

Univerza v Novi Gorici  
Fakulteta za aplikativno naravoslovje  
Študijski program Fizika II stopnje

# Eksperimentalne metode in detektorji I

## Seminar

Aleš Bogovič  
Mentor: prof. dr. Samo Stanič

Nova Gorica, 2014

# Kazalo

<b>1</b>	<b>Kvantna mehanika in meritve v fiziki visokih energij</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Splošna teorija relativnosti in meritve v fiziki visokih energij</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Statistika</b>	<b>6</b>
3.1	Verjetnostne porazdelitve . . . . .	6
3.2	Uporaba izmerjenih vrednosti . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Osnovni delci v standardnem modelu</b>	<b>10</b>
4.1	Fermioni . . . . .	10
4.2	Bozoni . . . . .	10
4.3	Hadroni . . . . .	11
<b>5</b>	<b>Prehod delcev skozi snov</b>	<b>13</b>
5.1	Interakcijski presek, povprečna prosta pot . . . . .	13
5.2	Težki nabiti delci . . . . .	14
5.3	Elektroni in pozitroni . . . . .	18
5.4	Nevtroni . . . . .	21
5.5	Fotoni . . . . .	22
<b>6</b>	<b>Osnovne lastnosti detektorjev</b>	<b>24</b>
6.1	Občutljivost . . . . .	24
6.2	Energijska ločljivost . . . . .	25
6.3	Odzivni in mrtvi čas . . . . .	25
6.4	Učinkovitost detektorja . . . . .	26
<b>7</b>	<b>Plinski ionizacijski detektorji</b>	<b>26</b>
7.1	Ionizacijski mehanizmi . . . . .	27
7.2	Transport elektronov in ionov v plinih . . . . .	27
7.3	Izgube . . . . .	30
7.4	Območja delovanja ionizacijskih detektorjev . . . . .	30
7.5	Proporcionalni števeci . . . . .	31
7.6	Geiger-Miller-jev števec . . . . .	39

# 1 Kvantna mehanika in meritve v fiziki visokih energij

Kvantna mehanika je teorija, ki opisuje obnašanje delcev pri majhnih razdaljah. Osnove te teorije so nastale v prvi polovici 20. stoletja, fiziki zaslužni za razvoj teorije pa so med drugimi tudi Niels Henrik David Bohr, Werner Karl Heisenberg, Erwin Schrödinger, Paul Adrien Maurice Dirac, Albert Einstein. Osnova kvantne mehanike je opis stanja sistema z valovno enačbo, ki pa za razliko od starejših teorij ne podaja determinističnega opisa sistema, temveč nam poda le verjetnost da bo imel opazovan delec določene lastnosti (položaj, gibalno količini, energijo, spin, ...).

$$\psi(x, t) = Ae^{i(kx - \omega t)} \quad (1)$$

Vsak fizikalni sistem je povezan z kompleksnim Hilbertovim prostorom  $H$ , fizikalne observable pa so predstavljene kot hermitske matrike v  $H$ . Žal ne moremo podati deterministične napovedi kakšno vrednost bo imela observable v določenem trenutku, lahko pa podamo pričakovano vrednost observable  $A$ , za sistem podan z enotskim vektorjem  $|\psi\rangle \in H$

$$\langle A \rangle_\psi = \langle \psi | A | \psi \rangle \quad (2)$$

Kvantna mehanika nam kot teoretično predvidevanje podaja verjetnost, vendar pa kot rezultat meritev dobimo številko. To si razlagamo tako, da je delec ki ga merimo pred meritvijo v superpoziciji vseh možnih stanj, z meritvijo pa ga prisilimo da dejansko zavzame eno od razpoložljivih stanj. Posledično nam ena sama meritev ne poda uporabne informacije o sistemu, ki ga merimo. Uporabno informacijo dobimo šele ko meritev večkrat ponovimo.

## Bose-Einsteinova statistika

Bose-Einsteinova statistika je v kvantni mehaniki ena od dveh možnih porazdelitev, ki nam pove na kakšen način med sabo neločljivi delci zasedejo dovoljena energijska stanja v termodinamičnem ravnovesju. Ta porazdelitev velja samo za delce, ki ne upoštevajo Paulijevega izključitvenega pravila in imajo cel oštevilčen spin. Kot dodaten pogoj pa mora biti temperatura dovolj nizka, ali pa gostota dovolj visoka da postanejo kvantni efekti nezanemarljivi. Pričakovano število delcev ( $n_i$ ) na energijskem nivoju  $i$  je podano z naslednjo enačbo:

$$\bar{n}_i(\epsilon_i) = \frac{g_i}{e^{\frac{(\epsilon_i - \mu)}{kT}} - 1} \quad (3)$$

Pri čemer je  $g_i$  degeneracija nivoja,  $\epsilon_i$  energija,  $\mu$  kemični potencial,  $T$  temperatura in  $k$  Boltzmanova konstanta. Ko je  $kT \gg \epsilon_i - \mu$  pa lahko uporabimo naslednjo enačbo

$$\bar{n}_i(\epsilon_i) = \frac{g_i kT}{\epsilon_i - \mu} \quad (4)$$

### Fermi-Diracova statistika

Fermi-Diracova statistika za razliko od Bose-Einsteinove velja za delce, ki upoštevajo Paulijevo izključitveno pravilo in imajo polovičen spin. Kot dodaten pogoj mora biti temperatura dovolj nizka, ali pa gostota dovolj visoka, da postanejo kvantni efekti nezanemarljivi. Hkrati morajo biti interakcije med samimi delci zanemarljive.

Pričakovano število delcev ( $n_i$ ) na energijskem nivoju  $i$  je podano z naslednjo enačbo:

$$\bar{n}_i(\epsilon_i) = \frac{g_i}{e^{\frac{(\epsilon_i - \mu)}{kT}} + 1} \quad (5)$$

Pri čemer je  $g_i$  "degeneracy",  $\epsilon_i$  energija,  $\mu$  kemični potencial,  $T$  temperatura in  $k$  Boltzmannova konstanta. [1, 2]

## 2 Splošna teorija relativnosti in meritve v fiziki visokih energij

Ko govorimo o delcih z visoko energijo to pomeni, da imajo ti delci hitrost blizu hitrosti svetlobe. Zaradi tega dejstva moramo pri načrtovanju eksperimentov in analizi rezultatov nujno upoštevati splošno teorijo relativnosti.

Če so hitrosti opazovanih delcev v našem eksperimentu mnogo nižje od hitrosti svetlobe lahko za pretvorbo med koordinatnimi sistemi uporabimo Galilejeve transformacije. Predpostavimo, da opazujemo pot krogle, ki se giblje nepospešeno glede na naš položaj. Pot krogle bi radi opisali v našem koordinatnem sistemu, v katerem se mi kot opazovalec ne premikamo. Da problem poenostavimo predpostavimo, da sta koordinatna sistema orientirana tako, da se v obeh krogla giblje v smeri osi  $x$ , ter da sta izhodišči obeh koordinatnih sistemov ob času  $t = t' = 0$  v isti točki. Takšno transformacijo lahko zapišemo kot:

$$\begin{aligned}
t &= t' \\
x &= x' + vt' \\
y &= y' \\
z &= z'
\end{aligned}
\tag{6}$$

Če poskusimo uporabiti to transformacijo za delce, ki imajo hitrost blizu hitrosti svetlobe ugotovimo, da izračuni niso skladni z meritvami. Lep primer so meritve življenjskega časa muonov ki imajo v laboratorijskem koordinatnem sistemu krajši življenjski čas, kot je izmerjen življenjski čas muonov, ki imajo izvor v zgornjih plasteh atmosfere. Da zagotovimo skladanje izračunov in meritev moramo uporabiti Lorentzovo transformacijo. Uporabimo enaka dva koordinatna sistema kot v prejšnjem primeru, edina sprememba je hitrost, ki je tokrat blizu hitrosti svetlobe. Transformacije lahko zapišemo kot:

$$\begin{aligned}
t &= \gamma(t' + \frac{vx'}{c^2}) \\
x &= \gamma(x' - vt') \\
y &= y \\
z &= z
\end{aligned}
\tag{7}$$

pri čemer je  $\gamma$  Lorentzov faktor, definiran kot

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}
\tag{8}$$

$\beta$  pa hitrostni koeficient, definiran kot

$$\beta = \frac{v}{c}
\tag{9}$$

Če je hitrost veliko manjša kot hitrost svetlobe lahko člen  $v/c$  zanemarimo, kar poenostavi enačbe nazajv Galilejeve transformacije. Posebnost novih transformacij je, da dogodki k se v enem koordinatnem sistemu zgodijo sočasno, ne zgodijo sočasno v drugem koordinatnem sistemu. Dolžina časovnega intervala se posledično spreminja glede na to v katerem koordinatnem sistemu merimo čas, od koder tudi izhaja paradoks dvojčkov. Iz enačb za transformacije lahko dolžino intervala zapišemo kot

$$\Delta t' = \gamma(\Delta t - \frac{v\Delta x}{c^2}).
\tag{10}$$

Predpostavimo, da ura miruje v sistemu S. Čas med dvema klikoma ure lahko zapišemo kot  $\Delta t$ . Dva klika sta karakterizirana z  $\Delta x = 0$ , tako lahko enačbo 10 poenostavimo na  $\Delta t' = \gamma \Delta t$ . To nam pove da bi bil čas med dvema klikoma merjen iz rakete ki bi potovala z hitrostjo blizu hitrosti svetlobe daljši kot čas merjen v sistemu v katerem ura miruje. Podaljšanje časa razloži zakaj muone zaznamo na zamejskem površju, čeprav v laboratorijskih poskusih izmerjen življenjski čas ni dovolj dolg, da bi dosegli površje.

V nasprotju času pa se razdalje skrajšajo. Predpostavimo, da merimo mirujočo palico vzporedno z  $x$  osjo v sistemu S. Dolžina palice je tako  $\Delta x$ . Če dolžino iste palice v istem trenutku izmerimo z rakete, ki potuje s hitrostjo blizu hitrosti svetlobe, bo dolžina palice manjša kot tista izmerjena v mirujočem sistemu. Dolžina pri  $\Delta t = 0$  je tako  $\Delta x' = \Delta x / \gamma$ .

Zaradi omejitve največje možne hitrosti, se spremeni tudi enačba za izračun relativnih hitrosti med dvema koordinatnima sistemoma. Predpostavimo, da sedimo na vlakcu, ki se giblje v smeri  $x$  z hitrostjo  $v$ . Če iz vlaka v smeri  $x$  vržemo žogo, z hitrostjo  $u$ , bo zunanji opazovalec izmeril hitrost žoge kot  $u' = v + u$ . V splošni teoriji relativnosti pa ta enačba ne drži več, saj krši omejitev največje hitrosti. Novo enačbo izrazimo tako

$$u' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{\gamma(dx' + vdt')}{\gamma(dt' + vdx'/c^2)} = \frac{dx'/dt' + v}{1 + (v/c^2)(dx'/dt')} = \frac{u + v}{1 + vu/c^2}. \quad (11)$$

Iz enačbe vidimo tudi, da lahko za majhne hitrosti člen  $uv/c^2$  zanemarimo, s čimer se enačba poenostavi nazaj na Galilejevo enačbo.

## 3 Statistika

Ker kvantnih pojavov ne moremo deterministično napovedati, ampak lahko samo povemo kakšna je verjetnost za posamezen dogodek, moramo izvesti celo serijo meritev določenega procesa in rezultate ustrezno statistično obdelati.

### 3.1 Verjetnostne porazdelitve

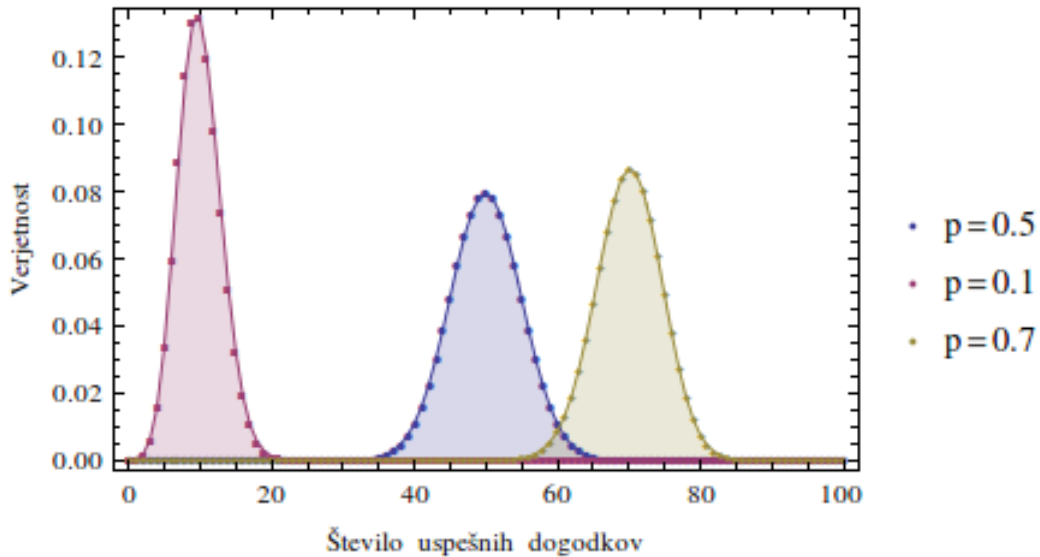
Najprej nekaj najpogostejših verjetnostih porazdelitev in njihove lastnosti.

