

D-203

DIPLOMSKI RAD

DRAŽIĆ NADA

Природно-математички факултет
Радна заједница заједничких послова
НОВИ САД

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
ODSEK: FIZIKA

Пријем: 24. XII. 81.		
Орг. јед.	Број	Година
03	10/94	

DIPLOMSKI RAD

ДЕТЕКТОРИ ВИСОКИХ ЕНЕРГИЈА

MENTOR:
DR MILAN NIKOLIĆ

KANDIDAT:
DRAŽIĆ NADA

Novi Sad
DECEMBAR 1981. g.

S A D R Z A J

Str.

U V O D	1
I FIZIČKI PRINCIPI RADA DETEKTORA	3
1. Uvodne napomene	3
2. Prolaz nanelektrisanih čestica kroz materijal	4
--Jonizacioni gubici energetije	4
- Gubitak energije zračenjem	13
3. Interakcija elektromagnetsnog zračenja	18
- Elastično rasejanje elektromagnetsnog zračenja	19
- Compton-ov efekat	20
- Fotoelektrični efekat	24
- Proizvodnja para	27
4. Prolaz neutrona čestica kroz materijalnu sredinu	31
II DETEKTORI (I IDENTIFIKACIJA ČESTICA)	34
1. Kontinualni detektori tragova	35
2. Detektori položaja	51
3. Detektori γ -zraka	71
4. Identifikacija čestica	74
a) Registracija visokoenergetskih neutrona . .	82
b) Detekcija visokoenergetskih neutrina. . .	83
c) Identifikacija miona	85
5. Kalorimetri	86
PRIMER IDENTIFIKACIJE ČESTICE	93
1. Otkriće antiprotona	93

★ ★ ★

U V O D

Ovde, kao i u svakoj drugoj oblasti nauke, stalno napredovanje odredjeno je složenim medjuuticajem novih otkrića, povezanih obično s primenom novih metoda eksperimenta i novih ideja i predstava, koji se pojavljuju odmah izatih otkrića i bivaju stimulisani njima. Otkriće miona bilo je posledica pojave nove za to vreme tehnike eksperimenta — okidne Wilsonove komore.

Pronalaženje veoma važne karike u lancu raspada $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$, očekivalo je pojavu još jedne metode — upotrebu specijalnih fotoemulzija, kod kojih su zaustavna moć i prostorna rezolucija bili bolji nego kod Wilsonove komore. U daljem razvoju, konstruisane su vodonične mehuraste komore, sposobljene za rad s impulsnim cikličnim akceleratorima i sposobne da daju za nanelektrisane čestice rezoluciju impulsa reda veličine 1%, što je dovela do otkrića skupa bariona i njihovih rezonansi.

Ne manju važnost, od otkrića novih pojava, ima tačnost merenja određenih fizičkih veličina. Baš od tačnosti merenja zavisi, opšte govoreći, da li će se pronaći razmimoilaženje izmedju eksperimenta i teorije. U tabeli su nabrojani neki eksperimenti određivanja mase miona; može se videti kako se povećavala tačnost s pojmom novih metoda.

<i>God.</i>	<i>Publikacija</i>	<i>Metoda</i>	<i>Odnos</i> m/m_e
1937	Street J.C. Steven- son E.C. <i>Phys. Rev.</i> , 52, 1003	Odnos impuls-joniza- cijsa za mezone kos- mičkog porekla u Vilsonovoj komori	175 ± 50
1949	Brode R.B., <i>Rev Mod. Phys.</i> , 21, 37	Odnos impuls-domet za mezone u Vilso- novoj komori sa pločama	218 ± 5
1956	Barkas W.H. et al., <i>Phys. Rev.</i> , 101, 778	Odnos impuls-domet u emulziji za mezo- ne, dobijenih u sinhrociklotronu	106.9 ± 0.2
1960	Devons S. et al., <i>Phys. Rev. Lett.</i> , 5, 330, Lathrop J. et al., <i>Nuovo Cim.</i> , 17, 109	Mezorentgensko zra- ženje pri prelazu $3D_{5/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ u mezoatomu fosfora	$206,78 \pm 0.03$
1963	Hutchinson D.P. et al., <i>Phys. Rev.</i> , 131, 1351	Žiromagnetni odnos miona i učestalost precesije u magnet- nom polju	$206,765 \pm 0.003$

I FIZIČKI PRINCIPI RADA DETEKTORA

1. UVODNE NAPOMENE

Glavni cilj ove glave jeste odgovor na pitanje o tome, šta se dešava pri prolasku snopa nanelektrisanih i neutralnih čestica ili γ -kvanata kroz različite materijale. Procesi do kojih dolazi pri prolasku čestica kroz materijalnu sredinu leže u osnovi svih metoda detekcije čestica.

Razmatraće se prolazi takvih nanelektrisanih čestica i γ -kvanata čije energije za nekoliko ili mnogo redova veličina nadmašuju srednju energiju veze elektrona u atomima, koja se naziva SREDNJI JONIZACIONI POTENCIJAL I. Za veličinu I važi empirijska relacija:

$$I \approx 13.5 \cdot z \text{ [ev]}$$

Na taj način biće razmatran prolaz čestica kroz materijal sa energijama od 0.01-0.1 MeV i više, sve do hiljadu GeV.

Opšta slika prolaska čestica visokih energija (podrazumevajući pod tim energijama one koje su velike u poređenju sa I) kroz neku sredinu, veoma je složena. Pri prolasku nanelektrisanih čestica i γ -kvanata kroz materijal, osnovnu ulogu imaju dobro proučene elektro-magn. interakcije. Uloga nuklearnih interakcija u većini slučajeva je mala zbog kratkodometnih nuklearnih sila, a takodje i zbog toga što elektrona u materijalu ima daleko više nego jezgara. Drugo ozbiljno uprošćavanje zasniva se na tome da energija prolazećih čestica znatno prevazilazi energiju veze elektrona u atomu. To često omogućuje zanemarivanje energije veze elektrona u atomima materijala, tj. ti elektroni mogu se smatrati slobodnim u trenutku sudara sa prolazećom česticom.

Zato je trajektorija teške naelektrisane čestice u materijalu praktično pravolinijska (videti multipno rasejanje).

U procesu ionizacije elektron biva izbačen iz atomskog omotača. Takvo direktno uklanjanje elektrona iz neutralnih atoma (δ -zraci) od strane upadne čestice, predstavlja PRIMARNU JONIZACIJU. Maksimalna kinetička energija elektrona nastalog u procesu ionizacije (tj. max gubitak energije teške čestice) iznosi $4(\frac{me}{M}) \cdot E$, gde je E kinetička energija upadne čestice. Njihovi tragovi se mogu videti u ekspanzionoj komori ili u nuklearnim emulzijama. Ako elektron, izbačen pri primarnoj ionizaciji ima dovoljnu energiju za dalju ionizaciju, novi proces se naziva SEKUNDARNA JONIZACIJA. Kada upadna čestica nije više u stanju da ionizuje, došla je do kraja svog DOMETA u zaustavnom materijalu.

Za izgubljeni deo energije neke čestice po jedinici puta u nekoj sredini, uveden je pojam SPECIFIČNOG GUBITKA ENERGIJE. Sposobnost čestice da po jedinici puta obrazuje par jona u datoј sredini, predstavlja SPECIFIČNU JONIZACIJU. S obzirom da specif. gubitak energije i specifična ionizacija fluktuiraju, uvode se pojmovi njihovih srednjih vrednosti. Srednji specifični gubitak energije naziva se još i ZAUSTAVNA MOĆ SREDINE, a data je Bethe-ovom relacijom:

$$(1) \quad (-\frac{dE}{dx})_{\text{ion}} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} \right); \quad n = \frac{Z N_0 \rho}{A}$$

gde z predstavlja nanelektrisanje čestice u jedinicama elementarnog nanelektrisanja, n -elektronska gustina sredine, Z -redni broj atoma zaustavnog materijala, ρ -gustina materijala, A -atomski broj, N_0 -avagadrovoj broj, v -brzina upadne čestice, \bar{I} -srednji ionizacioni potencijal usrednjeni po svim elektromima materijala. \bar{I} se može proračunati iz Tomas-Fermi-jeve funkcije elektronske raspodele za atom i glasi:

$$\bar{I} = K \cdot Z [eV]$$

U praksi \bar{I} se nalazi iz eksperimentalnih rezultata

Osnovne zakonomernosti koje proizilaze iz gore date formule (1) za ionizacione gubitke, su sledeće:

a) Zavisnost $\frac{dE}{dx}$ od karakteristika upadne čestice izražava se odnosom:

$$\frac{dE}{dx} \sim z^2 f(v)$$

gde ne ulazi masa čestice M. Dakle, ionizacioni gubitak je odredjen nanelektrisanjem i brzinom teške nanelektrisane čestice, međutim, ne zavisi od njene mase.

b) Veoma je karakteristična velika zavisnost gubitaka od brzine ($dE/dx \sim 1/v^2$). Gubici su utoliko veći, ukoliko je manja brzina čestice. Baš zato se tragovi čestica u Vilsonovoj komori ili fotoemulzijama, jako sužavaju na krajevima. Pri veoma velikim energijama brzina stremi ka svojoj gornjoj granici ($v=c$), tako da se izraz ispred logaritma u izrazu (1) približava konstantnoj vrednosti. Sam logaritamski član, iako polako, povećava se zbog umanjivanja člana pod znakom logaritma ($1 - \beta^2 \rightarrow 0$). Zato kriva gubitaka ima minimum koji se nalazi približno na energiji $E = 2Mc^2$ (M-masa mirovanja čestice). Logaritamski porast gubitaka s porastom energije u suštini je relativistički efekt.

U Bethe-ovoј formuli (1) može se brzina izraziti preko energije i mase čestice (nerelativistički slučaj):

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{2\pi z^2 e^4 n M}{E \cdot m} \ln \frac{2mE}{IM}$$

Iz ovog izraza se vidi da su gubici pri nerelativističkim brzinama, pri istoj energiji, sa zadovoljavajućom tačnošću proporcionalni masi. Zato su tragovi teških čestica deblji i

7.

kraći nego kod lakih čestica. Naprotiv, u ultrarelativističkom slučaju (kao što će biti prikazano kasnije) ionizacioni gubici pri istoj energiji gotovo da i ne zavise od mase čestice.

c) Ionizacioni gubici proporcionalni su gustini materijala (ρ). Ako se u izrazu (1) izvrši transformacija:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = -\frac{dE}{d(\rho x)}$$

dobija se tzv. MASENA ZAUSTAVNA MOĆ. Njeno uvodjenje je opravдано, jer je masena zaustavna moć približno jednaka za sve materijale. To se može i pokazati:

$$-\frac{dE}{d(\rho x)} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \sim n \frac{1}{\rho} = \frac{ZN_0\rho}{A} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{ZN_0}{A} \simeq \text{const}$$

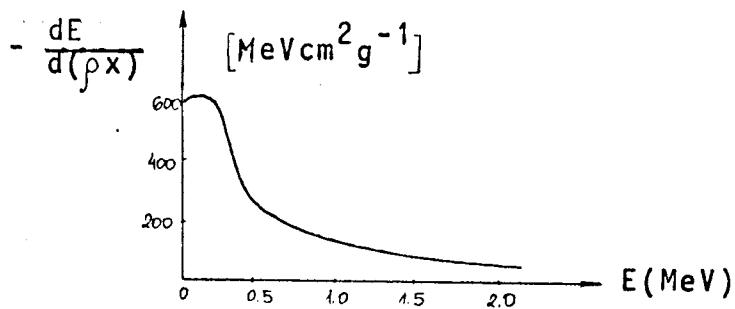
Kako je $\frac{Z}{A}$ grubo konstantna veličina u celom periodnom sistemu, elemenata, masena zaustavna moć se veoma malo menja od jednog do drugog materijala. Iz naredne tabele (1) vidi se da je gubitak energije na ionizaciju po površinskoj gustini ($-\frac{dE}{d(\rho x)}$) skoro konstantan i za one materijale koji se po rednom broju znatno razlikuju, kao što su npr. vazduh i olovo.

Tabela 1.

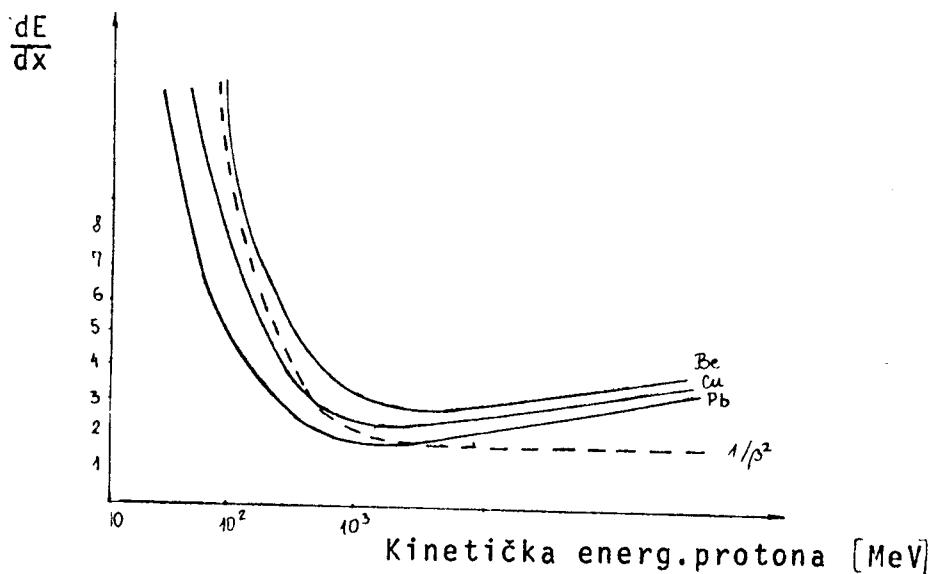
Materijal	Olovo	Vazduh
E [MeV]	$dE/d(\rho x)$ [MeV cm ² g ⁻¹]	$dE/d(\rho x)$
1	300	150
10	50	30
100	7.5	5
1000	2.3	1.6

Energija upadne čestice, pri njenom prolasku kroz materijal, neprekidno opada. Kada čestica dostigne male brzine ($v \ll u$), gde je u -srednja brzina kretanja elektrona u atomu),

Bethe-ova formula (1) više se ne može primenjivati. Pri malim brzinama upadna čestica zahvata (ponekad i gubi) elektrone. Ovaj efekat dovodi do umanjenja ionizacionih gubitaka. Npr. spori proton, zahvativši elektron, postaje neutralan sistem, što odmah snižava ionizacione gubitke. Ovaj efekat posebno je snažno izražen kod teških mnogostruko nanelektrisanih jona. Prema tome može se zaključiti da kriva gubitaka ne teži beskonačnosti, kako bi sledilo iz izraza (1), već ona dostiže maksimum i sa daljim smanjenjem brzine polako opada



S1.1. Kriva ionizacionih gubitaka ($-dE/d(\rho x)$) protona u vazduhu



S1.2. Ionizacioni gubici dE/dx pri prolazu protona kroz Be, Cu i Pb. Isprekidana kriva odgovara zavisnosti vida $1/\beta^2$.

Važna posledica izraza za gubitak energije nanelektrisane čestice na ionizaciju, jeste zavisnost izmedju energije i dometa, tj. energije i dužine putanje čestice u materijalu. Domet je dat izrazom:

$$R = \int_{T_0}^0 \frac{dT}{dT/dx}$$

Kako je $\frac{dE}{dx} \sim z^2 \phi(v)$, $\phi(v) \sim \frac{1}{v^2}$ i $T = \frac{Mv^2}{2}$, aproksimativno rešenje gornjeg integrala daje vrednost:

$$(2) \quad R \approx \frac{M}{z^2} v^4 = \text{const. } v^4$$

Geiger je empirijski našao da je veza izmedju dometa i brzine α -čestice približno data sa $R = \text{const. } v^3$. Na osnovu relacije (2) može se zaključiti: ako dve čestice različitih masa imaju jednake brzine u istom materijalu, njihovi će se dometi odnositi kao:

$$(3) \quad R_1 : R_2 = \frac{M_1}{z_1^2} : \frac{M_2}{z_2^2}$$

Drugim rečima, ako je domet neke čestice mase M_1 i nanelektrisanja z_1 poznat, moguće je prema (3) odrediti domet neke druge čestice mase M_2 i nanelektrisanja z_2 u istoj sredini. Debljina apsorbena koja smanji intenzitet značenja na polovinu od početne vrednosti, naziva se SREDNJI DOMET (R_0).

Merenje dometa pokazalo se najtačnijom metodom za određivanje energije čestice. Ako je već poznat početni impuls (npr. iz podataka o radijusu krivine trajektorije čestice u magnetnom polju), onda se iz dometa može odrediti masa čestice, izazivši je preko mase čestice za koju je već poznat odnos izmedju dometa i energije. Međutim, danas na ultravisokim

energijama ova metoda postala je uglavnom neupotrebljiva, jer retko dolazi do zaustavljanja čestica.

b) Prolaz lake nanelektrisane čestice kroz materijal

Prolaz lake čestice, kao što je elektron, kroz materijal kvalitativno se razlikuje od prolaska ostalih nanelektrisanih čestica. Glavni uzrok ovome je mala masa elektrona. Zbog male mase, pri svakom sudaru u materijalu, relativno je velika promena impulsa upadnog elektrona. To dovodi do toga da elektron može znatno skrenuti od prvobitnog pravca kretanja, ili može pri svakom sudaru proizvesti kvante el. magn. zračenja. Prvi efekat se ogleda u tome da se elektron u materijalu ne kreće pravolinijski, a ovaj drugi u radijacionim gubicima energije. Pored ovoga, pri sudaru upadnog elektrona se elektronima materijala, pojavljuju se tzv. interakcije razmene, nastale zbog nepostojanja razlike između sudarajućih elektrona. Suština interakcije razmene ima kvantno poreklo. Njen uticaj na proces prolaska čestice nije velik.

Ako se sve ovo uzme u obzir (mala masa, nepravolinijski trajektorija, pojava interakcije čestice iste mase i nanelektrisanja) izraz za jonizacioni gubitak energije elektrona dobija oblik:

$$(3') \quad \left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{2 \cdot \pi e^4 n}{mv^2} \left\{ \ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1+\beta^2) \cdot \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right\}$$

gde je $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2$ relativistička kinetička energija elektrona.

Za nerelativistički slučaj $\beta \ll 1$, izraz dobija vid:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{4\pi e^4 n}{mv^2} \cdot \ln \frac{mv^2}{2 \cdot I}$$

za ultrarelativistički slučaj $E \gg mc^2$ biće:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2} \left\{ \ln \frac{E^2}{2 \cdot I^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right\}$$

Za razliku od teških čestica, za elektrone su važna oba slučaja, pošto je granična energija mc^2 jednaka 0.5 MeV. Zato elektron postaje ultrarelativistički već pri energiji od nekoliko MeV.

Uporedimo ionizacione gubitke za elektrone i teške nanelektrisane čestice.

Pri istoj brzini gubici su približno jednaki za jedinično nanelektrisane čestice proizvoljnih masa, npr. za protone i za elektrone. Tako, pri $1/\sqrt{1-\beta^2} = 10$ ionizacioni gubici elektrona i protona razlikuju se svega oko 5%. Gubici pri istoj energiji u nerelativističkom slučaju, kao što je već rečeno, proporcionalni su masi čestice. Tako, gubici za proton niske energije približno 2000 puta prevazilaze gubitke za elektron iste energije. Ova razlika naročito je važna za metode registracije nanelektrisanih čestica. Npr. u nuklearnim fotoemulzijama proton sa energijom 5 MeV ostavlja jasan trag, a elektron iste energije praktično je dugo vremena bio neprimetan. Usavršavanjem današnje emulzije postale su osetljive i na minimum ionizacije.

Pri visokim energijama situacija se korenito menja. Brzina v približava se graničnoj vrednosti c, te izraz ispred zgrade u (3) i (3') postaje konstantan. Ostaje bitna samo zavisnost od energije (ili od $1/\sqrt{1-\beta^2}$) pod logaritmom. Zato ionizacioni gubici za ultrarelativističke čestice slabo zavise i od energije čestica, i od njihove mase. Npr. pri energiji 10 GeV

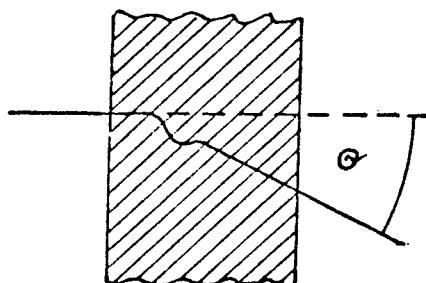
$$\frac{(-dE/dx)_e}{(-dE/dx)_p} \approx 2$$

tj. razlika u masi oko 2000 puta, menja gubitke svega dva puta. Zato je relativističke čestice (npr. u mehurastoj komorici) teško razlikovati jedne od drugih po debljini tragova, pošto tragovi svih nanelektrisanih relativističkih čestica imaju praktično istu debljinu.

Treba napomenuti da se gubici energije teške čestice i elektrona na ionizaciji znatno razlikuju. U interakciji teške čestice i elektrona, maksimalan gubitak energije teške čestice može da iznese $4(\frac{m_e}{M}) \cdot E$, što je mali gubitak u poređenju sa gubitkom energije elektrona u interakciji sa elektronom (ili jezgrom). Pri ovim interakcijama e može da izgubi različite vrednosti energije, od najniže pa do CELOKUPNE.

Multipno_Kulonovo_rasejanje

Prolazeći kroz materijalnu sredinu nanelektrisana čestica trpi elektromagnetnu interakciju sa elektronima i jezgrom. U sudarima sa metom veće mase, upadna čestica se jače rasejava. Očigledno, pri prolasku kroz deblji sloj materijala čestica trpi višestruko Kulonovo rasejanje za male uglove kada su u pitanju teške čestice, a za velike u slučaju elektrona; takav proces naziva se MULTIPNO RASEJANJE. Ta zavisnost od mase čestice pokazala se vrlo korisnom kod identifikacije mezona i drugih novih čestica.



Multipno rasejanje nanelektrisane čestice pri prolasku kroz sloj materijala debljine t.

Koren iz srednjeg kvadrata (rms) projektovanog ugla, $\theta_{proj} = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$, koji potiče od multipnog rasejanja (samo) čestice nanelektrisanja z (u jedinicama elementarnog nanelektrisanja), momenta p (u MeV/c) i brzine v (u jedinicama c) je:

$$\theta_{proj} = z \cdot \frac{15}{pv} \sqrt{\frac{L}{L_{rad}}} (1 + \epsilon) \quad [\text{rad}]$$

gde je L posmatrana dužina u rasejavaču.

Za $L \geq 1/10 \cdot L_{rad}$, ϵ je obično $< 1/10$. Distribucija za θ nije normalna Gauss-ova.

Za rms projektovanog pomeranja y pri skretanju u apsorberu debljine L, važi izraz:

$$y_{rms} = L \theta_{proj} / \sqrt{3}$$

Multipno rasejanje ima važnu ulogu u nizu eksperimentalnih metoda fizike visokih energija. Npr. njime je često ograničena tačnost određivanja impulsa čestice iz krivine traga u mehurastoj komori koja se nalazi u magnetnom polju.

Gubitak energije zračenjem

Za teške čestice gubici zračenjem (radijativni gubici) su zanemarljivi. Oblast gde se može primeniti izraz za gubitke sudarom, zavisi od vrste čestice, najšira oblast je za -mione koji su suviše teški za zakočno (radijativno) zračenje, i samo elektromagnetski interaguju sa jezgrom, a ne učestvuju u jakoj nuklearnoj sili.

