conteggio degli eventi
- un errata valutazione dell'energia che può essere valutata come la somma delle due

È fondamentale riuscire a produrre delle correzioni a questo problema, prima è necessario distinguere tra due tipi di rivelatore: paralizzabile e non (figura 8.4). Poniamo n tasso di

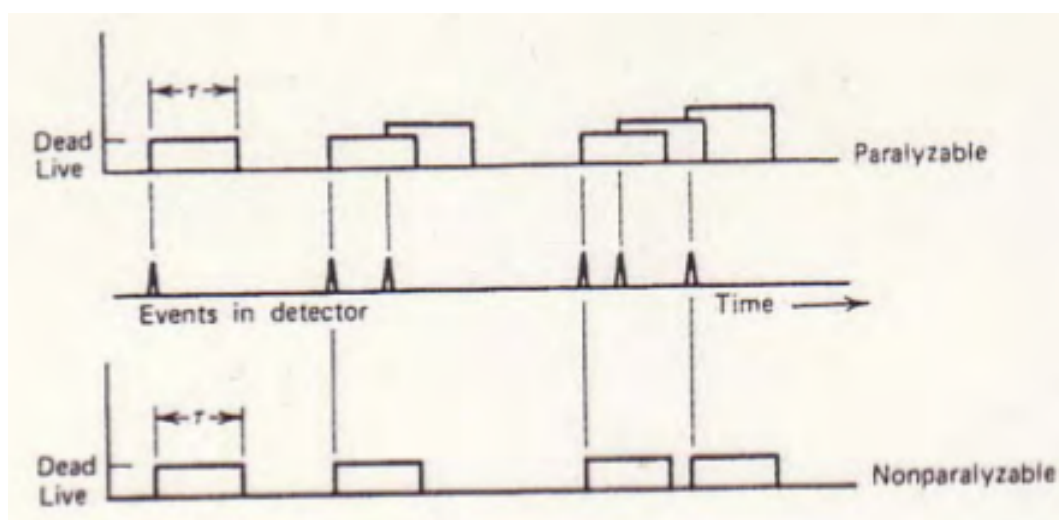


Figura 8.4: Distinzione tra rivelatore paralizzabile e non.

interazioni e m tasso di rivelazioni, allora per un **rivelatore non paralizzabile** il tempo morto totale risulta $\tau_{tot} = \tau \cdot m$, per cui il numero di interazioni reali avvenute durante questo lasso di tempo vale $n \cdot m \cdot \tau$. Da ciò si deduce che in un rivelatore non paralizzabile il tasso di eventi persi vale $n \cdot (m \tau) = n - m$, in conclusione:

$$n = \frac{m}{1 - m \cdot \tau} \quad (8.2)$$

Si osserva che nel caso di tassi n molto elevati $m \approx \frac{1}{\tau}$.

Nel caso di un **rivelatore paralizzabile** la probabilità che un intervallo sia lungo t è data dalla probabilità che in tale intervallo non avvenga alcun evento. Questa probabilità è data dalla distribuzione di Poisson con $\lambda = n \cdot t$ e vale:

$$P(0, t)dt = e^{-nt}dt$$

Normalizzando:

$$P(0, t)dt = n e^{-nt}dt$$

per cui la probabilità che un intervallo di tempo morto sia più lungo di τ è:

$$P(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} P(t) dt = e^{-n\tau}$$

Per cui il tasso apparente m risulta:

$$m = ne^{-n\tau} \quad (8.3)$$

Misura del tempo morto

Una misura del tempo morto può essere ottenuta utilizzando una sorgente a vita media bassa, poniamo n_b il tasso del fondo ambientale:

$$n = n_0^{-\lambda t} + n_b$$

Se la sorgente ha vita media bassa allora $n_b \approx 0$:

$$n = n_0^{-\lambda t}$$

Nel caso di un rivelatore paralizzabile da 8.3 si ha che:

$$n = m e^{n\tau} = m \exp(n_0 e^{-\lambda t})$$

introducendo questa espressione e applicando i logaritmi si ottiene:

$$\lambda t + \ln m = -n_0 \tau e^{-\lambda t} + \ln n_0 \quad (8.4)$$

Nel caso di un rivelatore non paralizzabile da 8.2 si ha:

$$m e^{\lambda t} = -n_0 \tau m + n_0 \quad (8.5)$$

Ponendo nelle equazioni 8.4 e 8.5 il lato sinistro come y e $x = e^{\lambda t}$ dal coefficiente angolare è possibile ricavare τ e identificare il modello di rivelatore adatto.

Capitolo 9

Scintillatori

Gli scintillatori si basano sull'emissione luminosa da parte di atomi eccitati: una particella ionizzante deposita la propria energia sul materiale causando una eccitazione atomica o molecolare e, in seguito, emissione di radiazione luminosa. Gli scintillatori hanno usi multipli:

- Spettroscopia γ
- Calorimetria
- Sistema T.O.F.
- Sistema di trigger
- Sistema di veto
- Traccianti

Possono essere divisi in due macrocategorie:

- Inorganici, caratterizzati da una buona resa in luce (e quindi una maggiore efficienza), ma anche più lenti
- Organici, con una resa in luce minore, ma una maggiore velocità

9.1 Meccanismo di scintillazione

9.1.1 Scintillatori inorganici

La figura 9.1 mostra il funzionamento di uno scintillatore inorganico.

In uno scintillatore organico per stimolare le attivazioni vengono introdotte delle impurezze, quando un elettrone viene portato dalla banda di valenza a quella di conduzione entro qualche ns si ricombina con la lacuna emettendo radiazione. Per via delle impurezze a volte accade che l'elettrone si vada a posizionare in un livello energetico dell'impurezza, questo livello energetico "trappola" può richiedere tempi lunghi fino alle centinaia di ms per la diseccitazione. In questo caso avviene una fosforescenza.

Questi tipi di scintillatori hanno un elevato Z e alta densità, rendendoli adatti alla rivelazione di particelle cariche e raggi γ .

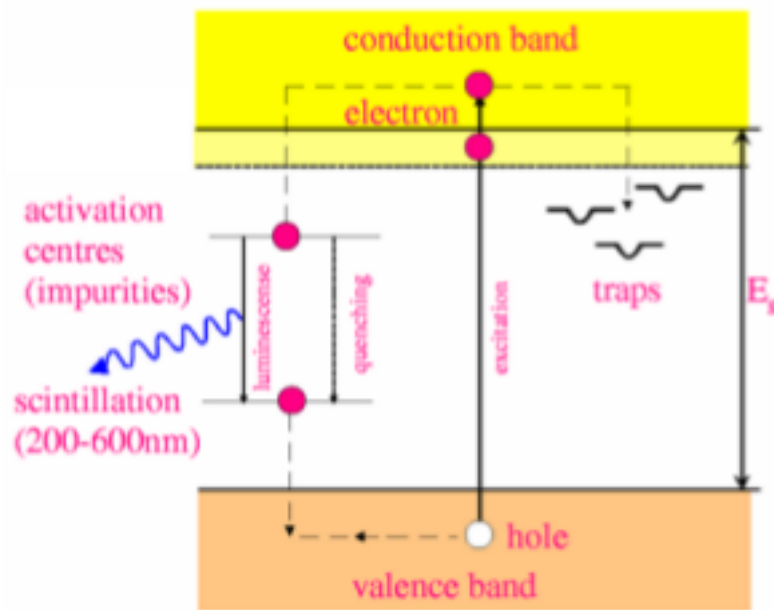


Figura 9.1: Livelli energetici in uno scintillatore inorganico

9.1.2 Scintillatori organici

Gli scintillatori organici si basano sull'eccitazione di molecole di tipo organico, in particolare queste molecole sono caratterizzate da orbitali molecolari di tipo π tra le molecole di carbonio che possono essere stimolati per emettere luce nell'ultravioletto.

Posso avere scintillatori a monocristalli, liquidi o plastici a seconda dell'uso che si intende fare.

Il grande pregio di questo tipo di rivelatore sta nella velocità di risposta che è nei ns. Sono, inoltre, molto economici.

9.2 Caratteristiche di uno scintillatore ideale

1. Alta efficienza di scintillazione
2. Conversione lineare $S = E \cdot L$
3. Trasparenza
4. Tempo di emissione breve
5. Buone proprietà ottiche e meccaniche. Buona maneggiabilità.
6. Indice di rifrazione simile al vetro, per evitare riflessione totale.

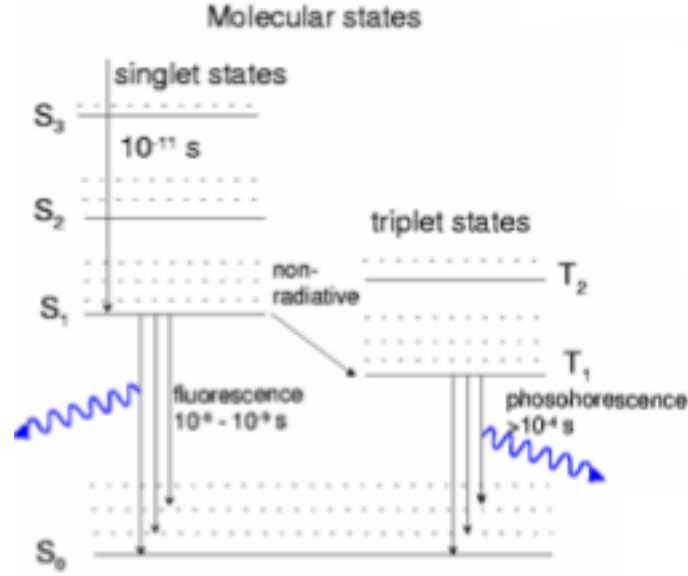


Figura 9.2: Livelli energetici di uno scintillatore organico

9.2.1 Efficienza di scintillazione

Uno scintillazione ideale dovrebbe avere un elevato S :

$$S = \frac{L}{E}$$

con L energia luminosa e E energia entrante. Normalmente questo fattore è molto contenuto, nell'ordine del 10%, per il NaI vale 12% (il migliore). Il resto dell'energia finisce in fononi e ionizzazione.

La **formula di Birks** (vale per gli scintillatori organici) afferma:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}}$$

con k_B costante di proporzionalità di Birks. Per le particelle α $\frac{dE}{dx}$ è molto grande per cui si ricava $\frac{dL}{dx} = \frac{S}{k_B}$, per gli elettroni $\frac{dE}{dx}$ è piccolo per cui il termine al denominatore può essere approssimato a 1, ottenendo $L = S \cdot E$.

L'efficienza dipende dalla temperatura (fig 9.3), dalle impurezze (per via del quenching) e si deteriora con il tempo.

9.2.2 Linearità

La relazione $S = E \cdot L$ deve essere lineare, in particolare S non dovrebbe dipendere dalla posizione dello scintillatore. In generale S dipende dalla particella, come si è visto dalla formula di Birks e per particelle che disperdono molta energia la relazione perde in linearità: per elettroni sufficientemente energetici (sopra il centinaio di keV) la relazione è lineare, per protoni o α non è lineare ad alte energie (si osservano effetti di quenching tra molecole).

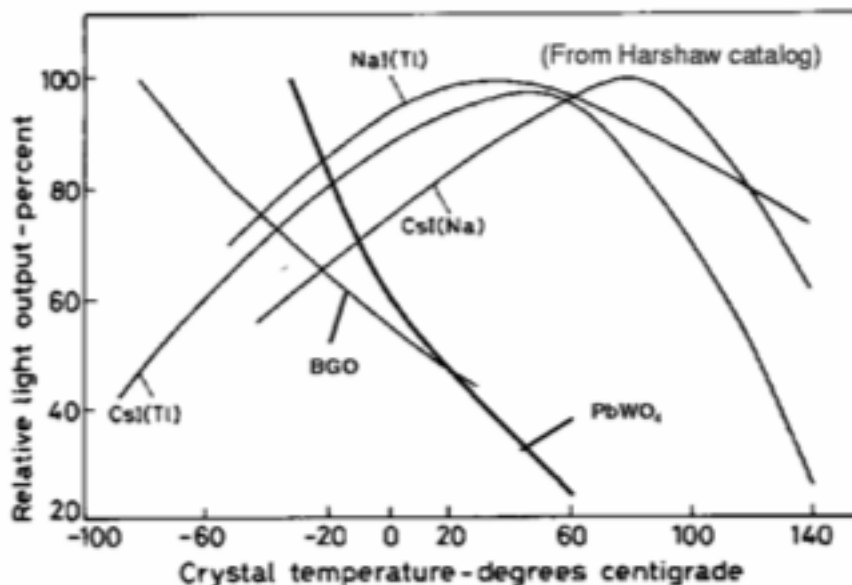


Figura 9.3: Andamento della trasparenza con la temperatura, esistono temperature ottimali.

9.2.3 Trasparenza

È importante che lo spettro di assorbimento si sovrapponga il meno possibile con lo spettro di emissione, in modo da avere un materiale trasparente ai fotoni e permettere ad essi di uscire dal materiale scintillante.

9.2.4 Tempo di emissione

Per avere un'elevata risoluzione temporale è necessario che la costante di tempo τ sia molto breve:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}} + I_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - I_0 e^{-\frac{t}{\tau_p}}$$

con τ_0 tempo di scintillazione, τ_1 tempo di fosforescenza e fluorescenza ritardata e τ_p tempo per il popolamento dei livelli eccitati.

9.2.5 Proprietà ottiche e meccaniche

Per proprietà ottiche si intende che la geometria dello scintillatore deve essere tale da avere una buona raccolta di luce, per questo è necessario che i cristalli abbiano buone proprietà meccaniche: essi devono essere, infatti, di dimensioni e forma variabili secondo le necessità.

Per quanto riguarda la maneggevolezza alcuni cristalli sono igroscopici, ovvero assorbono l'umidità dell'aria, per questo devono essere isolati e sotto vuoto, e possono essere fragili.

9.3 La raccolta della luce

Quando uno scintillatore emette luce, essa viene diffusa in modo isotropico, per questo motivo è importante avere un buon meccanismo di raccolta della luce. Per evitare che la luce esca dal cristallo senza andare sul fotocatodo si usa il meccanismo della riflessione totale:

$$\sin \theta_c = \frac{n_1}{n_0}$$

Questo permette di avere minori perdite alla superficie (l'efficienza è sul 80%) tuttavia rende difficoltosa la trasmissione del segnale al fotocatodo. Per questo sulla superficie rivolta verso il fotocatodo viene posto un materiale di accoppiamento, ovvero un materiale a indice di rifrazione intermedio, come del grasso ottico o del silicone. Siccome il fotocatodo lavora con campi elettrici e magnetici intensi è necessario porlo ad una certa distanza dal cristallo, per questo è necessario guidare la luce verso il fotocatodo mediante l'uso di **guide di luce**, fibre a geometria cilindrica che trasportano la radiazione luminosa.

9.4 Il fotocatodo

Il fotocatodo ha il ruolo di emettere fotoelettroni quando fotoni di sufficiente energia incidono su di esso. Questo dispositivo non è sensibile a tutta la radiazione luminosa: per ottenere l'emissione di un fotoelettrone è necessario che il fotone incidente abbia energia sufficiente a portare un elettrone dalla banda di valenza del materiale alla banda di conduzione ed a farlo uscire dalla superficie del fotocatodo (generalmente $E_\gamma > 2$ eV). Per questo motivo il fotocatodo è in grado di rivelare solo una certa porzione dello spettro luminoso, in genere a partire dal giallo-verde, in base al materiale che lo compone.

Per costruire i fotocatodi si utilizzano dei semiconduttori drogati ad affinità elettronica negativa, ad esempio GaP drogato di tipo p con zinco.

Quando un elettrone viene portato in banda di conduzione, esso inizia ad eccitare i fononi del cristallo, disperdendo la propria energia e raggiungendo (generalmente entro 1 ps) il fondo della banda. Una volta che si trova in questo stato, l'elettrone impiega un tempo nell'ordine dei 100 ps per ricombinarsi con una lacuna, tornando in banda di valenza. L'energia sul fondo della banda di conduzione non è sufficiente per permettere agli elettroni di fuggire dal fotocatodo: tra il materiale ed il vuoto esiste, infatti, una barriera di potenziale (detta affinità elettronica) che impedisce agli elettroni di lasciare il semiconduttore. Gli unici elettroni ad avere energia sufficiente per superare la barriera sono quelli che hanno eccitato pochi fononi, per cui gli elettroni possiedono un tempo di 1 ps per lasciare il fotocatodo. Questo tempo è molto breve e pone seri limiti allo spessore del materiale, in quanto gli elettroni possono percorrere poco spazio. Per aumentare l'efficienza dei fotocatodi, essi vengono contruiti in modo da avere un'affinità elettronica negativa e permettere agli elettroni sul fondo della banda di conduzione di avere energia sufficiente per fuggire. Questo effetto viene ottenuto deponendo uno strato monoatomico di un materiale elettropositivo (ad esempio il cesio) sulla superficie del dispositivo: poiché gli elettroni del cesio sono poco legati, essi vengono attratti dalle lacune del semiconduttore, ionizzando lo strato ed abbassando l'affinità elettronica.

9.4.1 Fabbricazione dei fotocatodi

Esistono 2 categorie di fotocatodi, quelli opachi, con uno spessore maggiore della profondità di fuga degli elettroni e quelli semitrasparenti. In quelli opachi gli elettroni vengono prelevati dallo stesso lato in cui la luce incide sul materiale, in quelli semitrasparenti avviene l'opposto, in quanto la luce riesce a raggiungere l'altro estremo del materiale.

Ad ogni modo è fondamentale che i fotocatodi abbiano uno spessore uniforme, per avere un'estrazione uniforme indipendentemente dalla regione colpita dalla radiazione. Esistono fotocatodi bialcalini o multialcalini a seconda della risposta alla radiazione che si desidera ottenere.

9.5 Il fotomoltiplicatore

Il rendimento quantico di un fotomoltiplicatore viene definito come:

$$\text{Q.E.} = \frac{N_{pe}}{N_{fot}} \approx 20\% - 30\%$$

esso dipende dalla lunghezza d'onda del fotone incidente. Un fotomoltiplicatore si basa sulla moltiplicazione di fotoelettroni attraverso stadi successivi chiamati **dinodi**. Quando un fotoelettrone lascia il fotocatodo, esso viene accelerato da un potenziale verso i dinodi, l'urto con i dinodi libera della carica che attraverso ulteriori urti viene moltiplicata e, infine, raccolta sull'anodo, producendo un segnale elettrico misurabile. Tipicamente ogni urto con un dinodo porta ad un guadagno da 3 a 50 elettroni, il prodotto di tutti i guadagni dà il guadagno globale. Ad esempio 10 dinodi con guadagno $g = 4$ moltiplicheranno di un fattore $G = 4^{10} \approx 10^6$.

Di particolare importanza è il rumore termoionico dovuto ad emissioni termiche di elettroni da parte del fotocatodo: a 300 K, $k_b T$ vale circa 25 meV, tuttavia per le code della distribuzione si ha che alcuni elettroni hanno un'energia maggiore del lavoro di estrazione, causando falsi segnali. Per questo motivo è necessario tenere il fotocatodo freddo, in genere per i semiconduttori si hanno dai 100 ai 10000 elettroni/cm² e s.

La **risoluzione energetica** è fortemente dominata dalla moltiplicazione al primo dinodo, dove gli elettroni sono pochi e $\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{n}}$.

9.5.1 I dinodi

Supponiamo che un fotone liberi un elettrone e che esso sia accelerato da una differenza di potenziale di 100 V verso il primo dinodo. Essendo il gap nell'ordine dei 2-3 eV, verranno eccitati circa 30 elettroni, di cui solo 4-5 usciranno dal dinodo per andare verso lo stadio successivo. Aumentando il potenziale la quantità di elettroni liberati cresce, tuttavia essi verranno liberati più in profondità. Per questo motivo esiste un valore ottimale per il potenziale di accelerazione.

In genere per i dinodi standard il valore di moltiplicazione è 5, per i materiali ad affinità elettronica negativa si possono raggiungere fattori di moltiplicazione pari a 20-30.