#### Binomska porazdelitev

Binomska porazdelitev je diskretna verjetnostna porazdelitev n zaporednih neodvisnih poskusov, z možnima izidoma da ali ne. Verjetnost da se v zaporedju N poizkusov zgodi dogodek da r-krat izrazimo z spodnjo enačbo,

pri čemer je  $N$  število vseh poizkusov,  $r$  število žadetekov”,  $p$  pa verjetnost da je poizkus uspešen.

$$P(r) = \frac{N!}{r!(N-r)!} p^r (1-p)^{N-r} \quad (12)$$

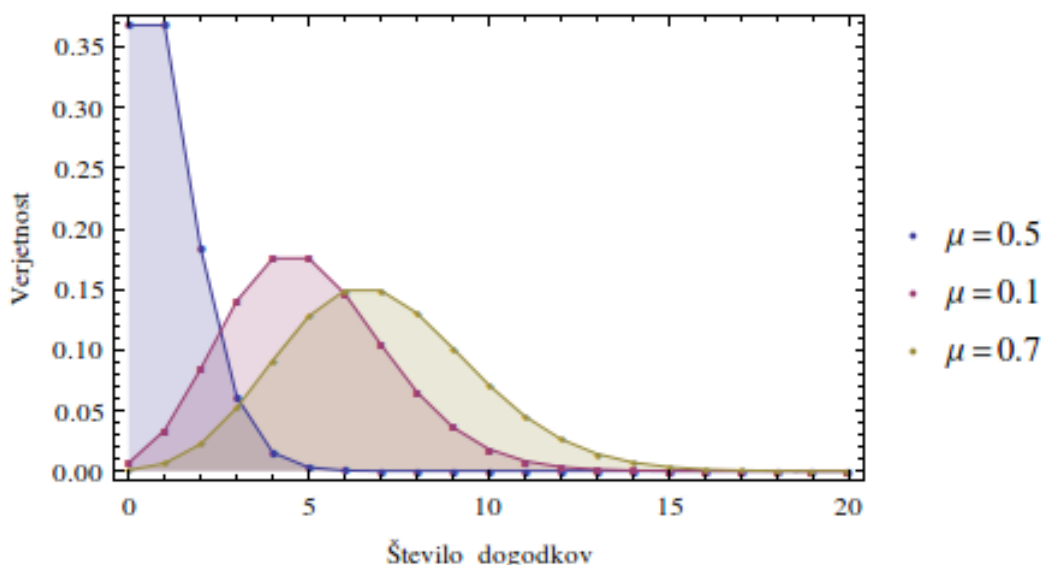


Slika 1: Graf binomske porazdelitve nam poda porazdelitev verjetnosti za število uspešnih izidov, pri 100 neodvisnih poizkusih. Na zgornjem grafu je prikazana porazdelitev za tri različne primere ki se razlikujejo po verjetnosti za uspešen dogodek.

### Poissonova porazdelitev

Poissonova porazdelitev je diskretna porazdelitev podobna binomski porazdelitvi. Z Poissonovo porazdelitvijo opazujemo verjetnost, da se pojavi določeno število dogodkov v nekem časovnem obdobju, če se ti dogodki pojavljajo z znano pogostostjo in neodvisno od časa, ki je potekel od zadnjega dogodka. Verjetnost izračunamo z spodnjo enačbo, pri čemer je  $r$  število dogodkov,  $\mu$  pa povprečno število dogodkov opazovanem intervalu.

$$P(r) = \frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!} \quad (13)$$



Slika 2: Graf Poissonove porazdelitve nam pove kakšna je distribucija verjetnosti, da se doočen dogodek  $n$ -krat ponovi v časovnem intervalu za katerega poznamo povprečno frekvenco dogodkov. Zgornji graf na prikazuje porazdelitev za tri dogodke z različnimi frekvencami.

### Gaussova porazdelitev

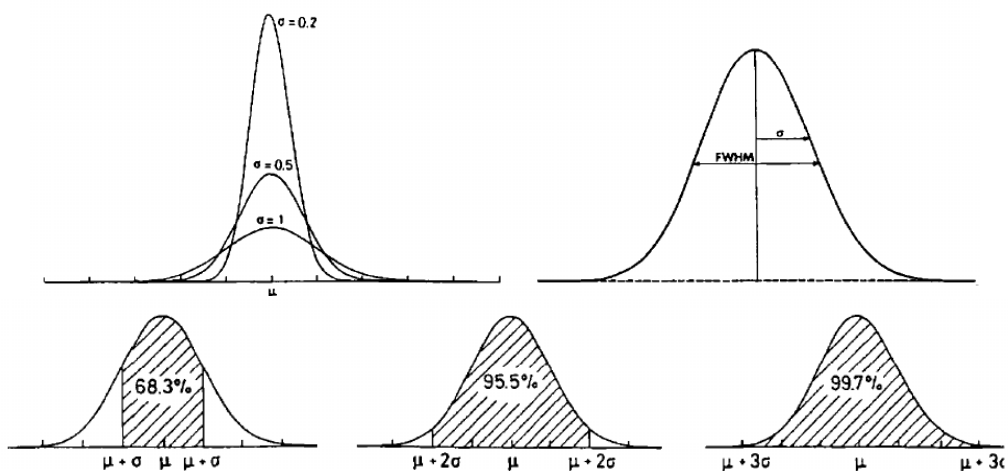
Gaussova ali normalna porazdelitev je ena izmed najpomembnejših porazdelitev, kar jih obstaja. Razlog za to je centralni limitni teorem, ki pravi da je vsota neodvisnih vrednosti poljubno porazdeljene slučajne spremenljivke približno normalno porazdeljena. V enačbi 14 je  $P(x)$  verjetnost,  $\mu$  srednja vrednost,  $\sigma$  pa standardna deviacija. Prvi člen  $(\sigma\sqrt{2\pi})^{-1}$  poskrbi da je funkcija normalizirana, tako da je integral normalne distribucije od  $-\infty$  do  $\infty$  enak 1. Funkcija je simetrična glede na  $x = \mu$ , višina krivulje pri  $\mu + \sigma$  je enaka  $\frac{1}{\sqrt{e}}$  maksimalne vrednosti. Delež krivulje  $(\mu - \sigma) \leq x \leq (\mu + \sigma)$  je 68% kot lahko vidite na Sliki 3.

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (14)$$

### 3.2 Uporaba izmerjenih vrednosti

Zaradi naključnih napak, katere ne moremo preprečiti, nikoli ne moremo izmeriti neskončno natančne vrednosti. Med vsako meritvijo bo manjše ali večje odstopanje, zato meritev večkrat ponovimo, merjeno vrednost pa





Slika 3: Zgornja slika prikazuje obliko grafa Gaussove porazdelitve, pri različnih parametrih, ter verjetnost zaznave dogodka za  $\mu \pm 1\sigma$ ,  $\pm 2\sigma$  in  $\pm 3\sigma$ .

določimo tako, da izračunamo srednjo vrednost merjenih vrednosti

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum x_i, \quad (15)$$

pri čemer je  $x_i$  posamezna meritev,  $N$  pa število meritev. Ker so meritve med seboj različne je dobro ugotoviti, kolikšna je deviacija meritev od izračunane srednje vrednosti,

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum (x_i - \bar{x})^2. \quad (16)$$

Člen  $1/(N-1)$  je potreben, ker zagotavlja nepristransko oceno vrednosti  $\sigma^2$ , kar z členom  $1/N$  nebi bilo mogoče, hkrati pa nam preprečuje da bi z eno samo meritvijo ocenjevali razpršenost meritev. Kvadrat razlike pa je potreben, saj bi brez kvadrata zaradi definicije naša vsota bil enaka 0 in nam nebi povedala ničesar o razpršenosti meritev. Druga možnost bi bila uporaba absolutne vrednosti, vendar je z matematičnega vidika kvadrat "lepša" izbira, zato je privzeta notacija ta z kvadratom. Pomembno pa je da se zavedamo, da  $\sigma$  govori razpršenosti meritev, ne pa tudi napake. Standardna deviacija se s povečanjem števila meritev naj nebi bistveno spremenila, medtem ko pa se napaka mora zmanjševati z povečevanjem meritev.

Statistična analiza podatkov je podrobneje predstavljena v [4, 5].

## 4 Osnovni delci v standardnem modelu

Preden začnemo meriti je dobro vedeti kaj sploh merimo. Standardni model v osnovi deli delce na fermione in bozone. Fermioni so delci z polovičnim spinom ( $\hbar\frac{1}{2}, \hbar\frac{3}{2}, \dots$ ) in upoštevajo Paulijevo izključitveno pravilo ter Fermi-Dirac-ovo porazdelitev. Bozoni so delci z celim spinom ( $0, \hbar, 2\hbar, \dots$ ), ne upoštevajo Paulijevega izključitvenega pravila in se obnašajo po Einstein-Bose-jev porazdelitvi. Fermioni se dodatno delijo na kvarke in leptone, pri čemer pa kvarki ne nastopajo kot samostojni delci ampak so vedno vezani v pare, tem pravimo mezoni ali pa so v vezani trije kvarki, katerim pravimo barioni. Mezoni in barioni so tako gradniki snovi, bozoni pa so nosilci interakcij med njimi. Osnovne delce in nekatere njihove lastnosti lahko vidimo na Sliki 4.

### 4.1 Fermioni

Fermione delimo na 6 kvarkov in 6 leptonov skupaj z pripadajočimi antidelci. Kvarki (up, down, charm, strange, top, bottom) imajo naboj  $+\frac{2}{3}$  ali  $-\frac{1}{3}$ , ter spin  $\frac{1}{2}$ . Kvarki ne obstajajo kot samostojni delci ampak samo v parih (mezoni) ali skupinah treh kvarkov (barioni). Barioni so proton (p, uud), nevtron (n, udd), delta barion ( $\Delta$ , sestava je odvisna od naboja), lambda barion ( $\Lambda$ , sestava je odvisna od naboja)... Mezoni so pion ( $\pi$ ,  $+u\bar{d}$ ,  $0d\bar{d}$  ali  $u\bar{u}$ , ...), rho meson ( $\rho$ ), eta meson ( $\eta$ ), ...

Leptoni (elektron, elektronski nevtrino -  $\nu_e$ , muon -  $\mu$ , muonski nevtrino -  $\nu_\mu$ , tau -  $\tau$ , tau nevtrino -  $\nu_\tau$ ) imajo naboj -1 ali 0 (nevtrini), ter spin  $\frac{1}{2}$ . Za razliko od kvarkov nastopajo kot samostojni delci, razlikujejo se samo po teži. Muon in tau sta težji obliki elektrona ki pa hitro razpadeta na elektron in elektronski nevtrino ali druge delce.

### 4.2 Bozoni

Bozoni so druga skupina ki jo predvideva standardni model. Obnašajo se po Bose-Einsteinovi statistiki in posledično ne upoštevajo Paulijevega izključitvenega pravila. Fermioni so delci, ki sestavljajo snov, katero vidimo okoli nas bozoni pa so nosilci interakcij med fermioni in delujejo kot nekakšno "lepiloža snov".

V kvantni mehaniki se interakcije na kratkih razdaljah opazujejo kot izmenjava specifičnega bozona, ki nosi energijo in maso (ali samo energijo). Ker morajo biti ohranitveni zakoni vedno upoštevani, to pomeni da mora biti življenjska doba bozona, oziroma čas ki ga porabi od enega do drugega delca manjši kot  $\Delta t$  podan z principom nedoločljivosti. Sam proces si lahko v

mass →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
charge →	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin →	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs boson
<b>QUARKS</b>	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b><math>\gamma</math></b> photon	
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$	$105.7 \text{ MeV}/c^2$	$1.777 \text{ GeV}/c^2$	$91.2 \text{ GeV}/c^2$	
	-1	-1	-1	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b>e</b> electron	<b><math>\mu</math></b> muon	<b><math>\tau</math></b> tau	<b>Z</b> Z boson	
<b>LEPTONS</b>	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	$80.4 \text{ GeV}/c^2$	
	0	0	0	$\pm 1$	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino	<b>W</b> W boson	
				<b>GAUGE BOSONS</b>	

Slika 4: Standardni model deli osnovne delce na dve skupini, fermione (upoštevajo Fermi-Dirac-ovo statistiko) in bozone (upoštevajo Bose-Einstein-ovo statistiko). Fermione nadalje deli na leptone (zeleni) in kvarke (modri). [9]

klasičnem svetu predstavljamo kot oddaljevanje dveh čolnov ki si podajata žogo, z to razliko da se lahko v kvantnem svetu delca tudi približujeta. Takšno interakcijo med dvema delcema predstavimo z Feymanovimi diagrami, bozone ki sodelujejo v izmenjavi pa zaradi kratkoživosti imenujemo virtualni delci.

