

II CAPITOLO

RIVELATORI A GAS, CAMERE A DRIFT

Camere proporzionali e a drift trovano costante utilizzo nella fisica delle alte energie per la rivelazione di particelle cariche per l'alto rate di utilizzo possibile, la buona risoluzione spaziale e l'ottima risoluzione temporale.

In entrambi i casi si tratta di rivelatori a gas che sfruttano la ionizzazione prodotta al passaggio di una particella carica.

Anche se il nostro interesse principale è rivolto alle camere a drift, utilizzate come rivelatori di μ nell'esperimento CMS, è comunque indispensabile una descrizione generale dei rivelatori a gas.¹

II.1 INTERAZIONI DI PARTICELLE CARICHE IN UN GAS

Una particella carica che attraversa un mezzo può interagire con vari meccanismi; soltanto l'interazione elettromagnetica, comunque, si può utilizzare per la rivelazione essendo vari ordini di grandezza più probabile di quella forte o debole, tanto da poter utilizzare spessori di materiale abbastanza contenuti. Fra le possibili interazioni elettromagnetiche la sola importante per i rivelatori a gas e per particelle più pesanti di un elettrone è quella coulombiana che provoca la ionizzazione ed eccitazione degli atomi costituenti il mezzo (bremsstrahlung, radiazione Cerenkov e di transizione danno un contributo minimo all'energia totale rilasciata).

II.1.1 Formula di Bethe-Block

L'energia media depositata per unità di materiale attraversato per interazione coulombiana da una particella carica è data dalla formula di Bethe-Block (nel sistema di misura elettrostatico):

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z}{A} \frac{r}{b^2} \left(\ln \frac{2mc^2 b^2 E_M}{I^2 (1 - b^2)} - 2b^2 \right)$$

¹ Il capitolo si rifà in gran parte ai testi [G1] e [R1] dai quali sono tratti molti dei grafici presentati.

$$K = \frac{2p N z^2 e^4}{mc^2},$$

dove N è il numero di Avogadro; m ed e sono massa e carica dell'elettrone; Z , A , r ed I sono numero atomico, numero di massa, densità e potenziale effettivo di ionizzazione del mezzo attraversato; z e \mathbf{b} (in unità riferite alla velocità della luce) sono carica e velocità del proiettile.

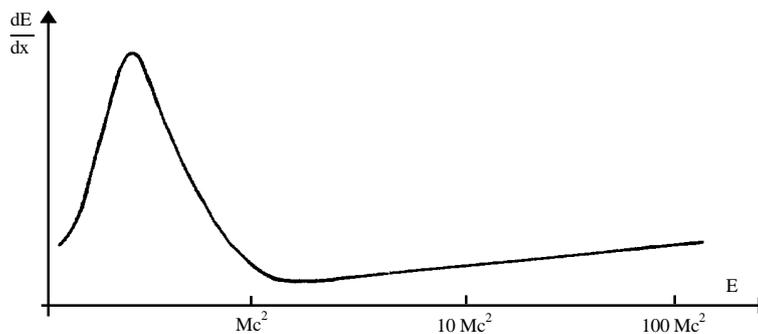


Figura II.1: andamento tipico per la perdita di energia di una particella in funzione della sua energia.

La quantità E_M rappresenta la massima energia trasferita in ciascuna interazione; la cinematica relativistica ne fornisce l'espressione:

$$E_M = \frac{2mc^2 \mathbf{b}^2}{1 - \mathbf{b}^2}.$$

Il valore del potenziale effettivo di ionizzazione si ricava da una misura diretta; in buona approssimazione, comunque, si ha:

$$I = I_0 Z, \quad I_0 \approx 12 eV.$$

Alcune osservazioni sulla formula:

- c'è una dipendenza solo dalla velocità del proiettile e non dalla sua massa;
- l'andamento presenta una forte decrescita dominata dal fattore \mathbf{b}^{-2} finché non si raggiunge un livello costante per $\mathbf{b} \approx 0.97$ con un lento aumento ad alte energie (*risalita relativistica*); la regione costante è detta regione di minima ionizzazione e corrisponde al caso più frequente nella fisica delle alte energie (una particella che corrisponde al minimo della curva viene detta una *mip*).

Bisogna tener presente che la perdita di energia di una particella carica che attraversa un mezzo è un processo che coinvolge un certo numero di interazioni discrete e pertanto decisamente statistico.

Le singole interazioni possono essere suddivise in due gruppi: collisioni vicine con un grande trasferimento di energia (ionizzazione) e lontane con un minor trasferimento di energia (ionizzazione ed eccitazione). Ionizzazioni primarie ed eccitazioni si

suddividono abbastanza equamente l'energia disponibile, benché processi di ionizzazione secondaria possano aumentare l'efficacia di uno dei due processi. Nella Figura II.2 viene visualizzata qualitativamente la probabilità dei due processi in funzione dell'energia ceduta in un singolo evento, nel caso di elettroni da 100 KeV.

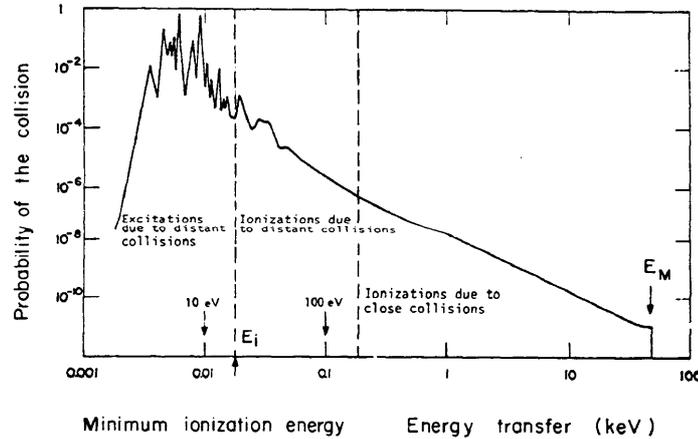


Figura II.2: probabilità relativa dei differenti processi in funzione dell'energia trasferita.

II.1.2 Produzione di raggi delta e loro range

Nel processo di ionizzazione l'elettrone è emesso con l'energia E che può assumere qualsiasi valore fino ad un massimo E_M della formula di Bethe-Block.

Una formula approssimata che fornisce la probabilità che un elettrone sia emesso con energia E è la seguente:

$$P(E) = K \frac{Z}{A} \frac{r}{b^2} \frac{X}{E^2},$$

corrispondente essenzialmente al primo termine della formula di Bethe-Block.

Utilizzando questa espressione si può calcolare il numero di elettroni emessi con energia superiore ad un certo valore E_0 ; in particolare sono importanti nell'utilizzo dei rivelatori quelli emessi con un'energia superiore a pochi KeV che vengono detti *raggi δ*

$$N(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_M} P(E) dE = K \frac{Z}{A} \frac{r}{b^2} \frac{X}{E^2} \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_M} \right) \approx K \frac{Z}{A} \frac{r}{b^2} \frac{X}{E^2} \left(\frac{1}{E_0} \right),$$

l'ultima approssimazione essendo valida per $E_0 \ll E_M$.

Nella Figura II.3 della pagina seguente viene mostrato il numero di elettroni emessi con energia maggiore di E_0 per protoni da 1 GeV in un cm di argon (si tratta in pratica di una mip data l'energia del proiettile). Si può vedere che ci sono circa 10 elettroni

emessi con energia superiore a 15 eV che è l'energia di prima ionizzazione dell'argon: ciò è molto importante per capire i processi secondari nei rivelatori.

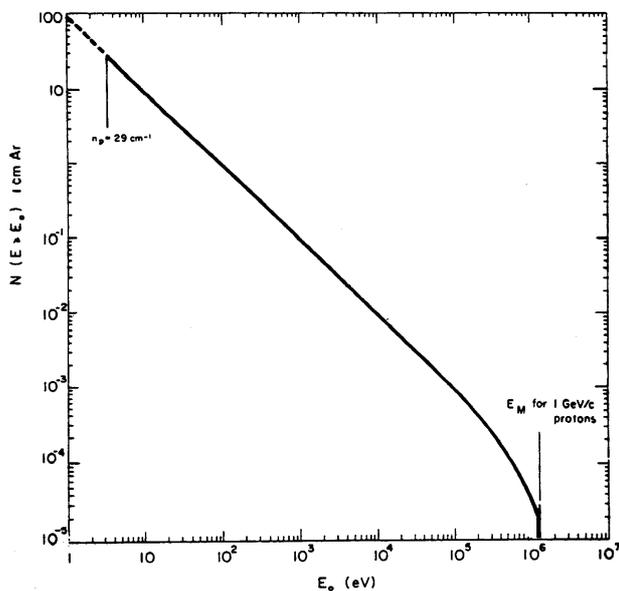


Figura II.3: numero calcolato di elettroni emessi ad un'energia superiore o uguale ad E_0 in funzione di E_0 .