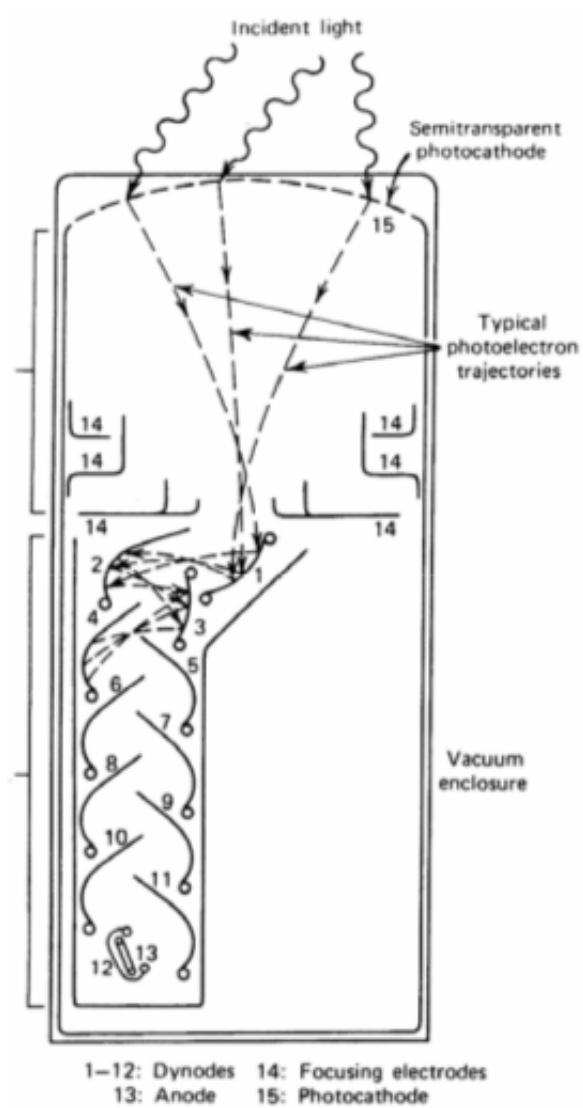


Figura 9.4: Schema di un fotomoltiplicatore

9.6 Alimentazione del sistema a dinodi

Chiaramente è necessario che la tensione dell'anodo sia maggiore di quella del fotocatodo, questo può essere ottenuto in due modi:

- fotocatodo a massa e anodo a tensione positiva
- fotocatodo a tensione negativa e anodo a massa

Per alimentare i vari stadi di moltiplicazione è comodo usare un partitore resistivo (figura 9.5). Chiaramente un sistema di questo tipo porta ad avere delle correnti di fuga che

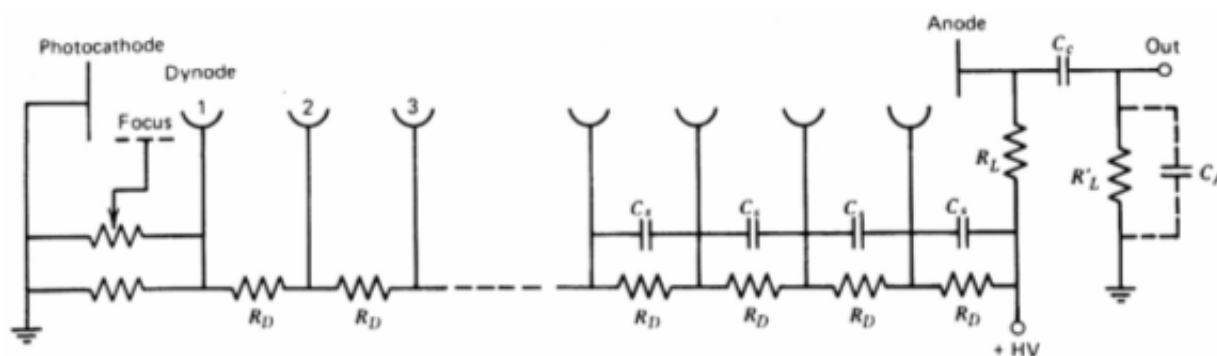


Figura 9.5: Esempio di partitore resistivo per i dinodi

per effetto Joule portano ad un aumento della temperatura del dispositivo. Questa corrente, tuttavia, non può essere minimizzata troppo, in quanto deve essere maggiore della corrente di fotomoltiplicazione, in modo da mantenere i potenziali tra i dinodi costanti. Questo problema diventa rilevante negli ultimi stadi, dove il numero elevato di elettroni estratti porta a correnti di moltiplicazione intense.

Parlando quantitativamente si ha che in un tipico evento di scintillazione vengono liberati 1000 elettroni, un tipico fattore di moltiplicazione in un fototubo è 10^6 , per cui si hanno 10^9 elettroni nell'ultimo stadio di moltiplicazione. Una tipica sorgente di laboratorio genera 10^5 eventi ogni secondo, per un totale di $10^{14} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} = 16 \mu A$ di corrente media. Questa corrente media non provoca grandi riscaldamenti per effetto Joule, per cui una corrente di fuga di questo ordine non è tipicamente problematica; tuttavia, questo ipotizza di avere un flusso continuo di elettroni, mentre nella realtà si hanno eventi impulsati di durata molto breve (nell'ordine del ns), per cui la corrente massima diventa:

$$i \asymp \frac{10^9 \cdot 10^{-19}}{10^{-9}} \asymp 100 \text{mA}$$

che è una quantità notevole. Per questo motivo ci si accontenta di usare una corrente nell'ordine della corrente media insieme a dei **condensatori di stabilizzazione**. I condensatori di stabilizzazione vengono caricati dalla corrente di fuga nei momenti di quiete e servono a fornire la carica nella fase di fotomoltiplicazione. Se i rate non sono troppo intensi il sistema è equivalente.

9.7 Caratteristiche dei fototubi

Le caratteristiche fondamentali sono:

1. Struttura, ogni fototubo ha una propria forma (circolare, esagonale,...)
2. Proprietà temporali, come tempo di risposta e risoluzione
3. Tensione e correnti massime, per determinare il guadagno massimo del dispositivo
4. Sensibilità alla luce e alla potenza radiante (per usi in modo continuo)
5. Corrente di buio, ovvero la corrente che scorre nel dispositivo per catodo non illuminato
6. Linearità del dispositivo, fortemente dipendente dalle fluttuazioni di tensione ai dinodi
7. Impulsi spuri e rumore associati ai fotomoltiplicatori
8. Disuniformità nel fotocatodo, possono essere nella risposta, per via delle fluttuazioni di spessore, o nella raccolta al primo dinodo, che determina le fluttuazioni maggiori nella misurazione dell'energia.
9. Variazioni di guadagno in base al tasso di conteggi, per il motivo detto prima della compensazione della carica

9.8 Impulsi prodotti dal fototubo

La legge di produzione dei fotoni è $I(t) = I_0 \exp(-\lambda t)$ per cui la corrente di elettroni sarà

$$i(t) = i_0 \exp(-\lambda t)$$

Da $\int_0^\infty i(t) dt$ si ricava

$$i_0 = \lambda Q$$

per cui $i(t) = \lambda Q \exp(-\lambda t)$.

Il circuito di lettura del segnale può essere visto come un circuito RC, per cui la tensione sarà:

$$V(t) = \frac{1}{\lambda - \theta} \frac{\lambda Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t})$$

sovrapposizione degli effetti di resistenza e condensatore.

Se il tempo di produzione dei fotoni è molto inferiore del tempo di scarica RC del sistema, allora il segnale può essere approssimato come:

$$V(t) \approx \frac{Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t})$$

Per cui il tempo caratteristico del fronte di salita sarà determinato da λ mentre il tempo di discesa da θ , il valore massimo della tensione sarà $\frac{Q}{C}$. Tipicamente per avere un segnale di questo tipo si utilizzano resistenze grandi e capacità piccole, in modo da avere tempi

lunghe di scarica e un valore di $\frac{Q}{C}$ grande.

Se il tempo di produzione dei fotoni è molto grande il segnale può essere approssimato come:

$$V(t) \approx \frac{\lambda Q}{\theta C} (-e^{-\theta t} + e^{-\lambda t})$$

Per cui, in modo opposto, i tempi di carica dipendono da RC, quelli di scarica da λ , in questo modo dal decadimento del segnale è possibile ottenere informazioni sulla durata di produzione dei fotoni, per studi temporali. Ad ogni modo a λ e θ fissati, V dipende linearmente da Q , per cui è possibile usare lo scintillatore per fare spettroscopia.

9.9 Tempo di risposta e risoluzione temporale

Un tipico fototubo a 14 dinodi ha una tensione totale di 2 kV, per cui la tensione tra una coppia di dinodi sarà di circa 150 V. Supponendo che dopo un urto con un dinodo un elettrone abbia un'energia di 0 eV, l'energia media di un elettrone in un fototubo sarà di 75 eV, a cui corrisponde una velocità di

$$\beta^2 = 2\bar{E}_k \approx \left(\frac{1}{60}\right)^2$$

La lunghezza tipica di un fototubo è nella decina di cm, per cui i tempi di transito risultano nei 20 ns.

Le principali fluttuazioni di questo tempo sono date dalla distribuzione delle energie di uscita dei fotoelettroni dal fotocatodo (tra i 0 e i 2 eV), quindi dalle fluttuazioni del tempo di transito dal fotocatodo al primo dinodo: esse sono nel decimo di ns (0.2 – 0.3 ns).

9.10 Risoluzione energetica dello scintillatore

Come si è detto prima una delle principali debolezze dello scintillatore è nella raccolta delle **cariche al primo dinodo**, dove si ha la maggiore fluttuazione energetica in base ai fotoelettroni moltiplicati. Inoltre incidono sulla risoluzione: il **rumore elettronico**, le **disuniformità del fotocatodo**, le **fluttuazioni nel guadagno del fotomoltiplicatore** e la **non-linearità** della scintillazione.

La carica prodotta dal fototubo sono il punto che incide maggiormente nella risoluzione, proviamo a fare un calcolo: supponiamo che un fotone da 0.5 MeV incida su uno scintillatore con $S = 12\%$, questo significa che $L = 60$ keV. Supponiamo che l'energia venga trasportata da fotoni a 3 eV, il numero totale di fotoni sarà 20000, per via per effetti di perdita dell'informazione, al fotocatodo ne arriveranno 15000. Un fotocatodo con efficienza quantica del 20% produrrà 3000 elettroni; qui c'è la debolezza del sistema, infatti la produzione di elettroni è soggetta a questa fluttuazione:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_N}{N} = \frac{1}{\sqrt{3000}} \approx 1.8\%$$

Ovvero una FWHM di $2.35 \cdot 1.8 = 4.3\%$.

La risoluzione dipende quindi da $\frac{1}{\sqrt{E}}$, in realtà sperimentalmente si vede che:

$$R = \frac{(\alpha + \beta E)^{\frac{1}{2}}}{E}$$

con α e β parametri sperimentali.

Altre cause di perdita di risoluzione possono venire da **impurità del cristallo**, da non uniformità nella raccolta e conversione della luce, nella non-linearità della risposta legata alla distribuzione del numero di elettroni liberati ad energia fissata. Un altro fattore è dato dalla perdita di fotoni lungo il trasferimento verso il fotocatodo.

Tipicamente la risoluzione viene quotata usando sorgenti a 662 keV o 1333 keV.

9.11 Rumore e impulsi spuri

Rumore termoionico, fotoni ritardati dal cristallo e fotoni provenienti dai dinodi possono causare l'emissione di impulsi spuri. Questi impulsi sono facilmente riconoscibili, in quanto dovuti a poche particelle, quindi a bassa energia: filtrando gli impulsi piccoli posso, quindi, eliminarli. Per ridurre questo problema posso ridurre la superficie del fotocatodo (riduce l'eff. termoionico), usare correnti di buio più piccole (per avere temperature minori), Un'altra soluzione è raffreddare il fotocatodo, ma questo comporta la presenza di condensa e un aumento di radiazione uscente dal catodo che, per via del numero elevato di elettroni, può comportare un'eccessiva distorsione del campo elettrico.

Altre sorgenti di impulsi spuri sono:

- Radioattività naturale
- Radiazioni cosmiche
- Gas residuo ionizzato, se la presenza diventa eccessiva è necessario cambiare il fototubo

Capitolo 10

Spettroscopia γ

A differenza delle particelle cariche, i fotoni possiedono diversi modi di interagire con la materia, noi non siamo in grado di rivellarli direttamente, ciò che riveliamo è l'effetto prodotto sugli elettroni del materiale. Per questo motivo un buon spettrometro γ deve avere un'alta efficienza di conversione fotone-elettrone e deve essere in grado di rivelare efficientemente tali particelle. Un buon assorbimento di e^\pm si ha con solidi di 1 cm di spessore.

Studiamo come reagisce il rivelatore ai tre effetti principali.

10.1 Effetto fotoelettrico

Nel caso di effetto fotoelettrico viene liberato un elettrone di energia $E = E_\gamma - E_b$, oltre a raggi X a cascata o elettroni Auger. Se gli elettroni e i raggi X, tutti questi effetti vengono registrati dal rivelatore che, in conclusione, fornisce l'energia originaria del fotone. Lo spettro quindi è dato da un picco detto anche **fotopicco**.

10.2 Effetto Compton

È il fenomeno prevalente nelle energie comprese tra 100 keV e 5 MeV in base al materiale. L'energia ceduta agli elettroni dipende dall'angolo di scattering e va da un valore quasi nullo, per angolo nullo a

$$E_e^{MAX} = h\nu \left(\frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} \right)$$

per un angolo di 180 gradi di scattering.

Per questo motivo lo spettro prodotto da effetto Compton è quello in figura 10.1 nel caso non venga assorbito il fotone

10.3 Produzione di coppie

È il fenomeno dominante per alte energie, la coppia generata rilascia energia cinetica nel materiale e successivamente osserviamo l'annichilazione del positrone con un elettrone. Supponendo che tutta l'energia cinetica venga misurata posso osservare 3 picchi diversi a

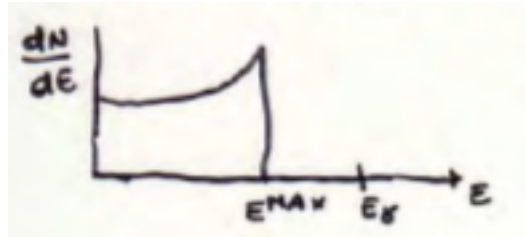


Figura 10.1: Spettro prodotto da un effetto Compton

seconda dei fotoni da 511 keV assorbiti (figura 10.2. Nel caso entrambi i fotoni da 511 keV

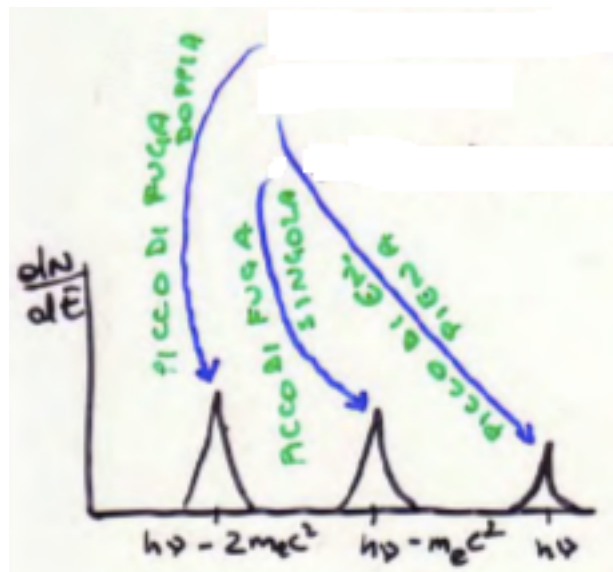


Figura 10.2: Spettro prodotto dalla produzione di coppie

vengano misurati allora osserviamo il **picco di energia piena**, tuttavia può accadere che uno dei due fotoni (o entrambi) fuggano dal rivelatore, in questo caso osserviamo il **picco di fuga singola o doppia**. Posso anche osservare casi intermedi, come degli effetti Compton e una successiva fuga.

10.4 Funzione di risposta degli spettrometri γ

10.4.1 Caso del rivelatore piccolo

Un rivelatore piccolo è un rivelatore sufficientemente grande da assorbire tutta l'energia cinetica degli elettroni, tuttavia di dimensioni inferiori al libero cammino medio dei fotoni (che quindi non vengono, per la maggior parte, rivelati). Lo spettro prodotto da un rivelatore di questo tipo è dato dal continuo del Compton, dal picco prodotto dall'effetto fotoelettrico e dal picco di doppia fuga.

10.4.2 Caso del rivelatore grande

Un rivelatore grande dovrebbe avere dimensioni nelle decine di cm, in questo caso tutti gli effetti e i fotoni secondari vengono rivelati, producendo solo picchi di energia piena e fotopicchi.

10.4.3 Caso del rivelatore intermedio

È il tipico caso di un rivelatore reale. Posso avere picchi di energia piena insieme fughe di fotoni e scattering Compton multipli. In questo caso la funzione di risposta del dispositivo viene simulata con metodi MonteCarlo. Parametri importanti sono il rapporto tra il numero di picchi ad energia piena e il numero di eventi totali, il rapporto tra la fuga doppia e l'energia piena e quello tra la fuga singola e l'energia piena.

La funzione di risposta di questi rivelatori ha delle complicazioni legate a:

- **Fuga di elettroni secondari**, che diventano importanti se il fotone è molto energetico o se il rivelatore è piccolo. Per via delle fughe l'energia misurata dal rivelatore sarà inferiore rispetto a quella reale, peggiorando il rapporto energia piena/eventi totali.
- **Fuga di fotoni da bremsstrahlung**, che diventa importante per elettroni molto energetici. L'energia irradiata in questo modo cresce come Z^2 , anche in questo caso il continuo subisce un abbassamento di energia, oltre ad una distorsione nella forma.
- **Fuga di raggi X caratteristici**, questo fenomeno diventa importante per fotoni ad energia minore (per via delle emissioni a cascata del fotoelettrico) e nei rivelatori con superfici molto più grandi rispetto al volume. Questo effetto produce dei picchi di fuga evidenti, in quanto i raggi X emessi hanno frequenze ben definite dai livelli energetici atomici.
- **Radiazione secondaria prodotta vicino alla sorgente**, come la produzione di fotoni di annichilazione nell'ambiente in seguito ad un decadimento β^+ . In questo caso viene osservato un picco a 511 keV (o a 1022 keV se il rivelatore è a pozzetto). Un altro effetto dovuto all'interazione con l'ambiente è la produzione di bremsstrahlung nei decadimenti β^- : in questo caso il continuo subisce un abbassamento in energia.
- **Effetti dovuti a materiali esterni**, la radiazione prodotta dalla sorgente può interagire con l'ambiente e successivamente entrare nel rivelatore. Ad esempio un fotone potrebbe fare dello scattering Compton con l'ambiente e successivamente entrare nel dispositivo, in questo caso vedrò un aumento degli eventi nella regione a bassa energia. Un'altra possibilità è un'annichilazione con l'ambiente esterno, oppure la produzione di raggi X nell'ambiente esterno.
- **Effetti dovuti alla somma di impulsi**, avviene nel caso di rate troppo intensi o nel caso di coincidenze, in questo caso il rivelatore non risolve temporalmente gli eventi e considera come un unico evento degli eventi distinti (*pile-up*). In questo caso il rivelatore misurerà la somma delle energie e il conteggio degli eventi risulterà inevitabilmente falsato.

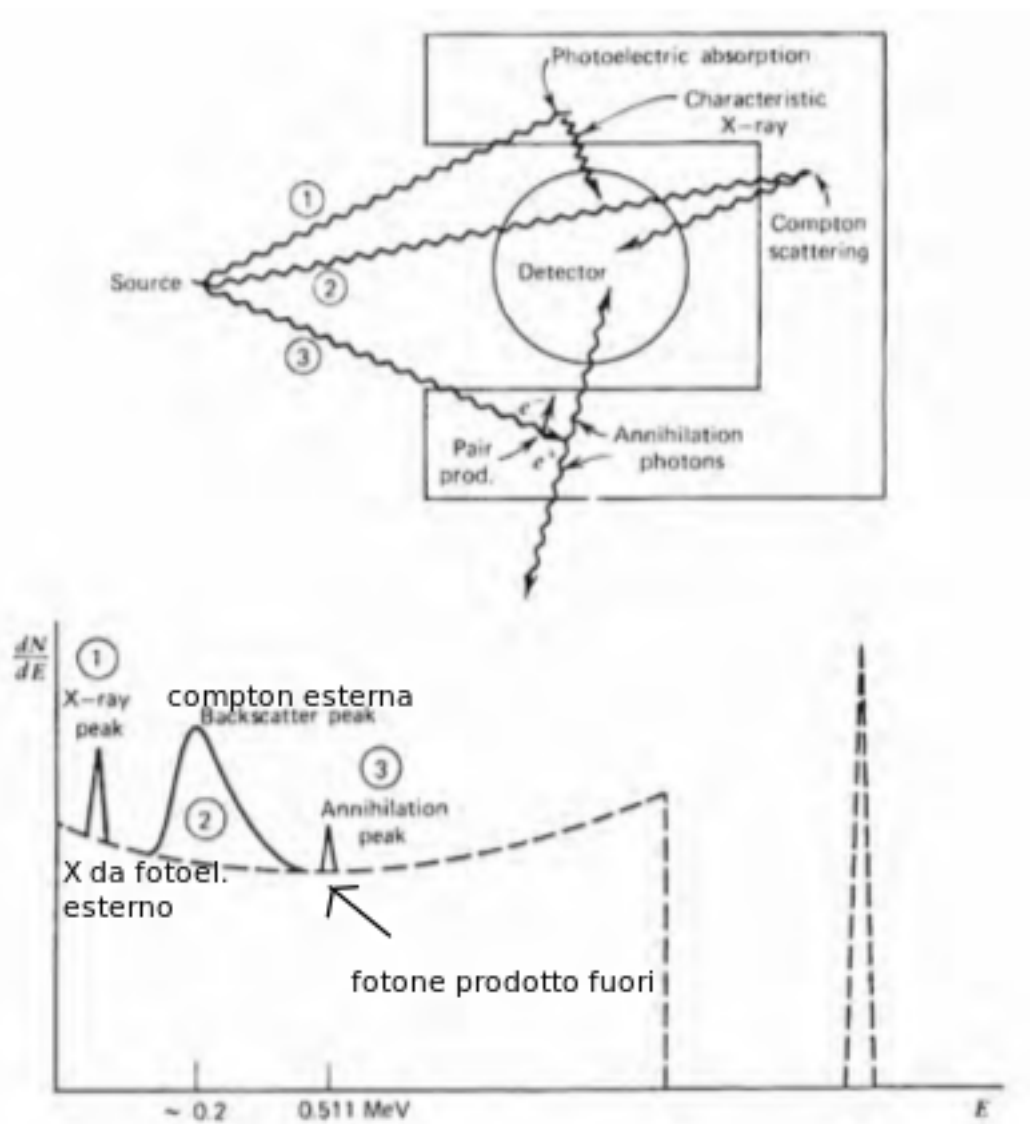


Figura 10.3: Possibili interazioni con l'ambiente che disturbano la misura

10.5 Utilizzo di scintillatori come spettrometri γ

La funzione di risposta degli scintillatori dipende dal tipo di cristallo usato, ad esempio il NaI ha un'ottima risoluzione e sezione d'urto per effetto fotoelettrico, mentre il BGO (Bismuto-Germanio-Ossigeno) ha una sezione d'urto per effetto fotoelettrico migliore (per cui ha meno picchi di fuga), ma una risoluzione peggiore in quanto ha un basso fattore di conversione energia-luce.