### 4.3 Hadroni

Kot že rečeno kvarkov ne moremo zaznati posamezno, oziroma do tega trenutka to ni nikomur uspelo, medtem pa poznamo več kot 200 delcev, sestavljenih iz dveh ali treh kvarkov. Če je delec sestavljen iz dveh kvarkov mu pravimo mezon, če je sestavljen iz treh kvarkov pa barion.

#### Mezoni

Mezoni so hadroni sestavljeni iz kvarka in antikvarka, ki sta povezana z močno silo. Vsi mezoni so nestabilni, z življenjsko dobo  $\sim 10^{-8} - 10^{-12}$  s, pri čemer nabiti mezoni neposredno ali v nekaj korakih razpadejo na elektrone

in nevtrine. Mezioni niso produkt radioaktivnega razpada, ampak so produkt visoko energijskih interakcij v snovi, kot so na primer trki kozmičnih žarkov z molekulami v atmosferi ali pa so ustvarjeni umetno v trkalnikih. Ker imajo spin 0 ali 1 ne upoštevajo Paulijevega izključitvenega pravila in lahko posledično služijo kot delci, ki omogočajo prenos sile na kratke razdalje. Kot takšni bi lahko igrali pomembno vlogo pri procesih kot so nuklearne interakcije.

## **Barioni**

Barioni so hadroni sestavljeni iz treh kvarkov. Poznamo pa tudi pripadajoče antidelce, kateri so sestavljeni iz antikvarkov pripadajočega bariona. Najbolj znana bariona sta proton in neutron, pri čemer je proton edini stabilen barion, prosti nevtroni pa imajo razpadni čas  $880.00 \pm 0.9$  s, medtem ko so tisti vezani v jedrih atomov stabilni. Ravno ta delca sestavljata večino mase vidne snovi v vesolju.

## 5 Prehod delcev skozi snov

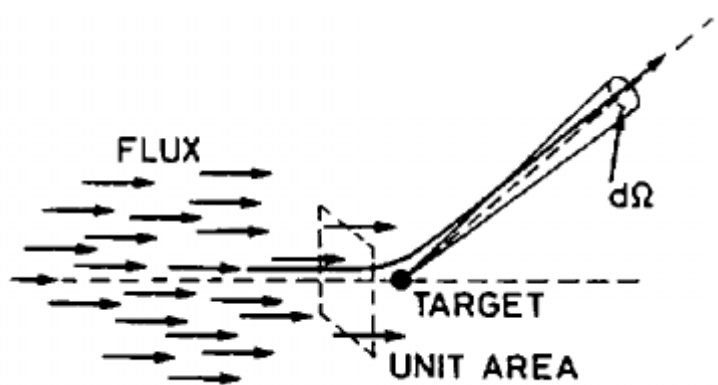
### 5.1 Interakcijski presek, povprečna prosta pot

**Interakcijski presek** Interakcijski presek nam podaja verjetnost da se bo zgodila interakcija med dvema delcema, če poznamo obliko osnovne interakcije med delcema. Formalno ga definiramo tako, da si zamislimo žarek delcev A, ki vpadajo na tarčo B. Predvidevamo da je žarek širši od tarče, ter da so delci v žarku enakomerno razporejeni v času in prostoru. Tako lahko govorimo o toku delcev  $F$  na površino na  $v$  enoti časa. Del delcev v toku  $F$  bo interagiral z tarčo in se sipalo v prostor. Opazujmo koliko delcev se siplje v prostorski kot  $d\Omega$ . Število delcev bo nihalo, vendar vzamemo povprečje več končno majhnih časovnih obdobj, opazimo da se število približuje  $\frac{dN_s}{d\Omega}$ , pri čemer je  $N_s$  povprečno število sipanih delcev na enoto časa. Tako je diferencialna oblika preseka definirana kot:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega} \quad (17)$$

Zaradi dimenzij  $F$  in  $d\sigma$  enote površine, kar lahko interpretiramo kot geometrijski presek tarče ki prestreže tok. Vendar je to lahko le pomoč, ne sme pa se uporabljati kot dejanska meritev fizičnih lastnosti tarče.

V splošnem je  $d\sigma$  odvisen od energije reakcije in kota v katerega se bodo sipali delci.



Slika 5: Presek si lahko predstavljamo kot geometrijski presek tarče, ki prestreže tok delcev.

**Povprečna prosta pot** Pri preseku nas je zanimalo kakšna je verjetnost da se bo zgodila interakcija med dvema delcema. Zdaj pa obrnimo vprašanje

in se vprašajmo kakšna je verjetnost da delec ne bo interagiral na poti  $x$  medtem ko bo potoval po snovi.

Predpostavimo da je  $P(x)$  verjetnost da delec ne interagira in  $w dx$  verjetnost za reakcijo med  $x$  in  $dx$ . Verjetnost da delec ne bo interagiral med  $x$  in  $dx$  je torej

$$\begin{aligned} P(x + dx) &= P(x)(1 - wdx) \\ P(x) + \frac{dP}{dx}dx &= P - Pwdx \\ dP &= -wPdx \\ P &= Ce^{-wx} \end{aligned} \tag{18}$$

Pri čemer je  $C$  konstanta, ki pa je zaradi pogoja  $P(0) = 1$  enaka 1. Od tukaj seveda takoj vidimo da je verjetnost da delec interagira kjerkoli na poti  $x$  kar

$$P = 1 - e^{-wx} \tag{19}$$

Seveda nas zanima kakšna pa je povprečna pot ki jo prepotuje delec preden pride do interakcije z snovjo. Tej lastnosti rečemo povprečna prosta pot, izrazimo pa jo

$$\lambda = \frac{\int xP(x)dx}{\int P(x)dx} = \frac{1}{w} \tag{20}$$

## 5.2 Težki nabiti delci

Najprej je pomembno da pojasnimo delitev delcev na težke in lahke. Kot lahki delci so obravnavani elektroni in pozitroni, kot težki pa vsi delci težji od elektronov in pozitronov. Razlog za to delitev bo postal jasen kasneje ko bom opisoval elektrone in pozitrone.

Ko delec potuje skozi snov, se mu načeloma spreminja energija in smer potovanja. Seveda lahko preko različnih mehanizmov pride do razpada delca, vendar bom to zaenkrat zanemaril. Ker govorimo o težkih delcih, se lahko smer njihovega gibanja občutno spremeni samo z trki, pri čemer pa mora imeti tarča (delec v katerega prileti naš opazovan delec) vsaj primerljivo maso ali pa večjo maso. Podobno je z energijo. V glavnem sta za izgubo energije zaslužna dva mehanizma, neelastični trki z elektroni vezani v atomih, ter elastični trki z atomskimi jedri. Delci energijo izgubljajo še preko emisije Čerekovske radiacije, nuklearnih reakcij in "bremsstrahlung-ga, vendar pa je pogostost ali pa izguba energije tako majhna, da jih lahko, z izjemo

Čerenkove radiacije, v nadaljnji obravnavi zanemarimo.

### 5.2.1 Bohrov izračun

Predpostavimo, da težek delec v naboju  $ze$ , maso  $M$  in hitrostjo  $v$  potuje skozi material in da je na razdalji  $b$  od poti težkega delca, elektron vezan na atom. Predvidevamo da je elektron prost, miruje in se med interakcijo premakne zelo malo. Tako lahko kot položaj elektrona uporabimo kar začetni položaj. Po interakciji naj bo pot našega težkega delca praktično ne spremenjena. To lahko predpostavimo zaradi mnogo večje mase težkega delca v primerjavi z maso elektrona ( $M \gg m_e$ ).

Energija ki jo je z interakcijo prejel elektron lahko izračunamo preko sunka sile

$$I = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} \quad (21)$$

Zaradi simetrije upoštevamo le komponento električne sile ki je pravokotna na pot delca ( $E_{\perp}$ ). Integral  $\int E_{\perp} dx$  izračunamo na neskončno dolgemu cilindru z središčem na poti delca. Tako je

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi z e, \quad \int E_{\perp} dx = \frac{2ze}{b} \quad (22)$$

$$I = \frac{2ze^2}{bv} \quad (23)$$

In energija ki jo pridobi elektron je

$$\Delta E(b) = \frac{I^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (24)$$

Če predpostavimo da je  $N_e$  gostota elektronov, potem je izguba energije zaradi vseh elektronov med  $b + db$  na razdalji  $dx$

$$-dE(b) = \Delta E(b) N_e dV = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx \quad (25)$$

Pri čemer je element volumna  $dV = 2\pi b db dx$ . Na tej točki se bi mogoče zdelo smiselno izračunati celotno izgubo energije med 0 in  $\infty$ , vendar bi z takšnim izračunom prišli v navskriž z našimi začetnimi predpostavkami. Izračun pri zelo velikih  $b$  bi trajal relativno dolgo, medtem ko pa bi bil pri  $b = 0$  prenos energije neskončen. Posledično moramo za izračun izgub upoštevati končno majhno okolico med  $b_{min}$  in  $b_{max}$ .

To je Bohrova klasična formula, ki nam poda razmeroma dober opis energijskih izgub zelo težkih delcev ( $\alpha$ -delec ali težji delci) pri prehodu skozi snov. Žal pa ni uporabna za lažje delce, kot naprimer protone, pri katerih moramo upoštevati kvantne efekte.

### 5.2.2 Bethe-Bloch-ova formula

Izračun izgube energije ki upošteva tudi kvantne efekte je bil narejen z strani Bethe-a, Blocha in ostalih avtorjev. Izračun temelji na prenosu gibalne količine, namesto sunku sile, kot v primeru Bohrovega izračuna in je posledično bolj realističen.

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 \right) \right] \quad (26)$$

Pri čemer je  $r_e$  klasičen radij elektrona,  $m_e$  masa elektrona,  $N_a$  Avogadrova konstanta,  $Z$  atomsko število snovi skozi katero potuje delec,  $A$  atomska masa snovi skozi katero potuje delec,  $\rho$  gostota snovi skozi katero potuje delec,  $z$  naboj delca v enotah  $e$ ,  $\beta$  je  $v/c$  delca,  $\gamma$  je  $1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $W_{max}$  maksimalen prenos energije pri posamičnem trku,  $I$  pa "mean excitation potential".  $I$  je glaven parameter Bethe-Bloch-ove formule. Z njim opisujemo povprečno orbitalno frekvenco  $\bar{\nu}$  krat Planckova konstanta. Sam izračun je izjemno težaven, zato v praksi uporabljajo vrednosti ki so bile dobljene preko meritev.

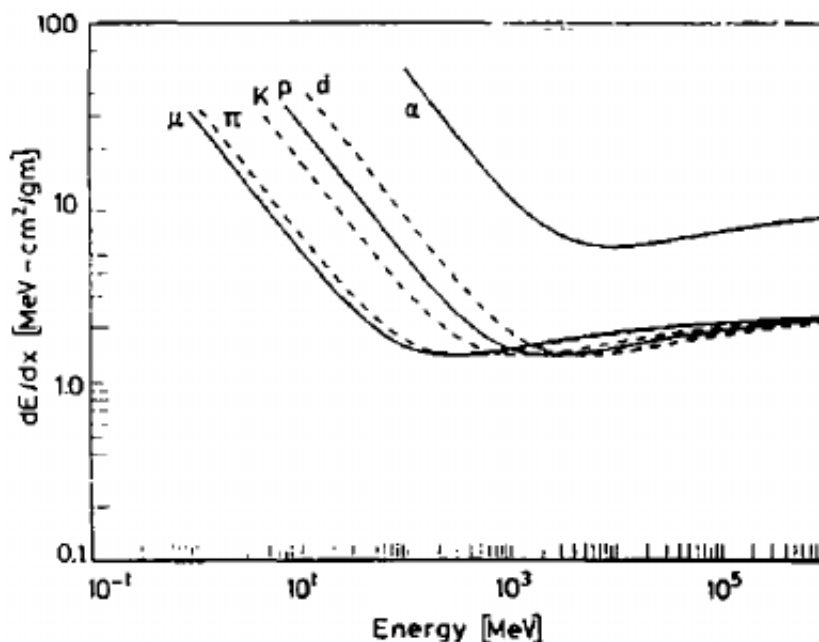
### 5.2.3 Energijska odvisnost

Izgubo energije delca lahko opišemo glede na njegovo preostalo energijo oziroma hitrost. Ko hitrost delca še ni relativistična je dominanten člen  $1/\beta^2$ , pri čemer je izguba energije obratno sorazmerna z energijo delca, kot lahko vidimo na Sliki 6. Ko pa se preidemo v območje relativističnih hitrosti postane člen  $1/\beta^2$  skoraj konstanten, zato po doseženem minimumu izguba energije malo naraste, vendar ostane skoraj konstantna pri nadaljnjem naraščanju energije delca. Iz Slike 6 lahko razberemo tudi, da je vrednost minimalne izgube energije zelo podobna za vse delce. Glede na obliko krivulje lahko sklepamo da bo delec energijo izgubljal neenakomerno, ampak bo največ energije izgubil tik pred ustavitvijo, kar lahko vidimo na Sliki 7, ki predstavlja tipično Bragg-ovo krivuljo.