- Zakočno ("Bremsstrahlung") zračenje

Interakcija izmedju brze nanelektrisane čestice i jezgra može da dovede do nagle promene brzine čestice. Po zakonima

elektrodinamike to dovodi do emisije elektromagnetskog zračenja. Tako izazvano zakočno zračenje je važan mehanizam gubitka energije elektrona. Ovo zračenje elektron može emitovati samo ako poseduje energiju čija je vrednost $E \gg mc^2$. Ako je energija elektrona niža od ove, gubici na zračenje biće neznatni prema gubicima na ionizaciji.

Za elektrone energije iznad nekoliko MeV to je važan mehanizam gubitka energije, naročito u apsorberima sa visokim Z. Tu spada kontinualan spektar X-zraka proizведен zaustavljanjem intenzivnog snopa niskoenergetskih elektrona na masivnoj meti. Na krajnje visokim relativističkim energijama zakočno zračenje učestvuje u proizvodjenju pljuska kosmičkog zračenja.

Na osnovu klasične elektromagnetske teorije, izračena energija je proporcionalna kvadratu rednog broja supstance (Z^2) kroz koju prolazi nanelektrisana čestica, a obrnuto proporcionalna kvadratu mase čestice. Prema tome, može se zaključiti da su gubici energije na radijaciji daleko veći za luke čestice u odnosu na teške čestice. Zakočno zračenje je zane-marljivo za protone i mezone, u odnosu na elektrone.

Ukupni gubitak energije zračenjem po jedinici putanje dobija se integraljenjem po energiji duž spektra zakočnog zračenja, a može se napisati u vidu:

$$(4) \quad \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = NE \cdot Z^2 f(Z, T)$$

gde je N broj atoma po m^3 zaustavnog materijala, $E=T+mc^2$ je ukupna energija upadnog elektrona, a $f(Z, T)$ je sporo promenljiva funkcija od Z i T. Gubitak energije elektrona na radijacije linearno se povećava sa energijom elektrona E, dok je gubitak energije na ionizaciju obrnuto proporcionalan sa energijom. Zbog toga, na višim energijama elektrona gubici po jedinici puta na zakočno zračenje su veći, a na nižim energijama elektrona gubici po jedinici puta na ionizaciju i eksicitaciju atoma preovladajuju. Kritičnu energiju na kojoj su ove dve vrste gubitaka energije elektrona međusobno jednake, ap-

roksimativno su dali Bethe i Heitler:

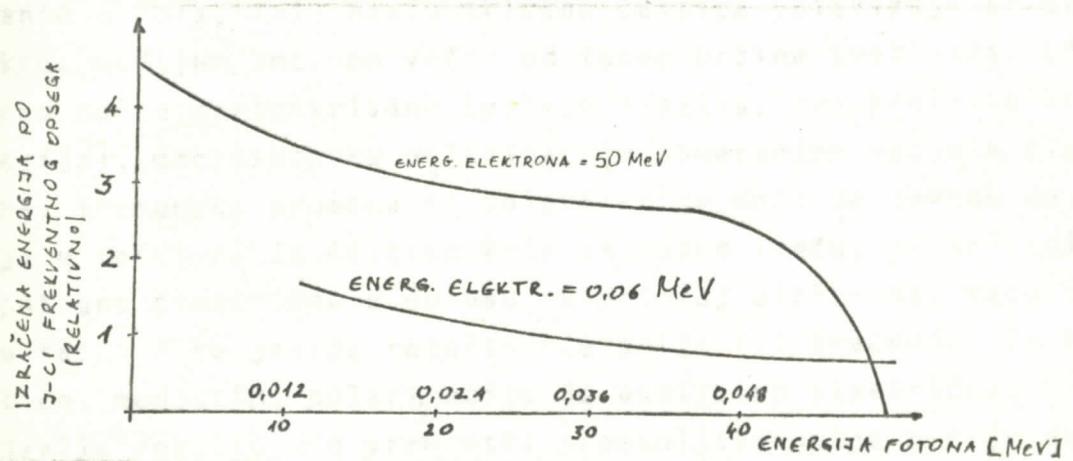
$$E_{kr} \approx \frac{800}{Z} \text{ [MeV]}$$

U oblasti energija u kojoj se radijacioni gubici javljaju osnovnim vidom gubitka energije, energija elektrona visokih energija eksponencijalno opada: $E = E_0 e^{-X/X_0}$, gde je X_0 - RADIJACIONA DUŽINA. To je dužina predjenog puta u apsorberu posle koje elektron (energije mnogo veće od E_{kr} , tj. kada su gubici zračenjem dominantan proces) postiže $1/e$ -ti deo te početne energije. U tabeli (2) su date vrednosti tih veličina za neke materijale:

Tabela 2.

Materijal	Radijac. duž. X_0 / (gr/cm ²)	E_{kr} (MeV)	X_0 / (gr/cm ²)	E_{kr} (MeV)
H	63.1	340	Al	24.0
He	94.3	220	Fe	13.8
C	42.7	103	Cu	12.9
Vazduh	36.2	83	Pb	6.4

Zakočno zračenje ima EKVIENERGETSKI spektar (sl.3)



- Sl.3. Zračenje izazvano elektronima od 50 MeV pri prolazu kroz Pb i od 0.06 MeV pri prolazu kroz Al. Kada se ordinata podeli u svakoj tački sa energijom $h\nu$, dobija se raspodela intenziteta fotona zakočnog zračenja ($1/h\nu$)



Zakočno zračenje je emitovano u konusu poluugla:

$$\theta \approx \frac{mc^2}{mc^2 + T}$$

oko pravca upadnih elektrona; zračenje je sve više usmereno u pravcu unapred, kako raste energija upadnih elektrona.

Mada zakočno zračenje može da nastane i pri interakciji elektrona sa elektronom, faktor Z^2 u relaciji (4) ukazuje na to da je glavni uzrok gubitka energije interakcija sa jezgrom.

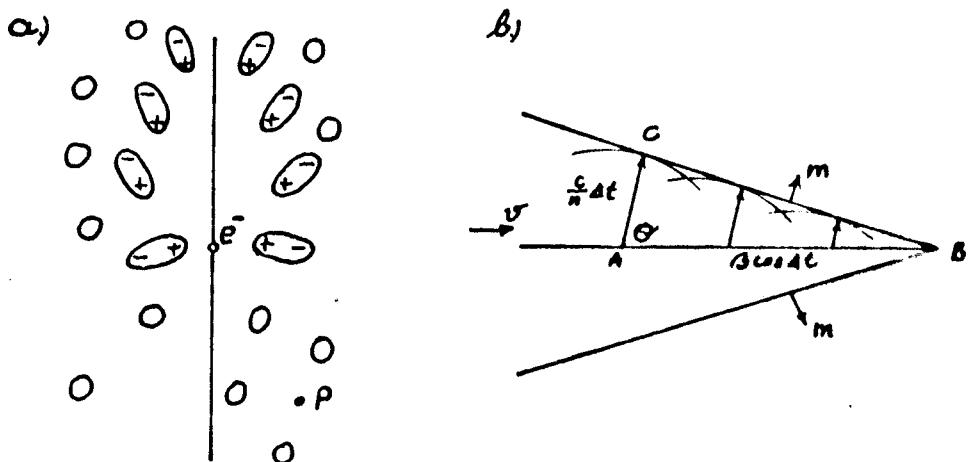
- Zračenje Čerenkova

Čerenkovo zračenje može proizvesti svaka relativistička nanelektrisana čestica u nekoj sredini pod uslovom da je njena brzina v veća od fazne brzine svetlosti u istoj sredini.

$$v > u = \frac{c}{n}$$

gde je n indeks prelamanja svetlosti. Ovaj uslov biće ispunjen ako je $n > 1$ zračenje čerenkova zavisi od strukture sredine.

Poreklo zračenja čerenkova je u depolarizaciji polariзованиh dipola, koje nanelektrisana čestica polarizuje krećući se kroz medijum brzinom većom od fazne brzine svetlosti. Eletrično polje nanelektrisane čestice izaziva, pri prolasku kroz materijal, makroskopsku polarizaciju pomeranjem vezanih elektrona. Vremenska promena te polarizacije može da dovede do zračenja u tački P. Za čestice koje se sporo kreću, polarizacija je potpuno simetrična u odnosu na položaj elektrona, tako da se u tački P ne javlja rezultujuće polje ili zračenje. Za brze čestice, međutim, polarizacija je aksijalno simetrična, te se javlja rezultujuće vremenski promenljivo polje u P (videti sliku 4)



S1.4. Čerenkovo zračenje. a) Polarizacija atoma providne sredine prolazom nanelektrisane čestice, b) Formiranje koherentnog talasnog fronta

Ako je zadovoljen uslov da je $v > \frac{c}{n}$ (prag zračenja), u tački P javlja se koherentnost u doprinosu intenziteta polja usled polarizacije u raznim tačkama duž putanje čestice. To znači da je zračenje iz tačke B u fazi sa zračenjem iz tačke A, te se koherenti talasni front može prostirati kroz sredinu, ako je providna, u pravcu AC, pod uglom θ .

$$\cos \theta = \frac{\frac{c}{n} \Delta t}{c \cdot t} = \frac{1}{\beta n}$$

Znači, Čerenkovo zračenje izazvano je uglavnom longitudinalnom polarizacijom sredine, emitovano je iz svih tačaka duž putanje čestice.

Čerenkovo zračenje je nezavisno od mase upadne čestice, a ugao emisije raste sa brzinom čestice, za razliku od uglovne raspodele zakočnog zračenja.

Frank i Tamm su pokazali da radijativni gubici iznose:

$$-(\frac{dE}{dx})_{\text{cer}} = \frac{4\pi Z^2 e^2}{c^2} \int (1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \gamma d\gamma$$

Najveći deo Čerenkove svetlosti nalazi se u plavom opsegu vidljivog spektra.

Čerenkov efekt je mali u poređenju sa ionizacionim i drugim radijativnim gubicima (pogledati tablicu 1), ali igra važnu ulogu na energijama većim od minimuma ionizacije za relativističke čestice. Sa tehničke strane, ova pojava je dobitila važnu primenu zbog definisanog praga pojавljivanja i oštro usmerene uglovne raspodele. Te karakteristike, zajedno sa kratkim vremenom trajanja svetlosnog impulsa ($\ll 10^{-10}$ sec) i koncentracijom intenziteta u vidljivom delu, dovele su do razvoja energetski selektivnih, direkcionih brojača za korišćenje u fizici visokih energija (naročito sa protonima i mezonima, za koje je Čerenkov gubitak energije isti kao za elektrone).

Tabela 3.

Čestica	Energija	$\beta = \frac{v}{c}$	Gubici sudarom	Gubici zakođnim zračenjem	Gubici Čerenkovim efektom
Elektron	100 MeV	1	2 MeV	2 MeV	2.7 keV
Proton	1000 MeV	0,87	2 MeV	0.01 keV	1.65 keV

Gubitak energije nanelektrisane čestice u 10^{-2} m vode

3. PROLAZ ELEKTROMAGNETNOG ZRAČENJA KROZ MATERIJU

Prolaskom elektromagnetskog zračenja kroz materiju, može nastati više vrsta interakcija zračenja i elektrona iz atomskog omotača, ili izmedju zračenja i jezgra atoma. Osnovne vrste interakcije mogu se opisati pomoću sledećih efekata:

1. Fotoelektrični efekat
2. Elastično rasejanje (Thomson-ovo, Rayleigh-ovo)
3. Compton-ovo rasejanje
4. Producija para elektron-pozitron

Ovi efekti su najviše odgovorni za smanjenje intenziteta snopa fotona pri prolasku kroz neki medijum. Prolaz elektromagnetskog zračenja kroz materiju karakteriše eksponencijalni zakon apsorpcije

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

Procesi apsorpcije uklanjaju pojedine fotone iz snopa, što je proporcionalno sa brojem upadnih fotona. U tom pogledu, zračenje je slično sa protonima energije oko 1000 MeV koji su "apsorbovani" sudarima sa jezgrima, odnosno elektronima energije nekoliko MeV koji se intenzivno rasejavaju skoro u svim sudarima sa materijalom; efekat interakcije potpuno se razlikuje od rasejanja α -čestica, gde je rasejanje pod velikim углом vrlo retko.

Elastično_rasejanje_elektromagnetskog_zračenja

U procesu elastičnog rasejanja elektromagnetskog zračenja elektron može biti i slobodan i vezan. Thomson-ovo rasejanje se javlja na slobodnom, dok se Rayleigh-ovo javlja na vezanom elektronu. Ova rasejanja spadaju u koherentna rasejanja (energija, odnosno talasna dužina zračenja pre i posle sudara je ista).

- J.J.Thomson-ovo rasejanje

U slučaju ovog rasejanja kvant elektromagnetskog zračenja pobedjuje na oscilovanje slobodni elektron. Oscilujući, elektron emituje elektromagnetno zračenje iste talasne dužine kao i upadno, ali je pravac emitovanja za mali ugao pomeren u odnosu na pravac upadnog zračenja.

Efikasni presek za rasejanje nepolarizovanog zračenja na jednom elektronu iznosi

$$\sigma_{TL} = \frac{8}{3} \pi r_0^2 ; \quad r_0 = \frac{4\mu_0 e^2}{4\pi m}$$

Vidi se da je Thomson-ovo rasejanje direktno proporcionalno kvadratu klasičnog radijusa elektrona r_0 i da ono ne zavisi od energije (frekvencije) upadnog zračenja.

- Rayleigh-ovo rasejanje

Kada zračenje pada na atom sa Z vezanih elektrona i jezgrom nanelektrisanja Ze , može se desiti elastično rasejanje na: vezanim elektronima (Rayleigh-ovo rasejanje) u slučaju da elektroni ne dobiju dovoljno energije da bi bili izbačeni iz atoma.

Pri ovom rasejanju upadno elektromagnetsko zračenje pobudjuje na oscilovanje vezane elektrone, posle čega iste emituju zračenje iste talasne dužine kao i upadno.

Presek za Rayleigh-ovo rasejanje vrlo brzo opada sa energijom upadnog zračenja i kada je $h\nu = m_e c^2$ vrlo je blizak nuli. Uglovi Rayleigh-evog rasejanja imaju male vrednosti.

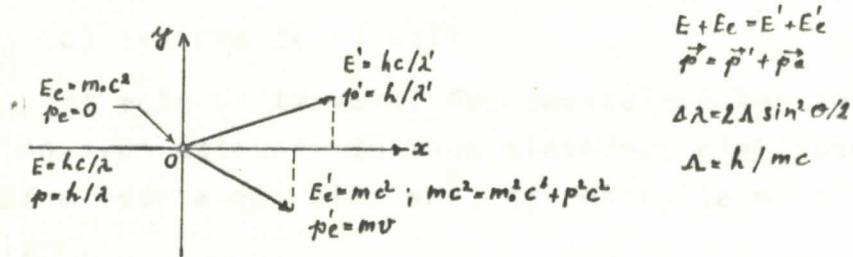
Rayleigh-ovo rasejanje na atomima sredjenih u pravilnu kristalnu rešetku dovodi do fenomena difrakcije X zračenja.

- Compton-ov efekat

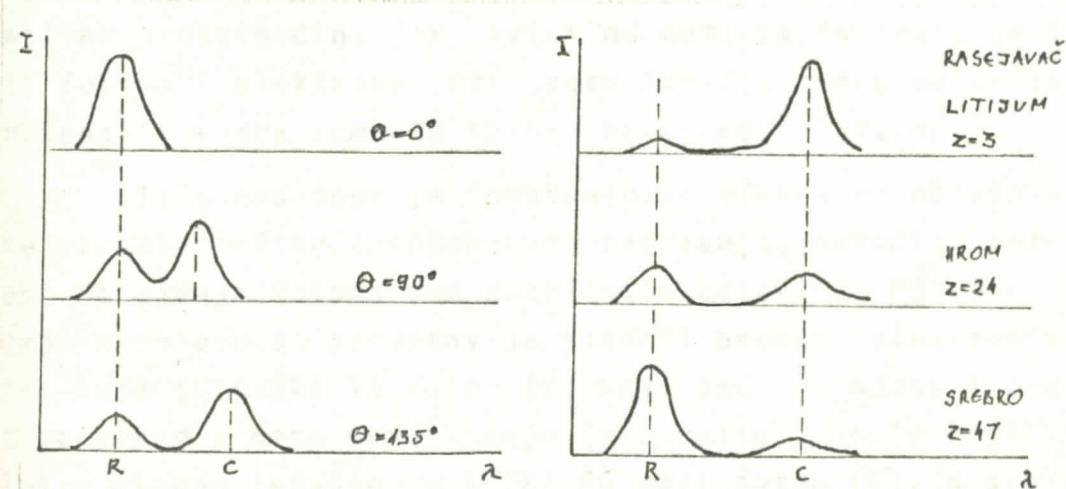
Elastično rasejanje elektromagnetskog zračenja na kvazi slobodnim elektronima, propraćeno uvećanjem talasne dužine svetlosti, predstavlja Comptonov efekat. Susreće se pri rasejanju zračenja malih talasnih dužina (tj. fotona visokih energija) - rendgenskog i γ -zračenja. Efekat se objašnjava sa stanovišta korpuskularne teorije elektromagnetskog zračenja.

Compton-ov efekat u kvantnoj teoriji manifestuje se kao elastično rasejanje dve čestice - foton naletiće na elektron u stanju mirovanja. U svakom takvom aktu sudara održani su zakoni očuvanja energije i impulsa. Foton, sudarivši se s elektronom predaje mu deo svoje energije i impulsa i menja pravac kretanja (rasejava se); umanjenje energije fotona predstavlja uvećanje talasne dužine rasejane svetlosti ($\delta = \frac{hc}{\lambda}$). Elektron dobija od fotona energiju i impuls i prelazi u stanje kretanja. Pravac kretanja i energija čestica posle sudara odredjeni su

zakonima očuvanja energije i impulsa. Uzmaknuti elektron može steći veliku brzinu, pa je neophodno uzeti u obzir relativističku zavisnost energije i impulsa elektrona od njegove brzine.



Pri svakom uglu θ , Compton-ski rasejano zračenje prati komponenta Rayleigh-ovog rasejanja (neizmenjene talasne dužine). Odnos ta dva rasejanja zavisi od atomskog broja materijala rasejivača i određuje odnos efektivno slobodnih i efektivno vezanih elektrona. Ti efekti prikazani su na slici (5)



S1.5. Kvalitativna zavisnost Comptonovog rasejanja (C) od ugla i atomskog broja rasejivača, u odnosu na Rayleighovo (koje ne menja talasnu dužinu) rasejanje (R).

- Comptonovo pomeranje talasnih dužina

a) nezavisno je od talasne dužine upadnog zračenja, tako da fotoni visoke energije (kratke λ) gube veliki deo energije kod rasejanja

b) nezavisno je od materijala rasejavača

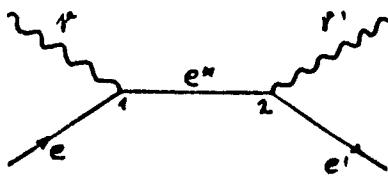
c) zavisno je od ugla

d) može se izraziti fundamentalnom konstantom $\lambda = \frac{h}{mc}$ (Compton-ovom talasnom dužinom slobodnog elektrona. To je talasna dužina fotona energije mc^2 , tj. energije mase mirovanja elektrona).

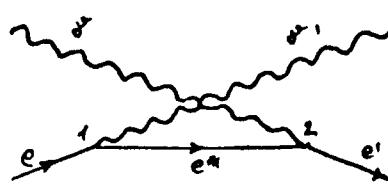
Pretpostavka o istovremenoj emisiji rasejanog kvanta i uzmaknutog elektrona je od velike važnosti za hipotezu fotona. Rani eksperimenti Gaiger-a i Bothe-a u kojima je brojčima detektovan rasejani kvant i uzmaknuti elektron, kao i eksperimenti Compton-a i Simon-a, u kojima su tragovi uzmaknutih elektrona i fotona snimljeni u ekspanzionoj komori, mnogo puta su potvrđivani novijim radovima.

Verovatnoća Comptonovog rasejanja ne može se proračunati na prost način, jer zavisi od detalja interakcije izmedju fotona i elektrona (npr. veza izmedju smera polarizacije zračenja i smera momenta spina rasejanog elektrona).

Izložena teorija Compton-ovog efekta ne objašnjava sve karakteristike Compton-ovog rasejanja, naročito intenzivnost rasejanja fotona pod različitim uglovima. Potpunu teoriju Compton-ov efekat predstavlja sledeći proces: elektron (e) apsorbuje (u tački 1) foton (γ) koji pada na njega i prelazi iz početnog u neko medjustanje (virtualno), posle čega virtualni elektron ispušta (u tački 2) novi foton (γ'), a sam prelazi u krajnje stanje (e'). Detalji ovog procesa dati su Feynman-ovim (prostorno-vremenskim) dijagramom:



Moguć je i drugačiji redosled procesa: početni elektron najpre emituje krajnji foton, a sam prelazi u virtuelno stanje. Zatim apsorbujući početni foton prelazi u krajnji elektron.



Emitovanje i apsorpcija fotona od strane elektrona rezultat su interakcije elektrona sa elektromagnetskim poljem u tačkama 1 i 2 na slici.

Intenzivnost Compton-ovog rasejanja zavisi od: 1) ugla rasejanja, 2) talasne dužine upadnog zračenja. Intenzivnost (totalni presek) Compton-ovog rasejanja opada s porastom energije prvobitnih fotona, tj. verovatnoća da će upadni foton pretrpeti Compton-ovo rasejanje smanjuje se s povećanjem energije.

Compton-ov efekat daje glavni doprinos gubitku energije upadnih fotona u olovu pri energijama reda veličine 1-10 MeV (u lakšem elementu, aluminijumu taj dijapazon iznosi 0.1 - 30 MeV); za niže energije njemu konkuriše fotoefekat, a za više - stvaranje para.

Compton-ov efekat moguć je ne samo na elektronima, već i na drugim nanelektrisanim česticama, kao što je proton. Zbog

velike mase protona, njegov uzmak primetan je tek pri rasejanju fotona veoma visoke energije.

Fotoelektrični efekt

Fotoelektrični efekt predstavlja proces oslobadjanja e^- , koji se u medijumu nalaze u vezanom stanju, pod dejstvom kratkotalasnog elektromagnetskog zračenja. Fotoelektrični efekt je čisto kvantna pojava. Kod ovog efekta kvant elektromagnetskog zračenja interaguje sa vezanim elektronom predajući mu svu svoju energiju i nestaje. Deo energije fotona odlazi na izbacivanje elektrona iz elektronskog omotača atoma, a ostatak energije predstavlja kinetičku energiju slobodnog elektrona:

$$h\nu = A + T_e ; \quad (A=E_i^V)$$

gde E_i^V predstavlja energiju veze elektrona u i -tom sloju atoma. Usled foto-efekta smanjuje se broj elektrona u elektronskom omotaču. Nedostatak elektrona izaziva pregrupisavanje preostalih, što je praćeno emisijom karakterističnog X-zračenja. Ovi X-zraci takođe mogu izazvati foto-efekt uz emisiju tzv. Auger-ovih elektrona.