La risoluzione è fondamentale per riconoscere picchi in quanto risoluzioni troppo basse

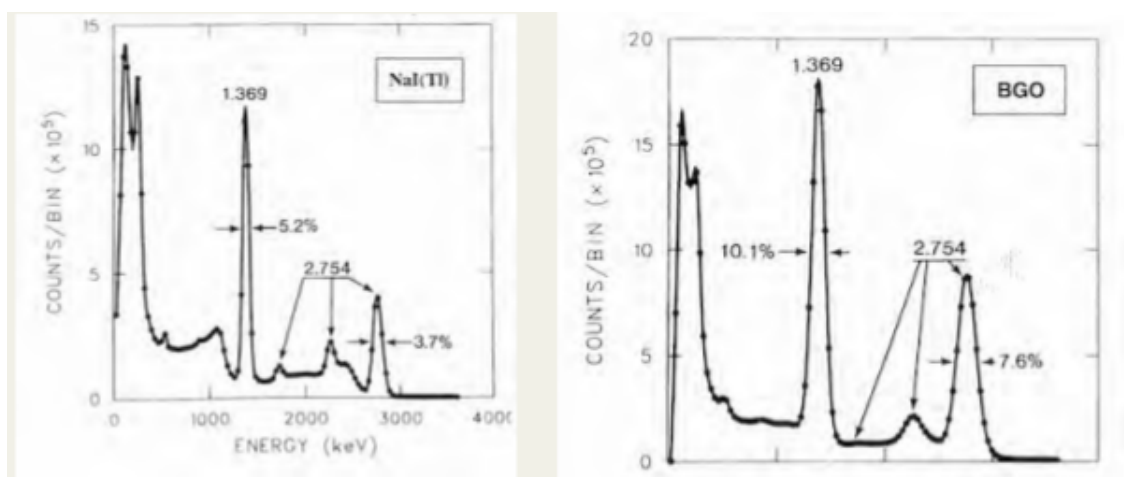


Figura 10.4: Confronto delle funzioni di risposta dei due scintillatori.

potrebbero nascondere i picchi nel fondo.

10.5.1 Risposta ai fotoni ad alta energia

Quando l'energia dei fotoni aumenta (2-20 MeV), la sezione d'urto della produzione di coppie cresce. Questo significa che verrà prodotta una coppia elettrone-positrone ad alta energia, quindi con una sezione d'urto per bremsstrahlung maggiore. Questo implica una maggiore perdita alle superfici, per questo motivo all'aumentare dell'energia il picco di energia piena inizia a diminuire. Inoltre, aumentando l'energia aumenta il numero di fotoelettroni che vengono prodotti nello scintillatore, poichè $\text{FWHM} \propto N$ i picchi di energia piena, fuga singola e fuga doppia si allargano (figura 10.5).

10.5.2 Linearità della misura

La relazione $L = S \cdot E$ deve essere il più possibile lineare, in quanto misuro con punti discreti, quindi devo avere meno errori legati alla discretizzazione di una funzione continua. La linearità dipende dal tipo di particella e dall'energia: per elettroni la relazione ha una non-linearità piuttosto ridotta; per i fotoni, poichè la sequenza di interazioni che esso fa è diversa per ogni fotone che viene rivelato, esiste una maggiore variabilità, quindi le fluttuazioni sono maggiori, tuttavia comunque mantiene una certa linearità per via del fatto che viene misurato mediante interazioni con elettroni.

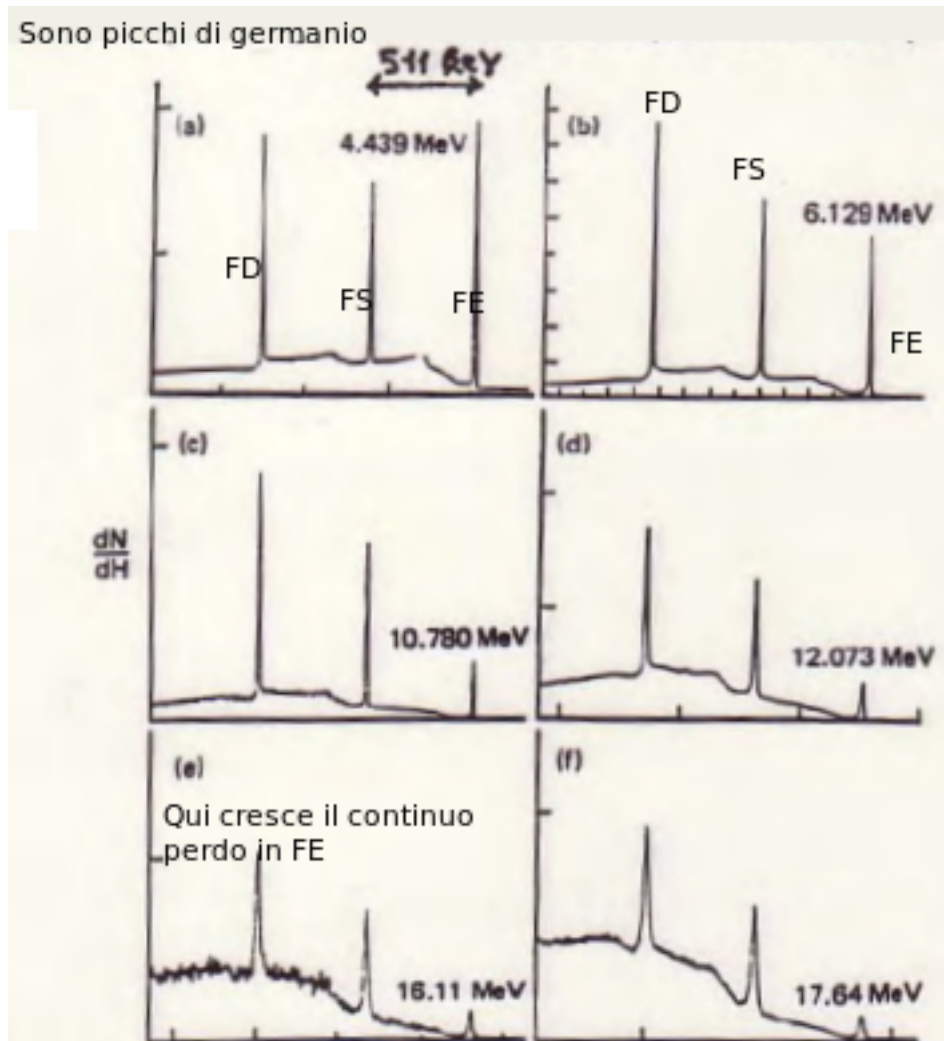


Figura 10.5: Spettro prodotto da germanio all'aumentare dell'energia

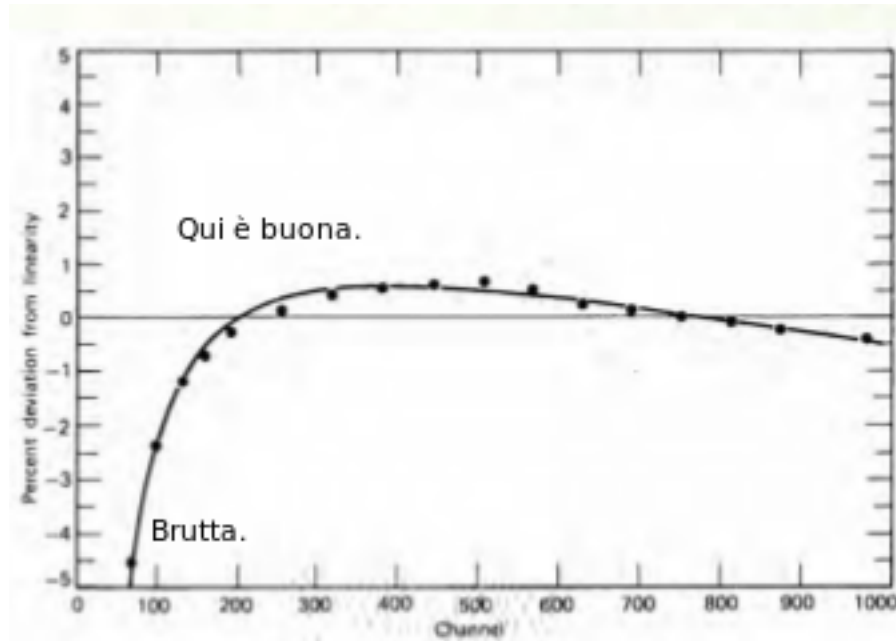


Figura 10.6: Percentuale di deviazione dalla linearità per uno scintillatore. Esiste un range dove essa è rispettata.

10.5.3 Calibrazione in energia dei rivelatori

Per calibrare i rivelatori si usano delle sorgenti ad energie note, in generale si cerca di usare dei γ con energie ben spaziate su tutto il range energetico di interesse. I raggi γ sono noti con una precisione energetica di 10^{-5} , per questo è importante utilizzare sorgenti note con quella precisione, per questo motivo esistono delle sorgenti standard di calibrazione:

- $K_{\alpha}(W)$ (tungsteno) a 5.9 keV
- ^{198}Au a 412 keV
- ^{60}Co a 1333 keV

Non si possono usare i fotoni di annichilazione in quanto il decadimento non avviene sempre a riposo.

Inoltre se ho una fuga singola o doppia in una regione ben calibrata, posso usarla per controllare la correttezza della calibrazione, lo stesso vale nel caso dell'emissione in cascata di fotoni.

La curva di calibrazione viene ottenuta interpolando i punti con una funzione polinomiale del tipo

$$E_i = \sum_{n=0}^N a_n C_i^n$$

con $N \approx 4 - 5$ utilizzando il metodo dei minimi quadrati.

Sono state osservate dipendenze dalla direzione di incidenza della radiazione della risposta, per questo motivo è necessario calibrare tenendo conto del lato che verrà esposto

alla radiazione. Queste variazioni sono nell'ordine dei 100 eV, per questo motivo diventano importanti per misure molto precise; questo accade perchè il campo elettrico degli elettroni influisce sulla raccolta dei fotoni.

10.5.4 Convenzioni sulle efficienze nella spettroscopia γ

Alcuni rapporti sono molto diffusi nella descrizione delle efficienze dei rivelatori:

- **Rapporto picco-Compton**, viene definita sul decadimento del ^{137}Cs a 662 keV come:

$$R_{pc} = \frac{\text{Conteggi/canale al canale del massimo}}{\text{Conteggi/canale medi nella regione tra 358 e 382 keV}}$$

oppure sul decadimento del ^{60}Co a 1333 keV:

$$R_{pc} = \frac{\text{Conteggi/canale al canale del massimo}}{\text{Conteggi/canale medi nella regione tra 1040 e 1096 keV}}$$

Gli intervalli di energia sono stati scelti in quanto in quella regione non è presente radiazione naturale, ma solamente Compton. Questo parametro serve a dare una misura combinata della FWHM con la fotofrazione R_{ph} :

$$R_{ph} = \frac{\text{Area del picco ad energia piena}}{\text{Area totale dello spettro}}$$

R_{pc} viene peggiorato dallo scattering Compton con l'ambiente. A parità di fotofrazione si osserva che $R_{pc} \propto \frac{1}{\text{FWHM}}$ e, a parità di FWHM, $R_{pc} \propto R_{ph}$ (**perchè?**).

- **Efficienza assoluta del picco ad energia piena** ϵ_{ap}
- **Efficienza intrinseca del picco ad energia piena** ϵ_{ip} , tipicamente viene quotato per ^{60}Co a 1333 keV
- **Volume attivo**, ad alte energie $\epsilon_{ip} \propto V_{att}$
- **Efficienza relativa**, a volte l'efficienza viene quotata rispetto all'efficienza di un rivelatore a NaI di $3'' \times 3''$ con sorgente di ^{60}Co posta a 25 cm di distanza con fotoni a 1333 keV, questa efficienza vale $\epsilon_{ap} = 1.2 \cdot 10^{-3}$
- **Regola del pollice**, poichè l'efficienza ha una dipendenza dal volume, a volte viene data per unità di volume, ad esempio per il germanio (rivelatore HPGe) vale:

$$\epsilon_{rel}^{Ge} \approx \frac{V[\text{cm}^3]}{5} \%$$

Per cui un germanio al 100% ha un volume di 500 cm³.

Capitolo 11

Rivelatori a gas

11.1 Principio di funzionamento

In un rivelatore a gas è formato da una camera piena di materiale gassoso posto tra due elettrodi a diverso potenziale: quando una particella carica (ionizzante) incide sulla camera, libera coppie di elettroni e ioni; queste cariche migrano verso gli elettrodi stabilendo una corrente che è proporzionale all'energia deposta nella camera. Se supponiamo di avere liberato N coppie in seguito alla deposizione di un'energia E , allora si può definire:

$$W = \frac{E}{N}$$

ovvero l'energia media necessaria per liberare una coppia elettrone-ione. Questa quantità è in genere maggiore dell'energia di legame degli elettroni periferici (25-35 eV), in quanto tiene conto di quell'energia che viene spesa in eccitazioni atomiche senza ionizzazione. Gli elettroni prodotti in seguito ad un evento sono in grado di produrre ulteriore ionizzazione, chiamata ionizzazione secondaria, che verrà, in ultima analisi, considerata.

Il parametro W è un parametro con una blanda dipendenza da tipo di particella e dall'energia deposta, mentre ha una dipendenza un po' più pronunciata dal tipo di gas (fig. 11.1). Le fluttuazioni sul numero di coppie prodotte sono di tipo poissoniano:

$$\sigma_N^2 = F \cdot N$$

con F fattore di Fano, esso è minore di 1 nei gas.

11.2 Processi all'interno di un rivelatore a gas

11.2.1 Diffusione

Gli ioni e gli elettroni prodotti all'interno di un gas si diffondono per moto termico; il tipico libero cammino medio per uno ione è dai 10^{-6} ai 10^{-8} m. La diffusione termica degli elettroni è di tipo gaussiano con una larghezza che dipende dal tempo secondo la legge:

$$\sigma = \sqrt{2Dt}$$

Il coefficiente D di diffusione può essere determinato nei casi semplici dalla teoria cinetica dei gas, altrimenti tramite modelli di trasporto complessi.

ESEMPI PER VARI GAS:

GAS	ELETTRONE VELOCITÀ	PARTICELLA α
Ar	26.4	26.3
He	41.3	42.7
H ₂	36.5	36.4
N ₂	34.8	36.4
Aria	33.8	35.1
O ₂	30.8	32.2
CH ₄	27.3	29.1

Figura 11.1: Energia di ionizzazione per alcuni gas

11.2.2 Il trasferimento di carica

Supponiamo di avere due specie X e Y di gas miscelate, quando produco ionizzazione su X posso dar luogo ad una serie di processi detti di trasferimento di carica:

- L'elettrone che viene liberato viene catturato da Y, di conseguenza ho una coppia (X^+ , Y^-)
- L'atomo ionizzato X^+ sottrae carica a un atomo non ionizzato Y, di conseguenza ho una coppia (Y^- , e^-)

11.2.3 Ricombinazione

È il processo per cui due specie ionizzate X^- e Y^+ si neutralizzano formando una specie XY. Vale la relazione:

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha n^+ n^-$$

con α coefficiente di ricombinazione.

Esistono due tipi di ricombinazione:

- **Ricombinazione colonnare**, avviene immediatamente lungo la traccia della particella ed è fortemente dipendente dalla densità di ionizzazione prodotta dalla particella. Ad esempio le particelle α potranno dar luogo ad un'elevata ricombinazione colonnare.
- **Ricombinazione volumetrica**, avviene in un secondo momento lontano dalla traccia della particella per la propagazione delle cariche più mobili come gli elettroni. Avvenendo dopo un certo tasso di tempo e lontano dalla traccia, la ricombinazione può avvenire tra ionizzazioni dovute a tracce differenti, per cui è fortemente dipendente dal rate di particelle

Per contrastare la ricombinazione volumetrica è importante sottoporre il volume ad una differenza di potenziale elevata, in modo da estrarre rapidamente ed efficacemente le cariche.

11.3 La mobilità e la migrazione delle cariche

Supponiamo di sottoporre le cariche ad un campo elettrico \mathbf{E} , esse migreranno a seconda della carica verso i rispettivi elettrodi. In generale le collisioni faranno sì che esisterà una velocità media, detta **velocità di deriva**, tale velocità dipende dal campo elettrico e dalla pressione secondo la relazione:

$$v = \mu \frac{\mathbf{E}}{p}$$

con μ coefficiente di mobilità delle cariche. Questo coefficiente per gli ioni vale nei 10^{-4} , portando ad avere diffusioni lente; per gli elettroni è 1000 volte più grande (massa 1000 volte più piccola) portando i tempi per raggiungere gli elettrodi nei μs . Il coefficiente è costante in ampii range di pressione e campo elettrico per gli ioni, mentre per gli elettroni lo è solo per un range ristretto di pressione e campo, per via della saturazione.

Un'ultima osservazione va fatta per quanto riguarda la diffusione termica: campi più intensi porteranno ad avere energie e diffusioni maggiori negli elettroni, per cui si avrà una maggiore diffusione in direzione perpendicolare. Questo non è un problema per la raccolta delle cariche, tuttavia disperde gli elettroni (nel mm), facendo perdere risoluzione spaziale.

11.4 Le camere a ionizzazione

È un rivelatore che funziona in modalità integrata, in quanto permette di misurare il flusso di radiazione ionizzante. Supponiamo di avere un flusso di radiazione incidente, esso potrà dare luogo ai tre fenomeni: ricombinazione, diffusione fuori dalla camera o verso gli elettrodi; l'ultimo tipo di evento è quello che produce una misura, per contrastare gli altri due è necessario aumentare la tensione ai capi della camera. All'aumentare della tensione si osserva, infatti, un aumento della corrente, fino al raggiungimento di un plateau (fig. 11.3) dovuto alla raccolta completa delle cariche, in queste condizioni di plateau di saturazione del rivelatore e sono le condizioni ottimali di lavoro. Vediamo i fattori che influiscono sulla corrente di saturazione.

Il **tipo di particella** è importante, particelle cariche pesanti causano una maggiore ricombinazione colonnare, per cui portano più in alto il valore minimo della tensione di saturazione.

Un maggiore **tasso di irraggiamento** implica una maggiore ricombinazione volumetrica, portando in alto la tensione minima.

Nel caso vengano usate camere ad aria, l'**umidità** è un fattore che influisce sulla ricombinazione volumetrica, aumentandola, per questo maggiori umidità alzano la tensione minima.