### 5.2.4 Channeling

Kljub temu, da lahko Bethe-Bloch-ovo formulo uporabljamo v veliko primerih, obstaja ena zelo pomembna izjema in sicer za snovi z simetrično struk-





Slika 6: Graf izgube energije na enoto razdalje v odvisnosti od energije delca. Iz grafa lahko razberemo, da izguba energije pri visokoenergetskih delcih manjša kot pri nizko energetskih delcih ter, da je minimalna izguba energije zelo podobna za večino delcev.

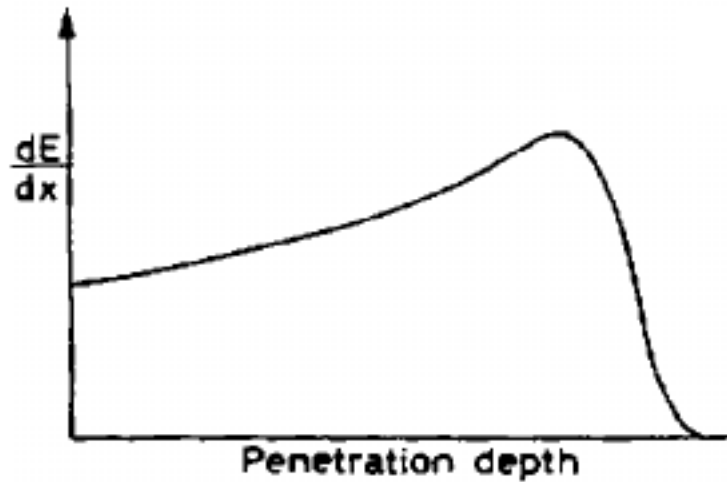
turo, kristale. Če delec vstopi v kristal pravokotno oziroma nad kritičnim kotom glede na simetrijsko os kristala, se pojavi tako imenovan "channeling" efekt. Delec sicer trka ob atome kristala, vendar so ti trki pod majhnimi koti in zato potuje po neke vrste kanalu skozi kristal. Tako delec izgublja mnogo manj energije kot bi pričakovali po Bethe-Bloch-ovi formuli. Pri delu s kristali, je tako potrebno upoštevati orientacijo kristala glede na smer delca, da preprečimo ali dosežemo želen efekt.

### 5.2.5 Čerenkovo sevanje

Čerenkovo sevanje je pojav, ko se nabit delec giblje po snovi z hitrostjo večjo kot je hitrost svetlobe v tisti snovi. Ta hitrost je podana z

$$\beta c = v = c/n \quad (27)$$

Pri čemer je  $n$  lomni količnik. Tako mora biti hitrost delca, izseva Čerenkovo sevanje večja kot  $c/n$ . Ko se to zgodi se elektromagnetno valovanje obnaša podobno kot zvočni valovi pri letalu ki prebije zvočni zid. Pojavijo se koherentne valovne fronte stožčaste oblike, izsevane pri točno določenem kotu



Slika 7: Graf prikazuje spremembo  $dE/dx$  glede na globino penetracije delca v snov. Iz oblike krivulje lahko razberemo, da delec najbolj ionizira ravno tik pred ustavitvijo.

glede na pot delca. Kot pa je odvisen od hitrosti delca, ter frekvence oddanega sevanja.

$$\cos(\theta_C) = \frac{1}{\beta n(\omega)} \quad (28)$$

### 5.3 Elektroni in pozitroni

Elektroni in pozitroni so, ko govorimo o prehodu skozi snov, v marsičem podobni ostalim težjim nabitim delcem. Pri energijah nižjih od  $\sim 1\text{MeV}$  je poglavitni način izgube energije preko trkov. Vendar pa se z višanjem energije elektronov ali pozitronov pojavi nov pojav preko katerega elektroni izgubljajo energijo. Govorim o zavornem sevanju ali "bremsstrahlung-u", pri čemer izguba energije preko tega mehanizma nad določeno kritično energijo popolnoma dominira nad izgubo preko trkov.

Izguba energije elektronov in pozitronov je torej sestavljena iz dveh delov:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{sevanje} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{trk} \quad (29)$$

### 5.3.1 Izguba energije s trki

Osnovni mehanizem izgube energije s trki je za elektrone in pozitrone enak kot pri težjih nabitih delcih, vendar pa moramo Bethe-Bloch-ovo formulo zaradi specifičnih lastnosti elektronov malce spremeniti. Kot prvo, zaradi njihove majhne mase ne moremo več predvidevati, da se njihova smer gibanja ne spremeni. Kot je že bilo omenjeno v prejšnjem poglavju, je večina trkov v snovi z elektroni, posledično moramo v tem primeru upoštevati dejstvo, da ne moremo ločiti elektronov med seboj. Ti novi pogoji spremenijo več členov v formuli, med drugimi tudi maksimalen možen prenos energije, ki postane  $W_{max} = T_e/2$ , pri čemer je  $T_e$  kinetična energija elektrona, ki potuje skozi snov. Bethe-Bloch-ova formula tako dobi obliko

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{\tau(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right) \right] \quad (30)$$

pri čemer je  $\tau$  kinetična energija delca v enotah  $m_e c^2$  in  $F(\tau)$

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \text{ za } e^- \quad (31)$$

$$F(\tau) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) \text{ za } e^+$$

Ostale spremenljivke so kot že opisane pri enačbi (26).

### 5.3.2 Izguba energije preko zavornega sevanja

Zavorno sevanje je pojav preko katerega izgubljaajo energijo vsi nabiti delci, vendar pa je presek za zavorno sevanje obratno sorazmeren z kvadratom mase delca, zaradi česar lahko zavorno sevanje pri ne-relativističnih energijah zanemarimo pri vseh delcih razen elektronih in pozitronih. Izguba energije preko zavornega sevanja muona, naslednjega najlažjega delec za elektronom, je 40 000 krat manjša kot pri elektronih.

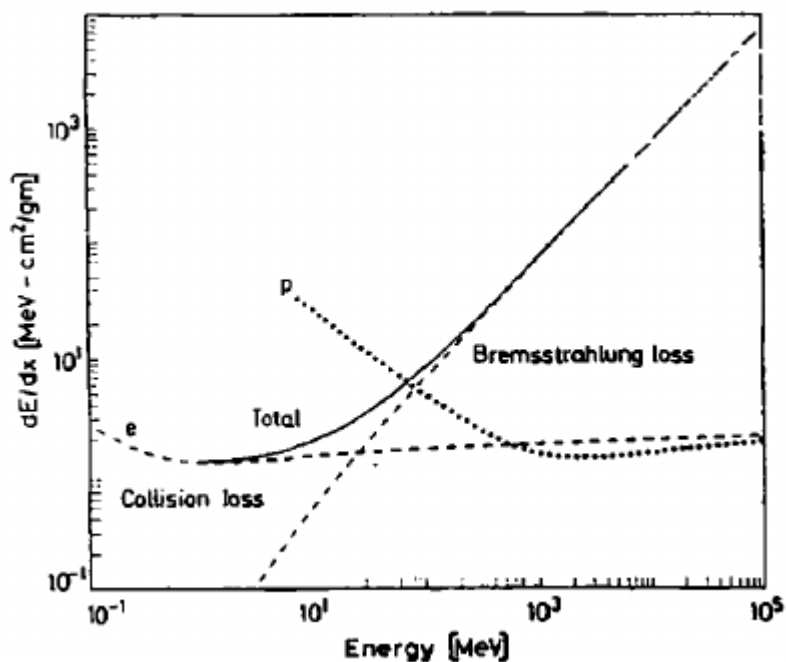
Klasično si lahko pojav razlagamo kot izsevanje fotona zaradi centripetalnega pospeška, ki ga občuti elektron ko spremeni smer zaradi privlačnosti jedra. Posledično lahko sklepamo da bo izguba energije tesno povezana z snovjo preko katere potuje naš elektron.

Enačbo za izgubo energije lahko tako zapišemo kot

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{sevanje} = N \int_0^{\nu_0} h\nu \frac{d\sigma}{d\nu}(E_0, \nu) d\nu \quad (32)$$

pri čemer je  $N$  število atomov na  $\text{cm}^3$ ,  $\nu$  je frekvenca ( $\nu_o = E_o/h$ ),  $d\sigma$  pa presek.

Kot je že bilo omenjeno je izguba energije elektronov in protonov odvisna od njihove energije. Do kritične energije kjer je izguba obeh delov enaka, prevladujejo izgube zaradi trkov, nad kritično energijo pa izgube zaradi zavornega sevanja kar lahko vidimo na Sliki 8.

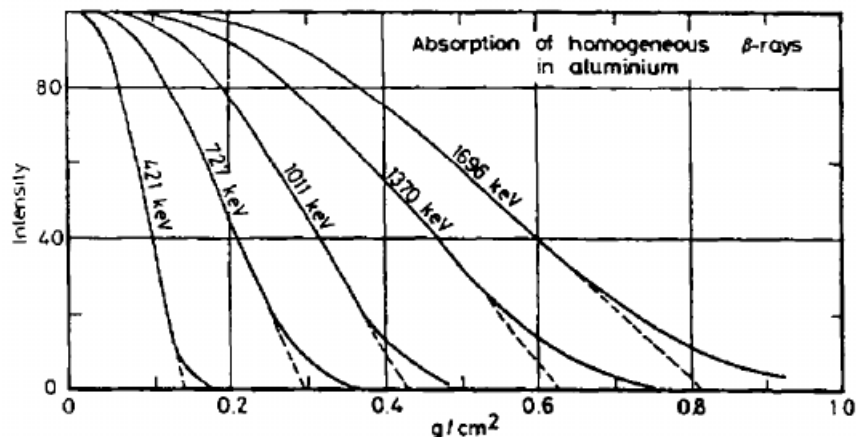


Slika 8: Primerjava zgub energije elektrona v bakru zaradi izsevanja fotonov in trkov z atomi bakra. Za primerjavo je zraven tudi graf izgube energije protona v bakru.

### 5.3.3 Doseg elektronov

Zaradi velike dovzetnosti elektronov za večkratno sipanje na jedrih, je doseg elektronov v resnici zelo različen, kot pa je izračunan doseg. Razlike nihajo od 20% pa do 400% glede na izračunano vrednost, odvisne pa so od energije elektronov in materiala. Dodaten faktor, ki je odgovoren za tako velika odstopanja, so mnogo večja nihanja pri izgubah energije. Razlog za ta nihanje leži v dejstvu, da lahko elektroni pri enem trku oddajo več energije kot težji delci, ter zavornem sevanju, ki je pri težjih delcih zanemarljivo. Tako lahko v

nekaj trkih ali oddanih fotonih elektroni izgubijo večino svoje energije. Primer dosega elektronov v aluminiju pri različnih energijah je prikazan na Sliki 9.



Slika 9: Doseg elektronov se v praksi razlikuje od izračunanega, saj je dovoljen prenos energije pri posameznem trku pri elektronih mnogo večjo kot pri težjih delcih. Na grafu so prikazani eksperimentalno določeni dosegi elektronov z različnimi energijami preko aluminija.

## 5.4 Nevtroni

Nevtroni nimajo električnega naboja, kar posledično pomeni da pri prehodu skozi snov ne interagirajo z ostalimi delci preko Coulomb-ske sile ampak preko močne sile in še to le z jedri atomov. Ker je močna sila zelo kratkega dosega morajo priti nevtroni zelo blizu jedrom ( $\cong 10^{-15}$  m) preden se karkoli zgodi. In glede na to da je snov večinoma prazen prostor lahko nevtroni prodrejo zelo globoko v snov. Ko pa pride do interakcije pa se lahko zgodi več različnih nuklearnih reakcij odvisno od energije nevtrona.

Med drugim, lahko pride do elastičnega sipanja nevtrona na jedru ( $A(n,n)A$ ). To je primarni proces izgube energije nevtronov z energijo  $\sim$ MeV. Neelastičnega sipanja ( $A(n,n')A^*$ ;  $A(n,2n)B$ , ...). Pri tej reakciji jedro stane v vzbujenem stanju, za kar potrebuje nevtron veliko energije, reda velikosti 1 MeV. Absorpcija nevtrona ( $n + (Z,A) \rightarrow \gamma + (Z, A+1)$ ). Presek za takšno reakcijo je sorazmeren z  $1/v$ , kar pomeni da se takšne reakcije ponavadi zgodijo pri nizkih hitrostih. Ob zadostni energiji pa lahko nevtron povzroči cepitev jedra. Za cepitev urana  $U - 238$  mora imeti nevtron energijo reda velikosti  $\sim$ 1 MeV ali večjo.