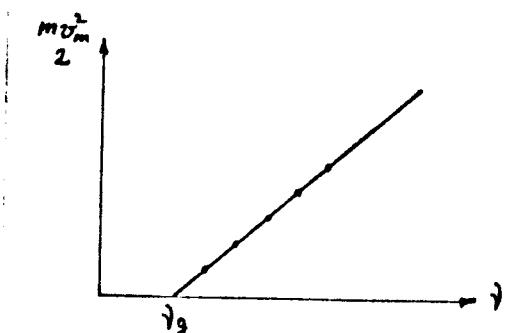
Elektron ne može napustiti metal ako je energija predata od strane fotona manja od izlaznog rada, tj. energije veze elektrona u atomu. Zato je minimalna frekvencija svetlosti ν_0 (crvena granica) pri kojoj je još moguć fotoefekat data relacijom: $h\nu_0 = A$. Treba naglasiti da "crvena granica" ν_0 predstavlja prag za jednofotonski fotoefekt, pri kom se elektron oslobadja iz metala na račun apsorpcije jednog fotona.

Važne zakonitosti fotoefekta su:

1. Od intenziteta (fluksa) zračenja zavisi samo broj oslobodjenih elektrona ne i njihova energija.
2. Maksimalna kinetička energija fotoelektrona upravo je proporcionalna učestanosti spoljašnjeg zračenja, a koefici-

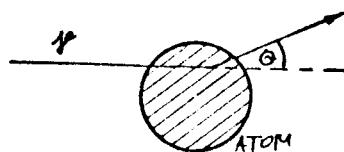
Jent srazmernosti zavisi od prirode materijala u kome se izaziva fotoefekat.

3. Fotoefekt se javlja samo pod dejstvom zračenja čija je frekvencija viša od neke granične.



S1.6. Linearna promena maksimalne kinet.energije fotoelektrona pri povećanju frekvencije zračenja (vg - crvena granica)

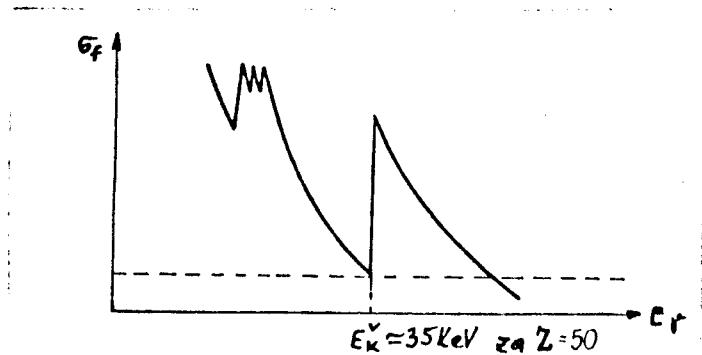
Slobodni elektron ne može potpuno da apsorbuje foton, jer je u tom slučaju nemoguće održanje energije i impulsa istovremeno. Kvanti energije koji su veći od potencijala jonizacije atoma mogu da izbace vezane elektrone iz slobodnog atoma, jer preostali ion može da primi odgovarajući deo momenta.



Na osnovu rečenog prirodno je da je verovatnoća apsorpcije fotoelektričnim efektom veća, ukoliko je elektron čvršće vezan u atomu. Tako fotoefekt nastaje uglavnom na unutrašnjim elektronima atoma (naročito je ovim procesom obuhvaćena K-ljuska) i prisutniji je kod teških atoma (u kojima su e^- jače vezani sa jezgrom).

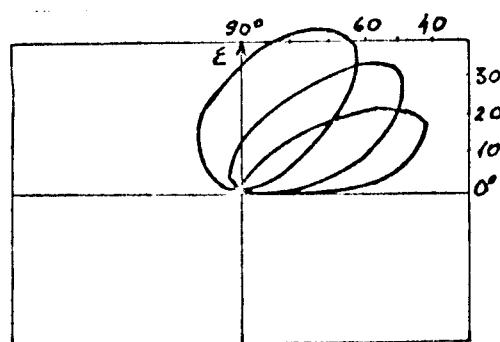
Ako je energija fotona mnogo veća od energije ionizacije atoma elektrone u atomima moguće je smatrati praktično slobodnim. Zato verovatnoća fotoefekta u oblasti veoma velikih energija (odnosno visokih γ), naglo opada. Pri energijama $h\nu > 1 \text{ MeV}$ fotoefekat nema značajnu ulogu (grafik $\mathcal{E} = \mathcal{E}(E)$) pa se zato dalje neće razmatrati.

Verovatnoća nastanka foto-efekta meri se presekom. On zavisi od: rednog broja medijuma, upadne energije fotona E , vezivne energije elektrona u atomskom omotaču



S1.7. Presek foto-efekta u funkciji energije upadnih fotona

Za energije upadnog zračenja $E_\gamma \ll m_e c^2$, pravac maksimalne distribucije emitovanih elektrona zahvata ugao od 90° u odnosu na upadno zračenje. Kako energija upadnog zračenja raste, tako se i distribucija emitovanih elektrona usmerava u pravcu upadnog elektromagnetsnog zračenja, kao što je prikazano na slici (8).

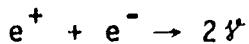


S1.8. Uglovna raspodela fotoelektrona u odnosu na pravac električnog vektora upadnog zračenja prikazana u polarnom dijagramu.

Ovaj efekat je otkriven prilikom posmatranja kratkih tragova elektrona koji prate duže tragove fotoelektrona duž putanje snopa X-zračenja u ekspanzionoj komori.

Anihilacija i rodjenje para čestica - antičestica

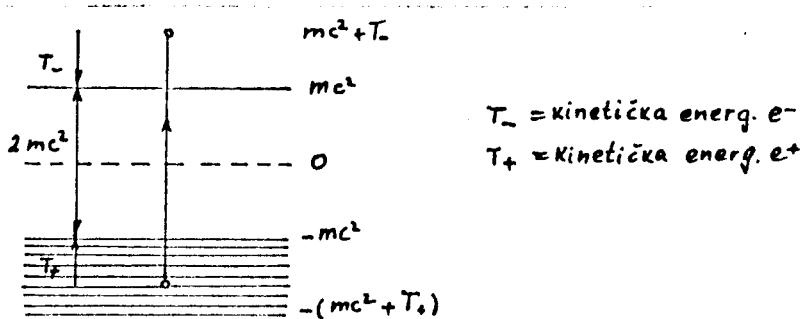
U fizici termin - anihilacija - označava proces u kojem se čestica i njoj odgovarajuća antičestica pretvaraju u elektromagnetno zračenje (fotone) ili u kvante fizičkog polja druge prirode. Rodjenje para je suprotan proces pri kojem u rezultatu interakcije elektromagnetsnih ili drugih polja istovremeno nastaju čestica i antičestica. Npr. sudarom elektrona i pozitrona nastaju dva fotona:



Sudar protona i antiprotona često dovodi do stvaranja kvanta nuklearnog polja - π - mezona.

γ -kvant dovoljno velike energije može, interagujući s električnim poljem atomskog jezgra ili elektrona, stvoriti par elektron-pozitron.

Procesi anihilacije i rodjenja para, kao i postojanje antičestica teoretski su bili predskazani od strane P.A.M. Diraka. Pored elektrona u stanju pozitivne energije, Dirak uvođi pojam elektrona s negativnom energijom. Ta dva stanja razdvojena su zabranjenom energetskom zonom širine $2 mc^2$ (Sl.9.)



Sl.9. Mehanizam proizvodnje para; apsorpcija energije u procesu iznosi $2 mc^2 + T_+ + T_-$

Kada bi u prirodi zaista postojale čestice sa negativnom energijom, to bi značilo da bi one posedovale negativnu masu i ubrzavale bi se u pravcu suprotnom privlačnoj spoljašnjoj sili. Takvih čestica u prirodi nema.

Da bi izbegao ovu teškoću teorije Dirak je predložio da sva tzv. stanja sa negativnom energijom, u odsustvu spoljnog polja, budu zauzeta elektronima. Ako foton sa energijom ne manjom od $2 mc^2$ interaguje sa drugim poljima, izbija elektron iz stanja negativne energije saopštivši mu dovoljnu pozitivnu energiju. Tako se dobijaju običan podignut elektron i tzv. "šupljina" koji zajedno formiraju par elektron-pozitron. Dakle, u teoriji Diraka procesi anihilacije i rodjenja par tumačili su se kao prelazi jedne čestice (elektrona) s jednog nivoa energije na drugi uz apsorpciju fotona (rodjenje para) ili uz njegovu emisiju (anihilacija para).

Za obrazovanje para e^-e^+ fotonom neophodno je postojanje spoljašnjeg elektromagnetskog polja (ili drugog fotona), jer saglasno zakonima očuvanja energije i impulsa, pojedinačni foton ne može se pretvoriti u par čestica - antičestica. Obično, obrazovanje para e^-e^+ fotonom dešava se u Kulonovskom polju atomskog jezgra ili elektrona. Da bi se ostavio taj proces, energija fotona ne sme biti manja od 1.02 MeV. Verovatnoća rođenja para proporcionalna je kvadratu nanelektrisanja jezgra (ili atomskog broja Z^2); ona brzo raste sa povećanjem energije γ -kvanta (E_γ)

$$\sigma_p \sim Z^2 \cdot \ln E_\gamma$$

Obrazovanje para e^-e^+ igra odlučujuću ulogu u apsorpciji γ -kvantata visokih energija u medijumu.

Pri brzinama čestica uporedivih sa brzinom svetlosti eksperimenti pokazuju da u tom slučaju broj čestica ne ostaje nepromenljiv – primećuju se procesi rođenja i nestajanja čestica.

U kvantnoj teoriji polja pomoću metoda drugostepenog kvantovanja (metod kvantovanja sistema s promenljivim brojem čestica) moguće je istraživanje i opisivanje procesa preobraćanja, rodjenja i razaranja čestica - kvanata različitih polja. Kvantna teorija polja uvodi pojam o vakuumskim stanjima polja, tj. stanjima sa najmanjom mogućom energijom (smanjenjem energije polja do konačnog stanja u kome će broj fotona biti jednak nuli, EM polje ne prestaje da postoji, ono se samo nalazi u stanju s najmanjom mogućom energijom). Ako se takvom polju preda dovoljna energija dolazi do njegovog pobudjivanja, tj. rodjenja čestica - kvanata tog polja. Na taj način rodjenje čestica može se opisati kao prelaz iz vakuumskog stanja u realno stanje. Ako se polje nalazi u vakuumskom stanju, realnih čestica nema - postoje samo virtualne čestice. U rezultatu interakcije elektron-pozitronskog polja sa EM-im poljem pozitron i elektron mogu preći u vakuumsko stanje (tj. mogu isčeznuti), a njihova energija odlazi na pobudjivanje EM-og polja - rodjenje foton. To je proces anihilacije e^-e^+ para. Analogno se objašnjava i proces rodjenja para.

Ako je energija foton veoma velika, on može učestvovati ne samo u stvaranju para e^-e^+ , već i drugih parova sa kvantnim brojem vakuuma (tj. sa nultim sumarnim električnim i barionskim nabojem itd.); npr. para miona $\mu^+\mu^-$ ili para proton-antiproton $p\bar{p}$. Rezultat anihilacije para čestica - antičestica ne mora biti samo foton, već i masivne čestice čije rodjenje nije zabranjeno zakonima očuvanja. Tako pri anihilaciji nukleona sa antinukleonom, s velikom verovatnoćom nastaju jako interagujuće čestice (hadroni), po pravilu, 4-5 π -mezona.

Procesi anihilacije i rodjenja para važan su instrument u naučnim istraživanjima. Posebno plodotvornim pokazalo se izučavanje prelaska e^-e^+ para u hadrone. U tim reakcijama elektron

i pozitron anihiliraju s obrazovanjem virtualnog fotona koji u prvom redu dovodi do obrazovanja hadrona. Za stvaranje mlaža visokoenergetskih elektrona i pozitrona konstruisani su specijalni akceleratori. Posebno efikasni su oni sa sudarajućim snopovima u kojima se elektroni i pozitroni kreću pod dejstvom električnog i magnetnog polja u suprotnim smerovima po gotovo kružnim orbitama. Proizvodi anihilacije registruju se odgovarajućim detektorima.

Eksperimenti sa sudarajućim snopovima doveli su do otkrića nove klase hadrona - \bar{J}/ψ , ψ' , D-mezona. Ta otkrića su ukazala na postojanje novog kvantnog broja - "ljupkosti" (charm) koji se očuvava u jakim interakcijama.

Moguća je i izmerena anihilacija pozitrona u letu. Anihilacija ima najveću verovatnoću pri malim energijama pozitrona, zato je ugao izmedju pravaca anihilacionih kvanata jednak 180° . On je aproksimativno dat kao:

$$\sigma_p \sim Z^2 \ln E_\gamma$$

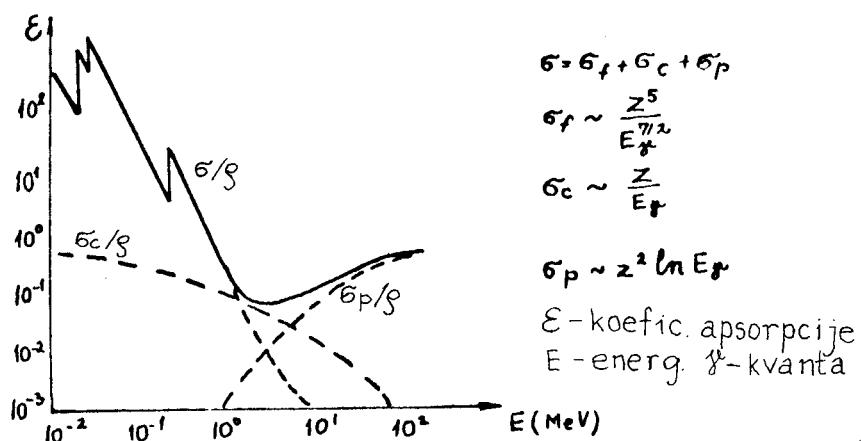
$$\text{u domenu energija } 5 m_0 c^2 < E < 50 m_0 c^2$$

Simetriju u raspodeli energije izmedju pozitrona i elektrona kod proizvodnje para narušava nanelektrisanje jezgra neznatno ubrzavajući pozitrone i kočeći elektrone.

Kada se razmatra interakcija elektromagnetskog zračenja i materije, uvek se moraju imati u vidu tri osnovna procesa: foto-efekat, Compton-ov efekat i efekat stvaranja para. Ovi procesi su odgovorni za gubitak energije fotona i za smanjenje broja fotona iz upadnog zračenja. Na slici (10) dat je grafički prikaz sva tri procesa.

Presek za fotoefekat vrlo brzo opada sa povećanjem energije fotona. Presek za Komptonov efekat ima blaži pad, dok presek za efekat parova počinje da raste tek posle neke odre-

djene energije i vrlo brzo se menja sa porastom energije fotona. Zanimljivo je da rezultantna kriva na jednom svom delu pokazuje minimum za odredjene energije γ -zraka.



Sl. 10. Zavisnost koeficijenta apsorpcije γ -zraka u olovu od energije γ -kvanata

4. PROLAZ NEUTRONA KROZ MATERIJALNU SREDINU (USPORAVANJE I DIFUZIJA)

Zbog toga što je neutron neutralna čestica, ne dolazi do njegove interakcije s elektronima iz atomskog omotača. Zato atomske karakteristike sredine nemaju nikakvu ulogu u rasprostiranju neutrona u materijalu. To je čisto nuklearni proces. Pri sudaru sa jezgrom neutron može biti: a) apsorbovan, b) rasejan, c) umnožen (samo ako materijal sadrži izotope kao što je $^{92}_{42}\text{U}^{235}$).

Veliki broj procesa rasejanja dovodi do dva makroskopska procesa: usporavanja neutrona i njihove difuzije. Usporavanje neutrona s energijom višom od topotne, dešava se čak pri elastičnim sudarima s jezgrima. Pre sudara jezgro je mirovalo, a nakon sudara prelazi u stanje kretanja, primivši od neutrona deo energije. Zato dolazi do usporavanja neutrona. Međutim,

to usporavanje ne može dovesti do potpunog zaustavljanja neutrona zbog topotnog kretanja jezgara. Ta energija je reda veličine kT . Ako se neutron uspori do te energije, to on pri sudaru sa jezgrom može s istom verovatnoćom predati ili primiti energiju. Drugim rečima, neutroni s energijom kT nalaze se u topotnoj ravnoteži sa sredinom (pri sobnoj temperaturi $kT = 0.025$ eV za termalne neutrone). Apsorpcija i difuzija dešavaju se i za vreme usporavanja i posle njegovog završetka.

Posmatrajmo srednji gubitak energije brzog neutrona pri sudaru sa jezgrom vodonika - protonom. S obzirom da su mase p i n približno iste, to će biti:

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2}$$

gde su E_0 , v - početna energija i brzina neutrona. Ukoliko je u sistemu centra intercije rasejanje izotopno, to će, u proseku, proton i neutron i u laboratorijskom sistemu imati iste energije posle sudara:

$$E_1 = \frac{Mv_n^2}{2} = \frac{Mv_p^2}{2} = \frac{E_0}{2}$$

E_1 - srednja energija neutrona posle sudara.

Ako se neutron ne sudara sa protonom, već sa težim jezgrom, srednji gubitak energije pri sudarima se smanjuje:

$$E_1 = (1 - \frac{a}{Z}) \cdot E_0 ; \quad a = \frac{A}{(A+1)Z}$$

Npr. pri usporavanju neutrona na ugljeniku ^{12}C , biće $E_1 = 0.8 E_0$. Tako će u ugljeniku energija neutrona, u proseku, biti smanjena upola već posle tri sudara. Odavde se vidi da je usporavanje utoliko efektivnije, ukoliko je jezgro lakše. Osim toga

sredina za usporavanje mora imati mali presek apsorpcije (helijum, teška voda, ugljendioksid, berilijum).

Važna osobina procesa usporavanja je da je gubitak energije pri sudaru proporcionalan energiji. Tako pri sudaru s atomom vodonika, neutron energije 1 MeV gubi 0.5 MeV, a neutron s energijom 10 eV samo 5 eV. Zato dužina usporavanja (\bar{C}) i predjeni put obično slabo zavise od početne energije neutrona. Izuzetak predstavljaju materijali koji sadrže vodonik. Presek neutron-proton naglo opada pri povećanju energije preko 100 keV. Zato dužina usporavanja u takvim materijalima zavisi od energije. Vreme usporavanja neutrona je kratko. Čak i u tako teškom materijalu kao što je olovo, neutron se usporava od 1 MeV do 1 eV za $4 \cdot 10^{-4}$ s. Dužina usporavanja kod dobrih zaustavnih materijala ^{je} reda ~ 10 cm. Apsorpcija neutrona, od strane materijala nema bitnog uticaja na proces usporavanja, jer je za brze neutrone presek apsorpcije zanemarljivo mali u poređenju sa presekom rasejanja.

Raspodela neutrona po energijama, koja je slabo zavisna od geometrije uslova, ima vid:

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} ; 1 \text{ MeV} \gg E \gg 1 \text{ eV}$$

gde je v -brzina neutrona.

Usporeni do toplotnih energija, neutroni počinju da difunduju, rasprostirući se po materijalu u svim pravcima. Dužina difuzije (L) zavisi ne samo od same difuzije, već i od apsorpcionih svojstava sredine (jer je apsorpcija toplotnih neutrona uvek značajna po svojoj vrednosti).

Vrednosti za \bar{C} i L kod najčešće upotrebljavanih materijala

Materijal	$\bar{C} (\text{cm}^2)$	$L (\text{cm})$
H_2O	31	2.72
D_2O	125	159
Be	86	21
$C(\text{grafit})$	313	58

II DETEKTORI

Detektori su instrumenti za otkrivanje čestica (proto-na, neutrona, γ -kvanata i niz drugih), merenje njihovih osobina i karakteristika - spektra energije i impulsa, proučavanje interakcije čestica sa materijalnom sredinom (molekulima, atomima), registraciju sekundarnih čestica od raspada nestabilnih čestica. Pomoću detektora takođe se meri sastav čestica u snopovima, ionizaciona sposobnost elementarnih čestica, itd.

Rad detektora zasnovan je na fizičkim principima u glavi II. Bitno je još jednom naglasiti da neutralne čestice - γ -kvanti, neutroni, neutrini i dr. sami ne mogu ionizovati materijalnu sredinu, te se otkrivaju preko sekundarnih nanelektrisanih čestica koje nastaju u rezultatu interakcije neutralnih čestica sa materijalom (npr. γ -kvanti - preko rodjenja e^-e^+ para i komptonskih elektrona, brzi neutroni - preko umaknutih protona). Na taj način prolaz brzih čestica kroz materijalnu sredinu manifestuje se stvaranjem slobodnih elektrona, jona i svetlenjem (luminescencija materijala, Čerenkovo zračenje itd.). Zahvaljujući tim efektima, čestice mogu biti registrovane nakon pojave električnih impulsa na izlazu detektora, ili npr. po zacrnjenju fotoemulzije. Električni signali obično su veoma slabi, pa je za njihovu registraciju potrebno dopunsko pojačanje pomoću specijalnih elektronskih aparatura.

Najvažnije karakteristike detektora su:

1. efektivnost - verovatnoća registracije čestica pri njenom prolasku kroz radnu zapreminu,
2. mrtvo vreme - vreme u kome detektor nije u stanju da detektuje, tj. vreme uspostavljanja prvobitne osjetljivosti detektora;

3. energetska rezolucija - tačnost sa kojom se određuje energija čestice,

4. prostorna rezolucija - tačnost određivanja mesta dospevanja čestice,

5. vremenska rezolucija - tačnost merenja momenta prolaska čestice kroz detektor.

Sve ove karakteristike zavise od tipa detektora i mogu se menjati u širokim opsezima.

Podele detektora različite su od autora do autora. Koristila sam klasifikaciju datu u "A consumer's guide to particle - detectors", D.J.Miller, Rutherford laboratory.

U tabeli A nabrojani su tzv. kontinualni detektori tragova. Zajedno sa emulzijama i difuzionom komorom oni spadaju u vizuelne detektore. Dok su emulzije i difuziona komora vremenski kontinualne, razne mehuraste komore i strimer komora (tabela A) kontinualne su u tom smislu što im je vidljiv ceo trag.

Detektori položaja dati su u tabeli B, a detektori γ -zraka u tabeli C.

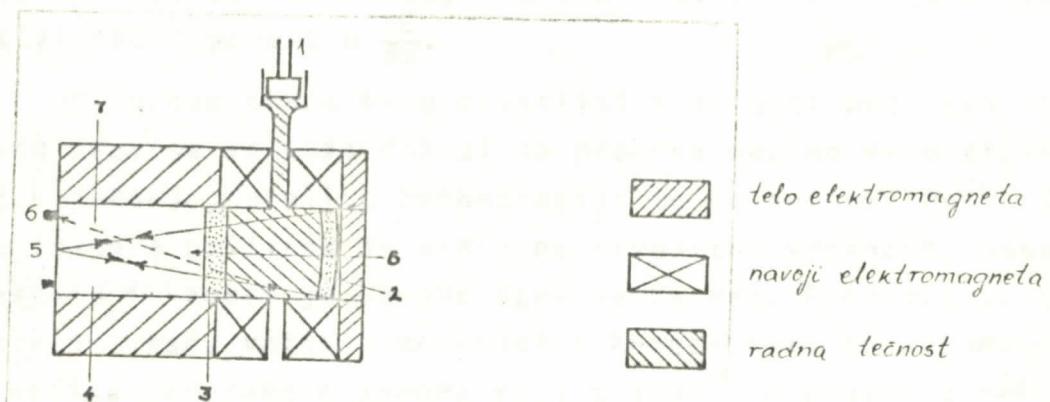
1. KONTINUALNI DETEKTORI TRGOVA

Osnovni i najčešće korišćeni detektori ovog tipa dati su sa svojim karakteristikama u tabeli A.