A causa del moto di deriva delle cariche, lungo gli elettrodi si forma un accumulo di carica che tende a schermarli e a rendere più difficile la raccolta delle cariche. Si può

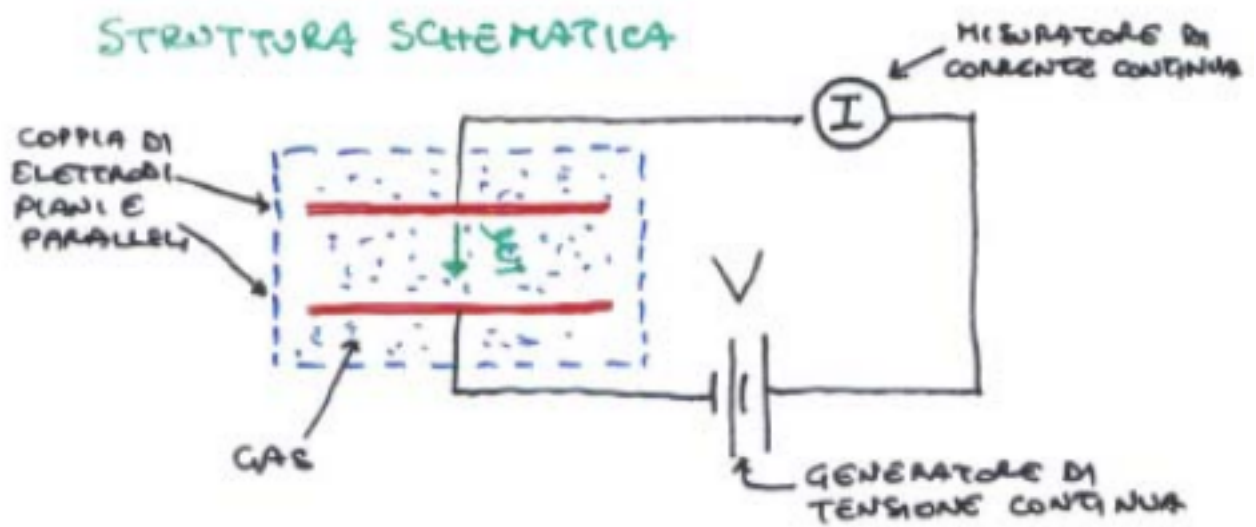


Figura 11.2: Struttura schematica di una camera a ionizzazione



Figura 11.3: Curva tensione-corrente in una camera a ionizzazione, si nota la saturazione

immaginare che si formi un potenziale opposto che genera una corrente di contrasto, è possibile trovare la variazione relativa attraverso:

$$\frac{\Delta I}{I} = \epsilon \frac{k_b T}{e \cdot V}$$

con T temperatura ed ϵ il rapporto tra l'energia media della particella sotto l'effetto del campo elettrico ed in sua assenza. Questo rapporto vale circa 1 per gli ioni, ma vale alcune centinaia per gli elettroni. Per gli elettroni l'energia media raggiunge un plateau all'aumentare della tensione, per questo motivo è possibile contrastare questa variazione di corrente opponendo campi elettrici più intensi, quindi tensioni maggiori.

Per tensioni sufficientemente alte, la ricombinazione volumetrica può diventare trascurabile, tuttavia questo non accade per la colonna; per questo motivo la corrente misurata sarà sempre minore della corrente reale di saturazione. Una stima di quanta corrente si sta perdendo può essere ottenuto costruendo una curva $1/V - 1/I$, interpolandola ed estrapolando il punto a $1/V = 0$, ovvero V infinita (fig 11.4).

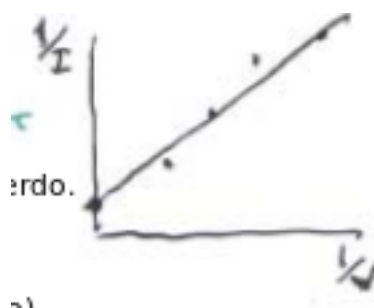


Figura 11.4: Stima della corrente di saturazione

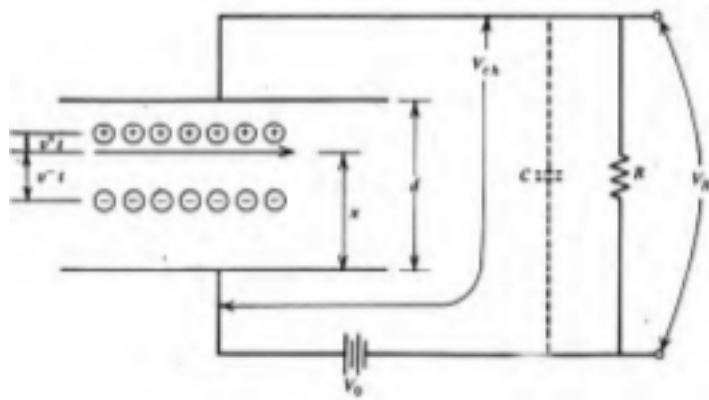
11.5 Funzionamento in modo impulsivo delle camere a ionizzazione

Il moto delle cariche all'interno della camera induce una corrente ai capi degli elettrodi, questa variazione viene percepita da un sistema RC che raggiunge una tensione massima quando tutta la carica viene raccolta. Il tempo caratteristico del circuito determina il tipo di carica raccolta: RC nei μs saranno sensibili solamente alla raccolta degli elettroni, RC nei ms saranno sensibili anche alle particelle cariche. Chiaramente la scelta di RC determina il tasso che il rivelatore è in grado di misurare, un RC nei ms sarà in grado di rivelare e misurare a tassi maggiori, tuttavia produrrà segnali più piccoli.

11.5.1 Sviluppo del segnale nel tempo

Per ottenere lo sviluppo del segnale nel tempo ricorriamo alla conservazione dell'energia, ponendo V_0 la tensione iniziale e V_{ch} quella rimanente si ha:

$$\frac{1}{2}CV_0^2 = n_0eEv^+t - n_0eEv^-t + \frac{1}{2}CV_{ch}^2$$



Portando a sinistra i termini legati al condensatore e dato che $E = -V_{ch}/d$ con d distanza tra gli elettrodi si può scrivere:

$$\frac{1}{2}C(V_0 + V_{ch})(V_0 - V_{ch}) = n_0e \left(\frac{V_{ch}}{d} \right) t(v^+ - v^-)$$

Dato che $V_{ch} \approx V_0$, $V_0 + V_{ch} \approx 2V_0$ e $V_0 - V_{ch} = V_R$, ovvero la tensione sulla resistenza possiamo scrivere:

$$V_R = \frac{n_0e(v^+ - v^-)}{dC}t \quad (11.1)$$

Da cui si può vedere che la porzione iniziale del segnale ha andamento lineare dipendente dal numero di coppie liberate. Dalla relazione 11.1 si possono osservare alcune cose:

- Il moto delle cariche positive ha indotto un potenziale $\frac{n_0ev^+}{dC}t$, lo stesso vale per le negative. Questo potenziale può essere visto come una carica indotta $\frac{n_0ev^+}{d}t$ ai capi della capacità.
- Quando la raccolta delle cariche si è conclusa v^-t vale $-x$ (è opposto al campo) e v^+t vale $d - x$, per cui si ha:

$$V_R^{MAX} = \frac{n_0e}{C}$$

11.6 Le camere proporzionali

Supponiamo che una particella da 1 MeV ionizzi il gas contenuto in una camera a ionizzazione, se l'energia media di ionizzazione è 35 eV e il condensatore ha una capacità di 100 pF allora l'ampiezza massima del segnale generato sarà:

$$V_{MAX} = \frac{Ee}{WC} \sim 10\mu V$$

Il segnale è piuttosto piccolo, per questo motivo è necessario amplificando cercando di utilizzare la ionizzazione secondaria: le camere proporzionali si basano su questo principio, le cariche primarie liberate vengono accelerate da un campo che fornisce loro energia

sufficiente a produrre ionizzazione a cascata, come in una sorta di fotomoltiplicatore. La quantità di ionizzazione prodotta risulta dipendente dalla ionizzazione primaria, quindi dall'energia iniziale della particella, e il segnale molto più forte rispetto a quello prodotto da un rivelatore basato unicamente sulla ionizzazione primaria.

Una geometria molto utilizzata in questi rivelatori è quella cilindrica: in questi rivelatori il campo elettrico scala come il reciproco del raggio; per l'aria, se esso supera il valore soglia di 10^6 V/m allora si possono osservare moltiplicazioni di ionizzazione. Per un rivelatore dove il campo è costante la moltiplicazione è esponenziale:

$$n(x) = n(0)e^{\alpha x}$$

con x spazio percorso e α coefficiente di Townsend. Questo coefficiente dipende dal campo con l'andamento riportato in figura 11.5, per cui per un rivelatore a geometria cilindrica la moltiplicazione è più che esponenziale.

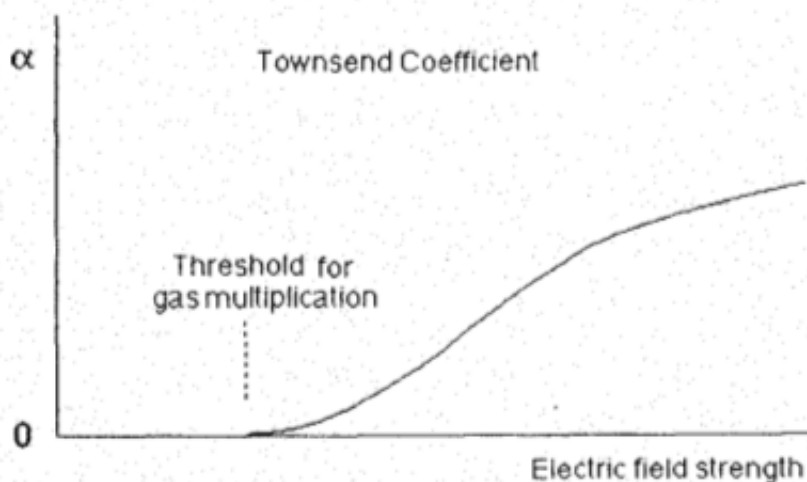


Figure 6.1 A plot of the first Townsend coefficient as a function of electric field for a typical gas.

Figura 11.5: Coefficiente di Townsend

11.6.1 Problemi delle camere proporzionali

Uno dei problemi fondamentali nelle camere proporzionali sta nella scelta del gas: poichè gli elettroni possono ionizzare, eccitare o essere assorbiti a seconda della molecola con cui interagiscono, la composizione del gas è fondamentale. Ad esempio un gas elettronegativo come l'ossigeno può essere un problema, per via della sua tendenza ad attrarre elettroni; la presenza di molecole può portare ad eccitazioni e diseccitazioni non radiative (mediante stati vibrazionali eccitati).

In genere vengono usati gas nobili, come l'Argon, che dissipano l'energia principalmente per ionizzazione; questi, tuttavia, hanno il problema della diseccitazione, poichè essa può passare unicamente attraverso emissione di fotoni (non ho molecole che si eccitano

vibrazionalmente) questi possono ionizzare gli elettrodi, generando ulteriori scariche a valanga. Queste scariche possono allungare la durata degli impulsi e il tempo morto del dispositivo, per questo spesso si accompagna questi gas con dei gas quenchanti che spengono la valanga eccitandosi vibrazionalmente. Un esempio di gas quenchant è il metano che assorbe nella fascia dei 10 eV.

11.7 Fluttuazioni statistiche nelle camere proporzionali

Nelle camere proporzionali abbiamo due principali cause di fluttuazioni statistiche:

- Fluttuazione nel numero di elettroni primari liberati
- Fluttuazione nella moltiplicazione del singolo elettrone primario

Se supponiamo che le due fluttuazioni siano indipendenti, allora è possibile trovare la fluttuazione relativa complessiva sommando gli errori relativi in quadratura; ponendo \bar{A} la media dei fattori di moltiplicazione di un singolo elettrone si può scrivere:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\bar{A}}}{\bar{A}}\right)^2$$

La varianza del fattore medio di moltiplicazione vale:

$$\sigma_{\bar{A}}^2 = \frac{\sum_i^{n_0} \sigma_A^2}{n_0^2} = \frac{\sigma_A^2}{n_0}$$

con σ_A varianza del fattore di moltiplicazione di singolo elettrone. Si può quindi scrivere

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \frac{1}{n_0} \left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2$$

Il primo termine è già stato trattato nelle camere a ionizzazione, esso vale:

$$\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 = \frac{F}{n_0}$$

Per quanto riguarda il secondo termine, nel caso di bassi campi elettrici è possibile ipotizzare che la probabilità di ionizzazione di un elettrone non dipenda dalla sua storia; se $A > 100$ è possibile scrivere la probabilità di avere un determinato A al termine di un amplificazione come:

$$P(A) = \frac{e^{-A} \bar{A}}{\bar{A}}$$

per cui:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 = 1$$

Se il campo è intenso l'ipotesi di indipendenza dalla storia salta ed è necessario considerare un modello più complesso che porta ad affermare:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 = \frac{1}{\bar{A}} + b$$

con $b = (1 + \theta^2)^{-1} \approx 0.5$ e θ è un parametro che dipende dalla frazione di elettroni con energia superiore a quella di ionizzazione.

11.7.1 Sviluppo del segnale

In una camera proporzionale esistono due tempi caratteristici: il tempo di deriva, che indica il tempo impiegato dagli elettroni a raggiungere la zona di moltiplicazione (ovvero la regione prossima all'anodo), e il tempo di moltiplicazione, ovvero il tempo impiegato dagli elettroni per effettuare la loro moltiplicazione a cascata. Il moto delle coppie primarie è trascurabile ai fini della forma del segnale, in quanto producono segnali molto piccoli, per questo si può dire che i segnali prodotti dalla camera hanno un ritardo nell'ordine del μs rispetto all'evento, per via del drift delle cariche. Il tempo di moltiplicazione è molto inferiore rispetto a quello di deriva, per cui il tempo di ritardo può essere assunto pari al tempo di drift.

Dato che il segnale viene prodotto vicino all'anodo, il fronte di salita del segnale viene determinato soprattutto dal moto degli ioni positivi: essi sono immersi in campi intensi che li portano ad avere un'alta velocità di deriva verso il catodo. Per questo motivo il fronte di salita è inizialmente molto veloce, successivamente diventa lento, in quanto gli ioni entrano nella zona a campo debole in cui sono lenti.

Mostriamo che il segnale è fortemente dipendente dal moto degli ioni, chiamiamo E l'energia e ϵ il campo, iniziamo con il calcolare tempo necessario affinché uno ione raggiunga il catodo. Si può approssimare che gli ioni vengano prodotti a ridosso dell'anodo, quindi a raggio a , la velocità dello ione vale:

$$v^+ = \mu \frac{\epsilon}{p} = \frac{\mu}{p} \frac{V_0}{r \ln(b/a)}$$

Risolvendo l'equazione differenziale per separazione delle variabili:

$$v^+(r) = \frac{dr}{dt}$$

si ottiene:

$$r(t) = \sqrt{2 \frac{\mu}{p} \frac{V_0}{\ln(b/a)} t + a^2}$$

per cui il tempo per raggiungere b vale:

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

Inserendo dati tipici si ottiene che questo tempo vale nelle centinaia di μs ; studiando l'andamento temporale dell'energia si ottiene, tuttavia, che la maggior parte del segnale si sviluppa in breve tempo:

$$\frac{1}{2} C V_0^2 - \frac{1}{2} C V_{ch}^2 = \Delta E$$

in modo simile a quanto fatto prima, si trova che $V_R = V_0 - V_{ch}$ vale:

$$V_R(t) = \frac{\Delta E(t)}{C V_0}$$

Calcoliamo $\Delta E(t)$:

$$\frac{dE}{dx} = Q\epsilon = Q \frac{V_0}{r \ln(b/a)}$$

per cui:

$$\Delta E(t) = \frac{Q V_0}{\ln(b/a)} \int_a^{r(t)} \frac{1}{r} dr = \frac{Q V_0}{\ln(b/a)} \ln \left(\frac{r(t)}{a} \right)$$

Usando $r(t)$ trovato precedentemente si trova:

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

Il tempo affinché si raggiunga mezza ampiezza vale:

$$t = \frac{a}{a+b} t^+$$

ed è nei μs .

Questi conti sono validi nell'ipotesi di elettroni moltiplicati in un punto fisso, altrimenti si osserva uno spreading dei tempi.

Tipicamente i tempi del RC non sono tali da permettere una raccolta completa delle cariche, per questo si ha il problema del deficit balistico. Infine gli elettroni contribuiscono nel % all'ampiezza del segnale, in quanto percorrono poco spazio nella camera.

11.8 Contatori Geiger-Müller

Aumentando la tensione ai capi di una camera a gas si può aumentare ulteriormente la moltiplicazione degli elettroni, in particolare si può raggiungere una regione detta di saturazione, dove si satura la camera e ogni evento produce la medesima ionizzazione. Questa regione è quella in cui operano i rivelatori di Geiger-Müller: questi dispositivi producono impulsi medesimi indipendentemente dalla ionizzazione iniziale (quindi dall'energia). Questi rivelatori non sono, quindi, adatti per misure di spettroscopia, tuttavia possono essere utilizzati come contatori a bassi rate. L'elevato fattore moltiplicativo dei contatori Geiger ($\sim 10^{10}$) produce segnali nei volt che possono essere usati per alimentare un altoparlante, da qui il click tipico di questi dispositivi. La cascata in questi dispositivi è fortemente determinata dalla diseccitazioni dei gas, infatti esse producono fotoni nell'ultravioletto in grado di produrre scariche secondarie in regioni remote del gas (dato che ha bassa probabilità di assorbire il fotone) generando ulteriori valanghe e fotoni UV (fig. 11.7). Per questo motivo nei GM non è possibile determinare il punto di interazione della particella incidente. Il gas usato nei rivelatori è spesso un gas nobile, ma è possibile utilizzare anche l'aria.

La scarica prodotta nei GM è talmente violenta che è necessario introdurre dei meccanismi di spegnimento della moltiplicazione, spesso si procede con un'interruzione dell'alimentazione dopo un certo tempo. Questa interruzione porta ad avere tempi morti piuttosto elevati, per questo i GM non possono essere utilizzati in caso di alti rate di interazione. Per quanto concerne i segnali, i fronti di salita dei GM sono più lenti di quelli delle camere proporzionali, per via delle valanghe lontane, in genere sono nei μs . I fronti di discesa sono molto più lenti, si usano formature con tempi inferiori a $100 \mu s$. Il tempo morto in questi dispositivi è nei $100 \mu s$, in quanto è necessario assicurarsi che non siano presenti ulteriori scariche libere che possano generare scariche all'accensione del campo elettrico. Inoltre le cariche positive libere riducono il campo elettrico, impedendo la formazione di nuove cascate, influenzando sul tempo morto.

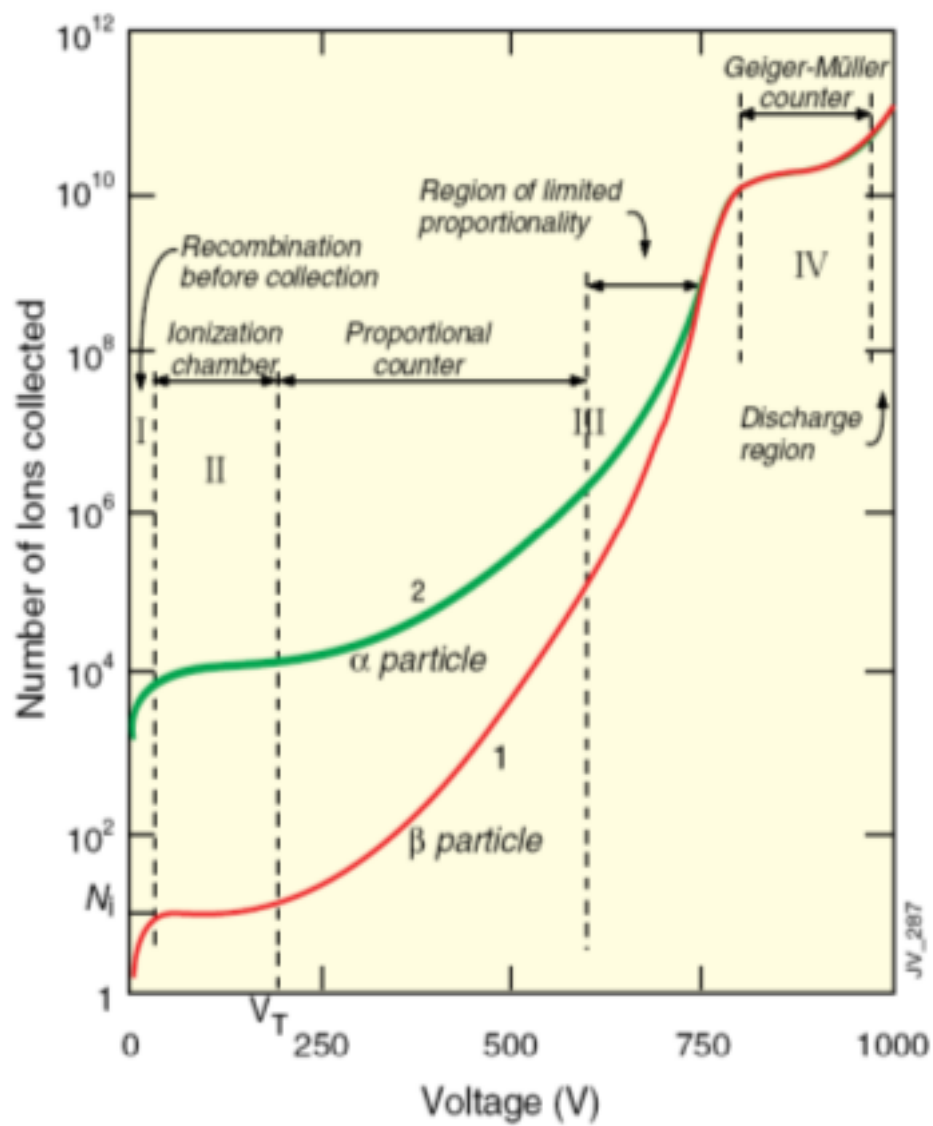


Figura 11.6: Regioni di lavoro di un rivelatore a gas

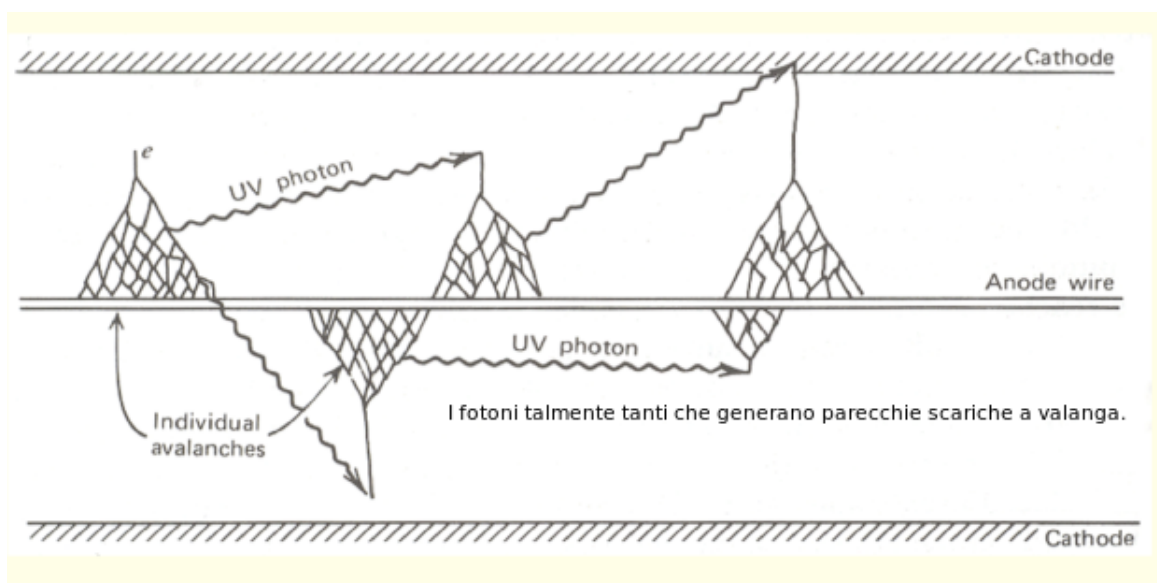


Figura 11.7: Scarica in un contatore GM

Capitolo 12

Rivelatori a semiconduttore

L'utilizzo di camere a ionizzazione a stato solido con semiconduttori può semplificare notevolmente la struttura di un rivelatore: l'elevata densità di portatori di carica permette, infatti, di ottenere rivelatori di dimensioni ridotte (sono sufficienti $300\text{ }\mu\text{m}$ di Si), inoltre, grazie alla bassa energia di ionizzazione e alla presenza di portatori di carica positivi e negativi, è possibile ottenere segnali sufficientemente ampi senza ricorrere alla moltiplicazione. Per utilizzare questi rivelatori è necessario che le cariche abbiano una vita media elevata e che la loro mobilità sia sufficiente, pur mantenendo una corrente di buio ridotta. Queste caratteristiche sono presenti nel silicio, germanio e GaAs, sebbene i primi due a temperatura ambiente abbiano una corrente di buio troppo elevata.