Per particelle con energie superiori al MeV e fino ad energie di emissione di vari KeV i raggi delta sono emessi perpendicolarmente alla traccia: comunque in pochi cammini liberi medi sparisce completamente l'informazione sull'iniziale angolo di emissione.

Il range dei raggi delta può essere calcolato ricorrendo alla formula di Bethe-Block, si preferisce però usare un range pratico che risulta di due o tre volte inferiore. Per energie fino a qualche centinaio di KeV, una buona approssimazione è data dalla formula:

$$R_p = 0.71E^{1.72}$$

con l'energia espressa in MeV e il range in g cm⁻². Ad esempio in un cm di argon in condizioni normali 1 mip su 20 emette un elettrone di 3 KeV con range di 0.1 mm; poiché la perdita di energia in questo gas è di 2.5 KeV/cm questo evento porta ad un segnale molto più grande degli altri (nel cm di rivelatore considerato), inoltre causa un peggioramento sull'informazione nella posizione iniziale della traccia. C'è da notare che aumentare densità o pressione del gas non serve a migliorare la risoluzione: diminuisce il range del raggio delta ma aumenta il numero che ne viene prodotto.

II.1.3 Distribuzione della perdita di energia in materiali sottili

Il fatto che in materiali sottili l'energia totale sia ceduta in poche interazioni, ciascuna con una grande varietà di possibili modi, determina una forma caratteristica per la distribuzione energetica.

Seguendo la classica formulazione di Landau, si ha:

$$f(I) = \frac{1}{\sqrt{2p}} e^{-\frac{1}{2}(I + e^{-I})}$$

dove λ rappresenta la deviazione normalizzata dalla più probabile energia ceduta $(\Delta E)_{mp}$:

$$I = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{z}, \quad z = K \frac{Z}{A} \frac{r}{b^2} X$$

essendo ΔE l'energia reale ceduta e x l'energia media ceduta, data dal primo termine della formula di Bethe-Block.

La Figura II.4 mostra il confronto tra distribuzione gaussiana (tipica dei grossi spessori) e quella di Landau, si nota la lunga coda per le grandi energie corrispondenti alla produzione di raggi delta energetici: la risoluzione energetica dei rivelatori sottili è quindi molto scarsa.

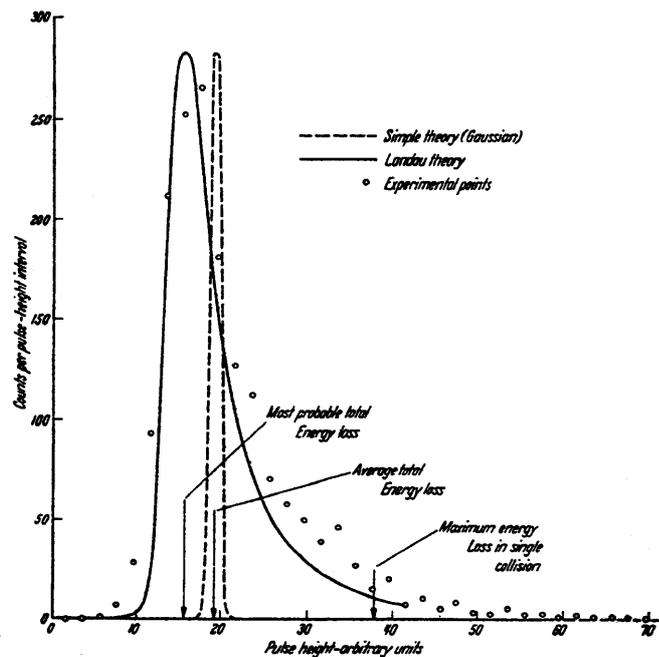


Figura II.4: confronto tra valori sperimentali, distribuzione di Landau e gaussiana per la distribuzione energetica in un rivelatore a gas Argon-CO₂.

Questa grande fluttuazione nella perdita di energia tra un evento e l'altro ha importanti conseguenze pratiche: in primo luogo, come detto, l'impossibilità di sapere l'energia media ceduta in un singolo evento da cui si può ad esempio identificare una particella nella zona della risalita relativistica della formula di Bethe-Block (necessità quindi di fare una media utilizzando molti rivelatori) e in secondo il grande range dinamico richiesto all'elettronica di acquisizione.

II.1.4 Ionizzazione primaria e ionizzazione totale

Come abbiamo visto il passaggio di una particella carica attraverso un mezzo provoca la formazione di coppie elettrone-ione per ionizzazione primaria; questi elettroni possono avere sufficiente energia (rispetto al potenziale di ionizzazione del mezzo) per ionizzare a loro volta.

La ionizzazione totale è la ionizzazione dovuta ad entrambi i processi.

Il numero totale di coppie di ioni prodotti si può esprimere nel modo seguente:

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i},$$

dove ΔE è l'energia totale ceduta dalla particella al mezzo e W_i l'energia media effettiva per produrre una coppia. Si parla di energia effettiva in quanto una particella carica che attraversa un gas può cedere parte della sua energia in altri modi oltre che per ionizzazione, in effetti la W_i è sostanzialmente maggiore dell'energia di ionizzazione del gas. Nonostante tutto, comunque, questo parametro è abbastanza costante indipendentemente dal tipo di gas, dalla particella incidente e dalla sua energia: circa 30-35 eV per coppia prodotta.

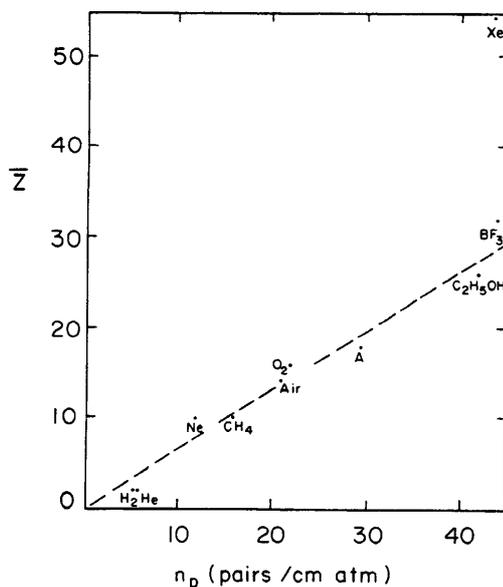


Figura II.5: numero di coppie prodotte in un cm per ionizzazione primaria in funzione del numero atomico.

Non ci sono semplici espressioni che forniscono il numero di coppie n_p prodotte per ionizzazione primaria; una stima si può ottenere facilmente (ad eccezione dello xeno) dal grafico di Figura II.5.

Nel caso delle miscele di gas vale una semplice legge di composizione: il contributo di ogni componente è proporzionale alla sua percentuale nella miscela.

II.1.5 Statistica della produzione di coppie

Essendo un piccolo numero di eventi indipendenti, la ionizzazione primaria segue una statistica poissoniana: se n è il numero medio di ionizzazioni, la probabilità di averne k è:

$$p_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n}$$

L'inefficienza del rivelatore è quindi:

$$1 - e = p_0^n = e^{-n}$$

questa formula fornisce un metodo sperimentale molto utilizzato per la misura di n .

Oltre al numero medio di coppie prodotte è importante la fluttuazione nel loro numero per particelle ionizzanti della stessa energia: queste fluttuazioni pongono un limite insuperabile alla risoluzione energetica nei rivelatori.

Dato che la formazione di una coppia è un processo poissoniano il numero totale di ioni prodotti sarà soggetto a fluttuazioni caratterizzate da una deviazione standard pari alla radice quadrata del numero medio di ioni formati. Sperimentalmente si osserva una fluttuazione minore di quella prevista: si introduce una costante empirica, *il fattore di Fano*, per la quale si deve moltiplicare la varianza teorica per ottenere quella effettiva.

Il significato di questa costante si può capire in questo modo: se tutta l'energia di una particella fosse convertita in coppie il fattore di Fano sarebbe 0, al contrario se solo una minima parte venisse convertita il fattore di Fano sarebbe 1 (si tratterebbe di una perfetta poissoniana); si osserva che nei gas questa costante è inferiore a 1.