Kontinualni detektori tragova u istom uredjenju obuhvataju: metu, precizna merenja (jonizacije za $p < 800 \text{ MeV}/c$, multipnog rasejanja, krivine u magnetnom polju odakle se dobija vrednost impulsa), a samim tim donekle i identifikaciju čestica. Svi kontinualni detektori tragova nude 4 π identifikaciju, tj. identifikaciju tragova u celokupnom prostoru.

Mehurasta komora

Mehurastu komoru konstruisao je Glaser 1952.god. Spada medju najvažnije vizuelne detektore u fizici čestica visokih energija. Princip rada zasnovan je na formiranju mehurova pregrejane tečnosti duž trajektorije jonizujuće čestice. Prolaz jonizujuće čestice kroz pregrejanu tečnost dovodi do pojave mehurova duž traga i to takvih dimenzija da postaju vidljivi, te se mogu fotografisati pre nego što otpočne nekontrolisano ključanje u celokupnoj zapremini. Takvo ključanje tečnosti obustavlja se visokim pritiskom koji se podešava pokretnim klipom ili dijagramom.



S1.1. Šema mehuraste komore

- 1 - klip (ili membrana) za regulaciju pritiska; 2 - nagnuto ogledalo;
- 3 - prozor;
- 4 - zaštitni vakuumski rezervoar;
- 5 - izvor svetlosti;
- 6 - fotoaparati;
- 7 - zrak svetlosti rasejan na tragu;
- 8 - pravac magn. polja

Tečnost se zagрева изнад тачке ključanja odn. dovodi u pregrejano (metastabilно) stanje naglim smanjenjem pritiska (za oko 10%) pokretnim klipom. Ako u tom momentu kroz komoru prodje ionizujuća čestica, ona će dopunski zagrevati tečnost i izazvati naglo ključanje u uskom kanalu duž putanje kretanja.

Lanac mehurova otkriva trag te čestice. Formiranje mehurova je termalni efekat koji nastaje usled koncentracije energije koju ostavljaju kratki δ -zraci iz primarnog (početnog) ionizujućeg procesa.

Gustina mehurova - broj mehurova po cm u tragu mehuras-te komore, direktno je povezana sa gubitkom energije $\frac{dE}{dx}$ čestice i stoga sa njenom brzinom β . Ako je poznat impuls čestica, onda je moguće praviti razliku izmedju čestica sa različitom masom, npr. π , K, p, tako što se meri gustina mehurova. Automatske mašine za merenje daju vrlo precizno merenje gustine mehurova sa čistim tragovima. Separacija $\pi/K/p$ vrlo dobro deluje sve do $1.2 \frac{\text{Gev}}{c}$ u vodoniku i deuterijumu. Takođe je moguća u $5 - 30 \frac{\text{Gev}}{c}$ kod mešavine vodonika i neona, pri čemu se koristi relativistički porast u $\frac{dE}{dx}$.

Mehurove treba brzo osvetliti i snimiti pre nego što postanu previše veliki; dolazi do procesa naglog nekontroli-sanog ključanja, ukoliko rekompresija to ne spreči. Posle snimanja tragova pritisak se vraća na prvobitnu vrednost, mehurovi nestaju i kamera je ponovo spremna za rad. Producenost jednog ciklusa rada velikih mehurastih komora meri se sekundama. Iako većina mehurastih komora radi s jednim ciklusom u sekundi neke dozvoljavaju dobijanje i do 10 fotografija u sekundi.

Osnovne vrednosti mehuraste komore su: 1. izotropna (prostorna osetljivost pri registrovanju čestica, 2. visoka tačnost merenja impulsa čestica, 3. pokazala se kao najpogodnija za proučavanje komplikovanih dogadjaja koji obuhvataju nekoliko čestica u konačnom stanju. Njom se mogu u potpunosti registrovati složeni dogadjaji tako što se pojavljuju tragovi svih nanelektrisanih čestica emitovanih u primarnom i svim daljim sudarima.

Nažalost mehurasta komora poseduje ozbiljne nedostatke: 1. Ona se ne može pustiti u rad za registraciju izabranih dogadjaja. Stvarni centri na kojima se formiraju mehurovi, oču-

vavaju se manje od milionitog dela sec. - vreme suviše kratko za dovodjenje sistema u rad. Zato komora mora biti puštena u rad pre nego što se očekivani dogadjaj odigrao. 2. U eksperimentima sa snopovima protona i mehurastom komorom dobija se i do milion fotografija na kojima je prikazano oko 10000 registrovanih dogadjaja jednog tipa. Očigledno, to zahteva značan gubitak vremena za analizu snimaka, čak i sa savremenim metodima obrade materijala. Na osnovu svega ovoga može se zaključiti, da je proučavanje retkih dogadjaja pomoću mehuraste komore mukotrpan posao.

Mehuraste komore namenjene za detekciju čestica visokih energija pune su tečnim vodonikom, deuterijumom (kriogen-ska komora - radi na niskim T), helijumom i teškim tečnostima (ksenon i freon). Ove poslednje su naročito interesantne za registrovanje interakcije neutrina i detekciju e^- i $\bar{\nu}$ -zrake koje je relativno lako tumačiti. U slučaju deuterona, koji se koristi za proučavanje interakcija sa neutronima, treba uzeti u obzir korekciju zbog unutrašnjeg kretanja nukleona u deuteronu. Složene komore koje sadrže i neon i vodonik u razdvojenim delovima, pružaju dobre uslove za posmatranje primarne interakcije (u vodoniku), relativno dobru efikasnost detekcije γ -zračenja (u neonu) i dobru mogućnost određivanja momenta (u vodoniku, gde je rasejanje minimalno).

Mehurasta komora nalazi se u magnetnom polju neophodnom za određivanje momenta i znaka nanelektrisanja čestica sa minimalnom ionizacijom. Jedino ograničenje u dimenziji mehuraste komore je njena cena.

Svi tipovi interakcija mogu se proučavati mehurastom komorom, mada je pri tome mala mogućnost kontrole izbora željenih dogadjaja, jer komora ne radi okidno.

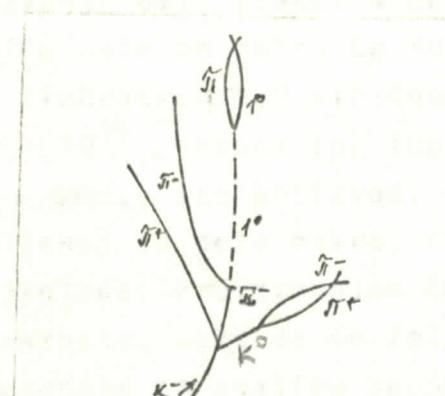
Radni uslovi tečnosti u mehurastoj komori:

Tečnost	Temper. (°C)	Pritisak (bar.)	Srednji slob. put za β^- -zr. od 100 MeV (m)	Gustina (kg/m³)
Vodonik	- 246	5.07	27	60
Deuterij.	- 241	7.09	20	130
Helijum	- 269	1.01	18	130
Propan	58	21.28	2,2	430
Pantan	157	23.3	-	500
Ksenon	- 20	26,34	0,07	2300

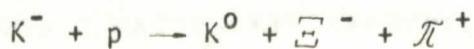
- Eksperimenti sa mehurastom komorom

Da bi se ilustrovala tehnika koja se primenjuje, kao i dobijeni podaci, biće prikazana dva karakteristična eksperimenta. Izabrane su reakcije sa čudnim česticama, mada se iste tehnike koriste kod mnogih drugih procesa vezanih za čestice koje nisu čudne.

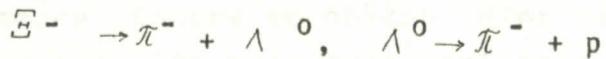
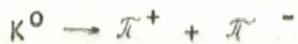
Na slici 2. prikazani su tragovi čestica u mehurastoj komori koji su nastali od procesa:



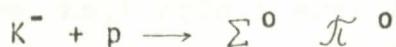
S1.2. Skica K^-p dogadjaja u mehurastoj komori sa H



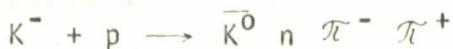
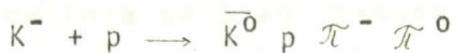
Dve čudne čestice raspadaju se dalje po šemi:



Ovaj dogadjaj je jedan od retkih neelastičnih kanala u sistemu $K^- p$. Češće se dešavaju sledeće reakcije:



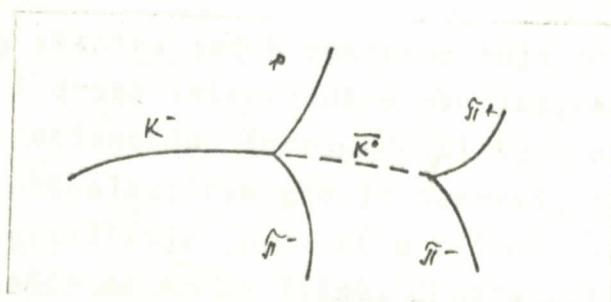
Moguće su i reakcije:



Za proučavanje ovih reakcija proizведен je snop K^- mezona bombardovanjem mete od bakra Cu dužine oko 0.1 m, spoljnim snopom iz proton sinhrotrona. U tipičnom takvom akceleratoru može se dobiti oko 10^{14} protona (po impulsu, uz brzinu ponavljanja od 2-8 u sēc.) što proizvodi u eksperimentalnoj prostoriji nešto udaljenoj od mete bakra, oko 10^3 K^- mezona, $10^6 \pi^-$ mezona i 10 antiprotona. Proizvodnjom čestica dobija se širok opseg njihovih momenata, tako da se željene vrednosti moraju izabrati pomoću magneta za analizu snopa. Tip čestica bira se elektrostatskim separatorom (za niskoenergetske čestice do 5-6 GeV). Osnovna osobina sistema za transport snopa je foku-

siranje snopa pomoću magnetskih kvadrapola, što omogućava da snop ostane fokusiran duž velikih razdaljina. Ako su u pitanju K-mezoni ta rastojanja ne treba da su velika zbog kratkog vremenskog življenja čestice.

K-mezoni proizvode tragove i dogadjaje u tečnom vodoniku mehuraste komore. Komora se obično snima sa tri (ili više) kamere (fotoaparata), što omogućuje dobijanje stereoskopske slike tragova čestica. Broj snimaka je velik zbog načina rada mehuraste komore. Da bi se iskoristila brzina proizvodjenja dogadjaja na velikim akceleratorima razvijeni su merni uredjaji (videti: Automatsko merenje snimaka mehuraste komore) kontrolisani računarom, koji brzo i precizno prikazuje koordinate tragova u digitalnoj formi. Geometrijski program izračunava momente iz krivina tragova i rekonstruiše dogadjaje u prostoru. Kinematički program ispituje jednačine energije i momenta prema nizu hipoteza o dogadjaju. Ovde može doći do poteškoća ako je emitovana neutralna čestica bez vidljivih produkata raspada. Međutim, kod $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^-$ sadrži samo jednu neutralnu česticu koja se brzo raspada, te se dogadjaji mogu neposredno proučavati.



S1.3. Skica tragova koji odgovaraju inter. $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^-$.
 (\bar{K}^0 čestica se raspada unutar komore)

Kada je sakupljeno dovoljno izmerenih dogadjaja mogu se postavljati pitanja koja su vezana za fizičku prirodu procesa. Računar koristi zabeležene dogadjaje na magnetskoj traci

da bi ih analizirao prema željenom programu. Na primer da se u konačnom stanju javljaju tri čestice pogodan način prikazivanja podataka je Dalitzov dijagram. On neposredno pokazuje da li je rasturanje podataka statističke prirode ili se javlja neko grupisanje čestica sa većom verovatnoćom na određenoj energiji. U jednom vidu tog dijagraama prikazuje se kvadrat efektivne mase jednog para čestica za svaki dogadjaj, u funkciji kvadrata efektivne mase drugog para. Efektivna masa npr. čestica 1 i 2 definisana je jednačinom:

$$M_{12}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (P_1 + P_2)^2$$

gde su E i \vec{p} totalna energija i moment čestica. U ovom primjeru javlja se povećano grupisanje za masu $M = 892.4$ MeV kod $K^0\bar{\pi}^+$ para, što ukazuje na pobudjeno stanje od K^* u $K\bar{\pi}$ sistemu na toj energiji. Spin pobudjenog stanja ispituje se analiziranjem uglovne raspodele produkata raspada od K^* u sistemu CM. Ako je raspodela anizotropna isključuje se mogućnost spina nula. Na taj način pronađen je veliki broj pobudjenih ili rezonantnih stanja mezona i bariona.

- Automatsko merenje snimaka mehuraste komore

Dogadjaj skanira jedan operator koji beleži vodeće tačke na tragovima i druge interesantne osobine, koristeći sredstvo sa niskom preciznošću. Kompjuterski kontrolisana mašina onda automatski pronađe ram gde je napravljen snimak, locira dogadjaj i digitalizuje (prevodi u cifre) sve veličine od interesa sa tačnošću do 4μ na filmu. Uobičajeni tipovi su:

H.P.D ili F.S.D. (računar sa pokretnim snopom) koji prelazi preko tačke na filmu mehanički u fiksiranom rasteru. Potreban je veliki on-line kompjuter

P.E.P.R. (precizni enkoder i čitalac tragova), POLLY i ERASME koji koriste katodnu cev da bi se dobila programabilna tačka. Potreban je veliki on-line kompjuter.

SWEEPNIK koristi digitalno kontrolisana ogledala da sledi tragove sa rotirajućim segmentom linije. Potreban je samo "mini" kompjuter on-line.

Brzociklirajuća mehurasta komora (tabela A) ("RCBC" ili "RC verteks detektor")

Brzociklirajuća mehurasta komora je mala mehurasta komora čija frekvencija rada može biti 10-50 Hz. (Pod frekvencijom rada podrazumeva se broj radnih ciklusa u sekundi). Optički ekspanzioni sistemi (sistemi za širenje) su normalno predviđeni da daju dobar zaokružen dostup za spoljna elektronska detekciona sredstva.

Meta_osezljiva_na_tragove (TST)

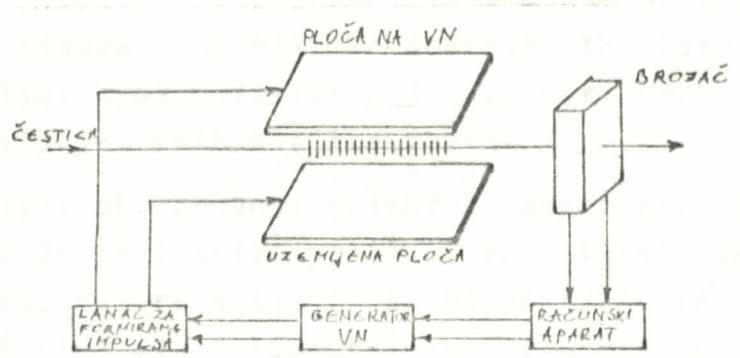
Providna kutija napunjena sa H_2 ili D_2 koja se nalazi unutar mehuraste komore napunjene mešavinom Ne-H (tabela A). Na temperaturi 29-31 K sa odgovarajućim smešama tečnosti u meti i izvan nje, mogu obe biti načinjene osetljivima. Ekspanzija u komori prenosi se na tečnost u meti, blagim deformisanjem zidova kutije koja ostaje dovoljno ravna da bi dala zanemarljivo male optičke poremećaje.

Radijaciona dužina u spoljnoj smeši je 30-80 cm, što je uporedljivo sa 10 m u tečnom vodoniku, tako da je umnogome poboljšana detekcija γ -zraka i elektrona.

Strimer_komora

Ova komora konstruisana je sa ciljem da se objedine preim秉stva mehuraste i varnične komore (izotropija, visoka efektivnost, okidna triger svojstva).

Glavna osobenost ovog uređaja sastoji se u korišćenju krajnje kratkih (~ 20 ns), visokonaponskih (> 15 kv/cm) impulsa koji izazivaju pojavu veoma kratkih tokova plazme (strimera) duž ionizacione putanje čestice. Ako se posmatranje vrši perpendicularno električnom polju, vidi se red paralelnih stremera, dok se u pravcu paralelnom polju vide krajevi stremera, te trag izgleda kao serija tačaka.



S1.4. Blok-šema strimer komore

Blok-šema strimer komore prikazuje jedno od osnovnih preimstava koji se razlikuju od određenih tipova varnične komore. Strimer komora može biti puštena u rad dogadjajem takvog tipa, kakav želimo da detektujemo. Proletanje nanelektrisane čestice registruje se brojačem. Računski aparat analizira tip dogadjaja i bira takav koji interesuje eksperimentatora. Posle toga u generator visokog napona šalje se radni impuls. Posle toga u generator visokog napona šalje se radni impuls. Izlaz generatora spojen je sa nizom za formiranje visokovolttnog impulsa koji odlazi na ploču komore. Na kraju, na jonima koji su ostali duž putanje nanelektrisane čestice, obrazuju se stremeri (kratke vertikalne linije na slici). Ceo ciklus traje manje od milionitog dela sekunde.

Stvaranje stremera veoma je složen proces. Najpre će biti proanalizirano ono što se dešava sa elektronom koji je izbačen

prolaskom nanelektrisanih čestica kroz gas. Ubrzan poljem elektron jonizuje atom s kojim se sudario na svom putu. U rezultatu tih sudara oslobadjaju se sekundarni elektroni i emituju se foton (kvanti EM zračenja visoke energije). Oni takođe učestvuju u ionizaciji tako da se broj ionizujućih elektrona i fotona povećava. Za deset milijarditih delova sekunde elektroni ~~postaju~~ energije (sa brzinom oko 1/30 brzine svetlosti) proleću oko 1 mm. U toku tog vremena eksponencijalno se povećava broj slobodnih elektrona, tako da se od jednog prvobitnog elektrona stvara sto miliona sekundarnih. Osim toga, pojavljuje se isti broj pozitivnih jona. Ukratko, pojavljuje se lavina nanelektrisanih čestica dužine 1 mm.

Posle obrazovanja primarne lavine elektrona, glavnim uzrokom dalje ionizacije postaju foton emitovani u primarnom procesu. Kao rezultat toga, oslobadjaju se dodatni elektroni koji stvaraju sekundarne lavine u blizini pozitivnog i negativnog kraja primarne lavine. Ti krajevi rastu na račun novih lavina.

Za razliku od primarne lavine strimer se rasprostire simetrično u oba pravca - i prema pozitivnoj i prema negativnoj ploči sa visokim naponom. Razvoj strimera odigrava se veoma brzo, daleko brže od obrazovanja početne lavine izazvane impulsom. Uzrok tome je dominantna uloga fotoionizacije. Strimeri se obrazuju istovremeno u mnogim tačkama duž putanje čestice. Dostigavši određenu dužinu, oni daju dovoljno svetlosti, da bi postali vidljivi na fotografiji.

Strimeri su sposobni da izvuku tragove koji se prostiru u bilo kojem pravcu, a ne samo od jedne do druge ploče. To omogućuje prikazivanje dogadjaja koji se dešavaju na bilo kojem mestu u gasu izmedju ploča. Dakle, strimer komora nudi 4 π detekciju i dobru rezoluciju kao i mehurasta komora, ali ona može biti okidanja. Trazi spoljasnju tečnu metu koja ne može biti načinjena osetljivom tj. tragove ne možemo pratiti sve do tačke interakcije, kao što je to moguće u mehurastoj komori ili emulziji. Strimer komora, za razliku od varnične, može registrirati čitav niz dogadjaja udaljenih jedan od drugog, a koji se sastoje iz mnoštva tragova. Strimeri se mogu fotografisati na filmu od 5000 ASA.

Tabela A.

Kontinualni detektori tragova	Vodonična ili deuterijumska mehurasta komora ($H_2 BC$)	Mehurasta komora sa teškim tečnostima (HLBC)	H_2 ili D_2 + neon mešavina spolja TST-meta osetljiva na tragove	Brzociklirajuća H_2 ili D_2 mehurasta komora. Brzociklirajući verteksni detektor RCBC=RCVD	Strujna - strimer komora
Brzina	2 ekspanzije po pulsu	2 ekspanzije po pulsu	2 ekspanzije po pulsu	20 ekspanzija po pulsu	5 MHz snop 1 KHz okidač 20 Hz slika
Meta	H_2 ili D_2 , osetljiva	C , Ne , F itd. osetljiva	20% H , osetljiva	H_2 ili D_2 , osetljiva	H_2 ili D_2 , osetljiva
$\Delta p/p$	$\frac{1}{2}$ % na 1 GeV/c	5% na 1 GeV/c (iz krivina)	$\frac{1}{2}$ % u meti na 1 GeV/c	$\frac{1}{2}$ % na 1 GeV/c	$\frac{1}{2}$ % na 1 GeV/c
$\Delta\theta$	$\sim 10^{-2}$ rad	$\sim 2 \cdot 10^{-2}$ rad na 1 GeV/c	$\sim 10^{-2}$ rad	$\sim 10^{-2}$ rad	$\sim 10^{-2}$ rad
Preciznost tačke	150-300 μ	150-500 μ	150-300 μ	70-200 μ	150 μ u x-y 500 μ u z (duž mlaza)
Analiza	posmatranje + automatsko merenje	Brižljivo posmatranje. Ručno i semiautomatsko merenje	Brižljivo posmatranje. Ručno i semiautomatsko merenje	Posmatranje i automatsko merenje. Moguće automatsko posmatranje ili precizno televizijsko posmatranje	
Kompleksnost cena	Veliike laboratorijske instalacije. Korisnik ima malu ulogu u pripremi cena ~ 100 MSF + film + snaga	Korisnik ima malu ulogu u pripremi cena ~ 5 MSF za TST i neon	Srednje laboratorijske instalacije. Korisnik može da promeni raspored i spoljne detektore. Cena ≥ 5 MSF		

Kontinualni detektori tragova	Vodonična ili deuterijumska mehurasta komora (H_2BC)	Mehurasta komora sa teškim tečnostima (HLBC)	H_2 ili D_2 + neon mešavina spolja TST-meta osetljiv na tragove	Brzociklirajuća H_2 ili D_2 mehurasta komora. Brzociklirajući verteksni detektor RCBC=RCVD	Strujna - strimer komora
π -detekcija	15% po δ	(50-90)% po δ	(50-90)% po δ	Slaba ukoliko nije spoljna	Slaba ukoliko nije spoljna
Identifikacija čestica	jonizacija → gustina mehurova ispod 1.2 GeV/c Prisilno usaglašavanje	Jonizacija + oblik tragova ispod 1.5 GeV/c. Koveržanje elektrona + Bremstrohlung. Relativistički porast.	Osobine HLBC i H_2BC kombinovano	Jonizacija ispod 1.2 GeV/c. Mogu se spolja koristiti. Vreme leta, Čerenkov, relativistički porast	Gustina mlaza ispod 1.2 GeV/c. Vreme leta ili Čerenkov spolja. Relativistički porast u komori
Prednosti	H_2 ili D_2 meta. Dobra preciznost na nanelektrisanim tragovima. Vide se tragovi ≥ 1 mm	Gusta meta (za i nuklearne interakcije). Dobra detekcija π^+ i e donekle neutrona	H_2 i D_2 meta sa e detekcijom i donekle neutrona. Dobra preciznost na nanelektrisanim tragovima.	Može da okida svetlo $\sim 90\%$ odbacivanja. Prilagođeni spoljni detektori. Veća preciznost na energetskim spoljnim tragovima.	Fleksibilni briži okidač. Velika brzina snopa
Nedostaci	Mala brzina. Ne detektuje neutralne. Nema okidača. Preciznost opada na visokim energijama	Slaba preciznost Pored H_2 - D_2 dogadjaja, nuklearni dogadjaji. Sporo posmatranje. Nema okidača.	Sporo posmatranje Sporo posmatranje Sporo posmatranje Sporo posmatranje	Spoljni detektori pokrivaju samo 3 stranice. Teško ostvarljivo dobro odbacivanje okidačem.	Meta izvan komore. Sljescak na magnutim tragovima

Emulzije

Zbog vrlo prostog rada i ekonomičnosti upotrebe, emulzija se smatrala od prvih dana kao vrlo pogodan detektor. Na širu primenu našla je kada su Occhialini i Powell u svojim prvim radovima dokazali da merenje dužine tragova u Ilford emulziji daje dobru vrednost za energiju grupa čestica. Glavno ograničenje u to vreme predstavljalo je: a) dugo vreme potrebno za pregledanje (skanovanje) emulzije i merenje tragova, b) činjenica da usled male dužine većine tragova nije mogla da se meri krivina u magnetnom polju i c) činjenica da emulzije nisu bile osetljive na čestice sa malim stepenom ionizacije. Prve dve tačke ostale su manje-više, kao problem i danas, dok su radovima kompanija Kodak i Ilford napravljene emulzije osetljive na čestice sa minimalnom ionizacijom. Kod tih emulzija vidljivost tragova poboljšana je u odnosu na prethodnu (polutonsku) povećanom koncentracijom srebra halida. Tragovi teških čestica (α -čest, p) su guste, kontinualne linije; čestice koje proizvode minimalnu ionizaciju, u šta spadaju elektroni koji se lako rasejavaju, takođe ostavljaju lako uočljive tragove.