12.1 Semiconduttori intrinseci

In un semiconduttore intrinseco il numero di portatori di carica in banda di conduzione può essere determinato attraverso:

$$n^2 = N_c N_v e^{\frac{E_g}{k_B T}}$$

con N_c numero di stati ai margini della banda di conduzione e N_v in banda di valenza. Posto n il numero di portatori di carica negativi e p numero di quelli positivi (lacune) vale che $n = p$ e che $np = n^2$. In un silicio a temperatura ambiente $n_i \sim 10^{10}$ e in un germanio $\sim 10^{13}$.

Per quanto riguarda la resistività di questi materiali, la velocità delle cariche è data dalla relazione:

$$v = \mu_{e,h} E$$

La mobilità delle lacune è inferiore, ma dello stesso ordine di grandezza, rispetto a quella degli elettroni; in generale la resistività può essere definita come:

$$\rho = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_h p)}$$

Nel Si o Ge intrinseco, il numero di portatori di carica liberi per agitazione termica è troppo più grande rispetto a quelli prodotti dalla ionizzazione, per questo non sono utilizzabili nella forma pura ed è necessario ricorrere alle giunzioni di materiali drogati.

12.2 Semiconduttori estrinseci o drogati

Introducendo delle impurezze nel cristallo semiconduttore si effettua l'operazione di drogaggio; mediante il drogaggio del materiale si riescono ad ottenere conducibilità maggiori. Esistono due tipi di drogaggio:

- tipo p, si introduce un materiale con un elettrone di valenza in meno e si introduce uno stato intermedio spostato verso la banda di valenza; in questo modo si favorisce la presenza di lacune nel materiale
- tipo n, si introduce un materiale con un elettrone di valenza in più e si introduce uno stato intermedio spostato verso la banda di conduzione; in questo modo si favorisce l'elettrone eccedente ad entrare nella banda di conduzione

Introducendo le impurezze, le energie di ionizzazione vanno nei meV, rendendo il materiale un buon conduttore a temperatura ambiente. Chiamando N_D il numero di donori (impurezze tipo n) e N_A il numero di accettori (tipo p) se esse sono numerose si può affermare che $n \approx N_D$ (in un tipo n) oppure $p \approx N_A$ (in un tipo p). Inoltre il numero di portatori di carica di segno opposto potrà essere calcolato come:

$$p(n) = \frac{n_i^2}{n(p)} \approx \frac{n_i^2}{N_D(N_A)}$$

In queste condizioni di drogaggio si parla di **semiconduttori estrinseci**; se $N_A \asymp N_D$ si parla di materiali compensati, se $N_{A,D} \geq 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ si parla di materiali pesantemente drogati in quanto si è raggiunto il livello di conducibilità dei metalli.

12.3 Rivelatori basati su i semiconduttori

È possibile immaginare un rivelatore che si occupi di raccogliere le coppie elettrone-lacuna prodotte in un cristallo semiconduttore in seguito alla ionizzazione prodotta da una particella. In un semiconduttore l'energia media per produrre una coppia lacuna-elettrone è nell'ordine dei 3 eV (simile al gap di energia tra le bande), circa 10 volte inferiore a quello nei gas: questo si ripercuote sulla risoluzione, che migliora notevolmente. Una stima brutale del miglioramento può essere fatta in approssimazione di risoluzione poissoniana: poichè, a parità di energia, in un semiconduttore si producono 10 volte più cariche rispetto ad un gas, allora il rapporto tra le risoluzioni percentuali ($\propto \frac{1}{\sqrt{N}}$) vale:

$$\frac{R_{SEMI}}{R_{GAS}} = \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{10N}} \approx \frac{1}{3}$$

per cui la risoluzione migliora di un fattore $\frac{1}{3}$. In realtà, il miglioramento è ancora maggiore per via del fattore di Fano.

La configurazione più semplice attuabile porterebbe a introdurre del silicio puro tra due elettrodi, ma purtroppo l'elevata conducibilità del silicio porta ad avere correnti di buio troppo grandi rispetto alle correnti prodotte dagli eventi; per questo motivo è necessario ricorrere alle giunzioni tra materiali drogati.

12.4 La giunzione p-n

Consideriamo due semiconduttori drogati uno di tipo p e uno di tipo n. Da un lato si ha una sovrabbondanza di lacune, dall'altra una sovrabbondanza di elettroni; quando i due semiconduttori vengono messi a contatto, si forma una corrente detta di diffusione dovuta alla ricombinazione delle lacune con gli elettroni. Lungo la giunzione si forma un accumulo di carica: lungo il lato p gli elettroni giunti a compensarsi con le lacune causano un accumulo di carica negativa, dall'altro lato rimane un accumulo di carica positiva. A questo punto si instaura una seconda corrente, legata alla differenza di potenziale associata alla distribuzione di carica, questa corrente si compensa con quella di diffusione (sono opposte) dando vita alla situazione di equilibrio. All'equilibrio (figura 12.1) sono presenti 3 regioni, una di tipo p, una di tipo n ed in mezzo una regione dove sono unicamente presenti i portatori di carica intrinseci. Quest'ultima regione viene detta di svuotamento. Quando viene applicata una differenza di potenziale concorde con quella

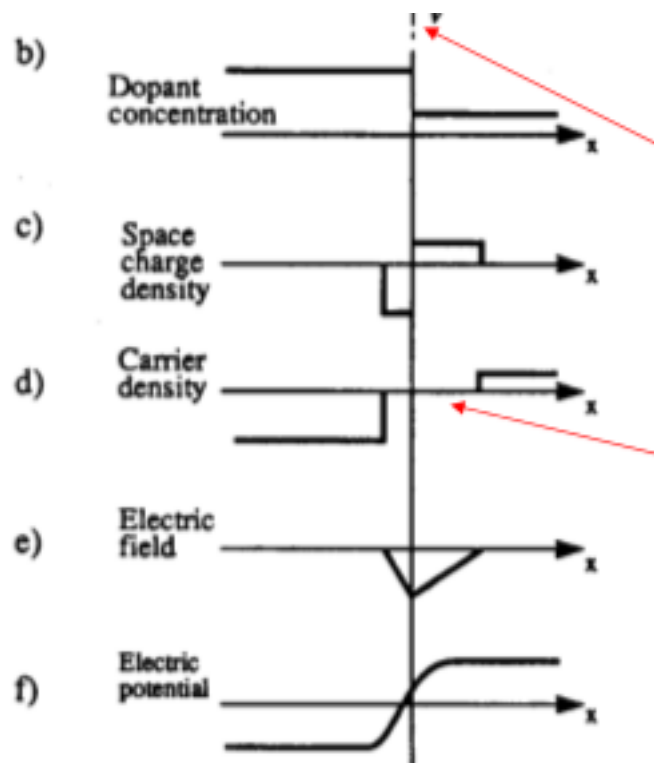


Figura 12.1: Condizione di equilibrio in una giunzione PN

della regione di svuotamento, la regione si allarga, la corrente di diffusione diminuisce, mentre quella di generazione (dovuta alla differenza di potenziale alla giunzione) rimane costante. Come risultato si ottiene un'aumento della corrente di fuga $\propto e^{\frac{qV}{k_B T}}$.

12.4.1 Dimensioni della regione di svuotamento

Supponiamo di aver usato materiali drogati n e p in modo diverso, all'equilibrio la dimensione della regione di svuotamento nelle zone sarà asimmetrica. Se poniamo N_A e

N_D la densità lineare di accettori e donori, all'equilibrio vale:

$$N_A \cdot a = N_D \cdot b \quad (12.1)$$

La densità di carica lineare sarà:

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_A & \text{se } -a < x < 0 \\ eN_D & \text{se } 0 < x < b \end{cases}$$

L'equazione di Poisson afferma:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{-\rho(x)}{\varepsilon}$$

Integrando una volta la distribuzione di carica si può ottenere l'opposto del campo elettrico:

$$-E(x) = \begin{cases} -\frac{eN_A x}{\varepsilon} + c_1 & \text{se } -a < x < 0 \\ \frac{eN_D x}{\varepsilon} + c_2 & \text{se } 0 < x < b \end{cases}$$

Imponendo le condizioni al contorno $E(-a) = E(b) = 0$ si ottiene:

$$-E(x) = \begin{cases} -\frac{eN_A(x+a)}{\varepsilon} & \text{se } -a < x < 0 \\ \frac{eN_D(x-b)}{\varepsilon} & \text{se } 0 < x < b \end{cases}$$

La differenza di potenziale può essere calcolata tramite:

$$\Delta V = \left| \int_{-a}^b E(x) dx \right| = \frac{e}{2\varepsilon} (N_A a^2 + N_D b^2)$$

da 12.1:

$$N_D = \frac{N_A a}{b}$$

per cui:

$$\Delta V = \frac{e N_A a}{2\varepsilon} (a + b)$$

Se il semiconduttore drogato p debolmente $a \gg b$ e $a \approx d$, con d larghezza della regione di svuotamento, e:

$$\Delta V = \frac{e N_A d^2}{2\varepsilon}$$

da cui si ottiene:

$$d = \sqrt{\frac{2\Delta V \varepsilon}{e N_A}}$$

Essendo:

$$\rho = \frac{1}{e\mu N}$$

con N numero di portatori di carica maggioritari, si può anche scrivere:

$$d = \sqrt{2\mu\rho\Delta V \varepsilon} \approx 0.53 \cdot \sqrt{\Delta V \rho}$$

La capacità della giunzione può essere calcolata come:

$$C = \frac{\varepsilon}{d} = \sqrt{\frac{e N_A \varepsilon}{2 \Delta V}}$$

Chiamando V_b il potenziale presente ai capi della regione di svuotamento in assenza di potenziali esterni allora:

$$\Delta V = V_b + V$$

Aumentando V è possibile allargare la regione fino a coprire l'intero semiconduttore; per fare questo, è fondamentale unire un materiale molto drogato con uno poco drogato (altamente intrinseco), in questo modo la regione svuotata risulta priva di portatori di carica liberi e sensibile alle particelle ionizzanti in quanto all'interno è presente un campo in grado di raccogliere le cariche prodotte. È fondamentale un'elevata purezza del materiale, per evitare la presenza di centri di ricombinazione (fermano le lacune) e di intrappolamento (fermano gli elettroni).

12.5 Rivelatori al silicio

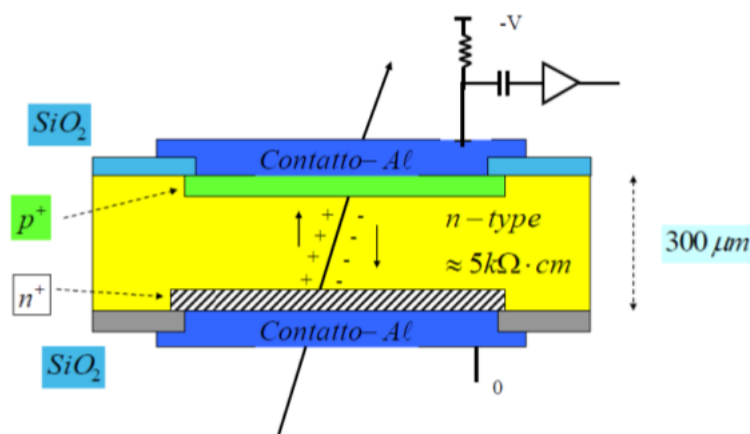


Figura 12.2: Schema di un rivelatore al silicio

Il silicio è molto utilizzato in quanto è disponibile a basso costo; il rivelatore è formato da una zona fortemente drogata n, che limita la regione svuotata e funge da contatto ohmico, e da una zona debolmente drogata p, che serve a formare la giunzione. Dell'ossido di silicio viene formato sulla superficie per passivare il dispositivo ed infine vengono depositati dei sottili contatti di alluminio (viene scelto l'alluminio perché è un materiale con il quale viene bene). In genere le dimensioni vengono scelte tra i 300 e i 1000 μm . La carica indotta sugli elettrodi vale:

$$q(t) \propto \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\varepsilon\rho}\right)\right)$$

Il tempo di raccolta del 85% delle cariche vale:

$$\tau_e = 2\rho\varepsilon = 10 \text{ ns}$$

La temperatura operativa di questi rivelatori può essere quella ambiente o anche 77 K (azoto liquido) per avere correnti di buio minori; esistono più tipi:

- A barriera superficiale, usati per la spettroscopia α (spessori nel mm)
- A diffusione, usati per la spettroscopia β (spessori nel mm)
- A deriva di litio, usati per la spettroscopia di X o γ a bassa energia (spessori nella decina di mm)
- Planari passivati, per misure di posizione nella fisica delle alte energie (spessori nel centinaio di μm)

12.5.1 Rivelatori a barriera superficiale

In un rivelatore a barriera superficiale si parte da un silicio non molto drogato n e vi si deposita chimicamente un materiale con un'elevata densità di trappole per elettroni (difetti). Questo materiale si comporta come un drogato p fortemente e genera una regione di svuotamento ampia, pur avendo uno strato morto molto sottile; infine sopra questo materiale viene depositato un elettrodo in oro. Il pregio principale di questa tecnica è l'utilizzo di strati morti sottili che assorbono pochissima energia delle α incidenti, ma proprio per via di questo strato sono sensibili alla luce ambientale (l'energia dei fotoni visibili è superiore rispetto a quella del gap), quindi devono lavorare in condizioni di buio. Spesso per la spettroscopia α si lavora in vuoto, di conseguenza la camera a vuoto ha una luminosità trascurabile.

La spettroscopia α ottenuta con questi dispositivi ha risoluzioni energetiche nell'ordine dei 10 keV, con un limite statistico a 3 keV.

12.5.2 Rivelatori a diffusione

Un'altra tecnica per fabbricare questi rivelatori consiste nel prendere un wafer drogato debolmente di tipo p ed esponendo una superficie a vapori di un drogante di tipo n (ad esempio il fosforo): i vapori si diffondono all'interno del wafer (da 0.1 a 2 μm) portandolo da un drogaggio di tipo p a uno di tipo n forte. A questo punto è presente uno strato n e uno p, per cui si forma la regione di svuotamento; il problema principale di questa tecnica risiede nello spessore eccessivo di strato morto, ciò rende il dispositivo poco adatto all'impiego nella spettroscopia α , ma buono per l'impiego in spettroscopia β .

Lo strato morto del dispositivo risulta comunque valutabile studiando l'energia persa in funzione dell'angolo di incidenza.

12.6 Rivelatori HPGe

La bassa energia di gap del germanio rende inadatto l'uso a temperatura ambiente, tuttavia a basse temperature (77 K) esso risulta utilizzabile per effettuare spettroscopia. Grazie all'elevata purezza raggiungibile con i cristalli di germanio è possibile realizzare rivelatori grandi decine di cm^3 , inoltre lo $Z = 32$ del Ge per la spettroscopia γ ad alta risoluzione. Vengono ottenute grandi regioni di svuotamento attraverso una giunzione p-i-n.

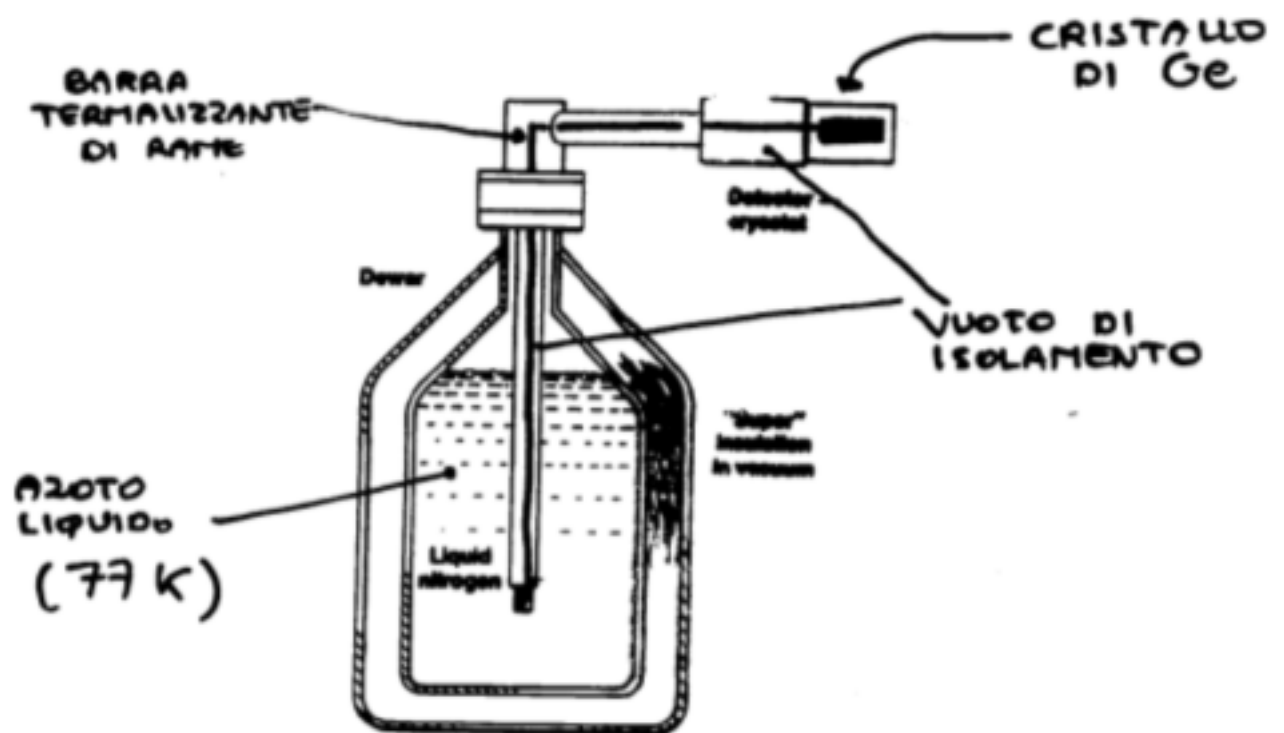


Figura 12.3: Schema di un HPGe, il PRE in questi dispositivi sta nella camera a vuoto, per ridurre al minimo la capacità dei cavi

Capitolo 13

Rivelatori per neutroni lenti

Si parla di neutroni lenti quando si ha a che fare con neutroni con un energia inferiore a 0.5 eV, detta anche *cadmium cutoff*, in quanto una reazione importante del cadmio si posiziona a quell'energia. Quando si ha a che fare con i neutroni lenti spesso si eseguono operazioni di rivelazione piuttosto che di spettroscopia, in quanto le reazioni che permettono di misurare direttamente l'energia del neutrone non hanno una sezione d'urto grande. Vediamo le reazioni utilizzate.