II.2 DRIFT E DIFFUSIONE DI PARTICELLE CARICHE NEI GAS

II.2.1 Diffusione in assenza di campi elettromagnetici

Le particelle cariche prodotte nell'interazione di una particella con il gas, a causa delle molteplici collisioni con le molecole, perdono velocemente la loro energia per assumere la distribuzione energetica termica del gas.

Dalla teoria cinetica dei gas si deduce quindi che la distribuzione energetica è quella di Maxwell:

$$F(\mathbf{e}) = C \sqrt{\mathbf{e}} e^{-e/KT}$$

con energia media $e_T = \frac{3}{2} KT$, che corrisponde a circa 0.04 eV in condizioni normali.

Le collisioni delle cariche con il gas hanno come effetto la loro diffusione dal luogo di iniziale produzione con una legge gaussiana:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4pDt}} e^{-x^2/4Dt} dx$$

essendo $\frac{dN}{N}$ la frazione di cariche nell'elemento dx a distanza x e dopo un tempo t e D il coefficiente di diffusione. La deviazione standard è quindi:

$$s_x = \sqrt{2Dt} \quad \text{o} \quad s_v = \sqrt{6Dt}$$

nel caso rispettivamente di diffusione lineare o di volume.

Un fatto da notare è la diversità tra ioni ed elettroni a causa della piccola massa dei secondi: la velocità media degli elettroni è di circa 10^7 cm/s, un fattore 2 più grande degli ioni; inoltre per le piccole dimensioni gli elettroni hanno un cammino libero medio circa 4 volte maggiore.

Uno ione positivo può essere neutralizzato per ricombinazione con un elettrone, con uno ione negativo o con un elettrone estratto dalle pareti. Un effetto molto importante sfruttato nei rivelatori è il trasferimento della carica ad altre molecole del proprio gas o di altri componenti a più basso potenziale di ionizzazione.

Gli elettroni possono subire un processo di neutralizzazione con uno ione positivo, essere assorbiti dalle pareti o attaccarsi ad una molecola con grande affinità elettronica: nulla per i gas nobili, finita per tutti gli altri, in particolare elevata per l'ossigeno.

II.2.2 Drift di ioni ed elettroni in campi elettrici

Se si applica un campo elettrico al gas, si ottiene una deriva di ioni ed elettroni lungo le linee del campo (l'effetto è una diretta conseguenza delle continue collisioni con le molecole del gas). La velocità media di questo moto è detta *velocità di drift*.

Nel caso degli ioni si trova che la velocità di drift è direttamente proporzionale, attraverso un parametro m , detto mobilità, specifico per ciascun ione in un gas, al campo ridotto E/p fino a valori del campo molto grandi:

$$w^+ = m^+ \frac{E}{p}$$

il fatto che la mobilità sia costante deriva dalla costanza dell'energia media degli ioni; ciò non si verifica invece per gli elettroni.

Si può dimostrare che mobilità e coefficiente di diffusione sono legati dalla relazione:

$$\frac{D}{m} = \frac{KT}{e}$$

Per le miscele di più gas, G_1, G_2, \dots, G_n vale la *legge di Blanc* per la mobilità m_i^+ dello ione G_i^+ :

$$\frac{1}{m_i^+} = \sum_{j=1}^n \frac{p_j}{m_{ij}^+}$$

essendo p_j la concentrazione in volume del gas j e m_{ij}^+ la mobilità dello ione G_i^+ nel gas G_j .

In realtà, nelle miscele di gas, il processo di trasferimento di carica già ricordato fa sì che dopo qualche centinaio di collisioni (il numero dipende dal tipo di ione e dalle differenze nei potenziali di ionizzazione dei vari componenti, se queste sono piccole il processo è più veloce) solo gli ioni del gas a potenziale più basso siano rimasti: poiché il libero cammino medio è dell'ordine di 10 μm in condizioni normali, si può presumere che dopo un drift fra $10^{-3}p^{-1}$ e $10^{-2}p^{-1}$ cm, dove p è la percentuale delle molecole a più basso potenziale, sia rimasto un solo tipo di ione.

Possiamo adesso ricavare un'espressione per la deviazione standard della diffusione degli ioni sottoposti a campo di drift:

$$s_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2KT w^+ Pt}{eE}} = \sqrt{\frac{2KTPx}{eE}}$$

indipendente dal tipo di ione e di gas.

Il drift degli elettroni si può affrontare seguendo il procedimento utilizzato per gli ioni: il fatto fondamentale è che la mobilità, a meno di campi molto bassi, non è costante. Questo fatto si spiega ricordando la piccola massa degli elettroni e la conseguente possibilità di aumentare sostanzialmente l'energia media tra una collisione e l'altra per effetto del campo elettrico di drift. Seguendo la semplice formulazione di Townsend si può scrivere per la velocità di drift l'espressione:

$$w = \frac{e}{2m} Et$$

dove t è il tempo medio tra due collisioni, funzione in generale del campo E .

Si trova che per alcuni gas t varia fortemente con E , passando per massimi e minimi (effetto Ramsauer). La distribuzione energetica degli elettroni non è più maxwelliana e l'energia media può superare quella termica di vari ordini di grandezza.

Esiste una più rigorosa teoria del drift di elettroni nei gas, utile per uno studio approfondito delle camere a drift.

Durante il drift gli elettroni diffondono seguendo ancora una distribuzione gaussiana la cui deviazione standard è data da una relazione dipendente dal campo E più complicata di quanto non avvenga per gli ioni. La diffusione degli elettroni è particolarmente importante nelle camere a drift dove si ottiene la coordinata spaziale della traccia ionizzante dalla misura del tempo di drift degli elettroni prodotti: più piccolo è il coefficiente di diffusione e migliore è la risoluzione.

Nella Figura II.6 è data la deviazione standard in alcuni gas per un cm di drift; viene anche visualizzata la curva del limite termico che corrisponde ad un gas fittizio per il quale il campo di drift non influenza l'energia degli elettroni.

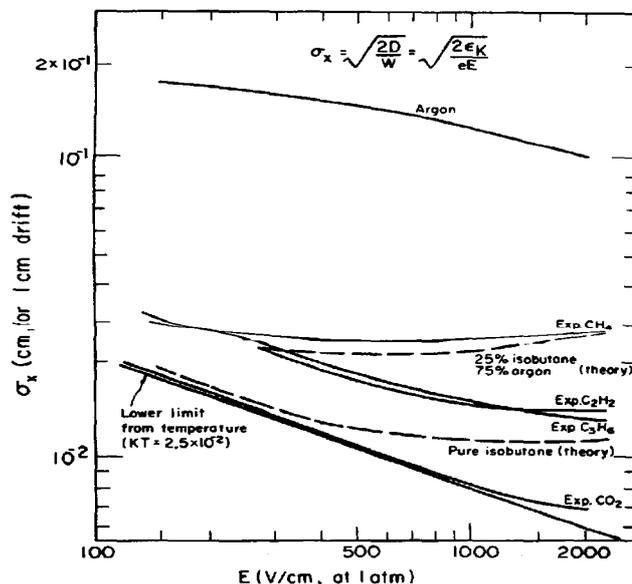


Figura II.6: deviazione standard in alcuni gas per un cm di drift.

Il limite nella risoluzione con la quale si può localizzare lo sciame che deriva non è dato da s_x ma dalla sua deviazione standard, dipendente dal numero di elettroni necessari a triggerare l'elettronica di misura. Nel caso siano necessari tutti gli n elettroni per il trigger la risoluzione sarà: s_x / \sqrt{n} .

Più in generale quando per il trigger sono necessari k elettroni su n si ha:

$$s_k^2 = \frac{s_x^2}{2 \ln n} \sum_{i=k}^n \frac{1}{i^2}$$

che per $k=1$ dà la massima deviazione standard:

$$s_1 = \frac{p}{2\sqrt{3 \ln n}} s_x$$

per esempio se $n=100$ (valore per un cm di argon), si ha $s_1 = 0.4 s_x$.

II.2.3 Drift di elettroni in campi elettrici e magnetici

La presenza di campi magnetici modifica le proprietà di drift sia per quanto riguarda la traiettoria (la forza di Lorentz trasforma il percorso rettilineo tra due collisioni in curvilineo) che la loro distribuzione energetica: l'effetto complessivo, almeno per campi non elevati, è una riduzione nella velocità di drift e il movimento lungo una linea diversa da quelle del campo elettrico.