Emulzija se sastoji od srebrnih halogenida u želatinu. Ona može biti sipana u foliju debljine nekoliko mm i slagana da daju gust detektor sa vrlo velikom rezolucijom. Takodje može biti presvučena plastičnim ili bilo kojim drugim materijalom koji se slažu da bi stvorili "emulzionu komoru". Skanira se pod mikroskopom sa velikim uvećanjem.

Razne primene tehnike nuklearnih emulzija mogu se podeliti u dve veće grupe: 1) proučavanje interakcija u samoj emulziji, 2) korišćenje emulzija kao detektora nanelektrisanih čestica. Proučavanje interakcija je nešto komplikovanije zbog složenog sadržaja emulzije (H, C, N, O, S, Br, Ag,); Izuzetak čini interakcija visokoenergetskih protona sa vodonikom iz

emulzije zbog proste kinematike procesa. Kod sudara izmedju visokoenergetskih čestica i drugih sastojaka emulzije, pripišivanje izmerene zvezde lakin ili teškim elementima emulzije, polazi od detaljnog razmatranja krakova zvezde.

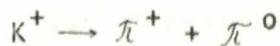
Odredjivanje prirode i energije nanelektrisanih čestica na bazi izmerenih tragova u emulziji zavisi od poznavanja: a) veze izmedju dometa i energije, b) gustine zrnaca, c) proizvodjenja δ -zraka, d) osobine višestrukog rasejanja. Za jako jonizujuće čestice obično se koristi gustina traga, a ne gustina zrnaca.

Emulzija je jedini detektor čija rezolucija ide do reda MIKRONA, što omogućuje sitnozrnasta struktura. Zato se koristi u proučavanju hiperfragmenata*. Sve više se koristi u istraživanju čestica sa šarom čije je vreme suviše kratko da bi ih mehuraste komore razdvojile.

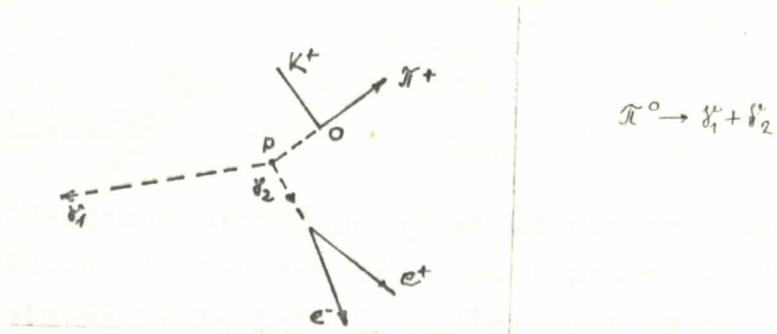
Jasno je da emulzija predstavlja moćnu i vrlo pogodnu tehniku detekcije u kojoj su kombinovane mnoge osobine drugih detektora. Ona beleži kontinualno; sloj emulzija je neprekidno osetljiv, dogadjaji su dobro razdvojeni (dobra rezolucija) i može se nakupiti velika statistika do 10^6 tragova/cm². Emulzija sakuplja i čuva podatke. Poseduje osobinu razlikovanja energije i brzine na veliku zaustavnu moć. Mada se dugi tragovi mogu po potrebi pratiti pomoću bloka emulzije (u fizički visokih energija, kosmičkom zračenju i mezonskoj fizici), nuklearne ploče ne zahtevaju pomoćne aparature, tako da se mogu koristiti u komplikovanim i nepristupačnim položajima, gde mala dimenzija i naknadno mikroskopsko posmatranje pruža veliku moć razlaganja po rastojanju i uglu. Meta ne može nikada biti čisti vodonik ili deuterijum. Rezolucija impulsa je slaba kod svih, sem kod tragova kod kojih dolazi do zaustavljanja. Λ -hiperone i K^0 raspade je teško naći, a slaba je i detekcija γ -zraka.

* Hiperfragmenti (hiperjezgra) su jezgra u koja su ugrađena, umesto neutrona, jedan ili čak dva Λ^0 hiperona.

U emulziji je moguć fantastičan eksperiment određivanja vremena života neutralnog piona, preko raspada K^+ -mezona u stanju mirovanja. Šema raspada je:



pri čemu tragovi K^+ i π^+ -mezona označavaju mesto nastajanja π^0 čestice, kao i smer leta koji je suprotan smeru π^+ (sl.5.). π^0 se raspada u dva fotona, s tim što se jedan foton materijalizuje u elektronско-positronski par. Par e^+e^- proizveden jednim fotonom iz π^0 raspada, ekstrapolacijom označava mesto raspada koje je nezavisno od ionizujućih sposobnosti para e^+e^-



Sl.5. Šematski dijagram koji pokazuje raspad K^+ u tački O, koji vodi na π^0 raspad u tački P. Vreme života π^0 određuje rastojanje OP.

Izmerena pomeranja su vrlo mala (0.05 m); za 232 dogadjaja dobijen je rezultat $(1.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-16}$ s. Srednja vrednost svih dosadašnjih merenja iznosi $(0.89 \pm 0.18) \cdot 10^{-16}$ s.

2. DETEKTORI POLOŽAJA

U tabeli B dato je šest osnovnih tipova detektora položaja. Uglavnom su svi detektujuće planarne površine, mada ima i cilindričnih. U većini slučajeva informacije se moraju posebno izvlačiti da bi se dobile x i y dimenzije unutar detektujuće površine. Ovo se često radi sa dva ortogonalna detektora vrlo bliska, ili sa ortogonalnim čitanjem na jednom detektoru. Ako se očekuje više od jednog traga pri jednom okidanju, onda su potrebna tri očitavanja da bi se razlučile nejednoznačnosti; idealno bi bilo pod 60° jedan prema drugome (samo dva stereo pogleda su potrebna kod optičke varnične komore).

Ovi detektori se često koriste u grupama sa drift-prostorima ili magnetima izmedju, da bi se merili uglovi i momenti.

Scintilacioni brojač

Scintilacioni brojač je jedan od najšire korišćenih uređaja u fizici visokih energija. Sastoji se od: 1. scintilatora, 2. fotomultiplikatora i 3. elektronskog uređaja za pojačavanje i obradu impulsa.



S1.6. Scintilacioni brojač

- 1 - Al kutija sa reflektujućim zidovima;
- 2 - scintilator;
- 3 - zatopljeni prozor;
- 4 - optički kontakt;
- 5 - zaštita od spoljašnjeg magnetnog polja.

U scintilatoru nanelektrisana čestica prouzrokuje uporedo sa ionizacijom atoma i molekula, njihovo pobudjivanje. Vraćajući se zatim u nepobudjeno (osnovno) stanje, atomi luminesciraju, tj. emituju fotone, koji padaju na katodu fotomultiplikatora (uredjaja osetljivog na veoma mali intenzitet svetlosti) i izbijaju fotoelektrone. Fotoelektroni (iz katode) posle elektronsko-optičkog fokusiranja, dolaze do sistema dinoda gde se umnožavaju nekoliko reda veličina puta. Na anodu fotomultiplikatora dospe čak 10^8 puta više elektrona koji tu obrazuju električne impulse. Izlazni impulsi fotomultiplikatora dovode se do elektronskog pojačavača, a zatim se registruje broj impulsa sa određenom amplitudom. Izlazni impuls ima jak porast kada se dozvoli vremenska koincidencija reda do nanosekunde.

Fotomultiplikator je specijalna visoko vakuumirana elektronska cev u čiji sastav ulaze fotokatoda, sistem dinoda i anoda. Raspodela potencijala u pravcu katoda - anoda realizovana je razdelnikom napona. Ovaj razdelnik omogućuje izbor kraka porasta napona duž sistema dinoda sve do anode koja je na najvišem potencijalu. Raspodela potencijala omogućuje ubrzavanje i umnožavanje elektrona. Više desetina ili stotina elektrona sa fotokatode, mogu biti pojačani 10^5 - 10^8 puta pri prolasku niza od 6-14 dinoda. Broj tih sekundarnih elektrona zavisi od energije primarnih elektrona (iz katode) i od emisione sposobnosti materijala kojim su prevučene dinode. Sekundarni elektroni kreću se do anode pod dejstvom elektr. polja. Broj elektrona na izlazu fotomultiplikatora jako zavisi od napona napajanja.

Ako se znaju statistički karakteri pojedinih procesa, može se smatrati da broj elektrona na izlazu, na anodi, iznosi:

$$Z = \gamma \cdot N \cdot \eta \cdot G ; \quad G = m^n ; \quad m = A \cdot V_0 \exp\left(-\frac{V}{V_0}\right)$$

γ - kvantni izlaz fotokatode (ima vrednost od 0.01 do 0.25)
 N - broj kvanata dospelih na fotokatodu

η - koefic. sakupljanja fotoelektrona na prvoj dinodi (može da ima vrednost od 0.2 do 1)

G - faktor pojačanja

m - koefic. sekundarne emisije svake dinode

n - broj dinoda u fotomultiplikatoru

A, V_0 - konstante koje zavise od osobina dinoda

V - napon napajanja.

Fotokatoda fotomultiplikatora izradjena je od materijala koji osvetljen emituje svetlost. Za sloj kojim je prevučena katoda, najčešće se koristi antimon-cezijum sa kvantnom efikasnošću (broj fotoelektrona proizveden po upadnom fotonu) do 20%. Fotokatoda treba da ima dobru osetljivost u oblasti talasnih dužina luminescentne emisije i malu tzv. "struju mračka", tj. spontani šum usled slučajne emisije elektrona sa površine fotokatode.

Svi fotomultiplikatori su više ili manje osetljivi na magnetno polje tako da se moraju dobro zaštiti od uticaja spoljnih magnetnih polja.

Fotomultiplikatori sa prinosom do 10^7 koriste se da se generiše elektronski impuls proporcionalan broju prikupljenih fotona.

Scintilatori su materijali koji pod uticajem zračenja emituju svetlost, tj. materijali koji prevode odloženu energiju koju ostavlja nanelektrisana čestica u fotone. Kada nanelektrisana čestica prolazi kroz scintilator ona jonizuje i ekscitira njegove atome i molekule. Deeksitacijom scintilatori emituju svetlost koja u konačnom bilansu može biti apsorbovana, a ako je scintilator u kojem je zračenje proizvedeno transparentan za sopstvenu svetlost, ona biva emitovana izvan scintilatora.

Svojstvo transformacije izgubljene energije u svetlost naziva se KONVERZIJA. Definiše se kao odnos izgubljene energije

je čestice po jedinici puta na izračenu svetlost i odgovara-juće izgubljene energije na ionizaciju:

$$C = \frac{(\frac{dE}{dx})_{sv}}{(\frac{dE}{dx})_{ion}}$$

Ukoliko je svetlosti prinos scintilatora veći, lakša je detekcija čestice. Svetlosni prinos zavisi od vrste i energije čestice. Svetlosni prinos većine scintilatora je u slučaju elektrona ili γ -zraka proporcionalna energiji; ova proporcionalnost se gubi u slučajevima teških čestica.

Vreme gorenja scintilatora je karakteristika od posebne važnosti. Od trenutka kada se scintilator prolaskom nanelektrisane čestice zapali, već posle $t_0 = 10^{-12}$ s emitovana svetlost dostiže maksimalnu vrednost. Posle vremena t (koje je duže od t_0), emisija svetlosti opada po eksponencijalnom zakonu

$$J = J_0 \exp (-t/\tau)$$

gde je τ srednji život pobudjenih stanja u atomu i naziva se vreme gorenja. Ukoliko je ovo vreme kraće, kraće je i vreme formiranja impulsa na radnom otporniku, odnosno kraće je vremensko razlaganje scintilacionog brojača.

Scintilator mora zadovoljavati čitav niz zahteva da bi se mogao primeniti u detekcione svrhe: 1. mora biti transparentan za sopstvenu svetlost, 2. talasna dužina emitovane svetlosti mora odgovarati maksimumu spektralne osetljivosti fotokatode, kako bi transformacija svetlosti u struju elektro-na bila bolja, 3. scintilator mora biti pogodan za interakciju sa zračenjem (npr. za γ -zrake mora biti od materijala sa visokim Z i velikom gustinom, za neutrone treba da sadrži vodonik itd.)

1. Neorganski scintilatori su monokristali nekih neorganskih jedinjenja. Danas su najviše u upotrebi: natrijum

jodid NaJ, cezijum - i litijum jodid (CsJ, LiJ). Osne karakteristike ovih monokristala su velika gustina, velik svetlosti prinos (čime je zagarantovana visoka detekciona efikasnost) i dugo vreme gorenja u poređenju sa organskim kristalima.

a) Natrijum-jodid (aktiviran talijumom) je najčešće korišćen i od specijalne je važnosti za proučavanje γ -zračenja. Nezgodna osobina je higroskopnost, tako da se mora čuvati zatopljen u aluminijskoj kući sa reflektujućim ili difuznim zidovima.

b) Cink-sulfid je odličan za čestice kratkog dometa. Ne može se koristiti u debljim slojevima, jer postaje neproziran za sopstvenu svetlost.

2. Organski scintilatori mogu da budu monokristali organskih jedinjenja, a to su: stilben, antracen, naftalin itd. Odlikuju se kratkim vremenom gorenja i osetno manjom efikasnošću u odnosu na neorganske scintilatore (naročito za teške čestice). Pogodni su za detekciju nanelektrisanih čestica i brzih neutrona preko uzmaknutog protona iz (np) sudara. Osetljivi su na γ -zrake, ali im je energijska rezolucija loša.

Za veće brzine brojanja mnogo češće se koriste plastični i tečni scintilatori i gasovi. Plasticci su tvrdi rastvori organskih materijala u organskim tečnostima. Mogu biti izradjeni u raznim oblicima i veličinama, te se prilagodjavaju raznim geometrijskim uslovima merenja. Plasticci se koriste za detekciju γ -zraka, β - i α - čestica i brzih neutrona.

Najpopularniji za fiziku visokih energija su: plasticci, tečnosti i NaJ.

U tabeli su date karakteristike nekih scintilatora koji se koriste u scintilacionim detektorima:

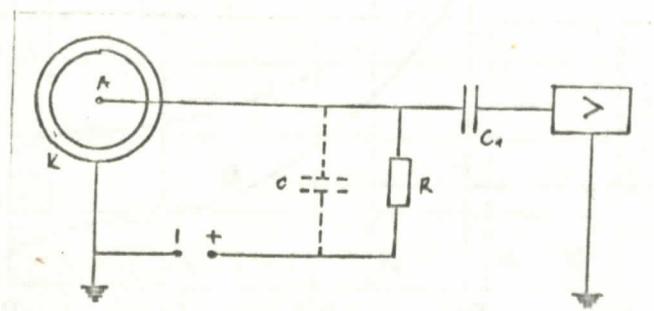
Scintilator (materijal)	oblik	Gustina ρ (kg/m^3)	Indeks prela- manja	Tal. duž. emitov. svetlosti (gl. emi- sije λ (nm))	Vreme gorenja τ (s)	Kon- zija C (%)
ZnS (Ag)	Prah	4.1×10^3	2.4	450	10×10^{-5}	28
NaJ (Tl)	Kristal	3.7×10^3	1.7	410	$0,25 \times 10^{-6}$	8
Antracen	"	1.25×10^3	1.62	445	0.03×10^{-6}	4.2
Stilben	"	1.16×10^3	-	400-420	0.008×10^{-6}	2.8

Scintilator se često povezuje sa fotomultiplikatorom preko svetlovoda od providne plastike.

PROPORCIONALNI BROJAČ

- Uticaj električnog polja na visinu impulsa

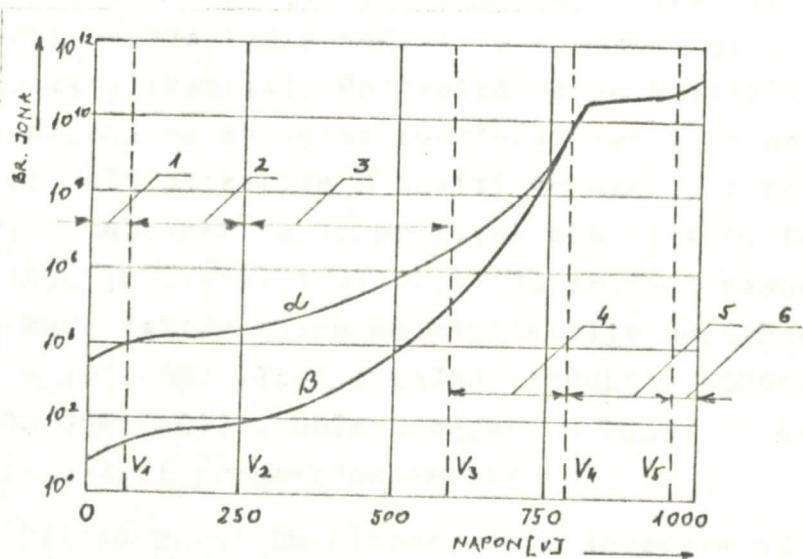
Cilindrična komora je podesna za izučavanje uticaja električnog polja na visinu impulsa. Ona se sastoji od zatvorenog cilindra (ispunjeno gasom) duž čije ose prolazi žičana elektroda dobro izolovana na mestima prolaska kroz cilindar. Ova komora spojena je u električno kolo kao na slici.



S1.7. Cilindrična komora povezana u strujnom kolu

Elektroda duž ose cilindra nalazi se na pozitivnom potencijalu i ima ulogu anode, a sam cilindar je katoda. Anoda je vezana za pozitivan pol izvora VN preko radnog otpornika R. Kondenzator C predstavlja parazitni kapacitet, a C_1 prenosi impulse, nastale na radnom otporniku, do pojačavača. Kada nanelektrisana čestica prodje kroz aktivnu zapreminu cilindrične komore, vrši ionizaciju gasa i stvara određen broj parova jona. Usled dejstva elektr. polja, odn. potencijalne razlike U_{AK} , kroz komoru teče struja čije je kolo zatvoreno preko R. Struja prati oblik signala i srazmerna je broju detektovanih čestic. Signal se kao naponski impuls prenosi preko kondenzatora C_1 na ulaz pojačavača. Za formiranje impulsa važno je da RC_1 bude veće od vremena sakupljanja jona na elektrodama.

Zavisnost broja jona od napona na elektrodama komore, što svakako utiče na visinu impulsa na otporniku R, prikazana je na slici u slučaju α - i β -čestice. Izdvojeno je šest oblasti: 1. oblast rekombinacije, 2. oblast ionizacione komore, 3. oblast proporcionalnosti, 4. oblast ograničene proporcionalnosti, 5. Geiger - Müller-ova oblast i 6. oblast pražnjanja.



S1.8. Broj jona (tj. veličine impulsa iz detektorske komore) u funkciji napona na elektrodama komore

U prvoj oblasti (1) joni nastali prolaskom ionizujuće čestice, usled niskog napona priključenog na elektrodama, sporo se kreću prema njima i veliki broj istih se rekombinuje ne dospevši do elektroda. Jasno je da ovaj efekat direktno utiče na visinu izlaznog impulsa. Ova oblast karakteristična je po tome što VISINA IMPULSA DIREKTNO ZAVISI OD VELIČINE NAPONA NA ELEKTRODAMA.

U oblasti ionizacione komore (2) usled višeg napona na elektrodama, rekombinacija primarno formiranih jona je neznatna. Sakupljeno nanelektrisanje $Q = N_e$ na elektrodama, uslovljava promenu potencijala na oblogama kondenzatora u iznosu $V = Ne/C$. U ovom izrazu C nije samo kapacitet kondenzatora u kolu, već je obuhvaćen ekvivalentni parazitni kapacitet komore i svih priključenih elemenata. Karakteristično za ovu oblast je da VISINA IMPULSA NE ZAVISI OD PRIKLJUČNOG NAPONA ili se vrlo malo menja. U ovom intervalu vrednosti napona na elektrodama komore, broj parova jona nastalih u primarnoj ionizaciji ne povećava se.

Daljim porastom napona na anodi, ubrzavaju se joni nastali u primarnoj ionizaciji, tako da i oni sami postaju sposobni da ionizuju gas (sekundarna ionizacija). Usled sekundarne ionizacije povećava se ukupan broj jona M puta (gasna multiplikacija). Posledica gasne multiplikacije je povećanje napona na oblogama kondenzatora: $V' = Ne/C \cdot M$. Faktor gasne multiplikacije M zavisi od napona i pritiska gasa u komori. S obzirom da je pritisak konstantan, faktor gasne multiplikacije zavisi isključivo od promene napona na anodi komore. Kada faktor gasne multiplikacije dostigne vrednost $10^2 \leq M \leq 10^3$, AMPLITUDA IZLAZNOG IMPULSA PROPORCIONALNA JE PRIMARNOJ JONIZACIJI. Oblast napona u kojoj se ovo dešava, naziva se oblast proporcionalnosti (3).

Daljim porastom napona anode povećava se i faktor gasne multiplikacije. Kada njegova vrednost iznosi $10^3 < M < 10^4$, prestaje da važi linearna zavisnost izmedju veličine izlaznog

impulsa i primarne ionizacije. Ovo je oblast ograničene proporcionalnosti (4).

U sledećoj oblasti broj jona na elektrodama uopšte ne zavisi od primarne ionizacije. Faktor gasne multiplikacije naglo se uvećava sa porastom napona. Ova oblast naziva se Geiger - Müller-ova oblast (5).