13.1 Reazioni nucleari con neutroni a bassa energia

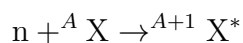
Le reazioni che vengono utilizzate nella rivelazione di neutroni sono a sezione d'urto elevata (almeno nel barn) in modo da avere rivelatori di dimensioni ridotte. Questo aspetto è importante in quanto vengono utilizzati anche rivelatori a gas. Sono, inoltre, utilizzati materiali ad elevata abbondanza isotopica o con arricchimento a basso costo, in modo da avere quantità elevate di materiale a basso costo.

Le reazioni che vengono utilizzate coinvolgono spesso fotoni che devono essere in grado di discriminare bene, in modo da distinguerli dal fondo e rivelare in modo efficace i neutroni. Sempre per questo scopo, vengono utilizzate quelle reazioni che hanno un Q-valore elevato ($Q = (m_i^{TOT} - m_f^{TOT})c^2$) in modo da avere fotoni ad energia elevata e distinguerli più facilmente dal fondo (anche con semplici metodi basati sull'ampiezza); esse devono essere fortemente esotermiche per svincolarci dall'energia del neutrone incidente (in quanto essa è bassa) e non avere energia di attivazione. I prodotti di reazione sono spesso fotoni, particelle cariche pesanti, pezzi di fissione o altri neutroni, si cerca di utilizzare quelle reazioni che producono particelle a range piccolo, in modo da avere dimensioni del rivelatore ridotte e misurare completamente l'energia associata.

Se queste richieste sono rispettate, il risultato di una rivelazione di neutroni consiste in un picco posizionato al Q-valore della reazione (fig. 13.1).

13.1.1 La cattura neutronica

È la reazione di maggiore interesse, un neutrone lento, se passa sufficiente tempo vicino al nucleo, viene catturato formando un nuovo nucleo eccitato:



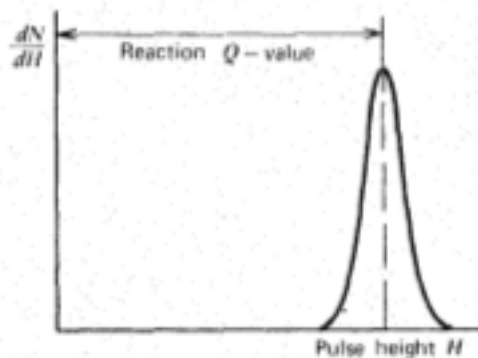
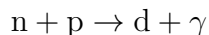


Figura 13.1: Picco dovuto alla rivelazione di neutroni lenti

I tempi di vita dello stato eccitato possono essere variabili, se essi sono brevi il decadimento darà luogo ad un nucleo diverso con emissione di particelle α o protoni, altrimenti si parlerà di stato metastabile e decaderà nel ground state con emissione di fotoni. La sezione d'urto di questo processo dipende fortemente dalla struttura interna del nucleo: esse possono andare da pochi millibarn a migliaia di barn, la dipendenza della sezione d'urto è $\sigma_C \propto \frac{1}{v_n}$, per cui neutroni più lenti possono essere catturati più facilmente. Una reazione molto importante è quella di formazione del deutone (ovvero il nucleo del deuterio):



La sezione d'urto del processo risulta:

$$\sigma_C = \frac{6.2 \cdot 10^4 \text{ barn}}{v \text{ (cm/s)}}$$

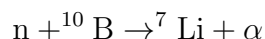
13.1.2 La fissione

In seguito alla cattura, un nucleo si scinde in due nuclei di massa comparabile più qualche neutrone. La sezione d'urto per questo processo è di qualche centinaio di barn per neutroni termici.

13.2 Reazioni importanti

13.2.1 Cattura del ^{10}B

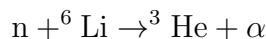
La reazione è



Nel 94% dei casi, il litio prodotto è nello stato eccitato e decade in 10^{-13} s nel g.s. con emissione di un fotone. La reazione non dipende dall'energia del neutrone, quindi non può essere usata per effettuare spettroscopia. L'energia dei due corpi è ben nota: poichè è noto il Q-valore e il neutrone è lento, si può approssimare tutto come un decadimento back-to-back ed è possibile calcolare l'energia dei singoli corpi (nell'ordine del MeV). La

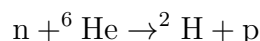
sezione d'urto del processo è circa di 4000 barn per n. termici, poi scala senza strutture con la velocità.

13.2.2 La cattura del ${}^6\text{Li}$



La sezione d'urto per n. termici è circa 1000 barn, poi scala come l'inverso della velocità fino a 200 KeV dove c'è una risonanza.

13.2.3 La cattura ${}^3\text{He}$



La sezione d'urto è circa 5000 barn, poi scala, il rivelatore è costoso in quanto ${}^3\text{He}$ non è molto abbondante, il Q-valore è circa 800 keV.

13.2.4 Cattura radiativa del ${}^{157}\text{Gd}$

Il gadolinio è un materiale ad altissima sezione d'urto di cattura (≈ 255000 barn), questo permette di poter costruire rivelatori di neutroni molto sottili mantenendo una buona efficienza di rivelazione. In seguito alla cattura il gadolinio emette fotoni o elettroni di conversione, l'elettrone più emesso è a 72 keV con un branching ratio del 39%. Questo elettrone può essere utilizzato per localizzare l'interazione, utilizzando ad esempio un film fotografico che registri la posizione di interazione.

Un'altra tecnica prevede l'uso di scintillatori con una piccola frazione (0.5%) di Gd per rivelare i neutroni, il problema di questa tecnica sta nel distinguere l'evento dal fondo.

13.3 Rivelatori basati sul boro-10

13.3.1 Tubo proporzionale a BF_3

Un rivelatore possibile è basato sulla camera proporzionale riempita con BF_3 , dove si utilizza boro-10; il gas opera ad una pressione di 0.5-1 atm e l'abbondanza del boro può essere portata al 100% ottenendo ottime efficienze. Lo spettro atteso dal rivelatore risulta quindi formato da due picchi (fig. 13.2) dovuti ai due possibili decadimenti del boro, inoltre ci si aspetta che le aree siano in un rapporto di 93:6. Sperimentalmente viene osservato uno spettro come in fig. 13.3. Il motivo di questo spettro è dovuto al fatto che posso avere fughe di radiazione che non vengono misurate (effetto parete), dando luogo al continuo; in particolare posso avere una fuga di sola α o una fuga di solo litio, ma non di entrambi, in quanto essendo emessi back-to-back, se una particella viene prodotta vicina alla parete ed esce, l'altra andando in verso opposto verrà completamente misurata.

I rivelatori sono costruiti con anodi di dimensioni delle decine di μm e tensioni operative di 2-3 kV; l'anodo può essere problematico per la sua capacità di catturare neutroni, per questo vengono utilizzati anodi in alluminio, in quanto hanno sezioni d'urto piccole. Un problema in questi rivelatori è dato dagli impulsi spuri, essi possono essere generati

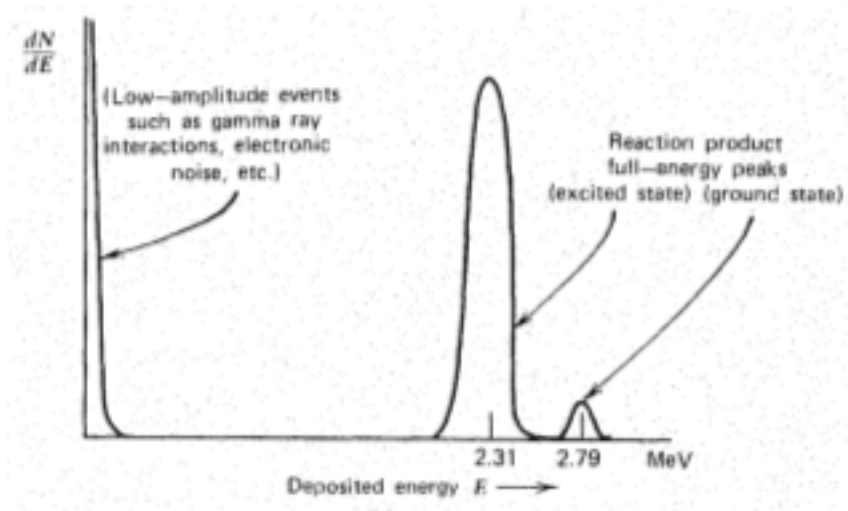


Figura 13.2: Spettro atteso in un tubo BF_3

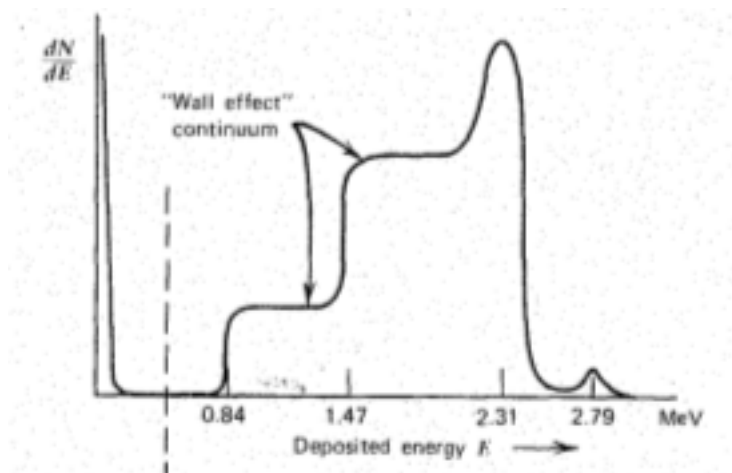


Figura 13.3: Spettro osservato sperimentalmente in un rivelatore BF_3

da shock meccanici o fluttuazioni della corrente di fuga; inoltre hanno il problema dell'invecchiamento legato alla deposizione su anodo e catodo di residui da dissociazione molecolare.

Spesso ai neutroni sono associati dei fotoni, la loro discriminazione è facile a bassi rate, in quanto essi producono elettroni che liberano poca energia nei gas. Questo diventa un problema ad alti rate, in quanto effetti di pile-up aumentano l'energia apparente e rendono più difficile la discriminazione; l'invecchiamento può rendere difficile la discriminazione, per questo a volte si procede con una purificazione del tubo, per renderlo più resistente. Per quanto riguarda l'efficienza, supponendo che il flusso incida contro il tubo in modo assiale, l'efficienza risulta:

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

dove $\Sigma_a(E)$ è la sezione d'urto macroscopica ad energia E . Valori tipici sono del 90% per neutroni termici e del 3.8% per neutroni a 100 eV.

13.3.2 Rivelatori rivestiti con boro

È possibile utilizzare una tradizionale camera proporzionale e successivamente rivestirne le pareti interne con boro per aggiungere la capacità di rivelazione dei neutroni; con questa tecnica si ottengono rivelatori più resistenti (il BF_3 non è il gas ideale per una camera proporzionale) ad alti rate di fotoni. Il problema di questi rivelatori sta nello spettro: poichè i prodotti di reazione sono back-to-back, una delle due particelle non verrà rivelata mentre l'energia della seconda verrà misurata in base all'energia che essa ha depositato nello strato morto di boro. Poichè l'energia media depositata è inferiore,

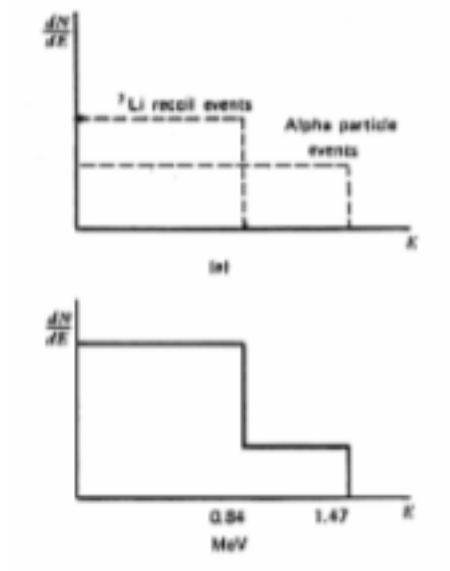


Figura 13.4: Spettro in un rivelatore con rivestimento al boro.

la discriminazione dei fotoni è più difficile.

13.3.3 Scintillatori caricati con boro

Nei tubi proporzionali c'è un grosso spread nel risetime rendendoli inutilizzabili per applicazioni T.O.F., un'alternativa sta nell'utilizzo di scintillatori sottili caricati con boro. Il problema di questi dispositivi sta nella difficoltà di discriminare il fondo γ , gli elettroni secondari, infatti, depositano tutta la loro energia e, inoltre, gli scintillatori organici rispondono con meno luce alle particelle pesanti cariche.

13.4 Altri tipi di rivelatori

13.4.1 Rivelatori al litio

Uno scintillatore tipico è il LiI, simile al NaI, la luminosità è del 35% rispetto allo scintillatore al sodio. I tempi tipici di produzione della luce sono nei 300 ns e per spessori nell'ordine del cm l'efficienza è quasi pari a 1, per neutroni lenti. Lo spettro prodotto è un picco di energia piena a 4.78 MeV, corrispondente ad un picco prodotto da elettroni a 4.1 MeV. Essendo il rendimento in luce da particelle cariche pesanti simile a quello dovuto ad elettroni, la discriminazione del fondo gamma è difficile in questi dispositivi; inoltre essi sono igroscopici.

13.4.2 Contatori proporzionali ad elio-3

I prodotti del decadimento dell'elio-3 hanno un Q-valore non molto grande e un range grande, per questo ci sono problemi legati all'effetto parete che rendono difficile la discriminazione dai γ . Questi dispositivi hanno un counting plateau stretto e una pressione di esercizio maggiore del bar, rendendoli più efficienti dei rivelatori BF₃.

Capitolo 14

Rivelatori per neutroni veloci

La rivelazione dei neutroni veloci avviene principalmente attraverso la reazione dello scattering elastico, il materiale migliore risulta l'idrogeno che assorbe la maggior parte dell'energia con il rinculo. Se le energie sono sopra il keV è possibile utilizzare questo meccanismo per eseguire spettroscopia di neutroni.

14.1 Conteggio di neutroni veloci

Per effettuare il solo conteggio di neutroni veloci è possibile utilizzare le tecniche dei neutroni lenti moderando prima i neutroni veloci. Un materiale come il PET o la paraffina ad alto contenuto di idrogeno viene posto attorno al rivelatore (LiI), i neutroni scatterano e rallentano nel moderatore, successivamente vengono rivelati attraverso la cattura nel rivelatore. In questi rivelatori è fondamentale scegliere il corretto spessore del moderatore: se lo spessore è troppo grande allora i neutroni rischiano di venire assorbiti nel moderatore, se è troppo piccolo allora il rischio è di avere neutroni troppo energetici che non vengono catturati. Lo spessore corretto viene determinando per quale spessore si osserva il massimo del tasso di conteggi.

14.1.1 Il dosimetro sferico

Una geometria molto usata è quella sferica. Sperimentalmente si è visto che utilizzando uno spessore di PET di 12 pollici, la funzione di risposta del dispositivo in base all'energia dei neutroni aveva una buona somiglianza alla dose equivalente rilasciata da neutroni in un tessuto biologico. Questa coincidenza è stata utilizzata per produrre dosimetri sferici per la misura delle dosi assorbite in quanto il numero di neutroni è correlabile alla dose assorbita avendo i giusti fattori di peso ad ogni energia. In questi dosimetri la discriminazione dal fondo γ è anche facile da effettuare: il Q-valore della reazione è elevato, quindi, anche in presenza di fondi γ abbastanza intensi, non si hanno problemi.

14.1.2 Contatori a risposta piatta

Un rivelatore a risposta piatta è un rivelatore dove l'efficienza non dipende dall'energia.

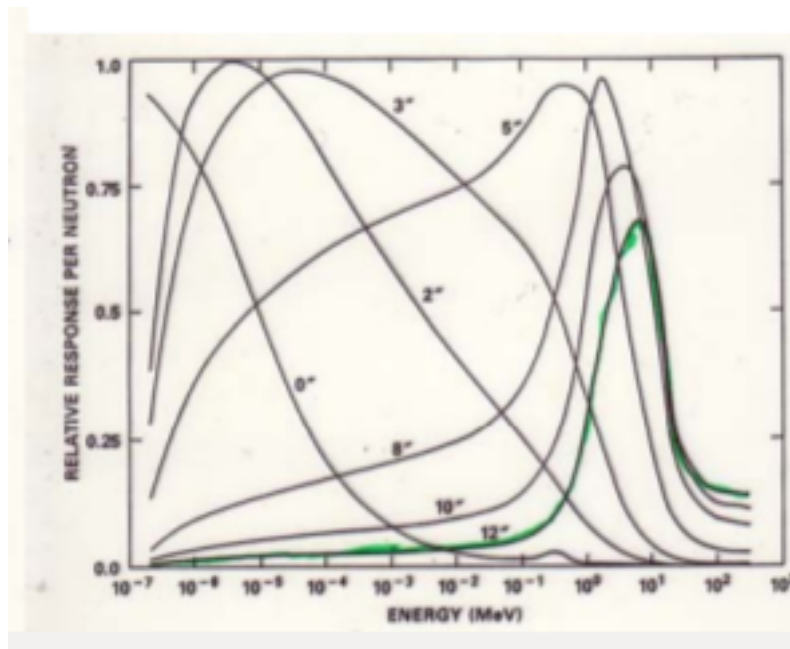


Figura 14.1: Andamento della funzione di risposta dei rivelatori al variare dello spessore dei rivelatori

Il contatore lungo

Un possibile rivelatore a risposta piatta è il contatore lungo. Questo rivelatore è a geometria cilindrica: i neutroni devono incidere su di esso dalla faccia a destra nella figura 14.3, mentre gli altri vengono bloccati dal moderatore. Il rivelatore è formato da un rivelatore a BF_3 di forma cilindrica posto al centro di un moderatore; parallelamente al tubo rivelatore sono presenti dei fori per permettere una diversa penetrazione all'interno del rivelatore ai neutroni. In questo modo è possibile rivelare sia neutroni veloci che lenti, i primi potranno essere rivelati se percorreranno molta paraffina, i secondi se incideranno il rivelatore sulla faccia frontale oppure penetrando nei fori. Grazie al BF_3 il rivelatore permette di distinguere bene i γ , tuttavia possiede il problema dell'efficienza, essa vale infatti circa lo 0.25%. Per ridurre questo problema è possibile sacrificare la capacità di discriminare γ utilizzando tubi a ^3He , portando l'efficienza al 11.5%.

Alternative

Altre alternative provengono da scintillatori NaI in una sfera di moderatore, oppure scintillatori liquidi o plastici con contenuto di H. Questi scintillatori rivelano il γ prodotto dalla cattura del neutrone da parte dell'idrogeno contenuto nel moderatore (2.2 MeV), per questo motivo la loro risposta è piatta.