## 5.5 Fotoni

Fotoni (tukaj bom opisoval le  $x$  in  $\gamma$  fotone) tako kot nevtroni nimajo naboja, kar posledično pomeni, da tako kot nevtroni lahko prodrejo globoko v snov preden so absorbirani. Imajo pa še eno zanimivo lastnost. Energija fotonov v snopu se med prehodom skozi snov ne spremeni. To je posledica dejstva da je foton pri interakciji popolnoma absorbiran. Fotoni ki na koncu pridejo skozi snov imajo enako enako energijo kot takrat ko so vstopili v snov, razlika je le številu fotonov v snopu. Interakcije preko katerih fotoni oddajo svojo energijo pa so fotoelektrični efekt, Comptonovo sipanje in produkcija parov.

### 5.5.1 Fotoelektrični efekt

Fotoelektrični efekt, je pojav pri katerem elektron vezan na atom absorbira foton, kar ima za posledico izbitje elektrona iz atoma. Ker prosti elektron ne morejo absorbirati foton in ohrani gibalno količino, se fotoelektrični efekt lahko zgodi le z elektroni vezani na atom, kjer jedro absorbira nasprotno gibalno količino. Energija izbitega elektrona je torej podana z

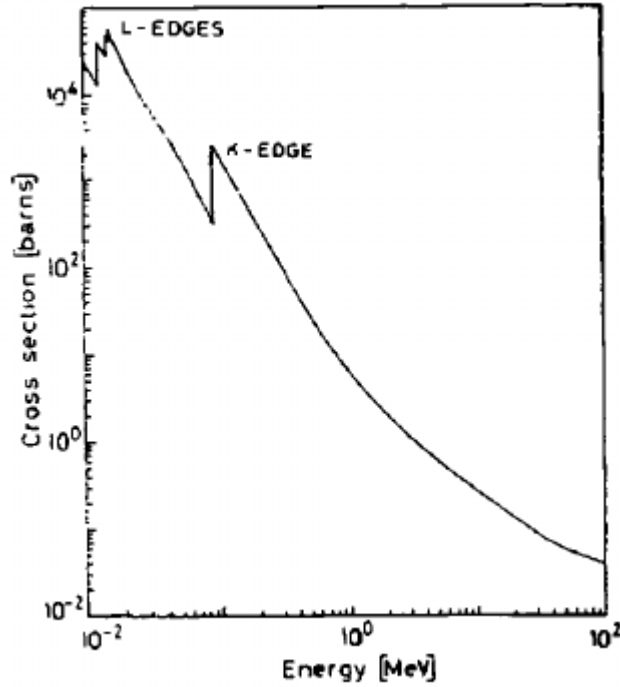
$$E = h\nu - \mu \quad (33)$$

pri čemer je  $\mu$  vezavna energija elektrona.

Slika 10 predstavlja tipičen presek za fotoefekt, pri čemer je jasno videti povečanje preseka ko se doseže vezavna energija določene orbitale (v primeru Slike 10 orbitale K in L). Zanima je tudi odvisnost preseka od atomskega števila  $Z$ . Izkaže se da se presek za fotoelektrični efekt večji za večja atomska števila, kar je zelo pomembna lastnost ki jo je potrebno upoštevati pri  $\gamma$  detektorjih.

### 5.5.2 Comptonovo sipanje

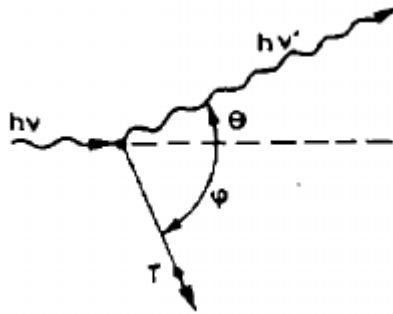
Comptonovo sipanje je sipanje fotonov na prostih elektronih. V snovi je prostih elektronov izjemno malo, vendar lahko v primeru da je energija fotona veliko večja kot vezavna energija elektrona, tretiramo elektron kot prosti. Pojav je lepo prikazan na Sliki 11. Če upoštevamo ohranitev energije in gibalne količine dobimo naslednjo enačbo



Slika 10: Izračunan presek za fotoelektrični efekt na svincu. Na grafu je jasno vidno ostro povečanje preseka, ko energija elektronov doseže vezavno energijo nove orbitale.

$$\begin{aligned}
 h\nu' &= \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}, \\
 T &= h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}, \\
 \cos\theta &= 1 - \frac{2}{(1 + \gamma)^2 \tan^2\varphi + 1}, \\
 \cos\varphi &= (1 + \gamma) \tan\frac{\theta}{2},
 \end{aligned} \tag{34}$$

pri čemer je  $\gamma = h\nu/m_e c^2$ . V povezavi z Comptonovim sipanjem pa velja omeniti tudi Tompsonovo in Rayleigh-ijevo sipanje. Prvo je sipanje fotona na elektronu v klasični limiti, ko je energija fotona majhna v primerjavi z maso elektrona. Drugo pa je sipanje fotona na atomu kot celoti, pri čemer vsi elektroni sodelujejo koherentno. Za oba primera pa je značilno, da ni nič fotonove energije predano mediju. Atomini niso ne ionizirani ne vzbujeni, spremeni se samo smer gibanja fotona.



Slika 11: Kinematski prikaz Comptonovega sipanja. Čeprav je v snovi prostih elektronov sorazmerno malo, lahko tudi vezan elektron tretiramo kot prosti, če je energija protona dovolj velika.

### 5.5.3 Produkcija parov

Produkcija parov je pojav pri katerem foton razpade in tvori par elektron-pozitron. Da velja ohranitev gibalne količine se to lahko zgodi le ob prisotnosti tretjega delca, ponavadi jedra atoma. Seveda pa mora imeti foton dovolj energije za tvorbo para, pri čemer je absolutni minimum 1.022 MeV. Kot rezultat tvorbe para elektron-pozitron, lahko ob zadostni energiji začetnega fotona pride do pojava elektron-foton kaskad. Če imata elektron in pozitron, ki nastaneta iz prvotnega fotona dovolj energije lahko preko zavornega sevanja emitirata nove fotone ki tvorijo nove pare, kateri lahko tvorijo nove fotone, in tako naprej dokler je dovolj energije za tvorbo parov. Ko energija pade pod 1.022 MeV preostali elektroni izgubijo energijo preko trkov.

## 6 Osnovne lastnosti detektorjev

Vsak detektor ima svoje lastnosti in zahteve, saj ne obstaja univerzalen detektor s katerim bi lahko merili vse kar si bi želeli. Vendar pa obstajajo osnovne lastnosti ki jih moramo upoštevati pri izdelavi in uporabi katerega koli detektorja.

### 6.1 Občutljivost

Kot že napisano ni univerzalnega detektorja, ampak je posamezen detektor prilagoje za merjenje posameznih delcev na omejenem energijskem območju. Če preidemo iz tega območja ima to za posledico neuporabne rezultate. Na občutljivost detektorja vpliva veliko faktorjev, naštel in razložil pa bom le



nekaj najpomembnejših. Kot prvo moramo upoštevati presek za reakcijo ter temu prilagoditi maso detektorja. v prejšnjem poglavju je opisano da so nabiti delci zmožni zelo hitro ionizirati snov skozi katero potujejo in posledično detektorji z majhnim volumnom in gostoto dajejo zelo dobre rezultate. Medtem pa so nevtralni delci zmožni prodreti globoko v snov preden interagirajo z snovjo, kar posledično pomeni da morajo biti detektorji večji z večjo gostoto.

Še ena izmed izjemno pomembnih lastnosti je šum. Vsak detektor, naj bo še tako dober ima svoj šum. Poskrbeti je treba da je šum dosti manjši od merjenega signala, saj v nasprotnem primeru ne moremo ločiti svojih meritev od šuma. Da pa sploh lahko pride od interakcije moramo poskrbeti da material, ki ščiti občutljiv del detektorja ne absorbira ali odbija merjenih delcev.

## 6.2 Energijska ločljivost

Za detektorji ki so namenjeni za merjenje energije delcev ali sevanja je zelo pomembno da lahko uporabnik loči med dvema zelo blizu ležečima energijama. Kako blizu sta si lahko energiji da ju še lahko ločimo nam pove energijska ločljivost. Ta se lahko določi tako da se na detektorju izmeri monokromatski žarek delcev ki jih merimo. V idealnih pogojih bi dobili pravilno delta funkcijo, vendar v realnem svetu temu ni tako. Izmerimo namreč strukturo ki ima obliko Gaussove krivulje z neko širino. Ta širina krivulje se pojavi zaradi nihanja ionizacij, ki se zgodijo v detektorju. Ločljivost je ponavadi podana kot "full width at half maximum" na Gaussovi krivulji. Energije ki so bližje od tega intervala se ne da ločiti.

## 6.3 Odzivni in mrtvi čas

Še ene izmed zelo pomembnih lastnosti detektorja je odzivni čas. Ta nam pove koliko časa potrebuje detektor da interakcijo spremeni v izhodni signal. Seveda si želimo da bi bil ta čas čim krajši, da ne izgubljammo možnih dogodkov, ki si sledijo v zelo kratkih intervalih.

Ko pa detektor interakcijo spremeni v signal, pa ravno zaradi dejstva da se je zgodila interakcija potrebuje nekaj časa da se postavi nazaj v stanje ko lahko opravi novo meritev. Čas ki ga potrebuje za to se imenuje mrtvi čas. Spet si tako kot pri odzivnem času želimo, da bi tudi mrtvi čas bil kar se da kratek.

## 6.4 Učinkovitost detektorja

Na koncu pa iz očitnih razlogov želimo vedeti kako učinkovit je naš detektor. Ko govorimo o učinkovitosti detektorjev, imamo ponavadi v mislih bodisi absolutno ali intrinzično učinkovitost.

Absolutna učinkovitost nam pove koliko izmed vseh dogodkov, ki so bili emitirani iz vira, je naš detektor zaznal.

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{zaznani dogodki}}{\text{vsi emitirani dogodki}} \quad (35)$$

Absolutna verjetnost je funkcija geometrije detektorja in verjetnosti da pride do interakcije v samem detektorju. Ker pa so detektorji zasnovani tako da je verjetnost za interakcijo izjemno velika, se ponavadi raje absolutna učinkovitost podaja kot funkcija geometrije in intrinzične učinkovitosti.

$$\varepsilon_{abs} = \varepsilon_{geo}\varepsilon_{int} \quad (36)$$

Intrinzična učinkovitost pa nam poda del dogodkov, ki so zadeli detektor in so bili tudi zaznani.

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{zaznani dogodki}}{\text{dogodki ki zadanejo detektor}} \quad (37)$$

Verjetnost da je dogodek zaznan pa je odvisna od preseka med delci in materialom detektorja. Intrinzična učinkovitost je torej funkcija delcev, njihove energije in materiala. Za nabite delce je relativno visoka, saj ti hitro interagirajo z snovjo. Na drugi strani pa je veliko težje narediti detektor za nevtralnih delcev z podobno učinkovitostjo, saj je verjetnost za interakcijo pri nevtralnih delcih dosti manjša.

## 7 Plinski ionizacijski detektorji

Plinski ionizacijski detektorji so prvi električni detektorji razviti z namenom detekcije ionizirajočega sevanja. Delujejo na principu direktnega zbiranja ioniziranih elektronov in ionov, ki nastanejo pri prehodu sevanja skozi detektor. Njihov princip delovanja in zasnova se od štiridesetih let prejšnjega stoletja, ko so njihovo mesto začeli prevzemati scintilacijski števci.

Okoli leta 1960 pa so z izumom proporcionalne komore ponovno postali zanimivi v raziskavah fizike visokih energij, saj so omogočala določanje poti delca do milimetske natančnosti.

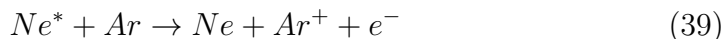
## 7.1 Ionizacijski mehanizmi

Ko delec, ki ga želimo zaznati prileti v detektor na svoji poti bodisi vzbudi bodisi ionizira molekule oziroma atome plina. Vzbujene atome kot takšne ni možno zaznati, vendar pa lahko sodelujejo v nadaljnjih reakcijah, katerih produkti so med drugim tudi elektroni in ioni.