Nel caso di campi elettromagnetici costanti la deriva avviene lungo una linea retta che forma un angolo α_H (angolo di Lorentz) rispetto alle linee del campo elettrico e ad una velocità w_H minore della w in assenza di campo magnetico. Nel caso di campi ortogonali un'analisi semplificata porta alle seguenti relazioni:

$$w_H = \frac{w}{\sqrt{1 + w^2 t^2}}, \quad w = \frac{eH}{m}$$

$$\tan \alpha_H = w t$$

dove t è il tempo medio tra due collisioni.

Dalla Figura II.7 si nota che la velocità di drift tende, all'aumentare del campo elettrico, a saturare allo stesso valore che aveva in assenza di campo magnetico indipendentemente dal valore di questo.

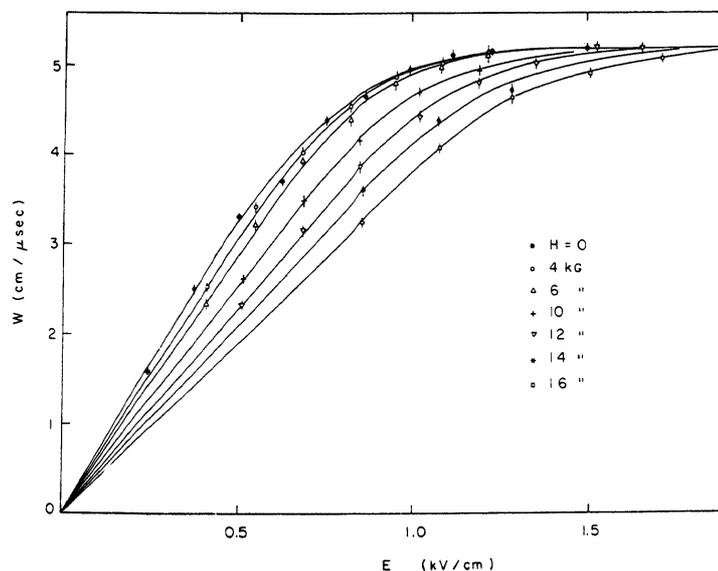


Figura II.7: velocità di drift in funzione del campo elettrico per alcuni valori di campo magnetico perpendicolare al campo elettrico.

Ad elevati campi magnetici viene modificata la distribuzione energetica ed è necessaria un'analisi molto più approfondita.

L'inclinazione della traiettoria è importante nelle camere a drift: nel caso di campi magnetici elevati è necessario modificare le linee del campo elettrico per compensare questo effetto (l'effetto si può ridurre anche usando gas con numero atomico elevato).

II.2.4 Moltiplicazione ad elevati campi elettrici

L'aumento del campo elettrico al di sopra di alcuni KeV/cm fa sì che sempre più elettroni possano ricevere abbastanza energia tra due collisioni per produrre fenomeni anelastici: eccitazioni di vario tipo e ionizzazione. Una molecola può avere molti modi

caratteristici di eccitazione il cui numero e complessità aumenta nelle molecole poliatomiche: i gas nobili si eccitano solo per emissione o assorbimento di fotoni, molecole complesse come gli idrocarburi possiedono transizioni senza emissioni di fotoni (usati per questo come quencher -spegnitore-) costituiti da modi vibrazionali o rotazionali.

Quando l'elettrone raggiunge tra due collisioni un'energia pari al primo potenziale di ionizzazione del gas, il risultato è la formazione di una coppia di ioni. La probabilità di ionizzazione cresce rapidamente fino ad un massimo raggiunto, nella maggior parte dei gas, a 100 eV come si può vedere dalla Figura II.8.

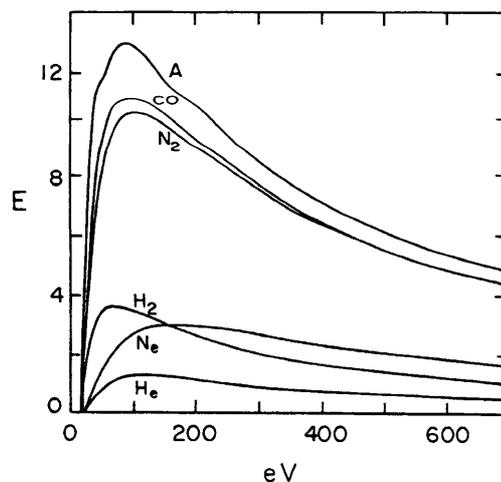


Figura II.8: probabilità di ionizzazione per l'urto di un elettrone in funzione della sua energia in vari gas.

Il libero cammino medio di ionizzazione è definito come la distanza media percorsa da un elettrone prima di una collisione ionizzante, il suo inverso \mathbf{a} è detto *primo coefficiente di Townsend* e rappresenta il numero di coppie ioniche prodotte per unità di lunghezza di drift.

Il processo descritto è alla base della moltiplicazione a valanga nei contatori proporzionali: se inizialmente è presente un solo elettrone, dopo un libero cammino medio $1/\mathbf{a}$ c'è la formazione di una coppia ione-elettrone con il risultato di avere 2 elettroni che possono ionizzare, dopo $2/\mathbf{a}$ avrà 4 elettroni e così via. Se n è il numero di elettroni ad una certa posizione dopo un percorso dx l'aumento nel numero sarà:

$$dn = n\mathbf{a} dx$$

da cui integrando:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\mathbf{a} x}$$

dove M rappresenta il fattore di moltiplicazione.

Nel caso più generale nel quale il campo elettrico non è costante a dipende da x , per cui il fattore di moltiplicazione si ottiene da una integrazione:

$$M = e \int_{x_1}^{x_2} a(x) dx$$

La Figura II.9 mostra l'andamento di a nei gas nobili in funzione del campo elettrico ridotto.

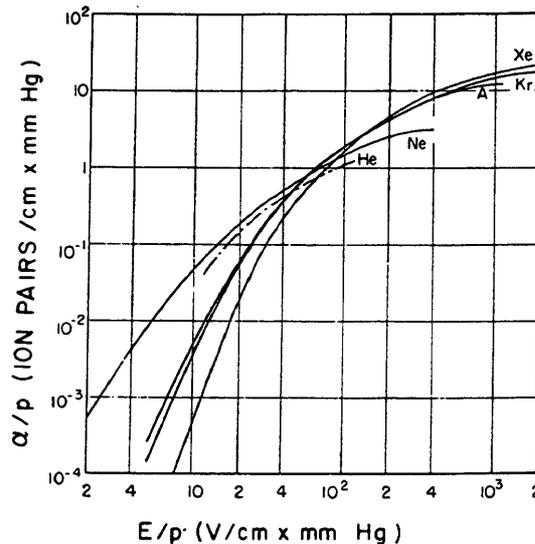


Figura II.9: primo coefficiente di Townsend in funzione del campo ridotto nei gas nobili.

Non ci sono delle semplici regole per ottenere a nelle miscele a partire dai componenti, in generale l'aggiunta ad un gas nobile di gas poliatomici, a parità di campo elettrico, ne diminuisce il valore.

Il fattore di moltiplicazione non può crescere indefinitamente: processi secondari come l'emissione di fotoni che inducono la generazione di valanghe in altre parti del gas o effetti di carica spaziale che deformano il campo (facendolo aumentare in prossimità della testa della valanga) degenerano in scariche.

Un limite fenomenologico è dato dalla condizione di Raether:

$$a x \approx 20$$

o $M \approx 10^8$; a causa della distribuzione energetica statistica degli elettroni un limite operativo è di $M \approx 10^6$.

II.3 CONTATORI PROPORZIONALI

II.3.1 Struttura del rivelatore

Lo schema di un rivelatore proporzionale è visualizzato nella Figura II.10: un sottile filo (anodo) è tenuto sull'asse di un conduttore cilindrico (catodo) riempito di gas, tra i due viene applicata una forte differenza di potenziale V_0 la cui polarità è scelta in modo che il filo sia positivo.