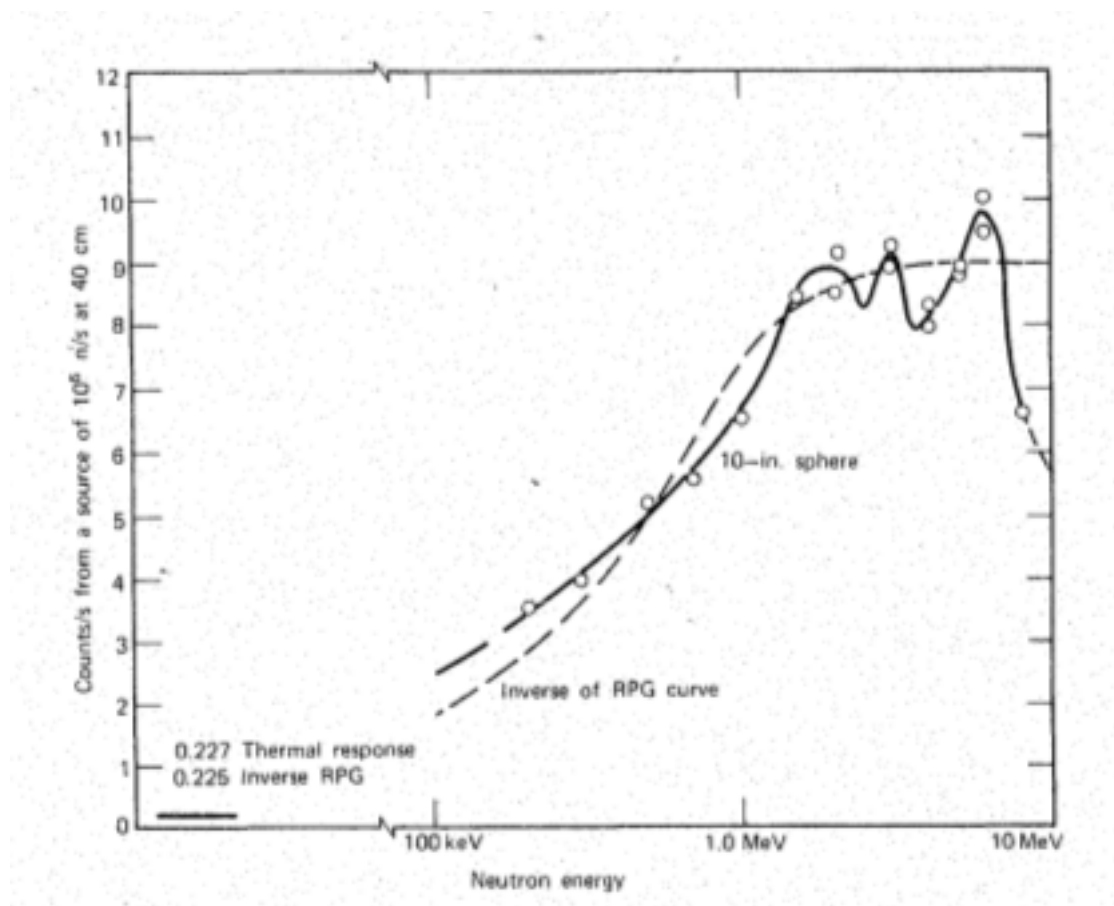


Figura 14.2: Paragone tra dose assorbita e probabilità di assorbimento di un neutrone

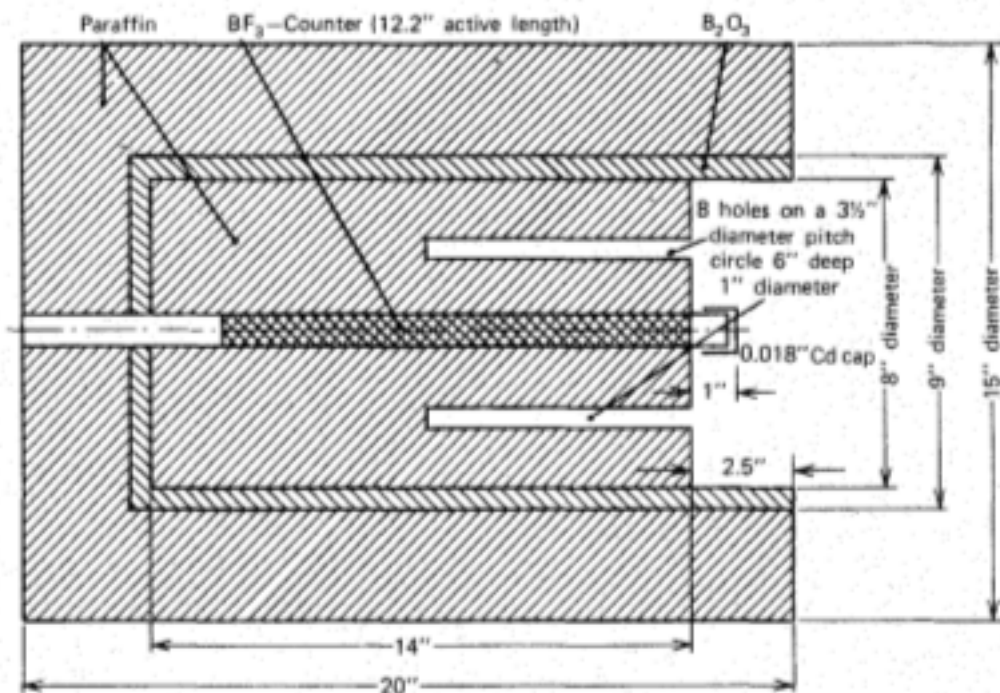


Figura 14.3: Disegno di un contatore lungo

14.2 Rivelatori basati su reazioni indotte da neutroni veloci

Una possibile tecnica di spettroscopia può essere basata sull'utilizzo delle reazioni attivate direttamente dai neutroni veloci. Tralasciando la diffusione elastica, la cattura di neutroni veloci può dare informazioni sull'energia, infatti se un neutrone di energia E viene catturato, verrà liberata un'energia di $Q + E$; ad esempio, la cattura del litio-6 ha un Q -valore di 4.78 MeV, per cui neutroni nell'ordine del 100 keV possono essere rivelati e misurati in energia sottraendo all'energia misurata il Q -valore. Queste reazioni hanno il problema di avere una sezione d'urto piccolissima, per cui si hanno efficienze molto ridotte.

Le reazioni principalmente utilizzate sono quelle del litio-6 e dell'elio-3.

14.2.1 Reazioni e rivelatori del litio-6

La sezione d'urto del litio-6 ha una risonanza a 250 keV, inoltre se il neutrone è troppo energetico (sopra i 2.5 MeV) si presenta un processo endotermico concorrente che domina, ${}^6\text{Li}(n,n'){}^4\text{He}$ ($Q_v = -1.4$ MeV), dove viene liberato un neutrone. Per questo motivo lo spettro atteso dal litio è formato da un picco a $Q + E$ dovuto ai neutroni, un continuo dovuto al processo concorrente (il decadimento è a tre corpi), è un picco a Q dovuto a neutroni termici che sono sempre presenti nell'ambiente.

Un rivelatore basato sul litio è uno scintillatore a LiI, esso ha però problemi di non linearità per particelle α e H a temperatura ambiente per cui la sua FWHM è del 40%. Si

possono ottenere miglioramenti utilizzando il rivelatore a temperature basse, ad esempio con l'azoto liquido si può portare il rivelatore ad avere una FWHM del 20%.

Un altro tipo di rivelatore è quello basato sui vetri al litio, per via della sua elevata risoluzione temporale, viene utilizzato per effettuare T.O.F. di fasci di neutroni. La scintillazione prodotta dal vetro è, tuttavia, piuttosto ridotta, infatti il vetro ha un quenching factor del 25% per le particelle prodotte dal decadimento, rendendo difficile la discriminazione dal fondo γ (4 MeV vengono visti come un γ da un 1 MeV).

Un'altra possibilità è data da fibre scintillanti al litio, poichè le α hanno un range di 7 μm , l'idrogeno di 40 μm e gli elettroni di 1 mm, utilizzando fibre del diametro di 100 μm si può ottenere una facile discriminazione dal fondo gamma.

Utilizzando un sandwich di rivelatori al silicio con in mezzo litio, si può costruire un rivelatore basato sulla misura della doppia coincidenza. Se il neutrone non è troppo veloce l'approssimazione di radiazione b2b è ancora valida e si osservano coincidenze; se l'energia cresce, tuttavia, le coincidenze iniziano a mancare in quanto la radiazione sarà più proiettata in direzione di un rivelatore.

14.2.2 Reazioni e rivelatori con l'elio-3

Le reazioni predominanti dell'elio fino a 10 MeV sono quelle di cattura e scattering elastico; in particolare la prima cala con l'energia, mentre la seconda domina sopra i 100 keV. Lo spettro atteso è quindi formato da un picco a $E + Q$, un picco a Q per i neutroni termici, un continuo dovuto allo scattering elastico con massimo a $0.75E_n$ (massima energia cedibile all'elio-3), un continuo dovuto ad effetto parete ed impulsi spuri.

Un rivelatore utilizzabile nella spettroscopia con l'elio è la camera proporzionale. L'elio che viene utilizzato viene sottoposto ad alta pressione e viene aggiunto del Kr per ridurre l'effetto parete. Il grande vantaggio di questi rivelatori sta nella possibilità di poter effettuare del PSD. Quando un nucleo di elio rincula, esso dissipa rapidamente e in un range molto ristretto la propria energia, per questo motivo gli elettroni prodotti verranno moltiplicati e arriveranno all'anodo in tempi molto simili, generando impulsi veloci. Allo stesso modo si può dedurre che impulsi distorti dall'effetto parete avranno rise time molto alti. Questa distinzione permette di scartare gli impulsi non di interesse (scartando purtroppo anche qualche evento dovuto ai protoni da cattura, circa il 50%). Con questa tecnica è anche possibile scartare e discriminare gli eventi dovuti a γ .

Un'alternativa è la camera a ionizzazione, dove è possibile raggiungere un'ottima risoluzione energetica, 20 keV su 1 MeV, a costo di tempi più lenti.

Mescolando l'elio con una piccola frazione nel % di xenon è possibile costruire scintillatori con una buona resa in luce, ottimi per applicazioni temporali, ma pessime per applicazioni energetiche.

È possibile impiegare l'elio per uno spettrometro a sandwich, ottenendo efficienze migliori per via della sezione d'urto maggiore; il problema principale sta nel Q-valore basso che rende difficile la distinzione dal fondo γ .

14.3 Spettroscopia attraverso la diffusione di neutroni

Per le alte energie è possibile effettuare la spettroscopia mediante la reazione di scattering elastico di neutroni sui nuclei. Per utilizzare questa reazione è necessario che i nuclei siano a riposo e di massa comparabile a quella del neutrone, per quanto riguarda la discriminazione, le tecniche di RTD permettono di distinguere abbastanza bene il fondo γ . I neutroni termici sono trascurabili, a parte per la reazione di cattura. L'energia di diffusione di un nucleo risulta:

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta E_n$$

in particolare per nuclei che rinculano a $\pi/2$ essa vale 0, per collisioni head-on vale:

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n$$

in particolare per diffusioni contro protoni vale esattamente E_n .

La probabilità di diffusione a basse energie (sotto i 10 MeV) è uniforme per tutti gli angoli e per l'idrogeno vale:

$$P(E_r) = \frac{1}{E_n}$$

per cui l'energia media di diffusione risulta $E_n/2$.

L'efficienza dei rivelatori può essere calcolata come:

$$\epsilon = 1 - e^{-N \sigma_s x} = 1 - e^{-\Sigma_s x}$$

mentre empiricamente per il range tra 0.3 e 3 MeV vale la formula empirica:

$$\sigma_s^H = \frac{4.83}{\sqrt{E}} - 0.578 \text{ barn}$$

14.4 Scintillatori per rinculo di protoni

Utilizzando lo scattering elastico è possibile realizzare scintillatori basati sul rinculo di protoni. Dato che i protoni sono particelle pesanti possiedono un range ridotto, permettendo un completo assorbimento della loro energia; inoltre questi scintillatori possono essere di qualsiasi tipo, organici, inorganici, liquidi. L'unico compromesso che è necessario trovare è quello tra efficienza e FWHM: la prima aumenta con il volume (e cala con l'energia), mentre la seconda peggiora con il volume, a causa di raccolte peggiori della luce, aumenti del fondo γ (pile-up) e scattering multipli che distorcono la funzione di risposta.

14.4.1 Effetti che distorcono lo spettro

Alcuni effetti possono distorcere lo spettro:

- La **risposta dello scintillatore non è lineare**, infatti:

$$H = k E^{3/2} \Rightarrow E = k' H^{2/3}$$

per cui si ha che lo spettro differenziale invece di essere costante risulta:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dH} \frac{dH}{dE} = \alpha H^{-1/3}$$

- Posso avere **fughe** di protoni che spostano verso il basso l'energia
- Posso avere **scattering multipli** che causano una maggior deposizione di energia e uno spostamento verso l'alto dello spettro
- Posso avere **scattering su C** che sottrae energia al neutrone (fino al 28%) Poichè il carbonio ha una resa in luce inferiore l'evento non viene visto, tuttavia se il neutrone scattera contro un protone allora si osserva una misura distorta in energia
- Anche con questi effetti mi aspetterei di avere un'energia massima con un *cut-off* brusco; questo non accade per via della **risoluzione** dello scintillatore che ammorbidisce il gradino
- Ad alte energie ho **reazioni endotermiche del carbonio** in competizione; poichè esse emettono particelle cariche pesanti non producono molta luce, quindi non sono eccessivamente fastidiose

14.4.2 Efficienza contro soglia di bias

In ogni scintillatore è necessario imporre delle soglie di discriminazione per fare in modo di evitare di contaminare lo spettro con impulsi spuri e rumore. Dato che nella spettroscopia per rinculo lo spettro parte da energia nulla, imporre soglie di bias elimina inevitabilmente parte utile dello spettro; per questo motivo è necessario trovare un compromesso tra soglia di bias ed efficienza. L'efficienza a soglia nulla viene detta **efficienza a zero bias**, in generale a parità di soglia l'efficienza cala per energie più basse.

14.4.3 Calibrazione con raggi γ

La calibrazione con raggi γ può essere effettuata tenendo bene a mente che la resa in luce degli elettroni è maggiore di quella delle particelle cariche pesanti, per questo si parla di MeVee, ovvero MeV Electron Equivalent. Per questo motivo una volta effettuata la calibrazione con i fotoni è necessario passare dal fattore di quenching per estenderla alle altre particelle. Dato che si utilizzano rivelatori organici i nuclei sono a basso Z, per cui la sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico non è molto elevata: in pratica domina l'effetto Compton, per cui la calibrazione può essere effettuata unicamente utilizzando la spalla Compton. Per via della scarsa risoluzione dello scintillatore, individuare questa spalla può essere molto complicato, per questo la calibrazione è molto delicata.

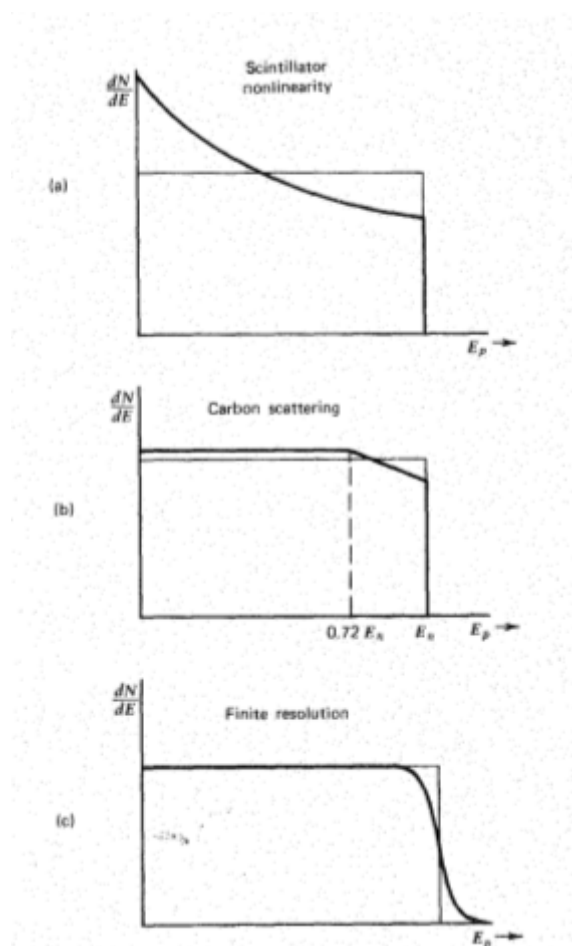


Figura 14.4: Alcune distorsioni dello spettro

14.4.4 Uso del PSD per distinguere i γ

Gli impulsi generati da γ hanno un fronte di salita molto più veloce di quelli generati da protoni, per questo motivo è possibile effettuare con buona efficacia la PSD per discriminare i γ in arrivo sul rivelatore. Questo permette di effettuare una spettroscopia γ in parallelo a quella dei neutroni; una volta misurato lo spettro sarà, tuttavia, necessario ricorrere a tecniche di deconvoluzione in quanto sono assenti i fotopicchi, poichè lo Z è basso.

14.4.5 Contatori proporzionali

È possibile realizzare contatori proporzionali utilizzando dei gas come H, CH⁴ o He. Questi dispositivi hanno un'efficienza piuttosto ridotta (nel 1%), sono più difficili da maneggiare e gestire (sono gassosi e ad esempio l'idrogeno è esplosivo) e sono soggetti all'effetto parete, tuttavia hanno una probabilità di scattering multiplo piuttosto ridotta e la discriminazione dai γ risulta più semplice. La discriminazione del fondo γ può essere effettuata studiando le ampiezza (gli elettroni depositano meno energia e tendono a fuggire) e effettuando del RTD, in quanto i nuclei rinculanti depositano tutta l'energia localmente, generando impulsi veloci.

La scelta dei gas ha diverse conseguenze:

- utilizzare l'idrogeno è ottimo per misurare tutta l'energia, tuttavia ha problemi legati al fatto che va usato a bassa densità per cui ha uno scarso potere frenante
- utilizzare il metano da problemi legati allo scattering su carbonio, che può sottrarre fino al 28% dell'energia)
- utilizzare l'elio da luogo ad uno spettro non a box, in quanto la sezione d'urto differenziale non è isotropa

La geometria tipicamente utilizzata è quella cilindrica, le disuniformità del campo in prossimità dell'anodo possono generare problemi nello spettro e posso avere fughe di protoni. Quest'ultimo problema può essere risolto introducendo un catodo a griglia con contatori esterni: quando un protone viene rilevato come in fuga viene prodotto un impulso collegato ad un modulo di anticoincidenza. In questo modo gli impulsi parziali per effetto parete possono essere scartati.

La calibrazione di questi dispositivi non può essere effettuata mediante γ , in quanto gli elettroni non depositano energia. Per questo motivo si può introdurre del elio-3 per farlo reagire con i neutroni termici ed effettuare la calibrazione con il Q-valore, tuttavia questa tecnica ha dei problemi legati al fatto che una delle particelle prodotte non è un protone. L'alternativa è l'introduzione di ³⁷Ar che emette raggi X a 2.82 keV, ma che non è ottima in quanto lavora con elettroni.

La risposta del rivelatore è lineare per rinculi sopra i 10 keV, sotto questa energia si presentano delle non linearità.

14.4.6 Telescopi per rinculo di protoni

In un telescopio per rinculo l'energia del neutrone viene misurata studiando l'energia e l'angolo di diffusione dei protoni. Per farlo i neutroni vengono collimati su un diffusore

ricco di idrogeno; un rivelatore misura l'energia dei protoni diffusi ad un determinato angolo e invertendo la relazione

$$E_p = E_n \cos^2 \theta$$

viene ricavata l'energia del neutrone incidente. Questa tecnica possiede una serie di problematiche:

- poichè i protoni disperdono facilmente molta energia, è necessario che il bersaglio sia sottile (si usano film)
- il dispositivo deve funzionare in condizioni di vuoto
- devo stare attento a distinguere il fondo dai protoni, per questo motivo vengono usati solitamente due rivelatori in cascata e si lavora sulle doppie coincidenze. Il primo misura una frazione di energia, il secondo la rimanente; dalla frazione depositata nel primo rivelatore, attraverso la formula di Bethe-Bloch, è possibile determinare il tipo di particella che ha depositato l'energia, distinguendo protoni da, per esempio, particelle α .

L'efficienza di questi dispositivi è bassissima, nell'ordine del 10^{-5} , tuttavia ha il vantaggio di essere calcolabile, in quanto sono note le sezioni d'urto; essa può essere migliorata aumentando lo spessore del film e utilizzandolo come rivelatore (ad esempio a scintillazione) per spettroscopia. In questo modo si recupera l'informazione sull'energia persa dal protone nel diffusore.

14.4.7 Spettrometro con gate da cattura

Supponiamo di costruire uno scintillatore organico grande: quando un neutrone inciderà su di esso, avverranno una serie di scattering di moderazione ed infine una cattura. Gli scattering avvengono nel tempo di 100 ns, dando luogo ad un unico impulso di scintillazione, mentre la cattura avviene dopo circa 10 μ s. Per questo motivo si può pensare di misurare la scintillazione per ottenere l'energia del neutrone incidente, distinguendo l'evento dal fondo mediante un gate sull'energia di cattura. La cattura dell'idrogeno risulta insidiosa, in quanto libera γ che, nella maggior parte dei casi, fuggono; per questo motivo si arricchisce lo scintillatore con boro-10, che libera particelle cariche pesanti. La valutazione delle coincidenze casuali può essere fatta senza troppi problemi, purchè non siano troppe; in caso di alti rate, questo non può essere fatto in quanto le coincidenze sommergono gli eventi reali.

L'efficienza di questo tipo di rivelatori è nell'ordine del 10% per neutroni da 1 MeV, fino a 1% per neutroni da 14 MeV, ma ha il problema della risoluzione energetica (è uno scintillatore) e dello scattering inelastico sul carbonio per energie oltre i 5-6 MeV.

Rivelatori alternativi sono liquidi con boro o una combinazione di plastici e vetro con litio-6. Questi dispositivi permettono di fare PSD per distinguere i γ nel primo o per distinguere impulsi da scattering da impulsi da cattura nel secondo.

Capitolo 15

Bolometri

In fisica delle particelle, il bolometro è un dispositivo in grado di rivelare particelle mediante misure di calore; esso viene spesso usato per la misura ad alta risoluzione di eventi rari. In questi dispositivi l'informazione sull'energia viene portata dai fononi del reticolo cristallino: quando una particella incide sul bolometro, la sua energia viene convertita in calore che viene misurato.