Če delec ionizira atom, lahko zapišemo za to reakcijo takšno splošno enačbo



pri čemer je  $p$  delec ki ga hočemo zaznati,  $X$  pa atom plina. Pari elektronov in ionov, ki nastanejo neposredno pri ionizaciji z opazovanim delcem so imenovani primarni ionizacijski pari, medtem pa so pari, ki nastanejo pri ionizacijah katere povzročijo primarni ionizacijski pari, imenovani sekundarni ionizacijski pari. Da pa do primarne ionizacije sploh pride, mora opazovan delec prenesti na atom vsaj toliko energije kot je vezavna energija elektrona. Obstaja pa še en proces pri katerem pride do ionizacije plina, Penningov efekt. Pri tem procesu sodelujejo vzbujeni atomi, ki imajo meta stabilna stanja, zaradi česar po vzujenju ne oddajo energije takoj. Posledično se lahko zgodi, da takšen delec trči z drugim delcem plina in ga ionizira. Ta pojav je opazen pri mešanicah molekularnih plinov in žlahtnih plinov ter pri mešanicah dveh ali večih žlahtnih plinov. Takšna reakcija med na primer neonom in argonom bi izgledala takole



Zgoraj opisani pojavi so po svoji naravi statistični, zaradi česar dva enaka delca z enako energijo v istem detektorju ne bosta ionizirala enako število delcev. Posledično nas lahko zanima kakšno je povprečno število ionizacij za dano izgubo energije. Tukaj je potrebno biti previden, saj števila ne moremo dobiti tako da, delimo izgubljeno energijo z ionizacijsko energijo. Razlog leži v dejstvu, da se dobršen del energije izgubi preko vzbujanja atomov. Pri plinih lahko v povprečju rečemo da za vsakih 30 eV izgubljene energije dobimo 1 ionizacijski par. Presenetljivo na to številko ne vpliva prav veliko opazovan delec niti plin. Povprečna energija potrebna za nastanek para elektron-ion v določenih snoveh je predstavljena v Tabeli 1

## 7.2 Transport elektronov in ionov v plinih

Razumevanje mehanizmov transporta elektronov in ionov v plinih je ključnega pomena, ko je govora o plinskih ionizacijskih detektorjih, saj ti mehanizmi vplivajo na karakteristike detektorja. Sam transport se v glavnem obnaša

	Potencial vzburljenja	Ionizacijski potencial	Povprečna izguba energije pri nastanku para ion-elektron
	[eV]	[eV]	[eV]
$H_2$	10.8	15.4	37
$He$	19.8	24.6	41
$N_2$	8.1	15.5	35
$O_2$	7.9	12.2	31
$Ne$	16.6	21.6	36
$Ar$	11.6	15.8	26
$Kr$	10.0	14.0	24
$Xe$	8.4	12.1	22
$CO_2$	10.0	13.7	33
$CH_4$		13.1	28
$C_4H_{10}$		10.8	23

Tabela 1: Ionizacijske karakteristike določenih plinov

po klasični kinetični teoriji plinov, v grobem pa ga glede na to ali je prisotno električno polje ločimo dva mehanizma. Če električnega polja ni, potem govorimo o difuziji, ko pa je električno polje prisotno pa govorimo o "drift-u".

### 7.2.1 Difuzija

Če električno polje ni prisotno se par elektron ion oddaljujeta od mesta nastanka v naključno smer. Med gibanju prihaja do mnogih trkov z ostalimi atomi plina, pri čemer delca izgubljata energijo in posledično kmalu prideta v termično ravnovesje, ter se na koncu rekombinirata. Povprečna hitrost elektronov in ionov je opisana z Maxwelllovo distribucijo, iz katere lahko izračunamo, da je povprečna hitrost elektronov pri sobni temperaturi  $10^6$  cm/s ionov pa  $10^4$  cm/s. Razlika v hitrosti je posledica dejstva da so elektroni mnogo lažji kot ioni.

### 7.2.2 "Drift"

Ko pa sistemu dodamo še električno polje se gibanje parov spremeni. Gibanje ni več naključno, ampak usmerjeno glede na električno polje. Ioni se gibljejo v smeri vektorjev električnega polja, elektroni pa v nasprotni smeri. Hitrost gibanje ionov v električnem polju lahko dokaj dobro predvidimo z sledečo enačbo

$$v = \frac{\mu E}{p} \quad (40)$$

pri čemer je  $E$  jakost električnega polja,  $p$  tlak,  $\mu$  pa mobilnost. Mobilnost ostane za posamezen plin dokaj konstantna čez široko območje jakosti električnega polja in tlaka. Posamezne vrednosti so dostopne na [8], v splošnem pa je mobilnost reda velikosti  $10^{-4} \text{ m}^2\text{atm/sV}$  ( $1 \text{ atm} = 1.013 \text{ bar}$ ). Ar se same hitrosti tiče, takšna mobilnost pomeni, da ima ion pri tlaku 1 atm in jakosti električnega polja  $10^4 \text{ V/m}$  povprečno hitrost 1 m/s. Iz tega pa lahko predpostavimo, da je povprečen čas ki ga ion potrebuje, da doseže katodo reda velikosti 10 ms. To pa je prepočasi, da bi dovoljevalo natančne meritve. Na srečo pa so elektroni mnogo lažji zaradi česar je njihova hitrost mnogo večja. Njihova mobilno je tipično 1000 krat večja kot mobilnost ionov, kar pomeni, da je čas ki ga potrebujejo do anode reda mikrosekund, kar pa že omogoča mnogo natančnejše meritve.

V prvem približku lahko rečemo, da se bodo elektroni (in tudi ioni) gibali po silnicah električnega polja. To bi bilo res, če bi govorili o praznem prostoru, kar pa plin ni. Zaradi ostalih atomov plina pride do trkov, ki malo spremenijo smer gibanja. To načeloma ne predstavlja problema če nas zanima samo detekcija delca, vendar pa zmanjšuje ločljivost pozicijsko občutljivim detektorjem.

### 7.2.3 Pomnoževanje elektronov v plazmu

Glavna naloga električnega polja v ionizacijskih detektorjih je ločitev elektronov in ionov ter transport le teh do elektrod. Kot že opisano se elektroni (in tudi ioni) gibljejo v smeri silnic električnega polja, pri čemer pride zaradi trkov z ostalimi atomi plina do manjših odmikov od prvotne poti. Z dviganjem napetosti, pridemo do območja, kjer na elektrodah zberemo praktično vse nastale elektrone, ne glede na napetost. Če pa kljub temu še povečujemo napetost in s tem jačamo električno polje, dobijo elektroni dovolj energije, da pri trkih ionizirajo nevtralne atome plina. Posledično lahko novonastali sekundarni elektroni ponovno ionizirajo in tako naprej. Tako dobimo plaz elektronov, ki na elektrodi povzroči večji tokovni sunek in posledično lažjo zaznavo dogodka.

Naj bo  $\lambda$  povprečna prosta pot elektrona do ionizirajočega trka.  $\alpha = 1/\lambda$  je potem verjetnost za ionizacijo na enoto razdalje, znana tudi kot prvi Townsend-ov koeficient. Če imamo  $n$  elektronov, potem bo na razdalji  $dx$  nastalo

$$dn = n\alpha dx \quad (41)$$

sekundarnih elektronov. Če to enačbo integriramo, dobimo število nastalih elektronov na poti  $x$

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (42)$$

pri čemer je  $n_0$  začetno število elektronov.

### 7.3 Izgube

Za učinkovitost ionizacijskega detektorja je seveda zelo pomembno, koliko parov ionov in elektronov nastane pri prehodu merjenega delca skozi detektor, vendar pa morajo ti pari preživeti dovolj dolgo, da jih lahko izmerimo. Vsak par, ki ne pripomore k izmerjenemu signalu lahko tako štejem k izgubam. Pare lahko izgubljam preko dveh mehanizmov, rekombinacije in tako imenovan "electron attachemnt".

Ko v detektorju ni električnega polja se pari rekombinirajo zaradi privlačne sile med negativnimi elektroni in pozitivnimi ioni, pri čemer zaradi presežka energije izsevajo proton. Ta proces je ob prisotnosti električnega polja mnogo manjši, vendar ne izgine. Proces lahko v splošnem predstavimo z enačbo



V splošnem je hitrost rekombinacij odvisna od koncentracije ionov in plina, kar lahko zapišemo kot

$$dn = bn^- n^+ dt \quad (44)$$

pri čemer je  $b$  konstanta odvisna od plina,  $n^+$  in  $n^-$  pa koncentraciji pozitivnih in negativnih ionov.

"Electron attachemnt" je proces pri katerem atom ujame prost elektron, tako da nastane negativen ion, ki pa je stabilen,



Atomi ki sodelujejo pri temu procesu imajo zadnjo lupino skoraj popolnoma polno zunanjo lupino, tako da tvorba iona povzroči izgubo energije in s tem ugodnejše energijsko stanje atoma. Znani elektronegativni plini so med drugimi tudi  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CCl$  in  $SF_6$ .

### 7.4 Območja delovanja ionizacijskih detektorjev

Obstaja več vrst in izvedb plinskih ionizacijskih detektorjev, najbolj splošno pa jih lahko ločimo glede na jakost napetosti med katodo in anodo v detektorju in sicer na 3 tipe.

Pri zelo nizkih napetostih se relativno veliko parov rekombinira, zato je delovanje detektorja pri teh napetostih nezaželeno. Če povečamo napetost pridemo do širokega območja napetosti kjer vsi elektroni prispejo do elektrode in prispevajo k signalu. V tem območju delujejo ionizacijske celice. Če napetost še dodatno povečamo dobijo elektroni dovolj energije da ionizirajo sekundarne elektrone in povzročijo plazovito reakcijo. Ker je število sekundarnih ionizacij sorazmerno z višanjem napetosti temu območju pravimo območje prave proporcionalnosti, detektorjem, ki delujejo v tem območju pa proporcionalni števcii.

Napetosti pa ne moremo višati v nedogled, saj pri ionizacijah nastanejo tudi ioni, ki pa se gibljejo mnogo počasneje kot elektroni. Tako vsaka ionizacija ustvari oblak pozitivnih ionov, ki počasi drsi proti katodi. Če je koncentracija pozitivnih ionov dovolj velika lahko vplivajo na obliko električnega polja v detektorju. Ker je plazovita ionizacija odvisna od oblike električnega polja, se pri dodatnem višanju začnejo pojavljati nelinearni efekti, kar pa ni idealno za detektor. Posledično v tem območju omejene proporcionalnosti ionizacijski detektorji niso uporabni.

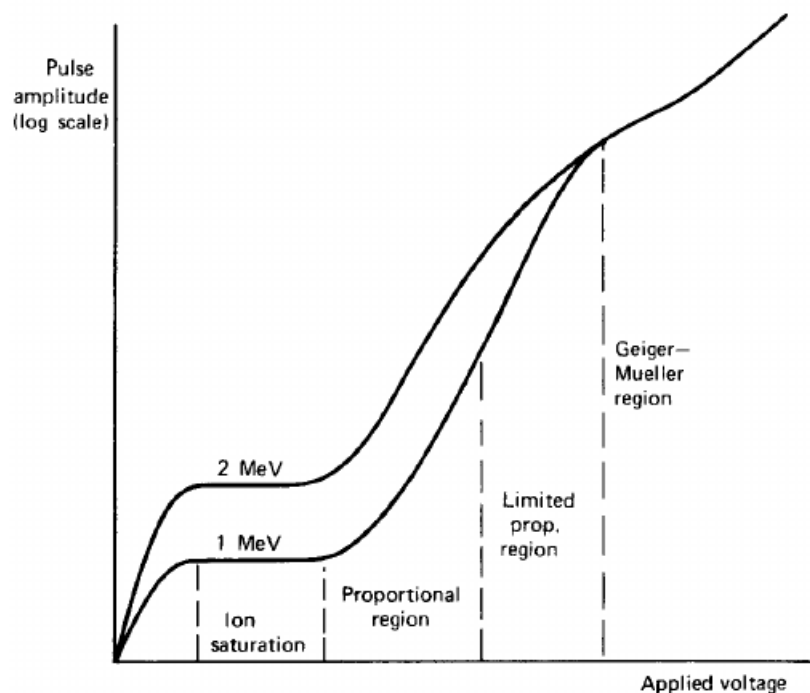
Če je napetost še dodatno dvigamo pa pridemo do območja delovanja Geiger-Miller-jevih števciv. V tem območju je napetost tako velika, da vsaka ionizacija povzroči plaz novih ionizacij po celotnem območju detektorja in da vedno enak signal. Takšni detektorji nam dajo le informacijo o tem da se je dogodek zgodil, zato niso najbolj uporabni v znanstvenih eksperimentih.

## 7.5 Proporcionalni števcii

Proporcionalni števec je tip ionizacijskega detektorja, ki se je pričel uporabljati v drugi polovici 40 let prejšnjega stoletja. Ti števcii delujejo v območju proporcionalnosti (Slika 12), kjer je električno polje dovolj močno, da vsak izbit elektron povzroči sekundarne ionizacije in na tako ojača signal ki ga merimo. Tak signal je posledično lažje izmeriti, hkrati pa ne izgubimo podatka o energiji.

### 7.5.1 Izbira plina

Karakteristik, ki jih je potrebno upoštevati porii izbiri plina za proporcionalni števec je več, glavne pa so: nizka delovna napetost, dobra proporcionalnost, velika ojačitev in čim manjši mrtvi čas. Predvsem zaradi nizke delovne napetosti se največkrat uporabljajo žlahtni plini, med najbolj priljubljenimi sta helij in argon. Popolnoma čist plin ne dosega optimalnih ojačitev, saj pri rekombinaciji pozitivnih ionov prihaja do sprostitve prostih elektronov, ki lahko povzročijo lažne signale. Ta pojav se docela prepreči z mešanjem



Slika 12: Amplituda izhodnega pulza pri dani napetosti in energiji merjenega delca. Vidimo lahko več območij delovanja detektorja v odvisnosti od napetosti. Če dovolj povišamo napetost lahko opazimo, da je amplituda izhodnega pulza enaka na glede na energijo merjenega delca.