Poslednja oblast napona (6) ne primenjuje se kao radno područje detekcije. To je oblast pražnjenja.

Proporcionalni brojač naziv je dobio po tome što je kod njega visina izlaznih impulsa proporcionalna broju primarno formiranih jona nastalih prolaskom čestice kroz efikasnu zapreminu detektora. Proporcionalni brojač radi u proporcionalnoj oblasti napona.

Proporcionalni brojač koristi se za merenje ionizujuće sposobnosti čestica, intenzivnosti njihovog snopa i daje veliku tačnost pri merenju prostornih koordinata i momenta kretanja čestica kroz brojač. Zahvaljujući visokoj multiplikaciji ($10^2 \leq M \leq 10^3$), proporcionalni brojači su vrlo pogodni kod proučavanja čestica sa malom gustinom ionizacije, kao što su β -čestice, mioni i brzi protoni.

Proporcionalni brojač sastoji se od metalnog cilindra duž čije ose je postavljena tanka metalna žica (dobro izolovana na mestu prolaska kroz cilindar). Unutrašnjost cilindra puni se nekim gasom ($\text{Ar} + \text{CO}_2$ ili CH_4).

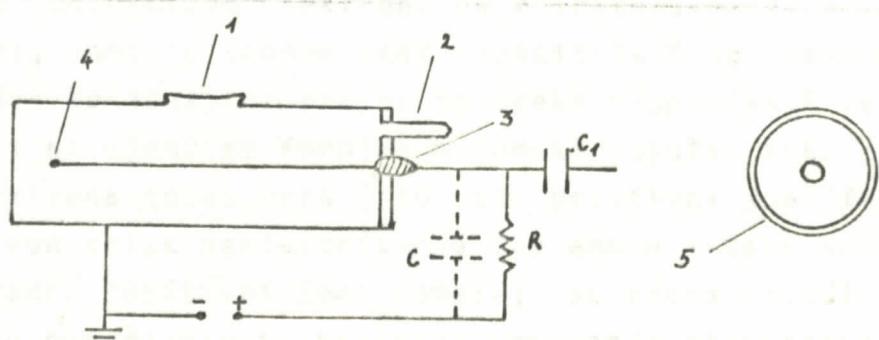
U momentu dovodenja visokog jednosmernog pozitivnog potencijala na anodu, u pravcu katode (cilindra detektora) formira se jako električno polje. Ako je napon anode V , vrednost jačine električnog polja u bilo kojoj tački unutar cilindra data je izrazom:

$$E = \frac{V}{r \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}} \quad [V \cdot m^{-1}]$$

d_1 - prečnik anode (žice)

d_2 - prečnik cilindra

r - radijalno rastojanje proizvoljne tačke unutar cilindra.



Sl.9. Šema proporcionalnog brojača

1 - tanki prozor; 2 - cev za punjenje brojača; 3 - prolaz staklo-metar; 4 - staklena kuglica (sprečava varničenje sa oštrog vrha na kraju žice); 5 - poprečni presek komore.

Iz prethodnog izraza vidi se da električno polje brzo raste sa smanjenjem r , a najveću vrednost ima u blizini anode. Zbog jakog električnog polja elektroni, formirani u primarnoj ionizaciji, dobijaju veliko ubrzanje i postaju sposobni da i sami vrše ionizaciju pri kretanju ka anodi. Ovaj proces se ponavlja i širi se po celoj zapremini detektora. Formiranje lavine, odnosno glavnina multiplikacije, dogadja se u najbližoj okolini anode, gde je električno polje najjače. Sakupljeno nanelektrisanje uvećano je nekim faktorom u odnosu na nanelektrisanje formirano u procesu primarne ionizacije. Ovo uvećanje nanelektrisanja naziva se GASNA MULTIPLIKACIJA. Odnos ukupnog broja sakupljenih elektrona prema broju početnih elektrona naziva se koeficijent gasne multiplikacije. Proces gasne mul-

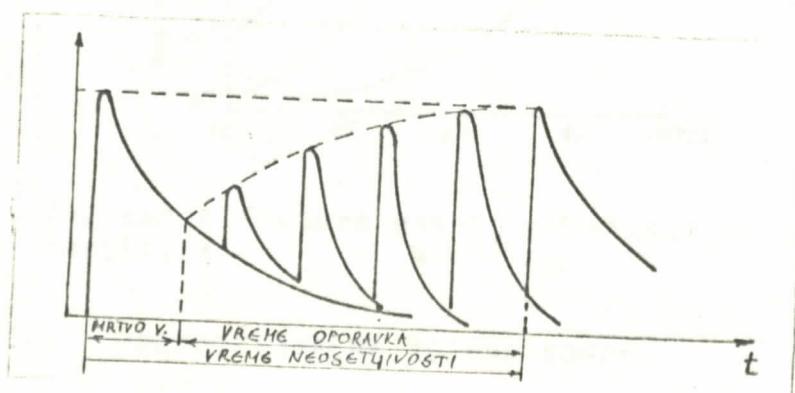
tiplikacije može u brojaču nastati kada je uspostavljen pogodan odnos izmedju napona anode i pritiska gasa u cilindru. Za odgovarajući napin i pritisak gase koeficijent gasne multiplikacije iznosi oko $10 \cdot 10^3$. Za ove vrednosti gasnog pojačanja, zavisnost amplitude izlaznog impulsa, formiranog na radnom otporniku, od broja elektrona (jona) nastalih primarnom ionizacijom je linearна.

Kolekcijom elektrona na kolektorskoj žici (anodi) detektora, puni se kondenzator kapaciteta C do nekog napona V . Napunjen kondenzator prazni se preko otpornika R velike otpornosti i na njemu se formira naponski impuls. Kako je kolekcija elektrona veoma brza (10^{-6} s), pozitivni joni formiraju pozitivan oblak nanelektrisanja oko anode i tako snižavaju napon anode. Pozitivni joni pomeraju se prema katodi relativno sporo u poređenju sa brzinama pomeranja alektrona ka anodi. Vreme pomeranja pozitivnih jona traje oko 10^{-4} s. Po isteku ovog vremena uspostavlja se prethodni napon na anodi i brojač se vraća u prvobitno stanje. Vreme potrebno da se na anodi uspostavi prethodni napon, naziva se VREME NEOSETLJIVOSTI. Mrtvo vreme predstavlja ono vreme za koje brojač nije u stanju da detektuje upadnu česticu. Uzrok ovome je pozitivno prostorno nanelektrisanje oko anode koje snižava anodni potencijal i sprečava formiranje nove lavine.

Pri kretanju jona prema katodi električno polje u blizini anode raste i na kraju kada joni dostignu neko rastojanje r_c od centra brojača, u blizini anode ponovo je moguće formiranje lavine. Vreme od prethodne lavine do momenta kada pozitivni joni dostignu radijus r_c , naziva se mrtvim vremenom. U ovom vremenu novi impulsi se ne pojavljuju. Prostorno nanelektrisanje jona vrši uticaj na polje u blizini anode i pri rastojanjima $r > r_c$. Dok je taj uticaj primetan, impulsi od čestica dospelih u brojač za to vreme, imaju manje amplitudu. Vreme u kojem se čestice registruju, ali amplitudo impulsa

imaju manje vrednosti, naziva se vreme oporavka brojača.

Promena amplitude impulsa u vremenu data je na slici (10).



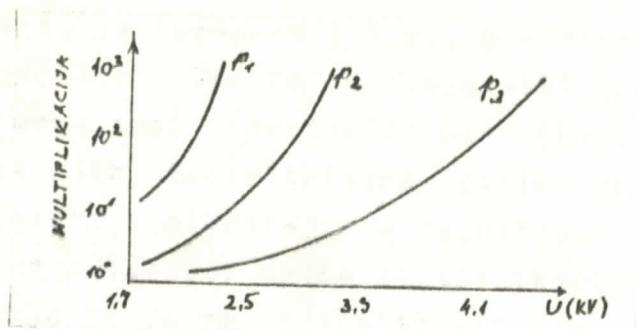
S1.10. Promena amplitude impulsa u vremenu

Dakle, mada se elektroni iz lavine brzo sakupljaju, električni impuls u spolnjem kolu, dobijen sa kolektorske žice, posledica je pomeranja pozitivnih jona od žice ka zidovima cilindra, jer dok su pozitivni joni u blizini žice, oni neutrališu efekat elektrona.

Oblik impulsa iz proporcionalnog brojača nezavisан je od položaja putanje ionizacije u komori, jer se glavnina multiplikacije dešava uvek u oblasti velikog polja.

Proporcionalni brojač gubi proporcionalnost za visoke početne ionizacije ili velika pojačanja zbog efekta prostornog nanelektrisanja kod lavine, u granici unutrašnje multiplikacije amplituda izlaznog impulsa postaje nezavisna od primarne ionizacije (Geiger-ova oblast). Poželjno je održavati gasnu multiplikaciju na relativno maloj vrednosti zbog stabilnosti rada.

Na slici (11) je prikazana zavisnost faktora gasnog pojačanja od napona anode detektora, za tri različita pritiska.



S1.11. Zavisnost faktora gasnog pojačanja od napona anode detektora

PROPORCIONALNA ŽIČANA KOMORA

Po principu rada analogna je proporcionalnom brojaču. Komora ima pljosnat ili cilindričan oblik i puni se, po pravilu, Ar s primesama CO₂, izobutana ili metana pod pritiskom 1 atm. Visokonaponske provodne elektrode (katode) udaljene su od anodnih signalnih elektroda na rastojanju 6-10 mm. Komora, kao i proporcionalni brojač, napaja se konstantnim naponom. Primarni elektroni, formirani na račun ionizacije gase nanelektrisanim česticama, bivaju privučeni električnim poljem ka anodnim žicama u jako električno polje, gde se oni ubrzavaju i proizvode sekundarnu ionizaciju atoma gasa. Kao rezultat ovog procesa obrazuje se lavina elektrona sa koeficijentom gasnog pojačanja 10⁴ - 10⁵. Elektroni sakupljeni na žicama proizvode električne impulse napona nekoliko mV. Ti impulsi daju neophodnu informaciju o koordinatama i ionizacionoj sposobnosti čestica koje prolaze kroz komoru. Efektivnost registracije ne zavisi od broja istovremeno prolazećih čestica kroz komoru i iznosu 96-100%. Vremenska rezolucija iznosi (5-10).10⁻⁸s, vreme uspostavljanja (rehabilitacije) 10⁻⁶s, prostorna rezolucija oko 0.4 mm, a energetska oko 5%.

VIŠEŽIČANA PROPORCIONALNA KOMORA (m.w.p.c.)

Ovo je vrlo značajna i vrlo varirana porodica detektora položaja (tabela B). Sadrži vrlo veliki broj osetljivih

žica u ravni, sa razmakom 1-5 mm. One čine anodu gasne ćelije debljine oko 1 cm. Dve katode mogu biti jednostavno provodne ploče ili mogu imati specijalnu šaru (koja prikuplja signale) nanesenu na njih. Naelektrisana čestica proizvodi jednu gomilu elektrona koji migriraju na najbližu ili dve najbliže gasne žice, gde dolazi do gasne multiplikacije. Najjednostavniji oblik čitanja je da se pojača impuls svake osetljive žice. Ovo je skupo zbog velikog broja žica, svaka sa posebnim elektron skim kanalom. Nedavni razvoj koristi induktivno čitanje u jednoj ili u obe katodne ploče i može uključiti sistem sa linijom za kašnjenje, koji deluje kao konvertor položaja u vreme i potreban je samo jedan kanal elektronike po katodi.

PROPORCIONALNA CEV

Provodna cev sa finom osetljivom žicom koja je produžena do centra na +1 kV. Bilo koja ionizacija stvara gomilu elektrona koji se pojačavaju gasnom multiplikacijom. Može se koristiti u hodoskopima i specijalno sa debelim metalnim zidovima kao γ -detektori.

SVETLEĆE CEVI (Cev sa blicem)

Radi se o staklenoj cevi napunjenoj gasom. Nizovi rešetki (mreže) postavljaju se izmedju elektrona koje bivaju okidane i impulsirane visokim naponom. Ovo prouzrokuje proboj u onim cevima čiji je gas ionizovan usled prolaska nanelektrisanih čestica. Proboj u gasu ispunjava cev svetlećom plazmom. Veliki induktivni signal na metalnom probaću, koji je smešten blizu kraja svake cevi, može se koristiti za čitanje ili se mogu fotografisati krajevi cevi.

DRIFT KOMORA

Drift komora je vrlo fleksibilan i važan detektor položaja (tabela B). Predstavlja varijantu proporcionalne komore s tačnjim određivanjem koordinata trajektorije čestica. Ove koordinate određuju se merenjem vremena drifta u konstantnom električnom polju primarnih elektrona od mesta nastanka do signalnih (anodnih) žica. Kada grupa elektrona stigne na vrlo finu osetljivu žicu, dolazi do pojačanja gasnom multiplikacijom i impuls se prenosi kroz žicu. Vremensko kašnjenje ovog impulsa posle originalnog prolaska čestice, ako ga npr. meri scintilacioni brojač, je usled vremena driftovanja ove grupe elektrona od mesta nastanka do žice. Precizno merenje vremenskog zakašnjenja može dati rezoluciju do 100 m.

Specijalne tehnike su bile razvijene da bi se radilo sa komorama u magnetnom polju, koje skreću pravac drifta.

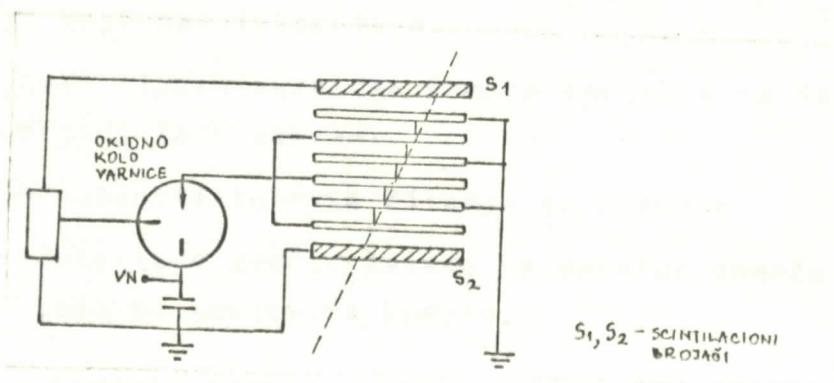
Drift komora puni se gasnom smešom argona i metana s dodatkom izobutana.

VARNIČNA KOMORA

Nekada je bio glavni detektor položaja, a sada su ga prevazišle višežičane proporcionalne i drift komore. U principu to je kondenzator sa paralelnim pločama napunjen gasom, koji može biti okidan na 10 kV. Jonizacija prouzrokuje varnični probaj izmedju ploča koji vrlo blisko sledi trag čestice.

Standardna varnična komora sastoji se od više bliskih paralelno postavljenih metalnih ploča smeštenih u inertnom gasu, obično smeši neona i helijuma. Površina ploča može dostići i desetine m^2 , a rastojanje izmedju njih od nekoliko mm do desetak cm. Svaka druga ploča je na potencijalu zemlje, a ostale su priključene na kratak visokonaponski impuls (10^{-7} s)

koji je takve jačine (10-20 kV) da je u stanju da proizvede varnicu kada kroz komoru prodje čestica visoke energije. Trag čestice obeležen je varnicama koje se mogu fotografisati.



Ako se u blizini metalne ploče na visokom naponu smesti druga ploča, u prostoru izmedju ploča iskakaće varnice. Sličan efekat može se dobiti čak i sa pragom napona, ako se u prostoru izmedju ploča uspostavi "most" od jona. Takav most od jedne ploče do druge uspostavlja se pri prolasku ionizujuće čestice kroz gas. Malobrojni elektroni oslobođeni pri primarnoj ionizaciji pod dejstvom visokog napona ubrzavaju se i sudaraju sa atomima gase, proizvodeći sekundarnu ionizaciju. Tako se na putu kroz medjuprostor ploča formira lavina. Umnожavanje jona izaziva svetlu varnicu koja otkriva putanje čestice.

Presecajući komoru, odn. prolaskom kroz ploče i gas medju njima, čestica koja nas interesuje dospeva u brojač. Brojač pušta u rad mehanizam koji, kroz milioniti deo sekunde posle pojavljivanja čestice, svaku drugu ploču napaja visokim naponskim impulsom. U medjuprostoru ploča duž putanje čestice iskaču varnice, a obrazovan trag se fotografise. Informaciju o nanelektrisanju i impulsu čestice moguće je dobiti (kao i kod mehuraste komore) smeštanjem komore u magnetno polje koje skreće putanje čestice.

Dobre osobine varnične komore su:

- ovu komoru je moguće puštati u rad (okidati)
- ona proizvodi tragove za kratko vreme, tako da sliku ne komplikuju lažni dogadjaji koji se dešavaju do i posle dogadjaja koji nas interesuje.

Neki tipovi varnične komore sposobni su da registriraju do 1000 dogadjaja u sekundi.

Mogućnosti tehnike čitanja su ogromne:

Zvučne - detektuje zvučne talase sa varnice pomoću 4 mikrotona sa krajevima komore.

Optičke - koristi transparentnu (providnu) ivicu ili žičane elektrode, da se fotografiše varnica u stereo pogledima.

Jezgra - žičane pločaste elektrode koje imaju feritna jezgra namotana olovnim žicama. One bivaju prebačene u drugo stanje magnetizacijom varnične struje i kasnije se to proučava pomoću kola tipa kompjutera.

Magnetostrictiv - metalni element smešta se izmedju vodećih žica. Kada varnični impuls prodje, stvara se mehanički impuls u tom elementu. Njegovo kažnjenje doseže do pretvarača na kraju i daje položaj žice koja je bila okinuta.

Kapacitativni način - jedan niz žica može biti spojen zajedno, da formira hodoskop. Varnični impuls stvara nanelektrisanje na kapacitetu koji se može proučavati elektronikom tipa kompjutera.

Široki gep - oblik optičke komore u kojoj su ploče odvojene 4 - 10 cm. Varnica sledi trag vrlo verno i može se postići preciznost od $\sim 100\mu$.

Standardna varnična komora manje je efektivna od mehuraste. Dogadjaji unutar ploča nisu vidljivi. Trag je razbijen na delove, tako da ne određuje putanju čestice sa takvom tačnošću kao tanki trag u mehurastoj komori. Osim toga, mehurasta komora je izotropna, tj. jasno reprodukuje trage koji se rasprostiru u svim pravcima. Naprotiv, varnična komora obično je neefektivna za registraciju tragova onih čestica koje presecaju medjuprostor ploča pod uglom manjim od 45° u odnosu na ploče. Ozbiljan nedostatak varnične komore ogleda se u tome što ona ne može biti osetljiva za sve sekundarne čestice emitovane pri sudarima. Ne može se registrovati više od 4-6 tragova istovremeno, što je nedovoljno pri izučavanju visokoenergetskih sudara koji stvaraju veliki broj sekundarnih čestica.

Tabela 3.

Detektori položaja	Scintilacioni hodoskop	Drift-komore (migracione komore)	Mnogošičana proporcionalna komora (MWPC)	Žičana varična komora	Optička varična komora	Proporcionalne cevi svetlosne cevi
Preciznost	≥ 2 mm obično ≥ 10 mm	≥ 0.1 mm	≥ 30 mm bolja na visokim pritiscima	≥ 0.3 mm	≥ 0.1 mm	≥ 5 mm
Veličina	do ~ 2 m	do ~ 5 m ²	do ~ 2 m ²	do ~ 4 m ²	do ~ 4 m ²	≤ 10 m
Debljina	$\geq 1/2$ gr/cm ²	$\geq 10^{-3}$ gr/cm ²	$\geq 10^{-2}$ gr/cm ² (u celini)	$\geq 5 \cdot 10^{-2}$ gr/cm ²	$\geq 5 \cdot 10^{-2}$ gr/cm ²	≥ 1 gr/cm ²
Oblik	kriške	ravan ili cilindričan	ravan ili cilindričan	ravan ili cilindričan	ravan ili cilindr. Uski ili široki razmaci	prave
Brzina	do ~ 50 MHz	do ~ 1 MHz	do ~ 10 MHz	do ~ 5 kHz	do 1 kHz (TV žitanje) ≤ 20 Hz (proporcionalni film) može zahodno tevati posmatranje	do 10 MHz (proporcionalni film) može zahodno tevati posmatranje ~1 kHz (svetlosne)
Brzina analize	≥ 10 ns	≥ 1 μs	≥ 50 ns	≥ 100 μs	≥ 1 ms (TV) ≥ 0.1 s (film)	≥ 100 ns može zahtevati posmatranje

Detektori položaja	Scintilacioni hodoskop	Drift-komore (migracione komore)	Mnogožičana proporcionalna komora (MWPC)	Žičana varnična komora	Optična varnična komora	Proporcionalne cevi svetlosne cevi
Okidanje	Sopstveno	Zahteva okidač	Sopstveno	Zahteva okidač	Zahteva okidač	Proporcionalne - može sopstveno svetlosne - zahtevaju okidač
Magnetska polja	Fotomultiplikator vrlo osetljiv	Može da radi ako je E-polje korigovano	Bez važnosti	Bez važnosti (zavisi od čitanja)	Bez važnosti (izuzev TV cevi)	Bez važnosti
Specijalne osobine	Rezolucija vremena leta do frakcije ns. Tečnosti korisne za nepravilne oblike. Veličina pulsa $\rightarrow dE/dx$. Jeftine plastične za velike površine	Visoka precizn. Niska -inter- akcija ili kon- verzija. Jeftini mookidanjem. Ra- biti vrlo veli- ka sa redukova- nom preciznošću)	Dobra preciznost i vremenska re- zolucija sa sa- mookidanjem. Ra- biti vrlo magnetima. Katodno induk- kacija. Rešava	Jeftinija od MWPC (~ 3000 SF po ploči mag- netostriktive) (~ 20 SF po kanalu, jezgru ili kapacitetu)	Preciznost. Jeftinija od MWPC	Jeftine. Veli- ke. Debeli zidovi ili ploče daju γ -konverziju
Nedostaci	Slabljenje u dugim križkama. Skupo za finu rezoluciju.	Moguća dvostrukt. Skupa (~100 SF u položaju. Cilindrični zahtevaju debeli katodni mater. Gasovi otrovni ili eksploziv.	po žicici). Veličina ograničena mehaničkim i elektrostatič. problemima. Gasovi otrovni i eksplozivni.	Slabe brzine. Stvara elektronski šum	Slaba rezolucijska. Geometričija za stereo posmatranje. Optimanje struje u multido- gadjajima. Elektronski šum.	Slaba rezolucijska. Geometričija za stereo posmatranje. Optimanje struje u multido- gadjajima. Elektronski šum.

3. DETEKTORI γ -ZRAKA; DETEKCIJA ELEKTRONA

Tabela C poređi osnovna sredstva: 1. Čerenkov detektor sa olovnim stakлом, 2. natrijumjodid scintilator, 2. sendvič olovo-scintilator, 3. olovo plus tečni argon, 4. niz proporcionalnih cevi. Ni jedan ne nudi preciznost kod tačaka konverzije γ -zraka koja se može dobiti u mehurastoj komori sa teškom tečnošću ili u TST komori (tabela A), mada je energetska rezolucija kod γ -zraka u teškim tečnostima samo 10-25%. Takođe je moguće popraviti prostornu rezoluciju Naj ili Pb -staklenih detektora tako što se stavlja tanak sloj olova sa varničnom ili žičanom komorom ispred "zida od cigala", ali ovo dovođi do slabije energetske rezolucije.

Ovi γ -detektori rade tako što obuhvataju jedan potpuni pljusak stvaranja parova i zakočnog zračenja i daju signal proporcionalan totalnoj dužini tragova u tom pljuskusu. Oni zato moraju biti debljine mnogo radijacionih dužina i moduli su obično širine nekoliko radijacionih dužina. Pošto oni sadrže mnogo materijala sa visokim Z, i vrlo su teški, te zahtevaju solidne mehaničke strukture koje ih pridržavaju.

Elektronske energije mogu biti merene na sličan način kao i energije γ -zraka, jer svaka primarna čestica može prouzrokovati pljusak. Zbog efekta krajeva kalibracija može biti malo drugačija za elektrone i γ -zrake.

Detektori pljuskova mogu se takođe koristiti za diskriminaciju elektrona i nanelektrisanih hadrona. Impuls čestice se prvo određuje u magnetnom separatoru, a onda se energija ponovo meri detektorom pljuska. Elektroni treba da daju istu energiju u oba merenja, unutar greška.

,

OLOVNO STAKLO (tab.C)

Olovno staklo je optičko staklo koje sadrži olovo. Lije se u blokovima. Dužina optičke atenuacije je veća od

Tabela C.

Detektori -zraka	Olovno-stakleni Čerenkov	Natrijum-jodid scintilator	Sendvični olovni scintilator	Olovo+tečni argon	Niz proporcio- nalnih cevi
$\Delta E/E$	$\sim 10\%/\sqrt{E}, E \text{ u}$ GeV	$\sim 2\% (E)^{1/4}$	$\sim 20\%/\sqrt{E}$ (zavis- nost od debljine olova)	$\sim 2\%/\sqrt{E}$ (čist Ar) $\geq 20\%/\sqrt{E}$ (zavi- do $\sim 10\%/\sqrt{E}$ (za- visi od debljine olova)	(zavi- snost od deb- ljine zida)
Cena	~ 2000 SF za 10 cm ² x 10X ² cigle i foto ² multiplikator	~ 6000 SF za 10 cm ² x 10X ² cigle i foto ² multiplikator	$\sim 1/2$ cene olovnog stakla za istu po- vršinu i debljinu u zavisnosti od modela	$\sim 1/2$ olovnog stakla za istu površinu i deb- ljinu	1 cm cevi - upo- redive sa ? staklon za istu površinu i deb- ljinu 5 cm cevi - mnogo su skup- lje
Energet- ski op- seg	> 20 MeV	> 10 MeV	≥ 150 MeV	≥ 50 MeV	≥ 150 MeV
Prednosti	brz (~20 ns rezolu- cija) Dobra tačnost na vi- sokim energijama	Dovoljno brz (~200 ns rezolu- cija) Vrlo ta- čan	Brz (~20 ns rezolu- cija) Po cenu ulaganja može se postići preciznost u energiji (debljina olova) i prostorna preciznost (može se dodati niz proporcionalnih brojača	Jeftiniji za detektore velike zapremine. Dobar u magnetu	Jeftin ili dobra prostorna rezolu- cija. Dobar lucija. Dobar u magnetu

<i>Detektori - zraka</i>	<i>Olovno-stakleni Čerenkov</i>	<i>Natrijum-jodid scintilator</i>	<i>Sedvični olovni scintilator</i>	<i>Olovo+tečni argon</i>	<i>Niz proporcio- nalnih cevi</i>
<i>Nedostaci</i>	<i>Prostorna rezolu- cija veličini cigala</i>	<i>Higroskopan; zahteva zaštitu. Prostorna rezo- lucija veličini cigala</i>	<i>Prostorna rezo- lucija. ~ širini scintilatora (često ~ 5 cm). Zahleva popreč- ne hodoskope</i>	<i>Prostorna re- zolucija ~ 5 cm (~1μs rezolucija) Potreban kri- ogenski kontej- ner</i>	<i>Slaba energetska rezolucija. Nezgrapan</i>
<i>Vreme stabilnosti fotomultiplikacije mora biti održa- vano. Ne podnose magnetno polje</i>					

0.5 m, a radijaciona dužina veća od 2,5 cm. Elektronf u elektromagnetskom pljusku emituju zračenje Čerenkova koje beleži jedan fotomultiplikator. Blokovi 10x10x50 cm sadrže visoko-energetski pljusak (mada dubina prodiranja pljuska zavisi od energije).

TEČNI ARGON (tab.C)

Koristi se sve više za γ -detekciju kod hadronskih kalorimetara i za visokorezolucione detektore položaja. Ne daje gasnu multiplikaciju, samo prikuplja ionizaciju tako da mora da ima elektroniku vrlo velike amplifikacije. Ovo nije toliki problem za kolektore nanelektrisanja sa više ploča u velikom kalorimetru. Njegova velika prednost nad tečnim scintilatorom: da je izlaz proporcionalan deponovanoj energiji, bez obzira na ionizacionu gustinu tragova (scintilatori saturiraju kod teških ionizujućih tragova).

NATRIJUM-JODID (tab.C)

Ovo su veliki i skupi kristali za vrlo efikasnu detekciju γ -zraka. Materijal je higroskopan, što je njegova loša osobina. Odnos prvobitnih scintilacija i izlazne svetlosti je izvrsna, tako da su merene vrlo male statističke fluktuacije energije. Energetska rezolucija je dobra čak i za manje od nekoliko MeV. Radijaciona dužina iznosi 2.6 cm.

4. IDENTIFIKACIJA ČESTICA

Tabela D nabraja osovine tehnike identifikacije čestica. One pokrivaju različite energetske oblasti na sledeći način za $\pi/k/p$ separaciju:

Zaustavljanje čestica

Impuls iz krivine u magnetskom polju + domet u apsorberu

$\frac{dE}{dx}$ i $\int \frac{dE}{dx} dx$ u scintilatorima

Za K^+ ili π raspad, može se koristiti zakasneli puls kod scintilatora ili Čerenkova

Niski impulsi do ~ 1.2 GeV/c

$\frac{dE}{dx}$ i impuls iz krivine putanje

Vreme leta i impuls iz krivine

~ 1 do ~ 4 GeV/c

Vreme leta i impuls iz krivine

Selektioni (threshold) brojači Čerenkova i impuls dobijen iz krivine

$\sim 4 - 50$ GeV/c

Selektioni brojači Čerenkova
Disc Čerenkovi brojači
Relativistički porast } i impuls iz krivine

~ 50 do 300 GeV/c

Disk Čerenkov i impuls iz krivine

300 GeV/c i naviše

Tranziciona radijacija i impuls iz krivine

Granice impulsa ovde navedene veoma su grube. Za razdvajanje elektron-hadron selektioni brojači Čerenkova, koji koriste pogodan gas na atmosferskom pritisku, mogu se koristiti u vrlo širokoj oblasti impulsa, a tranziciona radija-

cija postaje korisna na nekoliko GeV/c. Detektori pljuskeva se takođe mogu koristiti (videti II glavu, tačka 3.).

VРЕМЕ ЛЕТА (tab.D)

Tehnika za identifikaciju čestica koja se normalno koristi za scintilacionim brojačima. Impuls čestice je poznat iz krivine u magnetu, a njena brzina se meri vremenom njenog prolaska izmedju scintilatora razdvojenih nekoliko metara. Njena masa se onda može odrediti. Tehnika je korisna samo za impulse ispod $\sim 2 \frac{\text{GeV}}{c}$ gde je β znatno različito od 1. ($\beta \ll 1$)

RELATIVISTIČKI PORAST $\frac{dE}{dx}$ kada $\beta \rightarrow 1$

Ovaj efekat davno predviđen, ali tek od nedavno korišćen, ograničen je efektom gustine. U plemenitim gasovima dE/dx je za oko 50% više od minimuma, tako da se može koristiti za merenje brzina brzih čestica u takvim sredstvima kao što je ISIS. U tečnom neonu porast iznosi oko 30%, ali u tečnom vodoniku porast je zanemarljiv (videti "gustinu mehurova").

ISIS (tab.D)

Identifikator čestica koji koristi relativistički porast. To je jedna vrsta drift komore sa mnogo osetljivih žica zapremine $2 \times 2 \times 4$ m. Ona prikuplja mnogo uzoraka (~100) ionizacije koju deponuje brze nanelektrisane čestice u jednoj gasnoj smeši čija je osnova argon. (Dodaju se teški molekuli za kontrolu procesa). Ako je impuls čestice poznat iz mehuraste komore ili nekog drugog uređaja, onda ona može biti identifikovana kao π , K ili p u oblasti od ~ 5 do ~ 70 GeV/c.

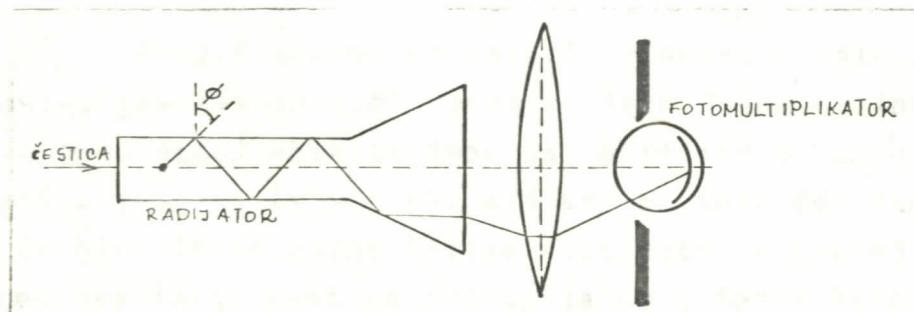
TRANZICIONA RADIJACIJA (tab.D)

Analogno zračenju Čerenkova, ali se stvara kada izuzetno ultra relativistička čestica prelazi iz jedne prelamajuće sredine u drugu. Intenzitet stvorenih X-zraka zavisi više od relativističkog faktora nego od brzine čestice (β). X-zraci se stvaraju u višestrukom sloju ili u penastom radijatoru i detektuju se u višežičanoj proporcionalnoj komori napunjenoj ksenonom.

ČERENKOVI BROJAČI

Čerenkov brojač zasnovan je na registraciji Čerenkova zračenja koje nastaje pri kretanju nanelektrisane čestice u prozračnoj sredini brzinom većom od fazne brzine svetlosti $v = c/n$. Kretanjem čestica gubi energiju na polarizaciju sredine. Depolarizacijom dipola polarizovane sredine emituje se svetlost.

Brojač se sastoji iz 1. radijatora (sredina Čerenkova), 2. fokusirajućeg sistema i 3. fotomultiplikatora.



Sl. . Čerenkov brojač

Na graničnoj površini radijator-vazduh svetlost Čerenkova mora se totalno reflektovati kako ne bi bila izgubljena za detekciju. Ovaj uslov biće ispunjen ako je ugao totalne refleksije θ veći od $\theta_0 = \pi/2 - \theta_{\max}$, gde je θ_{\max} ugao koji emitovana svetlost zahvata sa pravcem upadne čestice kada nanelektrisana čestica dostigne brzinu svetlosti $v = c$ (ugao Čerenkovog konusa). To je razlog zbog kojeg se radijator izrađuje u obliku cilindra od prozračnog materijala, čijoj se osi paralelno usmerava snop čestica. Svetlost, nakon višestrukog odbijanja, dolazi do kraja cilindra u posebno konstruisan deo za usmjeravanje svetlosti ka sabirnom sočivu u čijoj se žizi nalazi fotomultiplikator. Fokusirana svetlost deluje na fokuskodu fotomultiplikatora izbacujući elektrone, a dalji proces je isti kao od scintilacionih detektora.

Čerenkov brojač ima sledeće važne karakteristike:

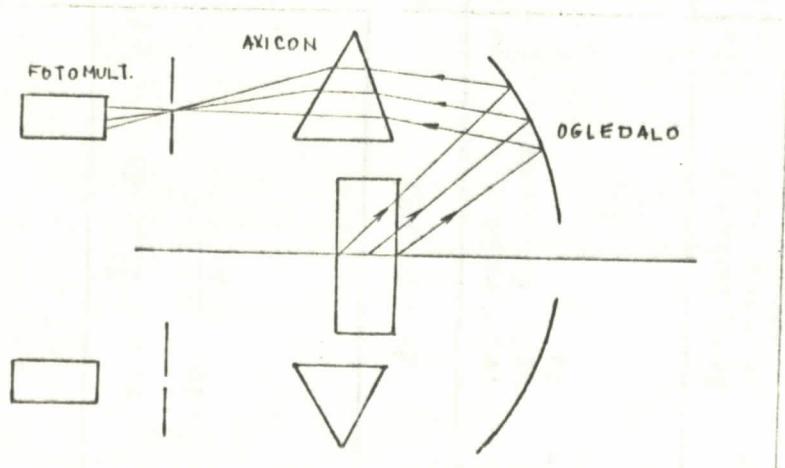
1. impuls kratkog vremena porasta i opadanja ($\ll 10^{-10}$ s)
2. usmerena emisija, svetlosti, pri čemu je ugao zavisan od brzine čestice
3. kritična vrednost brzina čestica ispod koje se ne javlja emisija svetlosti, a iznad koje je intenzitet svetlosti zavisan od brzine čestica.

a) Selekcioni_(threshold-prag)_brojači_Čerenkova (tab.D)

Brojač u kome se nalazi tečnost, čvrsto agregatno stanje, gas ili aerogel, bira se tako da će brzina jednog tipa čestica u dатој oblasti impulsa, biti iznad bazne brzine svetlosti u sredini ($v > c/n$), ali brzina teže čestice istog impulsa će biti ispod fazne brzine svetlosti ($v < c/n$). Svetlost Čerenkova lakše čestice prikuplja se u fotomultiplikatoru. Teže čestice mogu eventualno probiti time, što izbijaju atomske elektrone (δ -zraci) koji će dati lažni Čerenkovski signal.

b) Disc Čerenkov ili fokusirajući čerenkov (tab.D)

U fizici visokih energija koriste se diferencijalni brojači za izbor čestica odredjene mase i karakteristika (!). Željene čestice mogu se izabrati čerenkovim brojačem, najpogodnije sa prstenastim fokusiranjem diferencijalnog tipa, kod kojeg se dati opseg brzina može izdvojiti podešavajući ugao sakupljene svetlosti, menjajući tzv. "axicon" sočiva.



Detalj diferencijalnog čerenkovog detektora koji uz pogodno postavljanje "axicon" sočiva daje signal za kaone, a ne za pione istog linearног momenta

Fokusirajući (disc) čerenkov je vrlo precizno sredstvo za upotrebu u snopovima, gde čestice treba da budu identifikovane u vrlo ograničenoj oblasti uslova impulsa. Konus čerenkovih fotona stvara ugao sa pravcem čestice koji zavisi samo od brzine i indeksa prelamanja sredine. Za tražene čestice svetlost se fokusira u elemenat prostornog ugla na jednu prstenastu masku sa fotomultiplikatorom iza nje. Nežljene čestice daju pogrešnu veličinu prstena i ne bivaju detektovane. Na vrlo visokim energijama kada $\beta \rightarrow 1$ za sve čestice, potrebni su gasovi sa niskim pritiskom, sa indeksom prelamanja $n < 1/\beta$. Onda se stvara vrlo malo fotona po jedinici dužine i brojač mora biti dugačak nekoliko desetina metara da bi dao jasan signal.

Tabela D.

Uredjaji identifikacija čestica $(\pi/k/p$ sepa- racija)	Vreme leta izmedju scinti- latora	Separacioni Čerenkov	Disk Čerenkov	Relativistički propast (ISIS)	Tranzicionalna ra- dijacijacija (limovi ili pena + MWPC)
Energetski opseg	$\leq 2 \frac{GeV}{c}$	$\leq 1 \frac{GeV}{c}$ čvrsto i tečnosti	od $\leq 4 \frac{GeV}{c}$ do	od $\sim 5 \frac{GeV}{c}$ do	$> 300 GeV/c$
		$\leq 4 \frac{GeV}{c}$ aerogel	$\sim 300 \frac{GeV}{c}$	70 $\frac{GeV}{c}$	
		od $\sim 2 GeV/c$ do 70 GeV/c u gaso- vima			
Brzina	do ~ 10 MHz	do ~ 10 MHz	do ~ 10 MHz	do 20 kHz	do ~ 5 MHz
Akceptance (obuhvatnost u uglu i impulu)	može biti velika i u uglu i u momentu	svaki modul ima sasvim malu obuhvatnost (prekrivenost) u momen- tu. Ugaona može biti dobra	vrlo mala i u uglu i u momen- tu	velika i u uglu i u momentu	može imati dobru ugaonu obuhvat- nost (prekrivenost)
Prednosti	Jeftin i fleksibilan za niske e- nergije. Brz.	Brz. Bolja uga- ona prekrivenost nego za disk.	Brz. Dobar za snopove česti- ca ili u spek- trometarskom kraku.	Velika obuhvat- nost. Koristi se u kombinaci- ji sa mehuraš- tom kom. za iden- tif. sekund.č.	Za svoju oblast je jeftin. Jeftin i dobra prekrivenost. Dovoljno brz.

<i>Uredjaji za identifikaciju čestica ($\pi/k/p$ separacija)</i>	<i>Vreme leta izmedju scintilatora</i>	<i>Separacioni Čerenkov</i>	<i>Disk Čerenkov</i>	<i>Relativistički propast (ISIS)</i>	<i>Tranzicionalna radijacija (limovi ili pena + MWPC)</i>
<i>Nedostaci</i>	<i>Samo do $\sim 2\text{GeV}/c$</i>	<i>Potrebno je usavrišiti mnoštvo modula da bi dao dobru prekrivenost ugla i momenta</i>	<i>Mala prekrivenost. Osetljiva optika i vrlo dugačak za visoke energije</i>	<i>Spor. Ogroman. Ne podnosi jaka magnetna polja.</i>	<i>Nove tehnike: promenljiv uspeh. Tek počinje mo izučavanje sekund. čestica od 300 GeV</i>
<i>Fotomultiplikatori ne vole da budu u magnetnim poljima.</i>					
<i>Sve su ovo tehnike koje zavise od brzina. Moment čestica mora biti poznat pre identifikacije mase.</i>					

Striktno rečeno, postoje dva tipa fokusirajućih Čerenkovljevih brojača:

a) DISC = "Diferencijalni izohroni Čerenkov" sa optikom korigovanom za hromatsku disperziju.

b) DIFC = "Diferencijalni fokusirajući Čerenkov" koji koristi nekorigovanu optiku i manje je efikasan.

a) Registracija visokoenergetskih neutrona

Svi postojeći metodi registracije neutralnih čestica zasnovani su na jednom istom principu: neutralna čestica, interagujući s materijalom detektora, stvaraju nanelektrisane čestice koje se zatim registruju uobičajenim putem. Zbog dvo-stepenosti, registracija neutralnih čestica je znatno teža nego nanelektrisanih. Tako, ako je efektivnost registracije brojača za nanelektrisane čestice blizu 100%, onda je za brojače neutralnih čestica, efektivnost od nekoliko procenat, zadovoljavajuća. U detektorima traga informacija o neutralnim česticama manje je potpuna, nju je teže izučavati i potrebno je dugo vreme za njeno dobijanje, u odnosu na informaciju istog tipa (masa, energija, pravac kretanja) za nanelektrisane čestice. Uopšte uzev registrovanje neutrona utoliko je jednostavnije, ukoliko je energija niža.

Za registrovanje neutrona visokih energija obično se koristi metod UZMAKA PROTONA. Ovaj metod zasniva se na tome da neutron, sudarivši se s protonom, predaje svoju energiju i impuls. Prema energiji i impulsu protona često je moguće, ne samo otkriti neutron, već i dobiti informacije o njegovoj energiji. Uzmak protona registruje se na različite načine: proporcionalnim brojačima, scintilacionim, fotopločama. Vodonik se ili sadrži u materijalu detektora (npr. vodonika ima mnogo u fotoemulzijama) ili se uvodi u radnu zapreminu detektora u vidu gasova koji sadrže vodonik. Metod uzmaka protona

primenljiv je za sve energije, počevši od MeV-ske oblasti. Za veoma visoke energije ovaj metod je praktično jedinstven. Preim秉stvo metoda uzmaka protona predstavljaju univerzalnost i mogućnost merenja energije neutrona. Njegov glavni nedostatak - niska efikasnost registracije (zbog malog proseka n-p razsejanja pri visokim energijama).

b) Detekcija visokoenergetskih neutrina

Prvi zahtev je masa detektora ali pošto je efikasni presek proporcionalan energiji, kod SPS (sinhrotroni protonski separator) moguće je korišćenje detektora sa nekoliko stotina kg materijala. Ipak, većina detektora neutrina koji su istovremeno i mete, sadrže minimalno nekoliko tona. Posle debelog Pb ili štita od zemlje, snop kod CERN-a ili u FNAL-u koncentriše se u konkurs dijametru ~ 1 m, ali sa znatnim repom (rasipanjem) na većim rastojanjima. On je praćen pljuskom miona, γ -zraka i neutrona koji se stvaraju u interakciji izmedju neutrina u zadnjem delu mionskog zaklona.

Detektori se sastoje iz:

- veto sloj koji eliminiše interakcije koje ne odgovaraju neutrinima
- meta
- detektor za sekundarne čestice

Eksperimenti "prve generacije" sa neutrinima koristile su relativno jednostavne uređajaje. Mehurastakomora sa teškom tečnošću Gargamelle dovoljno je duga da kombinuje sve ove funkcije unutar jednog detektora. Upadne nanelektrisane čestice mogu se jasno videti. Ulazni neutroni ili γ -zraci mogu se eliminisati tako što se posmatra raspodela dogadjaja u funkciji broja radijacionih dužina ili nuklearnih apsorpcionih dužina od početnog dela komore. Meta u Gargamelle je normalno teško jezgro,

mada je sa propanom moguće izolovati i neko dogadjaj na vodniku. Teška tečnost detektuje većinu sekundarnih čestica i mnoge od njih identificuje. Naelektrisani hadroni obično interaguju pre napuštanja komore. Niskoenergetske naelektrisane čestice mogu se zaustaviti sa karakterističnim oblicima tragova. Mion bez skretanja prolazi kroz niz sudara pre nego što izadje napolje. Elektron i π -zraci stvaraju pljuskove koji se mogu prepoznati i meriti. Neutroni i K_L^0 takodje se mogu prepoznati po svojim interakcijama. Ustvari, komora je dovoljno gusta da se upadna energija neutrina može grubo proceniti tako što se saberi energije svih detektovanih čestica.

Elektronski eksperimenti obično su koristili masivne detektore od Gargamelle. Ponekad izgledaju kao hadronski kalorimetri iza kojeg sledi mionski identifikator. Oni imaju taj nedostatak da bliski detalji interakcije neutrina nisu vidljivi pošto se interakcija dešava unutar čelične ploče ili velikog kupatila scintilatora. Njihova prednost je visoka statistika i vrlo čisto mionska detekcija.

Davniji eksperimenti su usavršili prethodne tehnike na čitav niz načina. Velike vodonične i deuterijumske mehuraste komore koriste se sa spoljnjim mionskim identifikatorima. Koriste se takodje velikih zapremina (2 m^3) meta osetljivih na tragova (Tab.A) unutar vodonično-neonskih komora, da kombinuju detekciju čestica teških tečnosti sa čistom metom. Složeniji elektronski eksperimenti uključuju velike zapremine tečnost scintilatora ili organa koji je podeljen u male ćelije da bi se dala razumna rezolucija položaja. Pasivne tečne vodonične mete se takodje planiraju.

Slojevi emulzija iza kojih slede mionski detektori koriste se za traganje vrlo kratkoživućih stanja koja mogu biti stvorena od strane neutrina. Interesantan dogadjaj se prepouzna, posmatranjem miona u spoljnjem elektronskom sistemu, a varnična komora se koristi da se identifikuju prateći

hadronski tragovi. Onda ove pratimo nazad u emulziju gde se interakcija može proučavati sa prostornom rezolucijom od $\sim 1\mu$.

Interesantno je skrenuti pažnju na to da je neutrino dugo bio samo hipotetična čestica. Prvi koraci ka njegovom otkriću bili su napravljeni od strane Čedvika koji je 1914.g. otkrio da elektroni, emitovani u β -raspadu atomskih jezgara imaju neprekidan energetski spektar (za razliku od α -čestica i γ -kvanata emitovanih pri dr. vidovima radioaktivnih promena). Tada se smatralo da u β -raspadu dolazi do narušavanja zakona očuvanja. Međutim, Paulijeva hipoteza o novoj čestici emitovanoj pri β -raspadu uporedno sa elektronom i niz mukotrpnih kasnijih eksperimenata dovode do otkrića električno neutralne, veoma prodorne čestice. Godine 1961. u CERN-u vršeni su eksperimenti punih 100 dana, a nije otkriven ni jedan neutrino. Međutim, današnje metode toliko su usavršene da mnoštvo neutrina čak predstavlja veliku smetnju pri eksperimentima sa drugim česticama.

c) Identifikacija miona

Za mione visokih energija važna osobina je jaka prodornost kroz gustu materiju. Oni se ne rasejavaju pod velikim ugлом usled jake interakcije, niti bivaju apsorbovani. Domet miona sa 600 MeV/c u olovu je oko 37 cm, tj. dve nuklearne apsorpcione dužine za hadrone. Iznad 1 GeV/c je vrlo neverovatno da će hadron prodreti kroz Pb zid ili beton debljine mnogo apsorpcionih dužina, ali mioni će proći samo sa gubicima dE/dx i višestrukim rasejanjem. Jedan grubi mionski detektor jednostavno detektuje samo nanelektrisane čestice u detektoru položaja ispred zida i ponovo ga detektuje kada on prodje kroz zid. Pošto hadronski pljusak može da prodre nekoliko apsorpcionih dužina iza inicijalne (početne) tačke interakcije može biti još izvestan procenat hadrona u snopu. Savršeniji mionski detektori imaju sendvičnu strukturu u kojoj je potrebno da jedan jedinstven, neprekidan

trag prodje kroz nih slojeva apsorbera, svaki debljine nekoliko dužina sudara sa detektorima položaja izmedju slojeva.

Čelik je najpopularniji apsorber pošto ima najbolju kombinaciju cene, gustine i višestrukog rasejanja. Takodje se može magnetizovati relativno malim strujama što daje krvinu traga miona, što može biti korišćeno za merenje impulsa.

Tip detektora položaja varira u zavisnosti od površine koju treba pokriti i sredstava (novca) koja su na raspolaganju. Naniže od mehuraste komore, E.M.I. (spoljni mionski identifikator) za neutrinske eksperimente treba da bude nekoliko metara preseka, ali takodje da ima dobru prostornu rezoluciju. Višežičane proporcionalne komore bile su korišćene za ovu svrhu sa kalemom komore i dodatnim metalom kao apsorberom. U Doris solenoidni detektor pluto okružen je apsorberima koji daje veliku površinu mionske detekcije. Ovo se pokriva proporcionalnim cevima koji daju razumnu rezoluciju položaja uz nisku cenu. Drift-komore i scintilacioni hodoskopi (hodoskop-niz brojača koji stoje jedan do drugog) takodje mnogo koriste kod mionskih detektora. Niskoenergijski mioni mogu se detektovati sasvim drugom tehnikom. Njima dopuštamo da se zaustave u komadu materijala ili scintilatoru i onda se meri zakasneli puls, od raspada koji posle sledi, u elektron plus neutrina.

5. KALORIMETRI

Energija hadrona obično se meri uredjajima nazvanim kalorimetri. Principski je ova tehnika često opisivana. Ploče od materijala koji služi kao meta (gvoždje, mramor, asfalt) usendvičene su sa pločama ionizacionih detektora (scintilator, proporcionalne cevi). Srednja ionizacija izmerena u uzorak-scintilatorima je onda proporcionalna totalnoj energiji rase-

janja hadronskog pljuska, ali to je konačna širina izmerena visine impulsa i njihove raspodele koja odgovara statističkoj fluktuaciji delova energije iz detektora.

Rezolucija energije za fiksiranu ulaznu energiju hadrona data je uglavnom sa tri doprinosa:

$$\Delta E/E = \sum_{i=1}^3 f_i^2$$

a to su:

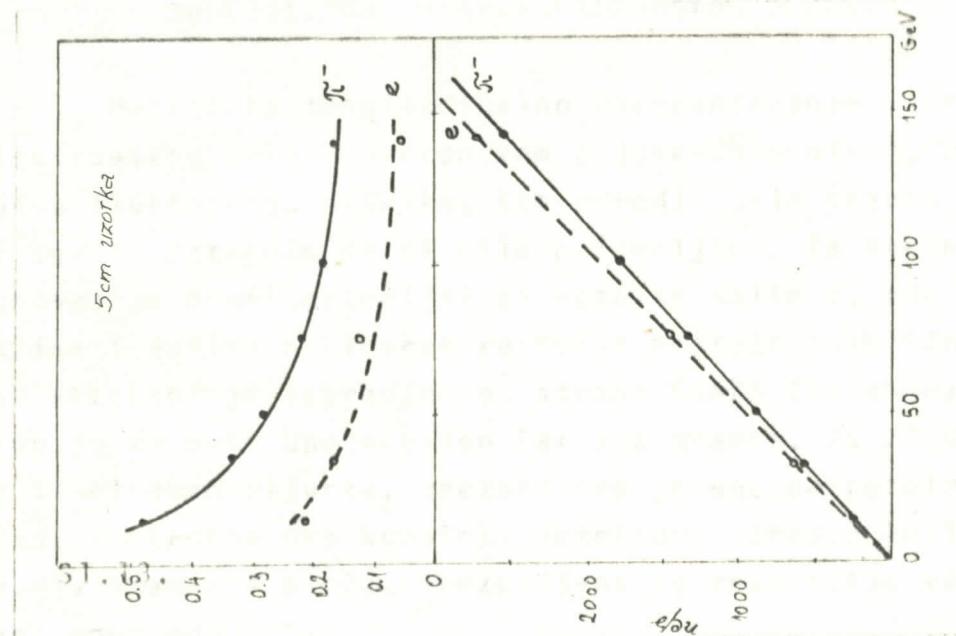
- f_1 - fluktuacija u broju čestica koje prodju kroz detektor; kako je broj prolazaka N inverzno proporcionalan debljinu ploče od koje je napravljena meta, ova fluktuacija je $f_1 \sim 1/\sqrt{N} \sim \sqrt{d}$.
- f_2 - fluktuacija u energiji koja nije detektovana od strane detektora zbog nuklearne ekscitacije i raspada preko mekih fotona, neuhvatljivosti neutrina i proizvodnju teških čestica koje daju manje svetla po energiji gubitka, nego brze svetleće čestice.
- f_3 - fluktuacija u energiji nošenoj od strane π^0 -čestica iz π^0 -raspada; otuda će ovo dati elektromagnetski pljusak, neće nedostajati energija za ovaj deo pljuska, a fluktuacija u količini π^0 će biti dodana fluktuacijama u veličini impulsa.

Osetljivost i energetska rezolucija hadronskih kalorimetara obično su kalibrirani korišćenjem hadronskih zraka fiksne energije i kao primer slika (13) daje rezoluciju i srednju vrednost impulsa (u nep - broj jednakih čestica) za diskretan gvezdeni kalorimetar od efektivnih 5 cm i za hadronske energije između 15 i 140 GeV. Tipične vrednosti za hadronske energijske rezolucije su:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{0.8}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

dok je za elektrone $f_2 = f_3 = 0$, što vodi ka

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_e \sim \frac{1}{Z} \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{had}$$



Količina izgubljene energije u hadronskom pljusku može biti procenjena iz merenja odnosa veličine impulsa generisanog od strane elektronskog i hadronskog (pionskog) pljuska koji izlazi da je:

$$p(\pi)/p(e) = \begin{cases} 0.87 \pm 0.02 \text{ pri } 30 \text{ GeV} \\ 0.94 \pm 0.02 \text{ pri } 140 \text{ GeV} \end{cases}$$

Druga karakteristična razlika izmedju elektronskog i hadronskog pljuska može biti razjašnjena uz merenjem broja čestica u pljusku u zavisnosti od dubine unutar kalorimetra merene u cm gvožđja. Elektronski pljusak mnogo je kraći od hadronskog što treba prisati tome da je radijaciona dužina postala kraća od dužine nuklearne interakcije. Za pionsko indukovane pljuskove dužina pljuska (definisana kao dužno rastojanje u zapremini koja sadrži 05% energije) varira od 60 cm Fe pri 15 GeV do 86 cm Fe pri 140 GeV.

Slično može biti definisana bočna veličina sa 95% sadržaja energije, koja se na dubini od 90 cm Fe polako smanjuje sa energijom od 30 cm Fe pri 50 GeV do 20 cm Fe pri 140 GeV.

ODREDJIVANJE PRAVCA HADRONSKOG PLJUSKA

Različito longitudinalno razgranjavanje hadronskog i elektronskog dela u hadronskom pljusku u gvožđu, ukazuje na bočnu fluktuaciju pljuska, što odredjivanje pravca pljuska čini suviše notačnim da bi bilo primenljivo. Za takvo merenje neophodan je drugi materijal za metu sa malim z , gde radijaciona dužina i dužina nuklearne reakcije postaju približno iste. Takav detektor je izgradjen od strane CHARM Collaboration, pri čemu je za metu upotrebljen Carrara mramor. Za 22 GeV protonski iniciranog pljuska, obezbedjena je ugaona rezolucija od 38 mrad. Upotrebom dva kompleta detektora izmedju kojih je 8 cm debela mramorna ploča, obezbedjena je rezolucija za projektovani ugao od:

$$\sigma(\theta) = 4 + \frac{600}{E(\text{GeV})} \quad [\text{mrad}]$$

MERENJE MIONSKOG MOMENTA

U principu, najbolje merenje momenta može biti izvršeno u vazduhu u magnetnoj sredini zato što je to jedino slučajno višestruko rasejanje. Sa druge strane, takvi magnetsi ne bi bili ekonomični za eksperimente s neutrinima, jer je potrebna ogromna snaga. U eksperimentima se, međutim upotrebljavaju magnetsi sa gvozdenim i toroidalnim poljem. Rezolucija momenta je tada ograničena zbog mnogostrukog rasejanja miona u gvožđu. Učao tog skretanja kod mnogostruko rasejanja u magnetu dužine L i radijacione dužine X_0 je:

$$\theta_{\text{MS}} = 0.14 \cdot \sqrt{\frac{L}{X_0}} / p ; \quad p [\text{GeV}/c]$$

a odgovarajući ugao magnetskog skretanja u magnetu sa zasićenim gvozdenim jezgrom je

$$\theta_M = 0.5 L/p ; \quad L [m] ; \quad p [GeV/c]$$

Za gvoždje, $X_0 = 1.8$ cm, rezolucija momenta je:

$$\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{0.2}{L} ; \quad L [m]$$

Za magnet sa gvozdenim jezgrom, 4 m dugačak, daje vrednost $\Delta p/p \sim 11\%$.

KONFIGURACIJA

Dva glavna dela elektronskog detektora neutrina mogu biti napravljena na dva načina:

1. Deo kalorimetra sa metom fizički je odvojen od magnetske sekcije postavljene "nizvodno". Ovo rešenje bilo je korišćeno u mnogim eksperimentima, npr. HPW i CITF Collaborations u FNAL-u i Sharm Collaboration u CERN-u.

2. Druga mogućnost, upotrebljena od strane CDHS grupe u CERN-u, je objedinjavanje delova sa metom i delova sa magnetom upotrebom namagnetisanog gvozdenog kalorimetra. Dok magnetsko polje nema uticaja na osobine kalorimetra, ovaj detektor nude magnetsku analizu miona u vrlo velikom opsegu uglova tih miona.

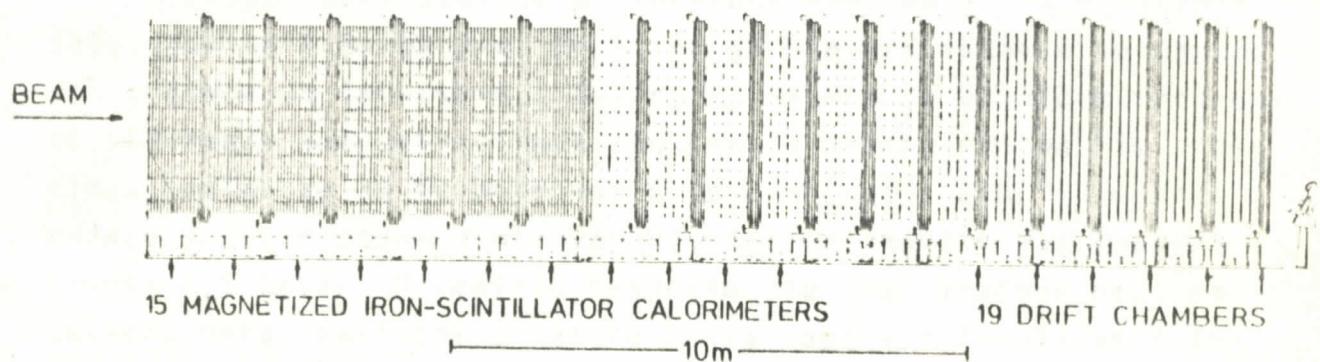
Primeri za elektronske detektore

Priložena tabela daje nekoliko podataka za četiri detektora koja su u upotrebi:

DETEKTOR	HPWF	CITF	CDHS	CHARM
Godina	1973.	1973.	1976.	1978.
Meta	Scintilator	F_e	F_e	Mramor
Dimensija mete	$3 \times 3 \text{ m}^2$ 9 m dužina	$1.5 \times 1.5 \text{ m}^2$ 20 m dužina	$\emptyset 3.75 \text{ m}$ 22.4 m duž.	$3 \times 3 \text{ m}^2$ 15.6 m. duž.
Masa mete	70 t	120 t	1240 t	180 t
Efektivna masa	20 t	500 t	800 t	100 t
Debljina	-	10 cm	5/15 cm	8 cm
Separacijska uloga	DA	DA	NE	DA
Integracijska uloga	NE	NE	DA	NE
Tipičan opseg ugla	175 mrad	75 mrad	400 mrad	230 mrad
Gustina (g/cm^3)	1	3.5	5.3	1.1.
Pravac hadronskog pljuska	NE	NE	NE	DA
Elektronska identifikacija	NE	NE	NE (indirekt.)	DA?

Slika (14) prikazuje prednju stranu detektora iz CERN-a koji pripada Dortmund-Heidelberg-Saclay grupi. U ovom detektoru neutrinska meta, hadronski kalorimetar, mionski identifikator i mionski magnetski spektrometar su integrirani. Ovaj detektor napravljen je od 19 toroidalnih modula namagnetisanih gvozdenih meta u koje je umetnuto 19 driftnih komora sa trostrukim pločama. Prečnik toroida je 3.75 m i on je omogućio ugao raspada od 90° c.m. za neutrino iz $\bar{\nu} \rightarrow \mu \bar{\nu}$ raspada, tako da prib-

ližno svi neutrini iz $\bar{\pi}$ -raspada stignu do detektora, dok otprilike polovina neutrina iz K-raspada promaši aparaturu. Debljina magneta je 75 cm, sastavljeni su od 15 ploča po 5 cm debljine i to za prvih 7 modula, a posle su ploče debljine 15 cm (za sledećih 12 modula). U svakom prostoru izmedju dve ploče umetnuta je ploča od 6 mm plastičnog scintilatora, koji se vidi pomoću dve fotocevi na svakom kraju. Suma desne i leve visine impulsa upotrebljena za kalorimetar, dok njihov odnos obezbeđuje utvrđivanje pozicije pljuska izmedju brojača. Impulsna kalibracija i merenje svetlosnog slabljenja u brojačima je učinjena upotrebom kosmičkih miona kontinualno izmedju eksplozije (praska) u mašini.



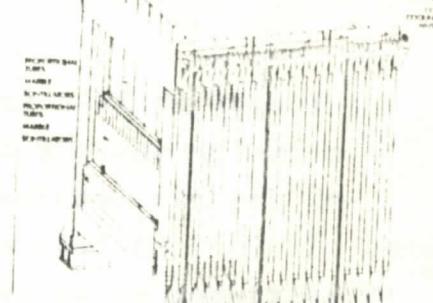
S1.14. CDHS neutrinski detektor

Driftne komore su heksagonalne i sadrže tri nezavisne pukotine sa talasima u vertikalnom pravcu i sa $\pm 60^\circ$ u odnosu na vertikalu. Prostor za žicu iznosi 6 cm, tačnost merenja - 1 mm, efikasnost - 99,5 %.

Slika (15) predstavlja detektor CHARM koji pripada grupi CERN-Hamburg-Amsterdam-Rome-Moscon. Njegova specijalna karakteristika je mogućnost merenja pravca hadronskog pljuska što omogućuje mramor (sa malim Z) kao materijal za metu i mogućnost razdvajanja elektronskog od hadronskog pljuska. Meta se sastoji od 78 tankih ploča 8 cm debelog mramora, a iza svake ploče sledi

ionizacioni detektor, 3 cm debeo plastični scintilator i/ili proporcionalna driftna cev. Gvozdeni toroidi ispred ove mete služe za identifikaciju miona i merenje njihovog momenta. Ovaj detektor je dobro prilagodjen za merenje x-raspodele u reakcijama sa neutralnom strujom i omogućava izučavanje rasejanja. *Vee* raspoloživo je i sl. (15)

PRIMER IDENTIFIKACIJE ČESTICE



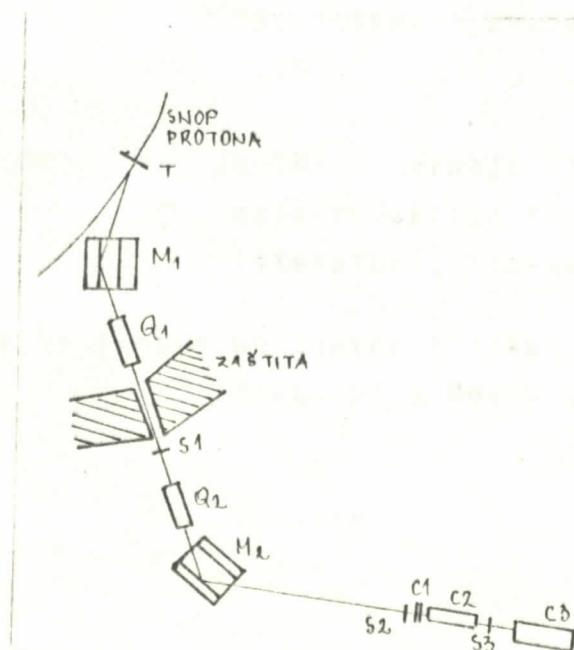
Otkriće antiprotona

Eksperiment otkrića antiprotona izvršen je na bevatronu 1955. godine u Berkley-u. Bevatron je bio projektovan za ubrzanje protona do impulsa $6.3 \text{ GeV}/c$, tj. skoro do granične vrednosti stvaranja nukleon-antinukleon para u proton-protonskim sudarima. Realno za to je potrebna ukupna energija $E/Mc^2 = 6$ (pri sudaru snopa protona u mirovanju), tj. vrednost praga impulsa iznosi $6.5 \text{ GeV}/c$. U realnom eksperimentu snop protona pada na bakarnu metu. Nukleoni u jezgru bakra poseduju fermijevski impuls čiji pravac kretanja može biti usmeren suprotno od smera kretanja upadnih protona; tada energija sudara raste i granična vrednost impulsa upadnih čestica opada za oko $(1-p_f/Mc)$ od prvo-bitne vrednosti, tj. do $4.8 \text{ GeV}/c$.

Šema eksperimenta data je na slici (16). Negativne sekundarne čestice s impulsom $1.2 \text{ GeV}/c$ obrazovane u unutrašnjoj bakarnoj meti T (od strane upadnog snopa protona), skreću u magnetnom polju akceleratora, prolaze kroz magnetno polje i fokusiraju se kvadrupolnim magnetom ka scintilacionom brojaču S1. Zatim se snop negativnih čestica ponovo fokusira i još jedan magnet ga upravlja prema scintilacionom brojaču S2. Iza njega smešteni su brojač Čerenkova C1, koji registruje čestice s $\beta > 0.79$ i diferencijalni brojač Čerenkova C2, koji registruje čestice s $0.78 < \beta < 0.75$.

Ako se uzmu u obzir gubici energije na prolaz kroz brojače i druge prepreke na putu snopa, tada je za negativne pione u snopu $\beta = 0.99$, a za čestice s masom protona $\beta = 0.76$. Tada prisustvo signala iz brojača S1, S2, C1 i S3, a odsustvo signala iz C2, odgovara proletu negativnog piona; prisustvo signala iz S1, S2, C2 i S3, a odsustvo signala iz C1 odgovara proletu antiprotona.

Velike teškoće u opisanom eksperimentu bili su vezani s problemom fona, pošto je na jedan antiproton u snopu dolazio oko 100.000 negativnih piona. Zato se u nezavisnoj proveri dogadjaja merilo vreme prolaza čestica izmedju brojača S1 i S2, udaljenih 12 m. To vreme je trebalo da iznosi 40 ns za negativne pione ($\beta = 0.99$) i 51 ns za antiprotone ($\beta = 0.76$). Vreme prolaza merilo se na osnovu razmaka impulsa brojača S1 i S2 na ekranu oscilografa i za one "prave" antiprotone uzimali su se oni kandidati (registrovani u brojačima Čerenkova), koji su imali tačno vreme prolaska. Pored toga izvršeno je i niz drugih testova.



S1.16. Šema eksperimenta otkrića antiprotona
 S1, S2 - scintilacioni brojači, C1,C2 - brojači Čerenkova, C3 - brojač Čerenkova potpune apsorpcije.

L I T E R A T U R A

1. DONALD H. PERKINS: Introduction to high energy physics,
Adison-Vesley Publishing company reading
Massachusetts Menlo Park California,
London, Don Milles, Ontario 1972.
2. W.E. BURCHAM: Nuklearna fizika - uvod, Naučna knjiga Beograd 1978. (Nuclear physics - an introduction, London 1972)
3. D.J.MILLER: A Consumer's Guide to Particle-Detectors-
Rutherford Laboratory, London 1976,
RL - 76 - 072
4. Malenkaja enciklopedija, Fizika mikromira, Izdatelstvo
"Sovjetskaja enciklopedija", Moskva
1980.
5. J.M. ŠIROKOV, N.P.JUDIN: Jadernaja fizika, "Nauka" Glavnaja redakcija fiziko-matematičeskoy literaturi, Moskva 1980.
6. L.MARINKOV: Osnovi nuklearne fizike, Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, Novi Sad 1976.