15.1 Struttura di base di un bolometro

La struttura di base di un bolometro è in figura 15.1, in particolare in prima approssimazione si può pensare il bolometro come un dispositivo formato da un assorbitore di capacità termica C ed un sensore di sensibilità A accoppiati ad un bagno termico a temperatura T_0 mediante un conduttore di conducibilità G . Inoltre, in prima approssimazione, si può pensare che il sensore e l'assorbitore siano accoppiati da una conducibilità termica elevata tale per cui sono costantemente in equilibrio termico. Supponiamo che una particella di energia E incida sull'assorbitore: interagendo con esso, vi deposita tutta l'energia che dopo un tempo nell'ordine dei ns diventa calore. È possibile, quindi, associare un aumento di temperatura proporzionale all'energia secondo:

$$\Delta T = \frac{Q}{C_T}$$

Nei bolometri si cerca di avere C_T minori possibili, in modo da avere aumenti di temperatura grandi e facilmente misurabili; un termometro si occupa di misurare tali variazioni e produce un segnale elettrico che sia proporzionale. Il calore fluisce, mediante G , verso il bagno termico che riporta l'assorbitore alla temperatura iniziale dopo un certo tempo $\tau = C/G$; il bagno termico deve avere una capacità termica elevata, per fare in modo di non variare troppo la propria temperatura assorbendo il calore.

15.2 Evoluzione di un segnale di un bolometro

Il bolometro può essere visto in modo semplificato come il circuito elettrico in figura 15.2: in seguito al passaggio della particella, un flusso di calore P_{in} entra nel circuito RC con $R = G^{-1}$ e $C = C_T$; ai capi della capacità è presente una differenza di temperatura

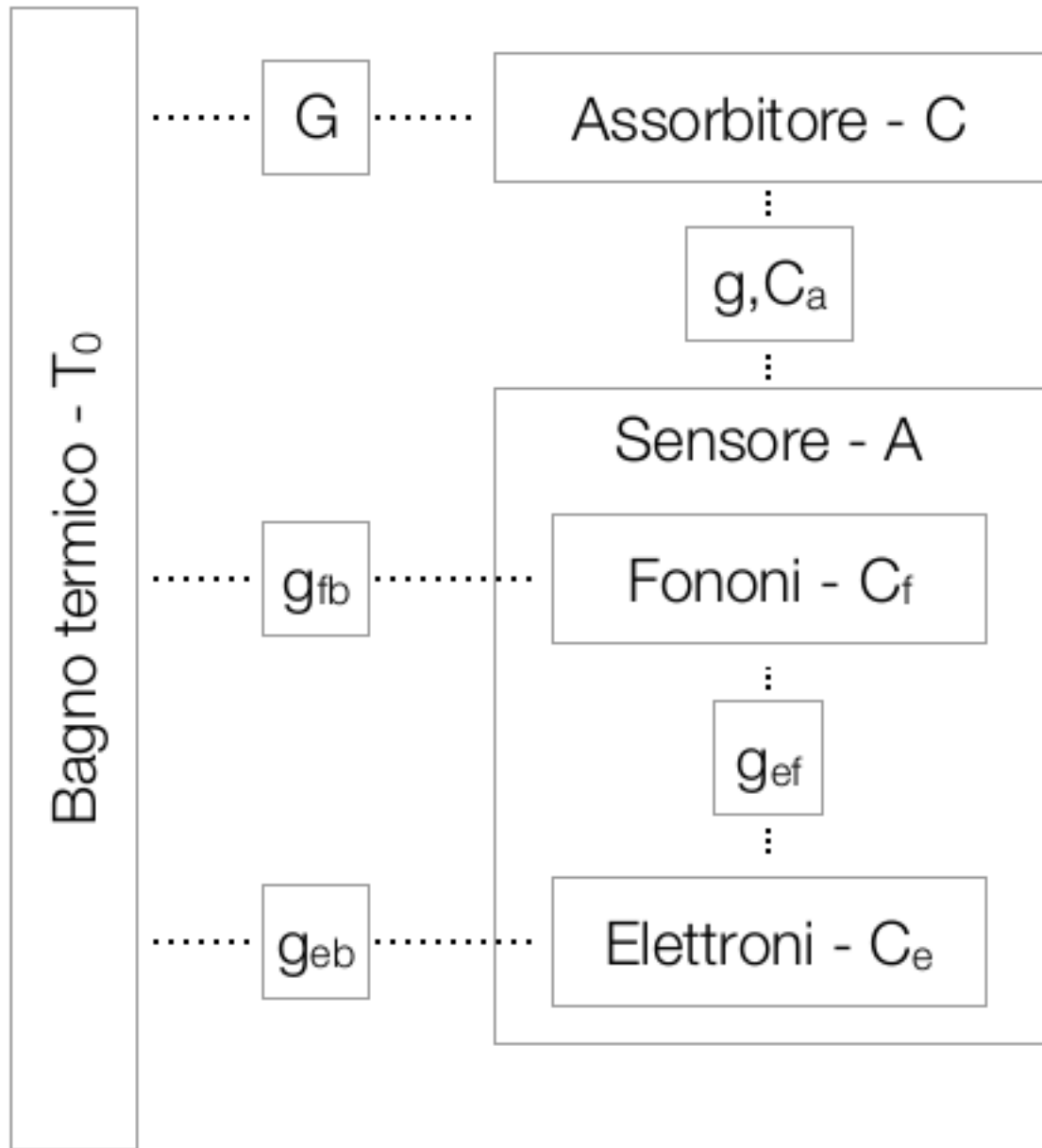


Figura 15.1: Struttura di base di un bolometro

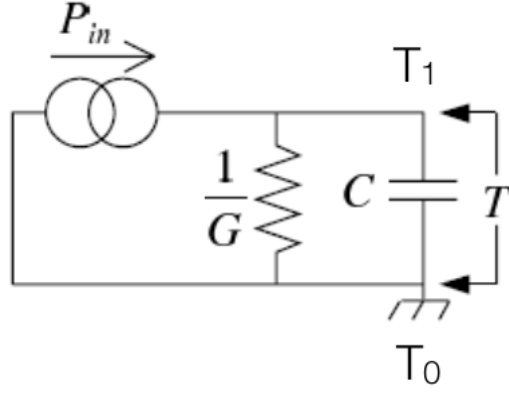


Figura 15.2: Rappresentazione circuitale di un bolometro

che viene misurata dal termometro. Il flusso di calore ha lo stesso ruolo della corrente elettrica:

$$P_{in} = \delta(T)E = G(T_1 - T_0) + C \frac{dT_1}{dt}$$

dove si introduce una delta di Dirac approssimando che tale energia venga prodotta istantaneamente. Risolvendo si trova:

$$T_1 = \frac{E}{C} e^{-t/\tau} + T_0$$

con $\tau = C/G$, come in un RC.

15.3 Fononi in un bolometro

Quando una particella deposita energia nel bolometro, vengono eccitati i fononi atermici, essi dopo poco tempo vengono termalizzati tramite diffusioni nel reticolo cristallino. La

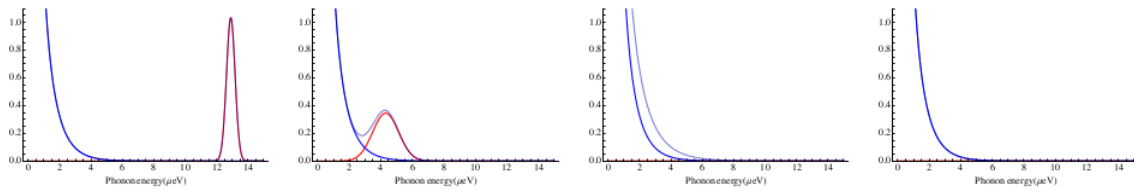


Figura 15.3: Andamento temporale dello spettro dei fononi in un cristallo

figura 15.3 mostra l'andamento dello spettro, le prime due fasi avvengono in tempi nei μs , la misurazione di tale spettro porta a misure a bassa risoluzione di energia, di posizione con buona risoluzione spaziale e del tipo di radiazione. Le altre due fasi avvengono in tempo tra i μs e i s e permettono di ottenere misure ad alta risoluzione di energia e tipo di particella.

15.4 Risoluzione energetica nei bolometri

Alle temperatura di lavoro dei bolometri, i fononi termici hanno energie nei μeV , permettendo di ottenere ottime risoluzioni energetiche. Il numero di fotoni vale:

$$N \propto \frac{C(T)}{k_B}$$

per cui:

$$\Delta E = \Delta N \langle E \rangle = \sqrt{\frac{C(T)}{k_B}} k_B T = \frac{C(T) k_B T^2}{\sim} 10 \text{eV a } 1 \text{ MeV}$$

Essa non dipende dall'energia incidente, bensì dalla capacità e più che quadraticamente dalla temperatura.

Nella realtà sulla risoluzione incidono altri fattori che contribuiscono a peggiorarla, ad esempio nell'esperimento CUORE la risoluzione è di 5 keV, con noise a 500 eV. Effetti che incidono sulla risoluzione sono imperfezioni del cristallo, scintillazioni, effetti di superficie e conduttanze termiche parassite che disperdono calore.

I microbolometri riescono a misurare keV con la precisione dei meV.

15.5 L'assorbitore

L'assorbitore determina il processo fisico che verrà studiato nel bolometro. Esso viene scelto in base alle particelle che voglio rivelare, è possibile scegliere il materiale in modo che sia esso stesso sorgente dell'evento che voglio studiare. La scelta del materiale ha ampie libertà, è possibile utilizzare materiali scintillanti, liquidi, semiconduttori... Il materiale viene tipicamente scelto con una capacità termica molto piccola; il sensore può essere all'interno (rivelatore monolitico) o all'esterno (rivelatore composito). I macrobolometri hanno capacità termiche più grandi con masse nei g e dimensioni nei cm, i microbolometri hanno masse nei mg e dimensioni nei μm .

La capacità termica deve essere piccola per avere variazioni misurabili di temperatura e ottime risoluzioni energetiche. Tipicamente si cerca di usare dielettrici e diamagnetici, in quanto i gradi di libertà dovuti ai campi aumentano la capacità. Alla fine però siccome la capacità diminuisce con la temperatura al cubo, basta che un materiale sia abbastanza freddo per fungere da bolometro, da qui la grande libertà di scelta nel materiale.

15.6 Il sensore

I sensori misurano l'energia, il tipo di particella, la posizione e il momento; questi dispositivi hanno una qualche proprietà fisica dipendente dalla temperatura, misurandone la variazione si ricava la temperatura del bolometro.

15.6.1 Semiconductor Thermistors

Sono chip di silicio e germanio drogati, la loro resistività dipende dalla temperatura secondo

$$\rho(T) = \rho_0 e^{-t/T_0}$$

con ρ_0 e T_0 dipendenti dal drogaggio. La sensibilità logaritmica del dispositivo è definita come:

$$A = \frac{d\log(R(T))}{d\log(T)} = 1 - 10$$

La resistenza viene misurata mediante un partitore resistivo. Il punto più interessante di lavoro è la regione di feedback elettrotermico (figura 15.4), in questa zona la resistenza è estremamente sensibile alle variazioni di temperatura. Generalmente il germanio viene

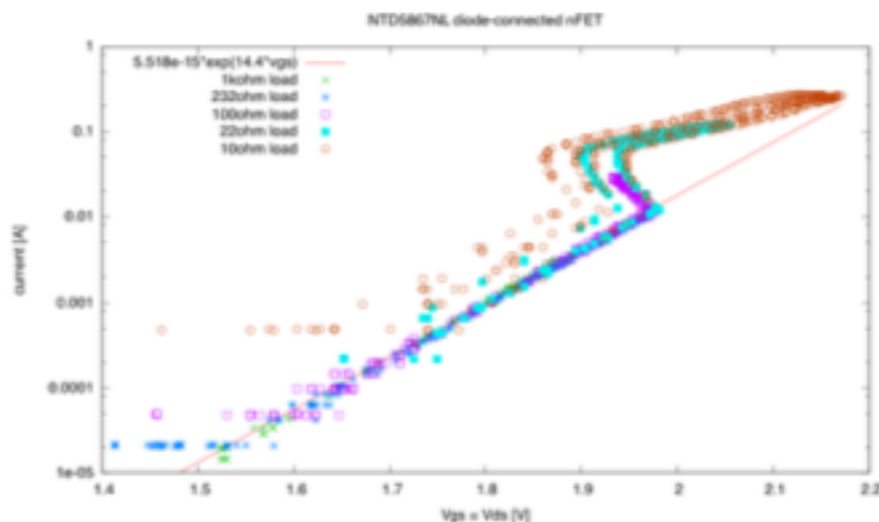


Figura 15.4: Curva di lavoro di un ST

drogato mediante l'impiantazione di neutroni, questo permette di avere un piccola capacità termica per via dell'elevata intrinsecità del cristallo. Il silicio è più semplice da produrre ed è ampiamente utilizzato, ha una sensibilità inferiore e viene utilizzato nei microbolometri.

Questi termometri hanno il vantaggio di avere un utilizzo semplice, un'alta impedenza (permette elettronica non spinta) e hanno un buon range dinamico. Il problema è che sono soggetti a microfonismo e hanno volumi non trascurabili (si può perdere energia all'interno). Questi dispositivi sono insensibili ai fononi atermici.

15.6.2 Transition Edge Sensors (TES)

I TES utilizzano semiconduttori intorno alla temperatura di transizione, in queste condizioni, infatti, la dipendenza della resistenza dalla temperatura è fortissima, per cui i dispositivi che misurano tale resistenza sono estremamente sensibili alle variazioni di temperatura (nel mK) (fig. 15.5). Sul bolometro viene depositato un film (~ 100 nm) di superconduttore che misura i fononi che termalizzano al suo interno. Questi dispositivi hanno una sensibilità logaritmica intorno a 1000, inoltre la loro risposta è estremamente veloce, permettendo di misurare i fononi atermici. I principali difetti di questi termometri sono legati al range dinamico stretto e alla loro bassa impedenza, che richiede elettronica dedicata.

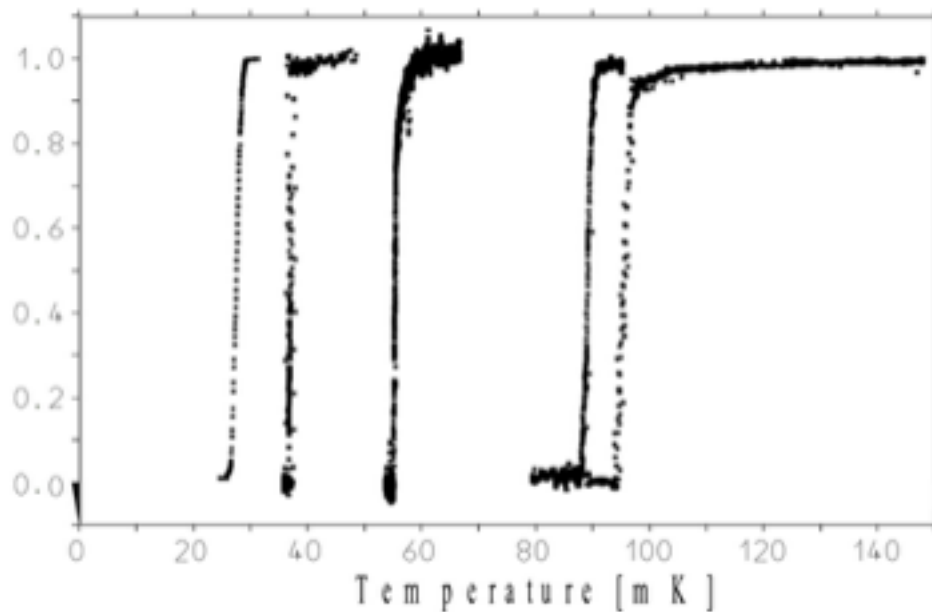


Figura 15.5: Transizione in un superconduttore

15.6.3 Altri termometri

- **Magnetic Micro Calorimeters**, sfruttano la dipendenza dalla temperatura della magnetizzazione
- **Microwave Kinetic Inductance Detectors**, lavorano sulla variazione di induttanza
- **Superconductive Tunnel Junctions**, misurano la corrente generata per effetto tunnel dalla rottura di coppie di Cooper

15.7 Il bagno termico

I bolometri devono funzionare a bassa temperatura per ottenere la massima risoluzione energetica e ampiezza del segnale, per questo sono collegati a bagni termici che si occupano di mantenerli a bassa temperatura. Tipicamente questi dispositivi lavorano a temperature nei 100 mK (per i microbolometri) o 10 mK per i macrobolometri, in particolare questi ultimi lavorano a temperature più basse perchè hanno capacità termiche maggiori rispetto ai micro. I segnali prodotti nei bolometri sono nell'ordine dei 10 - 100 μK , per cui è necessario che si abbiano temperature stabili fino a $10^{-5}\mu\text{K}$, il sistema che toglie il calore deve essere, quindi, efficiente e stabile. Nei bolometri si utilizzano criostati con **unità a diluizione**.

I criostati sono dispositivi formati da volumi a schemi concentrici (a cipolla), tra un volume e l'altro è presente del vuoto che minimizza la convezione e la conduzione. Gli strati sono a temperature gradualmente decrescenti, per minimizzare l'irraggiamento, mentre nella parte interna è presente una regione che attivamente rimuove il calore, nel

caso del bolometro l'unità a diluizione, l'unica che è in grado di poter portare oggetti a temperature nei mK.

15.7.1 L'unità a diluizione

L'unità a diluizione è formata da una miscela di ^3He e ^4He , quando si portano le temperature ad un punto sufficientemente basso (meno di 1 K) l'elio si divide in due fasi, una concentrata e una diluita: nella fase diluita l'elio-3 (fermione) si scioglie all'interno dell'elio-4 (bosone che diventa superfluido). A basse temperature l'elio-3 va in fase concentrata (simile ad un liquido) e l'elio-4 diventa superfluido, a temperature più alte l'elio-3 passa alla fase diluita (simile ad un gas) e si discioglie nell'elio-4. Questo processo è simile ad un'evaporazione, dunque ha un proprio calore latente in quanto endotermico, per questo è in grado di portare via calore.

Nella pratica questo avviene pompando la miscela in un volume suddiviso in due regioni, la mixing chamber e lo still (fig. 15.6). Nello still l'elio-3 viene pompato via e continua ad evaporare per via della pressione di vapore saturo bassissima, l'evaporazione induce il passaggio dalla fase concentrata alla diluita all'interno della mixing chamber, che raffredda. L'elio-3 pompato via viene fatto ricondensare e reinserito nella mixing chamber, tenendo attivo il ciclo. L'elio è l'unico gas utilizzabile per questo processo, in quanto è

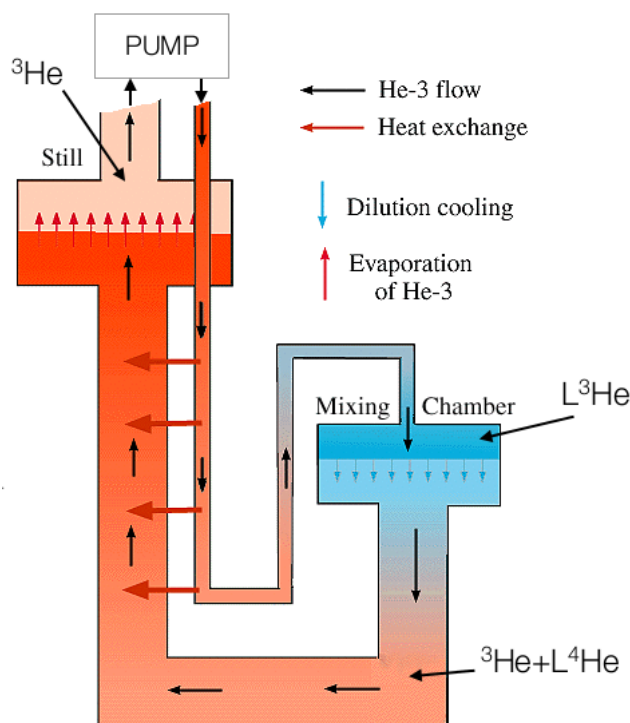


Figura 15.6: Funzionamento schematico di un'unità a diluizione

ancora gassoso alle temperature di operazione.

Un piatto di rame collega il bolometro alla mixing chamber, in particolare tra il piatto

e il bolometro è presente del teflon per fornire un minimo di isolamento (per misurare il segnale che altrimenti sparirebbe subito).

15.8 Confronto con gli altri rivelatori

Il grande vantaggio dei bolometri è nell'elevatissima risoluzione, nella flessibilità nella scelta dei materiali e della massa, inoltre non hanno strati morti che assorbono energia. Gli svantaggi sono nella difficile costruzione e impiego, nel tempo lento di risposta e nella sensibilità al fondo ambientale.

15.9 Impiego

I bolometri sono impiegati nello studio di fenomeni rari (neutrini, in pratica). Essi sono stati utilizzati per studiare i decadimenti doppio beta con neutrino e ora sono impiegati nella ricerca del decadimento doppio beta senza neutrini. Vengono anche impiegati per lo studio di decadimenti beta singoli, per lo studio della massa dei neutrini.