žlahtnih plinov z večatomskim plinom, kot je metan. Ena izmed bolj znanih mešanic *P10*, vsebuje 10% metana in 90% argona.

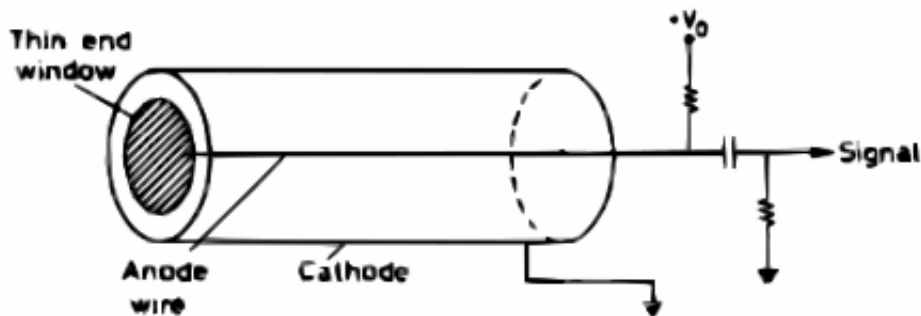
Seveda pa je potrebno biti pozoren na prisotnost ostalih plinov, predvsem tistih ki tvorijo negativne ione, saj le ti poslabšajo izkoristek detektorja. Ta problem je posebej izrazit pri detektorjih zaprtega tipa, kjer je plin nepredušno zaprt. Vendar pa zaradi staranja in mikrorazpok na materialu, zrak skozi čas prodira v detektor in tako zmanjšuje njegovo učinkovitost. Teh problemov se rešimo, če detektor uporablja konstanten dotok plina. V takšnem detektorju konstantno počasi doteka nov plin in odteka star, s čimer zagotovimo konstantno kvaliteto plina. Še ena izmed prednosti takšnih detektorjev je tudi enostavna zamenjava plina, če se uporabnik odloči uporabiti drugačno mešanico.

### 7.5.2 Izbira geometrije

Glavna prednost proporcionalnih števecv je proporcionalna množitev elektronov. Da pa bi bila ta lastnost uporabna za določanje energije, moramo



biti previdni pri načrtovanju oblike električnega polja v detektorju. Če za primer vzamemo zelo preprosto geometrijo, kjer sta anoda in katoda vzporedni je električno polje med elektrodama pravokotno glede na ploskvi, ter bolj pomembno povsod med elektrodama konstantno. Pri takšni geometriji in dovolj visoki napetosti, bo vsak elektron takoj po nastanku začel pospeševati proti anodi in prožil sekundarne ionizacije na svoji poti. Takšna geometrija je neuporabna za določanje geometrije ker bodo tisti elektroni, ki bodo nastali dlje stran od anode povzročili več sekundarnih ionizacij in posledično večji signal kot tisti ki bodo nastali bližje anodi. Problem najenostavneje rešimo z uporabo cilindrične geometrije, kjer je anoda žička, ki teče skozi sredino valja, stena valja pa je katoda. Skico takšnega detektorja je predstavljena na Sliki 13. Električno polje v takšni geometriji je sorazmerno z  $1/r$  ( $r$  je razdalja od anode). Posledično je električno polje pri večjih razdaljah prešibko, da bi izbiti elektroni izbijali sekundarne elektrone. Tako izbiti elektroni drsijo proti anodi, do razdalje nekaaj radijev žice, kjer postane električno polje dovolj močno da lahko povzročijo sekundarne ionizacije. Tako se vse pomnožitve nastanejo na zelo ozkem področju ob anodi, ne glede na mesto primarne ionizacije.



Slika 13: Enostaven cilindričen proporcionalni števec. Po srednini teče anodna žica, medtem ko za katodo služi kar stena valja. Električno polje je sorazmerno z  $1/r$ , tako elektroni dobijo zadostno energijo za sekundarne ionizacije šele zelo blizu anode, ne glede na to kje se je zgodila primarna ionizacija, posledično pa se ohrani podatek o izgubi energije opazovanega delca.

### 7.5.3 Nastanek signala

Čeprav je iz napisanega in moč sklepati, da signal nastane zaradi elektronov, ki se zberejo na anodi, temu ni tako. Signal nastane zaradi indukcije, ki jo povzročijo elektroni in ioni med svojim gibanjem proti elektrodama.

Predpostavimo, da imamo cilindričen proporcionalni števec, takrat lahko električno polje in potencial zapišemo kot

$$\begin{aligned} E(r) &= \frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r} \\ \varphi(r) &= -\frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \ln\left(\frac{r}{a}\right) \end{aligned} \quad (46)$$

pri čemer je  $r$  razdalja od žice,  $V_0$  napetost med anodo in katodo,  $\epsilon$  dielektrična konstanta plina, ter

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(a/b)} \quad (47)$$

kapacitivnost an enoto dolžine detektorja, pri čemer je  $a$  radij žice,  $b$  pa radij valja. Predpostavimo, da je na razdalji  $r$  postavljen naboj  $q$ . Njegova potencialna energija, ter sprememba potencialne energije ob premiku za  $dr$  je tako podana z

$$\begin{aligned} W &= q\varphi(r) \\ dW &= q \frac{d\varphi(r)}{dr} dr \end{aligned} \quad (48)$$

Za cilindričen kondenzator pa je elektrostatična energija shranjena v električne polju podana z  $W = 1/2lcV_0^2$  ( $l$  je dolžina valja). Če je premik nabojev v valju hitrejši kot pa je zmožnost, da zunanji vir napajanja reagira na spremembo energije v sistemu, lahko lahko naš sistem tretiramo kot zaprt. V zaprtem sistemu se energija ohranja, tako velja

$$\begin{aligned} dW &= lCV_0dV = q \frac{d\varphi(r)}{dr} dr \\ dv &= \frac{-q}{lCV_0} \frac{d\varphi(r)}{dr} dr \end{aligned} \quad (49)$$

pri čemer je  $dV$  inducirana sprememba napetosti na elektrodah, povzročena zaradi gibanja nabojev v detektorju. Enačba 50 je povsem splošna ne glede na geometrijo sistema. Če to enačbo prevedemo na naš cilindričen sistem in predpostavimo, da se je primarna ionizacija zgodila in da se pomnoževanje zgodi na razdalji  $r'$  od anode, so inducirani napetosti zaradi elektronov in ionov

$$\begin{aligned}
V^- &= \frac{-q}{lCV_0} \int_{a+r'}^a \frac{d\varphi}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln\left(\frac{a+r'}{a}\right) \\
V^+ &= \frac{-q}{lCV_0} \int_{a+r'}^b \frac{d\varphi}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln\left(\frac{b}{a+r'}\right).
\end{aligned}
\tag{50}$$

Ker se vse pomnožitve zgodijo le nekaj radijev stran od žice, je enostavno razbrati, da je prispevek elektronov k inducirani napetosti mnogo manjši od prispevka ionov in ga lahko v večini primerov zanemarimo.

#### 7.5.4 Izvedbe proporcionalnih števecv

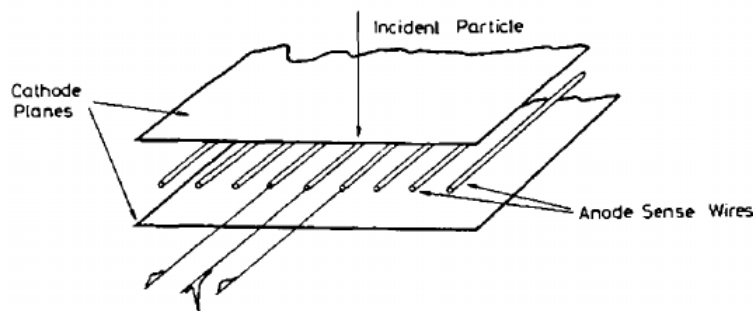
Izvedb proporcionalnih števecv, ki se dejansko uporabljajo v eksperimentih je veliko, zato bom predstavil le tri. Mnogožično proporcionalno komoro (ang. Multivire proportional Chamber, MWPC), Drift komoro, in "Time projection" komoro.

**Večžična proporcionalna komora (VŽPK)** Pri eksperimentih iz področja fizike visokih energij je zelo pomembno izmeriti trajektorijo delca, ki ga opazujemo. Do 70. let prejšnjega stoletja so pot delca lahko opazovali le z optičnimi metodami, fotografsko emulzijo, meglčno komoro, ... Te metode so bile zelo zamudne, preboj pa se je zgodil leta 1968, ko je bila izumljena mnogožična proporcionalna komora. Izkazalo se je, da lahko več vzporedno postavljenih anodnih žic v komori deluje kot proporcionalni števec. Z razvojem tranzistorske elektronike, so lahko vsaki žici dodali še ojačevalec, tako da vsaka žica deluje kot individualen detektor.

VŽPK je v osnovi sestavljena enakomerno oddaljenih vzporednih anodnih žic, med dvema katodnima ploščama. Razdalja med žicami je ponavadi 2 mm, med anodo in katodo pa okoli 6 mm. Skica VŽPK je predstavljena na Sliki 14. Oblika električnega polja ob priključenju napetosti je prikazana na Sliki 15. Vidimo lahko da jso silnice z izjemo območja blizu katod praktično vzporedne in električno polje konstantno. Blizu katod pa zavzame polje obliko podobno tisti v cilindrični geometriji, polje pa je ponovno sorazmerno z  $1/r$ . Če primaren elektron nastane v območju konstantnega električnega polja, bo začel drseti vzporedno z silnicami, dokler ne bo prišel dovolj blizu katodam, kjer bo zaradi drugačne oblike električnega polja močno pospešil kar bo povzročilo sekundarne ionizacije, tako kot pri cilindričnem proporcionalnem števcu. Nastali ioni bodo na bližnji katodi inducirali negativen signal, na ostalih anodah in katodah pa šibkejši pozitiven signal. Na ta način ni nobenega dvoma katera katoda je bila najbližja primarni ionizaciji.

Na ta način lahko razberemo samo eno koordinato. Podatek o drugi koordinati lahko dobimo če postavimo zraven naše VŽPK še eno z katodami pravokotno na prvo komoro. Oba detektorja lahko združimo v enega, v katerem so med katodnimi ploskvami dve plasti katodnih žic pravokotni druga na drugo. Da določimo pot opazovanega delca postavimo več takšnih detektorjev enega za drugim, tako da lahko iz izmerjenih točk rekonstruiramo pot delca. Ker je vsaka anoda individualen detektor lahko v principu istočasno zaznamo več delcev, vendar pa delca nikakor ne smeta biti bliže kot je razdalja med katodami. Težave z rekonstrukcijo pa se zaradi bližine delcev pojavijo že veliko prej.

Ločljivost VŽPK je ponavadi polovica razdalje med katodnimi žicami, se pravi reda velikosti  $\pm 1$  mm. Za boljšo ločljivost je potrebno zmanjšati razdaljo med katodami, vendar se pri razdalji manjši od 1 mm detektor postane težaven za upravljanje.

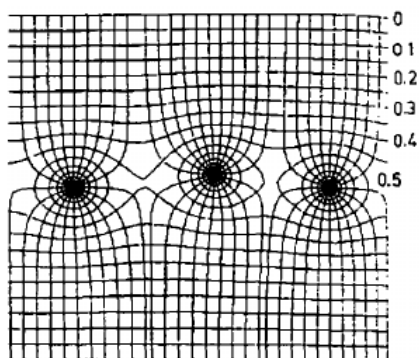


Slika 14: Shematski prikaz zgradbe mnogožične proporcionalne komore. Vsaka izmed anodnih žic med katodnimi ploščama služi kot posamezen detektor, zato lahko s pomočjo VŽPK določimo eno izmed koordinat prehoda delca.

**Drift komora** Eden izmed načinov kako določiti prostorski položaj delca, je tudi merjenje časa ki ga elektron potrebuje, da od mesta primarne ionizacije pride do katode. Če poznamo čas ionizacije ( $t_0$ ), čas prihoda do katode ( $t_1$ ) in hitrost gibanja elektronov v danem detektorju ( $w$ ), je razdalja od katode do mesta ionizacije preprosto

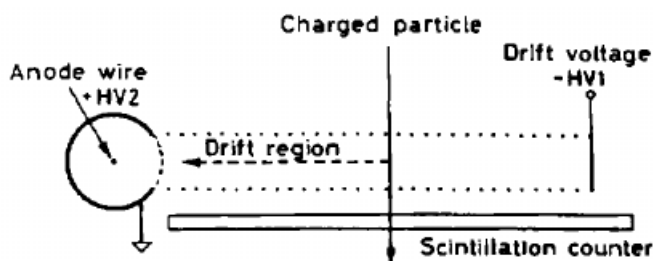
$$x = \int_{t_0}^{t_1} w dt. \quad (51)$$

To lastnost izkorišča "drift" komora. Enostavna shema komore je predstavljena na Sliki 16. Na eni strani komore je postavljena anoda pod veliko



Slika 15: Električno polje v VŽPK je konstantno daleč stran od žic, v bližini žic pa postane sorazmerno z  $1/r$ . Tako tudi v VŽPK elektroni povzročajo sekundarne ionizacije šele zelo blizu anod ne glede na to kje se je primarna ionizacija zgodila.

napetostjo, na drugi strani pa je anoda preprostega proporcionalnega števca. Da se zagotovi konstantno električno polje in s tem konstantna hitrost elektronov so dodane še anodne žice, ki obdajajo območje gibanje ali drsenja elektronov. Napetost na teh žicah je določena tako, da je rezultirajoče električno polje konstantno. Da pa sploh lahko izračunamo pot, pa potrebujemo začetni čas, ki pa ga določimo z dodatnim scintilatorskim števcem, katerega postavimo pred ali pa za komoro. Ko delec preleti komoro, scintilator sproži meritev časa, katero ustavi signal na anodi.