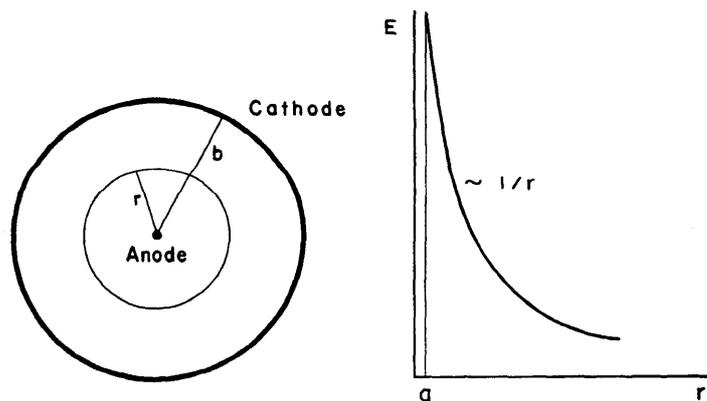


Figura II.10: struttura di un tipico rivelatore proporzionale.

L'andamento del campo elettrico e del potenziale per una geometria di questo tipo è facilmente ricavabile analiticamente:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2pe_0} \frac{1}{r}$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2pe_0} \ln \frac{r}{a}$$

dove e_0 è la costante dielettrica del gas che riempie il rivelatore, e C la capacità per unità di lunghezza,

$$C = \frac{2pe_0}{\ln(b/a)}$$

con a raggio dell'anodo e b quello del catodo.

Questa geometria permette di ottenere campi estremamente elevati, in prossimità dell'anodo, sufficienti ad innescare la moltiplicazione degli ioni prodotti nella ionizzazione primaria ed inoltre la moltiplicazione avviene solo in prossimità del filo, in modo che il segnale prodotto è indipendente dalla posizione iniziale della ionizzazione.

Quando una particella carica attraversa il rivelatore si ha la formazione di coppie di ioni lungo il cammino; il campo elettrico presente all'interno del cilindro porta alla migrazione degli elettroni verso l'anodo e degli ioni positivi verso il catodo. In prossimità dell'anodo, dato l'elevato valore del campo, inizia la moltiplicazione a valanga degli elettroni: gli elettroni vengono subito raccolti mentre gli ioni cominciano ad allontanarsi verso il catodo. Nella Figura II.11 viene illustrato il processo di formazione della valanga con la tipica configurazione a goccia, facilmente spiegabile considerando le diverse mobilità di ioni ed elettroni: ad un certo istante tutti gli elettroni sono situati nella testa della goccia con dietro la coda di ioni.

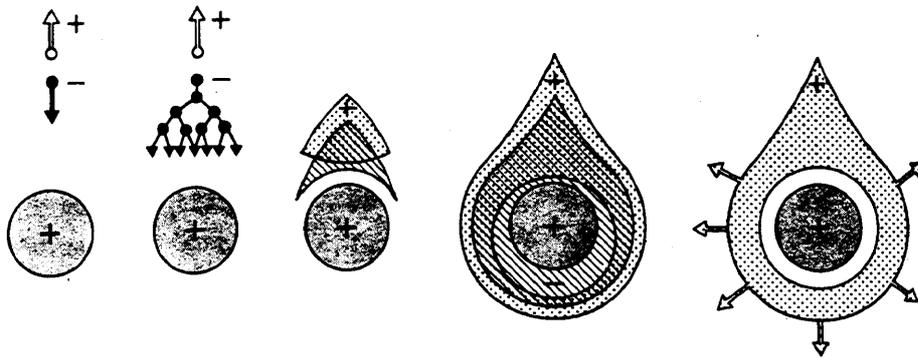


Figura II.11: sviluppo della valanga con la tipica configurazione a goccia.

La conoscenza del campo elettrico permette di calcolare esplicitamente il fattore di moltiplicazione:

$$M = \exp\left(2\sqrt{\frac{kNCV_0a}{2pe_0}}\left(\sqrt{\frac{V_0}{V_T}} - 1\right)\right)$$

dove V_T è la tensione di soglia per la moltiplicazione.

Per $V_0 \gg V_T$ si ottiene un'espressione approssimata molto semplice:

$$M = ke^{CV_0}$$

II.3.2 Caratteristica guadagno-tensione

La Figura II.12 mostra come la carica raccolta in un contatore proporzionale dipende dalla tensione applicata fra anodo e catodo.

A basse tensioni domina la ricombinazione per cui la carica raccolta è poca, in seguito si raccoglie completamente: siamo nella zona delle *camere a ionizzazione*. Alla tensione V_T , detta tensione di soglia, inizia il processo di moltiplicazione e si dice che il contatore opera in *regime proporzionale*: la carica raccolta è proporzionale tramite M (fattore di moltiplicazione) alla carica prodotta. Ad un certo punto si perde la

proporzionalità e la carica raccolta tende ad essere indipendente da quella iniziale: siamo *nella regione di proporzionalità limitata* (dominano gli effetti di carica spaziale che deformano il campo elettrico).

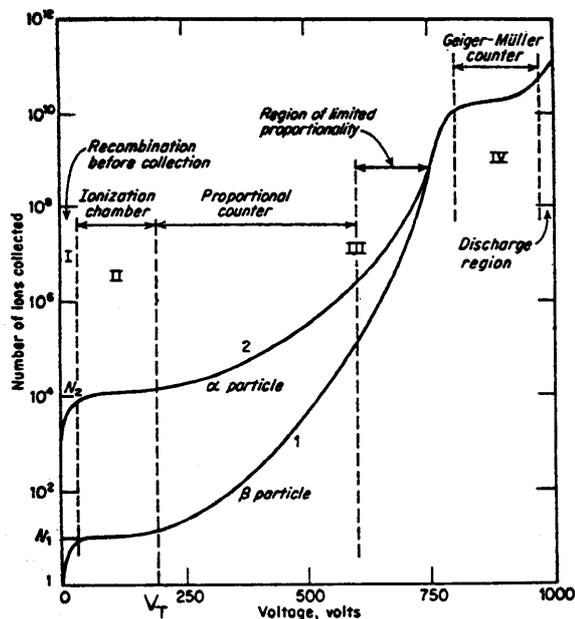


Figura II.12: caratteristica guadagno-tensione in un contatore proporzionale.

A tensioni ancora maggiori si entra nel *regime di Geiger-Müller* nel quale il processo di fotoemissione propaga le valanghe a tutto il rivelatore: il segnale è indipendente dalla carica iniziale (ad un certo punto l'abbassamento del campo nel contatore dovuto alla carica spaziale degli ioni blocca la formazione di ulteriori valanghe) ed il contatore necessita di un tempo abbastanza lungo per ritornare operativo.

II.3.3 Sviluppo del segnale

Vogliamo analizzare lo sviluppo temporale della valanga ed il conseguente segnale in corrente o in tensione prodotto da un tubo proporzionale.

Il segnale rilevato, negativo all'anodo e positivo al catodo, è la conseguenza della variazione dell'energia del sistema dovuto alla migrazione degli ioni.

Se C è la capacità del sistema per unità di lunghezza una carica Q che si sposta di dr determina una variazione nel potenziale dV e un segnale indotto dv dato dalla relazione:

$$dv = \frac{Q}{lCV_0} \frac{dV}{dr} dr$$

Gli elettroni della valanga sono prodotti molto vicino all'anodo per cui il loro contributo al segnale sarà trascurabile; al contrario gli ioni vengono raccolti dal catodo

e quindi percorrono l'intero rivelatore fornendo la maggior parte del segnale. Assumendo che tutte le coppie siano formate ad una distanza l dall'anodo le espressioni dei segnali di elettroni ed ioni indotti sull'anodo sono rispettivamente:

$$v^- = -\frac{Q}{lCV_0} \int_a^{a+l} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2pe_0l} \ln \frac{a+l}{a}$$

e

$$v^+ = -\frac{Q}{lCV_0} \int_{a+l}^b \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2pe_0l} \ln \frac{b}{a+l}$$

da cui si ottiene il segnale complessivo sommando i due contributi:

$$v = v^+ + v^- = -\frac{Q}{2pe_0l} \ln \frac{b}{a} = -\frac{Q}{lC}$$

E' interessante calcolare il rapporto dei due contributi per confermare quanto anticipato sulla poca rilevanza degli elettroni sul segnale complessivo:

$$\frac{v^-}{v^+} = \frac{\ln(a+l) - \ln a}{\ln b - \ln(a+l)}$$

considerando dei tipici valori ($a=10 \mu\text{m}$, $b=1 \text{ cm}$, $l=10 \mu\text{m}$) si ottiene che il contributo degli elettroni al segnale è del 1%.

Lo sviluppo temporale del segnale si può facilmente ricavare trascurando il contributo degli elettroni e considerando costante la mobilità degli ioni:

$$v(t) = -\int_0^t dv = -\frac{Q}{2pe_0l} \ln \frac{r(t)}{a}$$

considerando poi la definizione della mobilità,

$$\frac{dr}{dt} = m^+ \frac{E}{p} = \frac{m^+ CV_0}{2pe_0P} \frac{1}{r}$$

si ottiene²:

$$v(t) = -\frac{Q}{4pe_0l} \ln \left(1 + \frac{m^+ CV_0}{pe_0 P a^2} t \right) = -\frac{Q}{4pe_0l} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right)$$

Il tempo totale di drift degli ioni si ottiene imponendo la condizione $r(T) = b$:

² Volendo si può dare un significato al parametro t_0 : è il tempo che impiega uno ione a percorrere una distanza pari al diametro dell'anodo muovendosi con la velocità che possiede alla superficie del filo:

$$t_0 = \frac{a}{2} \frac{1}{v_{ioni}(a)}$$

$$T = \frac{pe_0 P(b^2 - a^2)}{m^+ CV_0}$$

si vede facilmente che $v(T) = -\frac{Q}{lC}$, come deve essere.

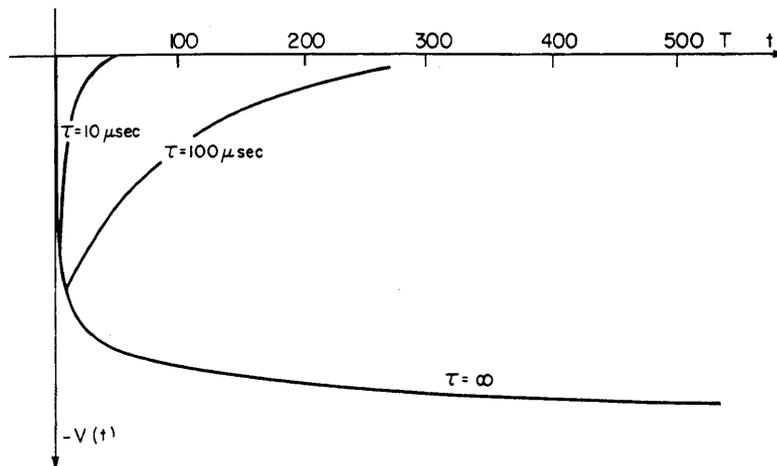


Figura II.13: sviluppo del segnale in tensione in un contatore proporzionale.

Nella Figura II.13 sono visualizzati alcuni segnali al variare della costante di tempo di differenziazione per un contatore proporzionale ad argon ($a=10 \mu\text{m}$, $b=0.8 \text{ cm}$), con una tensione di alimentazione di 3 KV si ottiene per T il valore di $550 \mu\text{s}$. Come si nota la discesa del segnale è molto rapida, infatti vale la relazione:

$$v\left(\frac{a}{b}T\right) \approx \frac{Q}{2lC}$$

che mostra come la metà del segnale è sviluppata nel tempo $\frac{a}{b}T$, che vale 700 ns nell'esempio fatto.

Se l'anodo è terminato con una resistenza molto bassa il segnale è in realtà un segnale in corrente³:

$$i(t) = lC \frac{dv(t)}{dt} = -\frac{QC}{4pe_0} \frac{1}{t+t_0}$$

Il segnale è massimo a $t=0$:

$$i_{\text{max}} = i(0) = -\frac{m^+ QC^2 V_0}{4p^2 e_0^2 a^2 P}$$

e, come si vede facilmente, si dimezza per $t=t_0$.

³ Per $t=t_0$ il segnale viene dimezzato.

II.3.4 Impulsi spuri

In qualche caso al segnale primario possono essere sovrapposti altri impulsi generati da processi secondari che avvengono durante la formazione della valanga. Questi impulsi sono in genere molto piccoli poiché corrispondono ad una valanga innescata da un singolo elettrone e possono costituire un problema solo quando si opera con soglie molto basse (oltre all'impulso primario ne vengono contati altri).

Un importante meccanismo con il quale questi impulsi spuri vengono generati è l'emissione di un fotone ottico (*fotone di feedback*) da parte di un atomo eccitato della valanga. Questi fotoni possono raggiungere, praticamente senza ritardo dal momento della produzione, il catodo ed estrarre un elettrone per effetto fotoelettrico che deriverà a sua volta verso l'anodo innescando un'altra valanga, ritardata dalla prima del tempo necessario all'elettrone a raggiungere l'anodo.

Ci sono poi altri meccanismi, non ancora completamente chiariti, che determinano impulsi secondari generalmente molto più ritardati (centinaia di μs) quali interazioni degli ioni raccolti dal catodo, emissione di elettroni dal catodo, stati metastabili del gas o elettroni ritardati da effetti di carica spaziale dovuti a valanghe precedenti.

II.3.5 Scelta del gas

Anche se la moltiplicazione a valanga avviene in ogni gas o miscela di gas, le specifiche richieste sperimentali restringono la scelta: bassa tensione di lavoro, alto guadagno, buona proporzionalità, grandi rate, lunga vita, veloce recupero sono esempi di requisiti non sempre fra loro compatibili.

La componente principale è sempre costituita da un gas nobile per il quale la moltiplicazione avviene a tensioni molto più basse rispetto a quanto avviene in molecole più complesse (in queste sono possibili molti più modi non ionizzanti di dissipazione dell'energia); fra i gas nobili la scelta cade sull'argon che combina l'alta ionizzazione specifica al basso costo.

L'utilizzo del solo argon limita la moltiplicazione ottenibile a 10^3 - 10^4 ; oltre questi valori si ha una scarica permanente: gli atomi eccitati possono ritornare allo stato fondamentale solo per emissione di radiazione, l'energia minima dei fotoni emessi (11.6 eV per l'argon) è ben più grande del potenziale di ionizzazione dei metalli che costituiscono gli elettrodi, e i fotoelettroni estratti dal metallo iniziano una nuova valanga. Oltre a ciò gli ioni di argon migrano verso il catodo dove vengono neutralizzati estraendo un elettrone, l'energia in eccesso è emessa come un fotone o con un'emissione secondaria (ad esempio estraendo un altro elettrone dal metallo); entrambi questi processi conducono a nuove valanghe.

L'aggiunta di gas poliatomici⁴ permette di raggiungere guadagni più alti: le molecole poliatomiche infatti possiedono molti stati eccitati non radiativi (rotazionali e vibrazionali) in un ampio range di energia che copre quello di emissione dei gas nobili. Queste molecole si diseccitano o attraverso urti elastici o dissociandosi in molecole più semplici; lo stesso comportamento si ha nella neutralizzazione al catodo: emissioni secondarie sono molto rare (si possono invece avere dissociazioni o polimerizzazioni). L'aggiunta di gas poliatomici, anche in piccole quantità, cambia completamente il comportamento del rivelatore a causa del loro più basso potenziale di ionizzazione che permette un'efficace meccanismo di scambio ionico: si può arrivare a guadagni di 10^6 prima della scarica. C'è da notare che l'efficienza di questi composti aumenta all'aumentare del numero di atomi nella molecola, ad esempio si spiega così la possibilità di avere emissione secondaria (peraltro con bassa probabilità) in CO_2 . Guadagni ancora più grandi (fino a 10^7) si ottengono aggiungendo una piccola quantità di gas elettronegativi come il freon.

L'utilizzo dei gas poliatomici organici ha l'inconveniente di abbassare la vita di un rivelatore operante a grandi rate: sia perché con il funzionamento diminuiscono le molecole del quencher (questo problema si può risolvere flussando la camera) sia per il deposito dei prodotti della dissociazione o della polimerizzazione sugli elettrodi che porta alla scarica permanente (gli ioni si accumulano sopra il deposito creando un campo elettrico che ad un certo punto riesce a strappare gli elettroni dal catodo). Per risolvere questo problema si sfrutta ancora il meccanismo di scambio ionico utilizzando una sostanza non polimerizzante con potenziale di ionizzazione inferiore a quello delle altre componenti del gas, in modo che siano solo i suoi ioni a neutralizzarsi al catodo.

L'utilizzo della CO_2 come unico quencher inorganico evita il problema dell'invecchiamento, con lo svantaggio però dell'instabilità ad operare a grandi guadagni.

II.3.6 Effetti di carica spaziale

Nel processo di moltiplicazione a valanga viene creato un consistente numero di cariche positive e negative: gli elettroni vengono raccolti abbastanza velocemente dall'anodo lasciando gli ioni positivi che driftano lentamente verso il catodo. La carica spaziale positiva costituita dagli ioni può modificare apprezzabilmente il campo elettrico, soprattutto in vicinanza all'anodo dove gli ioni vengono in maggior parte prodotti, con la conseguenza di ridurre il segnale fornito con variazioni diverse da evento ad evento, data la variabilità dello sviluppo della valanga.

⁴ In generale questi composti aggiunti alla miscela sono chiamati *quencher* (spegnitore) per la loro capacità di impedire la formazione di nuove valanghe.

Questi effetti possono essere suddivisi in due categorie:

- effetti *self-induced* quando la moltiplicazione è elevata e l'effetto di carica spaziale influisce sullo sviluppo della stessa valanga, con dipendenza dalla geometria del tubo e dal fattore di moltiplicazione, ma non dal rate;
- effetti *general* quando si ha l'effetto cumulativo di più valanghe con la diretta dipendenza dal rate.

Queste considerazioni consigliano di operare a fattori di moltiplicazione non troppo elevati, salvaguardando la considerazione di tipo segnale-rumore, specialmente ad alti rate.

II.3.7 Considerazioni statistiche sulla risoluzione energetica nei rivelatori proporzionali^[G1]

In assenza di effetti non lineari (ad esempio di carica spaziale), la carica totale Q sviluppata sarà la somma delle cariche di ciascuna valanga generata da ogni elettrone della traccia: se n_0 sono gli elettroni nella traccia iniziale ci saranno n_0 valanghe. Posto A il fattore di moltiplicazione del generico elettrone ed M quello medio:

$$M = \frac{1}{n_0} \sum_1^{n_0} A_i = \bar{A}$$

si ha per Q la formula:

$$Q = n_0 e M$$

Supponendo che M ed n_0 siano statisticamente indipendenti la formula di propagazione degli errori dà:

$$\left(\frac{s_Q}{Q} \right)^2 = \left(\frac{s_{n_0}}{n_0} \right)^2 + \left(\frac{s_M}{M} \right)^2$$

Ora, supposte le singole valanghe indipendenti, possiamo scrivere il secondo termine della formula precedente in termini dei fattori di moltiplicazione dei singoli elettroni:

$$s_M^2 = \frac{1}{n_0^2} \sum_{i=1}^{n_0} s_{A_i}^2$$

chiamando A il fattore tipico di moltiplicazione si ha:

$$s_M^2 = \frac{s_A^2}{n_0}$$

Alla fine abbiamo quindi la seguente formula, che ci dà il rapporto tra varianza della carica e carica in termini della fluttuazione nella produzione di coppie e nel fattore di moltiplicazione:

$$\left(\frac{\mathbf{s}_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\mathbf{s}_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \frac{1}{n_0} \left(\frac{\mathbf{s}_A}{\bar{A}}\right)^2$$

II.3.7.1 Variazioni nel numero di coppie prodotte

Tale variazione viene espressa in termini del fattore di Fano:

$$\mathbf{s}_{n_0}^2 = Fn_0$$

da cui si ha:

$$\left(\frac{\mathbf{s}_{n_0}^2}{n_0}\right) = \frac{F}{n_0}$$

Il valore di F per i gas utilizzati nei contatori proporzionali può variare da un minimo di 0.05 a circa 0.2 (per l'argon puro vale 0.17).

II.3.7.2 Variazioni nel fattore di moltiplicazione

L'argomento è stato soggetto, data la notevole importanza nella determinazione della risoluzione energetica, a considerevoli studi sia sperimentali che teorici.

Assumendo che la probabilità di ionizzazione di un elettrone dipenda solo dall'intensità del campo elettrico e non dalla sua precedente storia, si può dimostrare che la distribuzione del numero di elettroni prodotti nella valanga è data dalla seguente distribuzione di Furry:

$$P(A) = \frac{\left(1 - \frac{1}{\bar{A}}\right)^{A-1}}{\bar{A}}$$

dove A è il numero di elettroni prodotti o equivalentemente il fattore di moltiplicazione ed \bar{A} il suo valore medio. Nel caso che \bar{A} sia grande come è sempre verificato (50 o 100) la distribuzione di Furry si riduce alla forma esponenziale:

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

con varianza relativa:

$$\left(\frac{\mathbf{s}_A}{\bar{A}}\right)^2 = 1$$

I risultati sperimentali a bassi valori del campo elettrico confermano la teoria; ad elevati valori quali sono quelli normalmente utilizzati, è necessario un modello più complesso.

In caso di campi elettrici elevati non si può più assumere l'indipendenza della probabilità di ionizzazione dalla storia precedente dell'elettrone: sperimentalmente per

gli spettri di singolo elettrone si vede una distribuzione piccata, nella quale gli eventi a bassa ampiezza sono soppressi al di sotto di quanto predetto dalla distribuzione esponenziale.

Nel modello proposto da Byrne si sostituisce la distribuzione esponenziale con quella di Polya (non normalizzata):

$$P(A) = \left(\frac{A(1+q)}{A} \right)^q e^{-\frac{A(1+q)}{A}}$$

dove q è un parametro relativo alla frazione di elettroni la cui energia supera un'energia di soglia per la ionizzazione, $0 < q < 1$.

La varianza relativa che si ricava dalla distribuzione di Polya è:

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

dove $b \equiv (1+q)^{-1}$ con valore tipici tra 0.4 e 0.7. Per grandi valori della moltiplicazione media, come di solito avviene, si ha:

$$\left(\frac{s_A}{A} \right)^2 \approx b$$

Nella figura che segue sono confrontate la distribuzione esponenziale con quella di Polya per una moltiplicazione media di 10000 e q pari a 0.5:

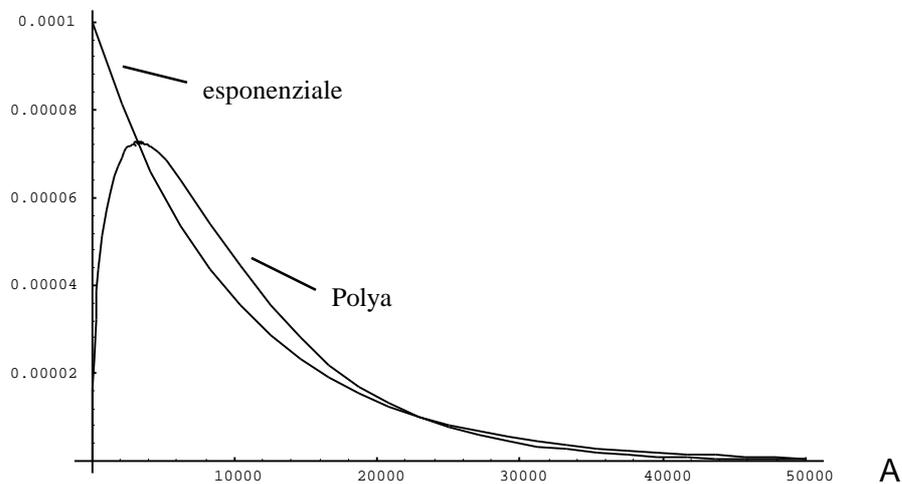


Figura II.14: confronto tra distribuzione esponenziale e quella di Polya calcolate per un guadagno medio di 10000.

II.3.7.3 Statistica complessiva

Nonostante la forma della distribuzione per il singolo elettrone, per grandi valori di n_0 (maggiori di 20), la distribuzione della carica Q tende ad una gaussiana.

Introducendo le espressioni ottenute in precedenza nella formula seguente,

$$\left(\frac{s_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{s_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \frac{1}{n_0} \left(\frac{s_A}{A}\right)^2$$

si ottiene:

$$\left(\frac{s_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{n_0} (F + b)$$

da cui si ricava, ricordando il valore di F , che la varianza è dominata tipicamente dalle fluttuazioni nel fattore di moltiplicazione delle valanghe mentre dipende in modo minore dalle fluttuazioni nel numero iniziale di coppie.

II.3.7.4 Altri fattori che influenzano la risoluzione

Per raggiungere il limite statistico nella risoluzione è necessario tenere sotto controllo ulteriori cause di deterioramento quali rumore elettronico, non uniformità geometriche, variazioni nei parametri operativi, invecchiamento.

In generale il rumore molto basso dei moderni preamplificatori rende trascurabile il contributo dell'elettronica alla risoluzione.

Il più critico degli effetti geometrici è l'uniformità dell'anodo: anche variazioni dello 0.5% sul diametro possono essere rilevanti.

Per quanto riguarda i parametri operativi, importanti sono la purezza del gas, la pressione e la stabilità delle alimentazioni della camera: possono essere significative variazioni di qualche decimo di percento nella pressione o di 0.1% o 0.2% nelle tensioni.

II.4 SVILUPPO DEI CONTATORI PROPORZIONALI

Lo sviluppo del semplice contatore proporzionale porta sostanzialmente a due tipi di rivelatori:

- MWPC (MultiWire Proportional Chambers);
- Drift Chambers.

Le MWPC nascono per aumentare la risoluzione spaziale ottenibile utilizzando più contatori proporzionali vicini: l'idea è di utilizzare uno stesso volume gassoso per molti fili paralleli ed equamente distanziati (tipicamente alcuni mm). La prima camera è frutto del lavoro di Charpak negli anni 1967-1968 che dimostra infondata la credenza che le grandi capacità tra i fili non schermati inducesse segnali sui fili adiacenti, vanificando il miglioramento ottenibile nella risoluzione spaziale.

Le camere a drift saranno trattate in dettaglio nel prossimo paragrafo.

II.5 CAMERE A DRIFT

II.5.1 Descrizione generale

Nelle camere a drift si misura il tempo di deriva degli elettroni prodotti nella ionizzazione dalla particella incidente per ottenerne informazioni sulla posizione della traccia.

Lo schema di base per un rivelatore a singola cella è quello in Figura II.15:

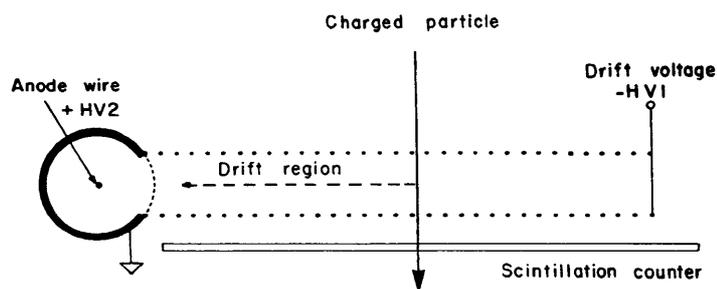


Figura II.15: struttura schematica di una cella di deriva.

Si nota la presenza di una regione a campo uniforme nella quale si realizza il drift degli ioni ed elettroni di ionizzazione e di un contatore proporzionale per la rilevazione degli elettroni driftati: gli elettroni prodotti all'istante t_0 dalla particella incidente migrano con velocità w verso l'anodo dove avviene la moltiplicazione all'istante t_1 .

Opportuni elettrodi (fili o strips) vengono utilizzati per formare il campo nel modo voluto: uniforme nella maggior parte della cella, con andamento $1/r$ in prossimità dell'anodo per rendere possibile la moltiplicazione dei pochi elettroni prodotti nell'interazione della particella con il gas e lì derivati.

La coordinata spaziale della posizione della particella rispetto all'anodo è data dalla relazione:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w dt$$

che, per w costante, si riduce alla relazione lineare:

$$x = (t_1 - t_0)w$$

E' allora evidente l'importanza di avere una velocità di deriva costante e quindi l'esigenza di operare con campi di drift costanti.

Quando si rende necessaria una grande regione di drift si preferisce utilizzare una struttura multicella per evitare l'inconveniente di avere grandi tempi di deriva (e conseguente diminuzione del rate) ed elevate tensioni di alimentazione. Con questa soluzione l'anodo diventa però parte della cella con la conseguente perdita di

uniformità del campo elettrico di drift nella regione prossima all'elettrodo: si rendono necessari ulteriori elettrodi per garantire l'uniformità del campo (esistono vari esempi di possibili soluzioni a questo problema).

II.5.2 Risoluzione nella misura di posizione

La risoluzione nella misura della coordinata spaziale dipende sia dall'esatta conoscenza della correlazione spazio-tempo della camera sia dalle proprietà di diffusione del gas. Per quanto riguarda questo secondo aspetto per molti gas comunemente usati è ottenibile un'accuratezza al di sotto dei 100 μm per una *mip*; più difficile è invece conoscere con un'eguale accuratezza la relazione spazio-tempo, specialmente in camere di grandi dimensioni nelle quali diventano importanti i fattori di tolleranza meccanica nella disuniformità del campo elettrico di drift.

Un modo semplice, comunemente usato, per determinare sperimentalmente la relazione spazio-tempo è quello di registrare lo spettro temporale per un fascio incidente uniforme. Infatti:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} = k \cdot w(t)$$

per cui lo spettro temporale rappresenta la velocità di drift in funzione del tempo e il suo integrale la relazione spazio-tempo cercata. Evidentemente le limitazioni maggiori nell'accuratezza del metodo derivano dalla difficoltà di realizzare un fascio uniforme. C'è poi da far notare come questa relazione dipenda inevitabilmente dalla direzione del fascio incidente.

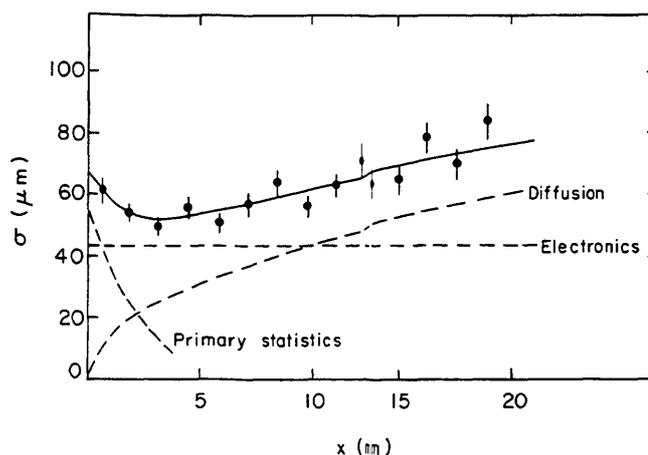


Figura II.16: risoluzione spaziale in funzione della distanza di drift.

In generale la risoluzione ha una dipendenza dalla distanza di drift come nella Figura II.16. Si notano tre contributi: uno dovuto alla diffusione degli elettroni con dipendenza come la radice quadrata della distanza di drift, un termine costante

imputabile all'elettronica di rivelazione ed un contributo della statistica di prima ionizzazione importante per distanze vicine all'anodo.

Fatte le dovute modifiche, tutte le considerazioni sulla scelta del gas e sul fattore di moltiplicazione valide per i contatori proporzionali si applicano anche per le camere a drift; particolare attenzione va riservata alla purezza del gas, specialmente per le camere con grandi lunghezze di drift (fino a qualche centimetro di drift il grado di purezza dei gas commerciali è sufficiente).

II.5.3 Sviluppo del segnale

Lo studio dello sviluppo del segnale in camere a drift si può facilmente fare, almeno asintoticamente, considerando separatamente quanto avviene nella regione di drift e in quella prossima all'anodo. Nella regione vicina all'anodo la camera è sostanzialmente un contatore proporzionale, già visto precedentemente, per cui il segnale in corrente sarà del tipo:

$$i(t) = \frac{k}{1 + \frac{t}{t_0}}$$

con analogo significato del parametro t_0 .

Nella regione di drift, dato il campo uniforme, la velocità degli ioni è costante per cui il segnale in corrente sarà pure costante:

$$i(t) = k_1 \cdot t$$

tenendo conto della ricombinazione degli ioni il segnale tenderà in realtà a diminuire per la scomparsa dei portatori in moto.

E' da notare che, data la molto minore mobilità degli ioni rispetto agli elettroni, la componente costante del segnale avrà una durata piuttosto lunga, specie nelle celle a grande drift; si tratta comunque di un segnale molto più piccolo di quello dovuto alla deriva nella zona vicina all'anodo.

Per quanto riguarda l'elettronica necessaria, in generale possiamo dire che il segnale prodotto sul filo deve essere amplificato, discriminato e formato in modo digitale similmente a quanto avviene nelle MWPC: anche qui non siamo tanto interessati a conoscere la carica depositata nel rivelatore quanto al fatto che una particella è passata in un certo istante. La richiesta di una buona risoluzione temporale impone tuttavia l'utilizzo di amplificatori a più grande larghezza di banda e una formatura con tempi veloci.