Slika 16: Shematski prikaz drift komore.

Območja gibanja oziroma drsenja elektronov so lahko dolga tudi do 50 cm, vendar so zaradi omejitve difuzije in uporabe manjše napetosti poti ponavadi dolge okoli 10 cm. Hitrosti so tipično okoli  $5 \text{ cm}/\mu \text{ s}$ , kar pomeni da je tipičen čas drsenja okoli  $2 \mu \text{ s}$ . Da pokrijemo večjo površino moramo postaviti več komor skupaj, pri čemer jih orientiramo pravokotno ene na druge, tako da dobimo podatke o obeh koordinatah.

V principu lahko uporabimo enako strukturo kot pri VŽPK, pri čemer morajo

biti razdalje med žicami večje. Problem takšne strukture je v električnem polju, ki ni konstantno. Ta problem se reši z dodatnimi anodnimi žicami v območju drsenja. Ni pa nujno da merimo položaj v  $x$  in  $y$  smeri. Predvsem za trkalnike so zanimive geometrije kjer se merijo koordinate  $r$  in  $\phi$ .

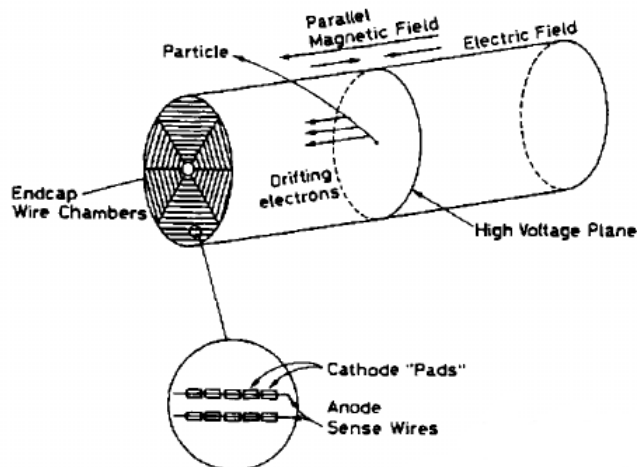
Pri drift komorah je izbira plina še nekoliko bolj pomembna kot pri VŽPK. V splošnem se upoštevajo isti kriteriji kot pri VŽPK, posebna skrb pa je namenjena čistosti plina. Zaradi relativno dolge poti, ki jo mora prepotovati elektron je nujno, da v mešanici ni prisotnih nobenih elektronegativnih plinov. Daljša kot je pot, ki jo mora elektron prepotovati večja mora biti čistost plina. Plin pa je pomemben faktor tudi pri hitrosti elektronov. Če je stopnja meritev visoka mora biti hitrost elektronov večja, da lahko razločimo med posameznimi dogodki. Višje hitrosti se dosežejo z  $CF_4$ , medtem ko se za nižje hitrosti uporablja  $CO_2$ ,  $He - C_2H_6$  ali podobna mešanica.

**Time Projection chamber (TPC)** Trenutno najboljši izmed ionizacijskih detektorjev je "time projection chamber" ali TPC. Ta detektor je zmožen tri-dimenzionalnega spremljanja poti opazovanega delca, hkrati pa podajati informacijo o izgubi energije delca  $dE/dx$ . Detektor uporablja princip VŽPK in drift komore. Osnovna struktura je vidna na Sliki 17. Detektor je v osnovi velik z plinom napolnjen valj. V sredini je tanka elektroda, pod visoko napetostjo. Na vsaki strani detektorja so matrike proporcionalnih anodnih žic, vzporedno z katerimi pa so katodne traki, razdeljeni na pravokotna območja. Ko je v detektor pod napetostjo, se ustvari konstantno električno polje vzporedno na centralno os detektorja.

TPC se večinoma uporablja kot detektor pri trkalnikih, kjer ga postavijo tako, da je mesto interakcije v centru TPC-ja, tako da je prostorski kot ki ga detektor lahko zazna blizu  $2\pi$ . Ko v centru pride do interakcije, delci ki interagirajo, potujejo skozi detektor in na svoji poti ionizirajo plin. Nastali elektroni potujejo proti obema koncema detektorja, kjer tako kot pri VŽPK sprožijo plaz sekundarnih ionizacij. Ena izmed koordinat je določena na podlagi anode na kateri je signal najmočnejši, druga pa na podlagi induciranih signalov na pravokotnih delih katod ki potekajo vzporedno z anodami. Ostane še ena koordinata. Ker začetno točko opazovanega delca pozanamo, delec pa na svoji poti konstantno ionizira plin lahko z merjenjem časa med posamičnimi dogodki določimo še tretjo koordinato.

Zaradi velikega volumna je eden izmed problemov difuzija, katero pa lahko občutno zmanjšamo z uporabo magnetnega polja. Le ta pa mora biti usmerjen vzporedno z električnim poljem, saj v nasprotnem primeru spremenimo smer gibanja elektronu. Drug problem pa so pozitivni ioni, ki nastanejo pri sekundarnih ionizacijah blizu anod. Njihova koncentracija je tako velika, da

bi lahko občutno spremenili električno polje v detektorju in posledično onemogočili delovanje detektorja. Da se temu izognemo, se neposredno pred anode postavi dodatna elektroda z enako napetostjo kot ozemljitev.



Slika 17: Shema time projection komore. TPC združuje prednosti tako VŽPK in drift komore, saj omogoča enostavno prostorsko sledenje izbranemu delcu, hkrati pa nam podaja informacijo o izgubi energije delca. Ponavadi jo uporabljajo v trkalnikih, tako da je meto interakcije točno na sredini komore.

## 7.6 Geiger-Miller-jev števec

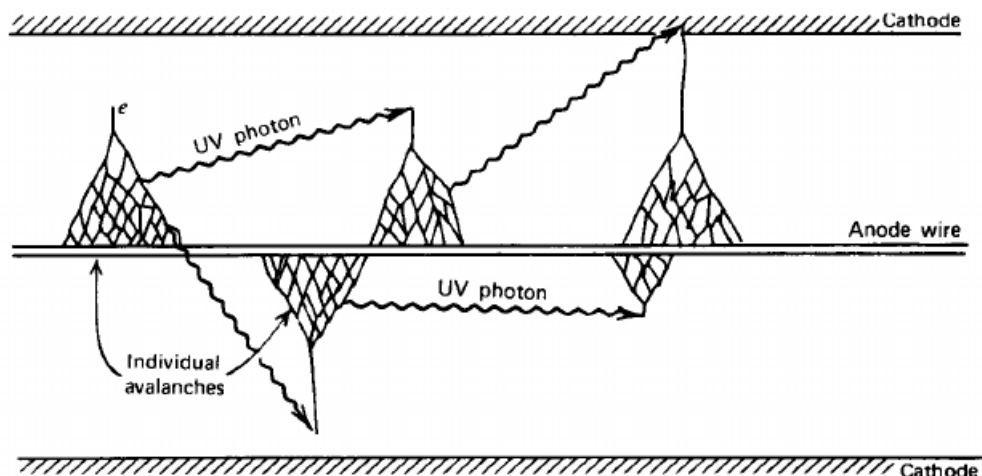
Geiger-Miller-jev števec (G-M števec), je eden izmed najstarejših detektorjev za zaznavo ionizirajočega sevanja, zaradi svoje enostavnosti pa se uporablja še danes.

### 7.6.1 Način delovanja

Tako kot proporcionalni števeci, tudi G-M števec deluje pri dovolj visokih napetostih, da primarni elektroni sprožijo plaz sekundarnih ionizacij, vendar pa za razliko od proporcionalnega števca G-M števec deluje pri veliko višji napetosti. Posledično plaz sekundarnih ionizacij ni omejen na določeno območje, ampak lahko posamezen plaz sproži novega na povsem drugem mestu v detektorju.

Ko primarni elektron potuje proti elektrodi trka z veliko delci plina, pri čemer ionizira le manjši del atomov s katerimi trči. Del tistih atom, ki ne ionizirajo preide v vzbujeno stanje, ki pa ne traja dolgo, saj z izsevanjem fotona oddajo

prejeto energijo. Ta foton pa lahko povzroči ionizacijo drugega atoma plina z šibkeje vezanim elektronom Slika 18.



Slika 18: Shema prikazuje mehanizem, preko katerega se prožijo dodatni plazovi, ko je napetost dovolj visoka da detektor deluje kot Geiger-Millerjev števec. Ionizirana območja nastajajo vse dokler se koncentracija pozitivnih ionov ne poveča do te mere, da lokalno spremeni obliko električnega polja in ustavi nadaljnje ionizacije.

Foton je tipično absorbiran zelo blizu izvornemu atomu, vendar pa nova ionizacija povzroči nov plaz, kateri odda nove fotone, tako da se plazovi širijo v vse smeri detektorja, dokler ni zajet praktično ves volumen detektorja. Širjenje ionizacije pa se, ko doseže kritično točko zaustavi smo. Razlog leži v dejstvu, da so pozitivni ioni zaradi svoje majhne hitrosti praktično na mestu nastanka, ko pa so elektroni že absorbirani na anodi. Velika koncentracija pozitivnih elektronov spremeni obliko električnega polja v detektorju, tako da jakost polja pade pod kritično mejo potrebno za plazovito ionizacijo. Pri stalni zunanji napetosti, je kritična točka pri kateri se plazovita ionizacija ustavi skoraj identična kar koncentracije pozitivnih ionov tiče. Posledično vsaka ionizacija, da skoraj enak signal, tako njihova amplituda ne poda nobene informacije o primarni ionizaciji.

### 7.6.2 Izbira plina

Plin mora imeti podobne karakteristike kot tisti za proporcionalne števece. Ker oba tipa števecv delujeta z elektroni in pozitivnimi ioni, je potrebno zagotoviti da niti v sledeh ni prisotnih plinov, ki tvorijo negativne ione, kot na primer kisik. V večini primerov se uporabljajo žlahtni plini, helij in argon



sta najbolj popularni izbiri. Ponavadi se dodaja še dodatna komponenta, ki prepreči nastanek prostih elektronov pri rekombinaciji pozitivnih elektronov na katodi. To je nujno, saj vsak prost elektron, ki ni rezultat ionizacije sproži nov signal, identičen pravemu in v skrajnem primeru je lahko detektor povsem neuporaben, saj daje konstantne signale, čeprav ni primarnih ionizacij. Da elektroni dosežejo energijo potrebno za sekundarno ionizacijo, je pomembno razmerje med jakostjo električnega polja in tlaka plina  $E/p$ . To razmerje je specifično za vsako mešanico, je pa splošna praksa, da se poskuša uporabiti tlak nižji od atmosferskega, saj se tako zniža potrebna jakost električnega polja in s tem potrebna napetost. Za tipične pline je ta napetost med 500 in 2000 V.

## Literatura

- [1] Albert Messiah, Quantum Mechanics, Mineola: Dover Publications, 1999
- [2] David J. Griffiths, Introduction to quantum mechanics, New York, Prentice Hall Inc., 1995
- [3] Donald H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 4th edition, Cambridge, Addison-Wesley Publishing company Inc., 2001
- [4] Louis Lyons, A practical guide to data analysis for physical science students, New York, Press Syndicate of the University of Cambridge, 1991
- [5] Louis Lyons, Statistics for nuclear and particle physicists, New York, Cambridge University Press, 1986
- [6] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second edition, Berlin, Springer-Verlag, 1994
- [7] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Third edition, New York, John Wiley & Sons, 2000
- [8] J.W. Leake, Atomic and nuclear physics, [online], National Physical Laboratory, [citirano 30.4.2014], 4.4 Free electrons and ions in gases, dostopno na spletnem naslovu: [http://www.kayelaby.npl.co.uk/atomic\\_and\\_nuclear\\_physics/4\\_4/4\\_4\\_1.html](http://www.kayelaby.npl.co.uk/atomic_and_nuclear_physics/4_4/4_4_1.html)
- [9] Standardni model, [Slika], [citirano 15.4.2014], dostopno na spletnem naslovu: [http://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles.svg](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg)