

PRIRODNO - MATEMATIČKI FAKULTET  
INSTITUT ZA FIZIKU

1980-MATEMATIČKI  
FIZIČKI ODELJENJE  
14 0 3 4 0 0 0

1981. - 5. VI. 1981

03	10	37	
----	----	----	--

AKCELERATORI NUKLEARNE FIZIKE I FIZIKE  
ELEMENTARNIH ČESTICA

Diplomski rad  
RADICA NIKOLIN

Novi Sad 1981.

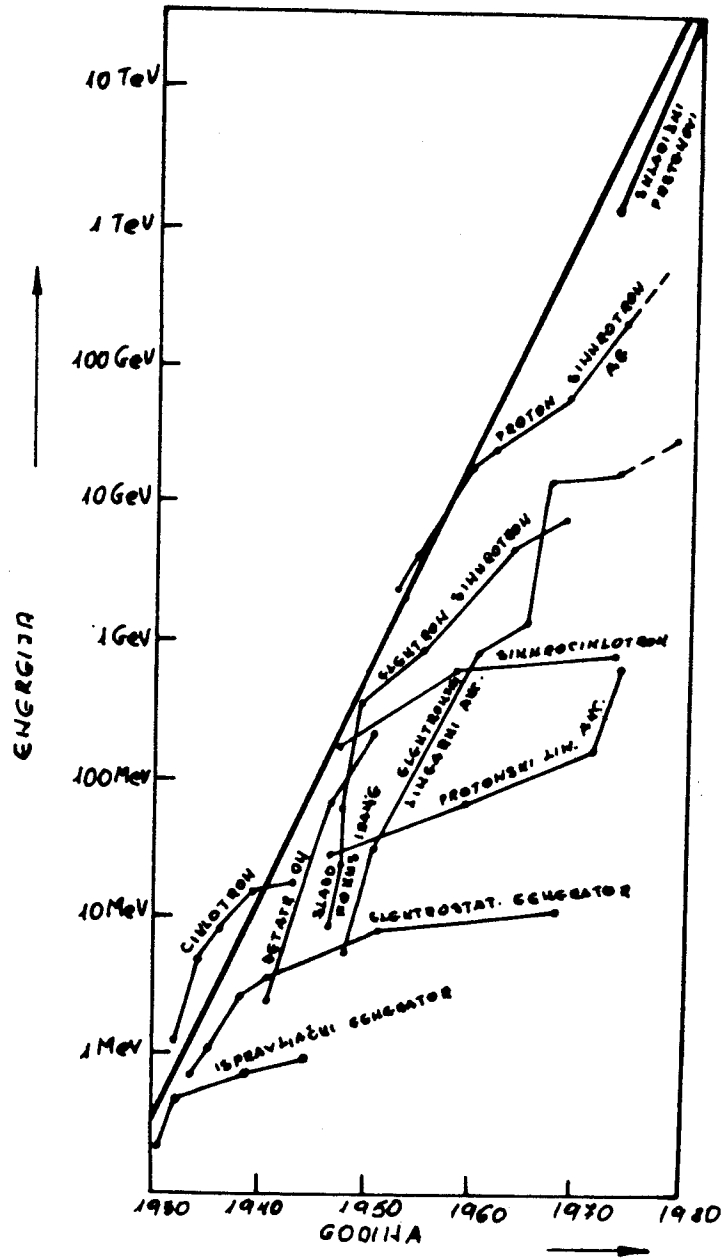
## S a d r Ź a j

	Str.
Uvod .....	1
Visokonaponski akceleratori sa istosmernom strujom.....	4
Jonski izvori.....	11
Linearni akceleratori.....	13
Orbitalni akceleratori .....	21
Uopšteno o radu sinhrotrona.....	36
Betatron .....	37
Fokusirajući uslovi koji omogućavaju izgradnju velikih akceleratora sa malim presecima akceleratorске cevi.....	38
Akceleratori sa naizmerničnim gradijentom polja (jako fokusirajući).....	38
Akceleratori sa snopovima koji se sudaraju	41
Transport snopova.....	44
O izgradjenim i projektovanim akceleratorima čestica na najvišim energijama.....	49

Zahvaljujem se profesoru Dr. Milanu  
Nikoliću na pomoći i sugestijama  
koje mi je pružio prilikom izrade  
diplomskeg rada.

# U V O D

U periodu od šest decenija desio se buran razvitak akceleratorne tehnike. Od prvog akceleratora s energijom od oko 1 MeV-a pa do današnjih akceleratora sa energijom koja ide do vrednosti TEV-a (tera elektron - volta), nije prošlo relativno mnogo vremena. Vidimo da se energija koju dobijamo iz današnjih mašina povećala u odnosu na prvobitnu oko milion puta. Kako je tekao vremenski razvitak akceleratora prikazano je na Sl. 1.



Sl. 1 Energijski porast akceleratora

S pravom se postavlja pitanje zašto su nam potrebni akceleratori čestica visokih energija? Da bi smo mogli da ispitujemo strukturu jezgra pomoću čestica mora da imamo dovoljno kinetičke energije da prodremo do jezgra radijusa  $R$ . Ta energija  $E$  mora da zadovoljava relaciju (1):

$$E > \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (1)$$

gde je  $Z_1$  - atomski broj čestica snopa, a  $Z_2$  - atomski broj jezgra mete.  $R$  je poluprečnik jezgra, a  $e$  naelektrisanje čestice. Vidimo da čestica mora da savlada Kulonovu elektrostatičku odbojnu barijeru, da bi uopšte došlo do interakcije između čestice i jezgra.

Ali, najvažniji razlog zašto su potrebne visoke energije vezan je za dualnu prirodu svih čestica. Čestica s jedne strane ima masu  $m$  i brzinu  $v$ , a s druge strane verovatnoća da nađemo česticu određena je grupom talasa talasne dužine  $\lambda$ ; gde je  $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{mv}$

Ta grupa talasa kreće se brzinom  $v$ , ali položaj čestice nemože biti preciznije određen nego što dopušta talasna dužina. Kvantitativno to se može odrediti pomoću Heisenbergove relacije koja je data kao:

$$\Delta p \cdot \Delta x \approx \hbar \quad (2)$$

gde je  $\Delta p$  neodređenost količine kretanja a  $\Delta x$  neodređenost položaja.

Ova Heisenbergova relacija može se primeniti na eksperimente rasejanja. Takav jedan eksperiment slikovito je prikazan na slici (2).



Sl.2 Promena količine kretanja bombardujuće čestice u eksperimentu rasejanja.

$\Delta \vec{p}$  je tačno ono  $\Delta p$  iz Heisenbergove jednačine, a  $\Delta x$  je neodređenost položaja ili neodređenost geometrijskih detalja struktura nete. Znači, ako želimo da dobijemo informacije o što manjim detaljima moramo da imamo što veće količine kretanja snopova čestica, odnosno što veće energije. Da vidimo mikrobe ( $10^{-3}$  cm) potrebna je svetlost (energije oko 1 eV), da vidimo dobre proton ( $10^{-13}$  cm) potrebna je energija elektrona od 1 GeV-a

Visoke energije potrebne su nam i za stvaranje novih teških čestica. Ukupna energija izražena relativistički iznosi:

$$E = m_0 c^2 + T \quad (3)$$

gde je  $m_0 c^2$  enetgija mirovanja čestice, a  $T$  njena kinetička energija. Da stvorimo neku novu česticu mi treba da imamo energiju  $m_0 c^2$  plus svu potrebnu kinetičku energiju.

Sumirajući možemo reći da nam je visoka energija čestica potrebna za:

- savladjivanje repulzivne elektrostatičke sile jezgra ;
- za dobijanje moći razlaganja koja odgovara struktru koju izučavamo ;
- za stvaranje novih teških čestica, koje normalno ne postoje u prirodi, ali koje su postojale u prvim trenucima postojanja svemira.

Kao što smo videli akceleratori se javljaju kao specifičan instrument fizike visokih energija. Osim primena u fizici, oni se sve više koriste i u praktične svrhe: u industriji - za defektoskopiju, obradu proizvoda, sterilizaciju proizvoda; u medicini - za radioaktivnu terapiju, "beskrvnu" hirurgiju i tome sl.

Projektovanje i konstrukcija akceleratora danas je ogromno polje naučnog rada u koje odlaze pozamašna sredstva. Ogromni porast te grane fizike za zadnjih nekoliko decenija nastao je delimično zbog poznavanja problema koje treba rešavati, a delimično i zbog tehničkog napretka koje pruža odgo-varajuće mogućnosti za rešavanje. Problemi su, kao što smo i napomenuli, ukratko sledeći: proučavanje strukture jezgra

preko nuklearnih reakcija i proučavanje osobina elementarnih čestica. Prvi problem se može ispitivati sa relativno manjim mašinama čije izlazne energije odgovaraju potencijalnim barijerama u jezgrima; drugi, traži sve nova i nova tehnička rešenja, zahtevajući što je moguće veću energiju ili intenzitet, ili i jedno i drugo. Razvoj ovog drugog polja najviše zavisi od novih prilaza i principa rešavanja.

Takva podela problema u dva tipa takodje ukazuje na odgovarajuću podelu akceleratora:

- akceleratora sa kontinualnom strujom
- pulzirajuće (radijofrekventne) akceleratora

Ova druga grupa može se podeliti na:

- linearne
- orbitalne akceleratora

Jedini izuzetak kod te podele je betatron, orbitalni akcelerator čiji se izlaz javlja u impulsima, mada ne koristi radiofrekventnu akceleraciju.

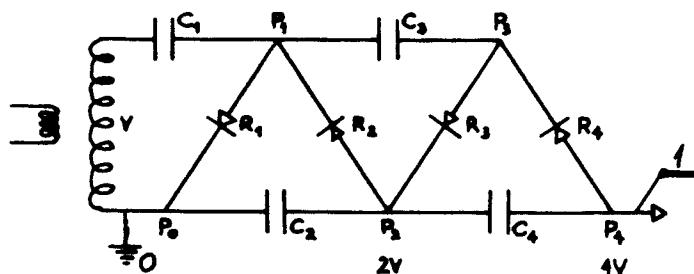
#### VISOKONAPONSKI AKCELERATORI SA ISTOSMERNOM STRUJOM

Kod takvih mašina postoji po jedan jonski izvor, akceleratora cev, uređaj za proizvodjenje visokog napona za napajanje elektroda u akceleratora cevi, kao i sistem za analizu i izbor odgovarajućih jona posle ubrzavanja ili za poboljšavanje homogenosti energije snopa.

##### 1. Kaskadni generator

Cockcroft i Walton su 1932 godine konstruisali ovaj akcelerator. Oni su koristili dvostepeni uređaj za dupliranje napona sastavljen od transformatora, ispravljača i kondenzatora (na sl. 3 prikazan je princip rada) kod proizvodjenja izlaznog napona od 700 - 800 kV. Kada transformator

proizvodi maksimalnu vrednost na sekundaru  $V$ , tada se kondenzator  $C_1$  puni na tu potencijalnu razliku kroz ispravljač  $R_1$  (struja opterećenja i pad napona na ispravljaču se kod ove analize zanemaruju). Napon na krajevima  $R_1$  se tada menja od 0 do  $2V$  po sinusnom zakonu u toku svakog ciklusa. Taj je napon stavljen na kolo  $R_2C_2$  što puni kondenzator  $C_2$  do potencijalne razlike dva  $V$ ; sličnim argumentima može se pokazati da će se i kondenzatori  $C_3$  i  $C_4$  takođe napuniti do potencijalne razlike od  $2V$ . U toku rada  $C_1$  je napunjen na potencijal  $V$ , a  $C_2, C_3, C_4$  na potencijal  $2V$ ;  $C_1, C_3$  su vezani na red sa sekundarom transformatora tako da njihov napon u odnosu na masu varira za  $\pm V$  u toku svakog ciklusa, dok  $C_2, C_4$  imaju određene potencijale u odnosu na masu, a krajnji istosmerni naponski kontakt  $P_4$  iznosi  $4V$ .



Sl.3 Kolo kaskadnog generatora (dva stepena dupliranja napona).

Rad kola može se razumeti posmatrajući ispravljače kao prekidače, kroz koje se naelektrisanje iz  $C_1$  deli u toku sukcesivnih ciklusa naizmeničnog napona sa drugim kondenzatorima kola. Broj stepena za dupliranje napona može se povećati dodavanjem većeg broja ispravljača i kondenzatora, tako za dva u svakog od tih komponenta, kolo je  $n$  - stepenski naponski dupler, koji daje izlaz neopterećenog napona  $2nV$ .

Ako se uzima struja sa visokonaponskog kraja  $P_4$  i ako je frekvencija napajanja transformatora  $f$  Hz, tada u toku jednog ciklusa pad napona na kondenzatoru  $C_4$  iznosi  $i/fC$ . To mora da se podmiri naelektrisanjem koje daje proces raspodele naelektrisanja iz preostalog dela kola u toku ciklusa.



kao rezultat oba efekta javlja se na izlazu pad napona  $\Delta V$  u odnosu na neopterećenu vrednost, kao i talasnost  $\delta V$  sa frekvencijom napajanja. Može se pokazati da za  $n$  - stepenski naponski dubler, u kojem su svi kondenzatori sa istim kapacitetom  $C$ , a zanemaruju se parazitski kapaciteti:

$$\delta V = \frac{n(n+1)}{2} \frac{i}{fC} \quad (4)$$

$$\Delta V = \left( \frac{2}{3} n^3 + \frac{1}{2} n^2 + \frac{1}{3} n \right) \frac{i}{fC} \quad (5)$$

tako da je bolje koristiti što manji broj stepena, a što je moguće većé vrednosti kapaciteta i frekvencije rada. Granice se javljaju zbog naponskih i frekventnih karakteristika komponentata.

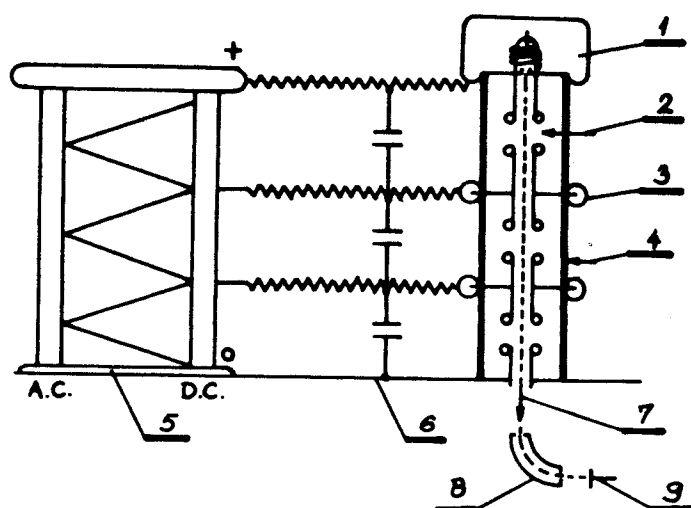
Cockroft i Walton su koristili termojonske ispravljače sa dinamičkim vakuumom smeštenim u staklenim balonima zaptivenim Apiezonskom - Q smolom. Moderni kaskadni generatori koriste visokonaponske selenske ispravljače sa inverznim maksimalnim naponom do oko 200 KEV-a.

Kaskadni generator vezuje se na akceleratorску cev sa dinamičkim vakuumom (u kojoj se održava pritisak od  $10^{-4}$  -  $10^{-5}$  mm Hg), preko visokih otpornosti (Sl.4) preko kojih se elektrode akceleratorске cevi dovode i održavaju na konstantnom potencijalu. Tipičan oblik akceleratorских elektroda prikazan je na Sl.4; elektrode se povezuju na red i u toku rada formiraju niz elektrostatičkih sočiva velike žižne daljine.

Fokusirani snop jona ulazi iz jonskog izvora kroz mali kanal na visokonaponskom pozitivnom kraju akceleratorске cevi, i izlazi na potencijalu mase brzinom koja odgovara naponu ubrzavanja. Kanal ima vrlo malu brzinu pumpanja što dozvoljava znatno većí pritisak u jonskom izvoru nego u akceleratorskoj cevi. Napajanje jonskog izvora na visokonaponskom kraju izvodi se ili preko generatora koji se pokreće kajišnim prenosom, ili preko visokofrekventne struje koja kruži u kondenzatorskom bloku.

Kaskadni generatori pogodni su kako za ubrzavanje lakih čestica (elektrona), tako i težih (protona, jona).

Glavno preimućstvo kaskadnih generatora je u korišćenju standardnih komponenata kao i u velikoj izlaznoj struji; dobijaju se struje reda do 10 mA, pozitivnih jona (ili elektrona), na energiji do 4 MEV-a. Veliki broj malih generatora u oblasti rada od 200 - 300 KEV-a koristi se za proizvodjenje neutrona.



Sl. 4 Opti izgled kaskadnog generatora i akceleratorne cevi: 1-sklop jonskog izvora; 2-medjuelektrodni razmak; 3-antikorona zaštita; 4-izolacioni cilindar; 5-kaskadni generator; 6-filtersko kolo i spojni otpornici; 7-snop; 8-analizator energije; 9-meta.

## 2. Elektrostatički generator

Ovaj generator radi na principu podizanja potencijala provodnika prebacivanjem jediničnog naelektrisanja iz standardne referentne tačke na provodnik. Kod mašine koju je razvio Van de Graaff (1931) naelektrisanje se "prska" sa oštih vrhova korone na naponu reda 100 KEV-a na pokretni izolovani kaiš (Sl.5). Kaiš prenosi naelektrisanje do izolovanog kraja elektrode, sa kojeg se naelektrisanje uklanja kolektorskim šiljcima i odvodi preko otpora R na površinu elektrode.

Ako je kapacitet tog kraja u odnosu na masu  $C$ , potencijal u bilo kojem trenutku iznosi:

$$V = \frac{q}{C} \quad (6)$$

gde je  $q$  skupljeno naelektrisanje. Ako kaiš daje struju  $i$  na kraj elektrode, brzina porasta potencijala tog kraja ( $V/S$ ) iznosi  $i$  do  $10^6$  volti  $\text{sec}^{-1}$ . Dok napon na kraju raste, gubitak struje usled efekta korone, gubitaka kroz izolatore kao i eventualnog gubitka usled ubrzavanja jona ili elektrona, raste dok se ne uspostavi ravnoteža između struje opterećenja i struje napajanja. Efektivna struja napajanja može se postići izolovanjem nosača kaiša na gornjem kraju, tako da dostiže potencijal veći od samog kraja i to za iznos koji odgovara padu napona na otporniku  $R$  (Sl.5). Vrhovi za nanošenje naelektrisanja iznad kaiša tada stavljaju naelektrisanje suprotnog znaka na površinu kaiša koja je upravo prošla. Na proces sakupljanja i nanošenja naelektrisanja ne utiče potencijalna razlika između visokonaponskog kraja akceleratora i mase.

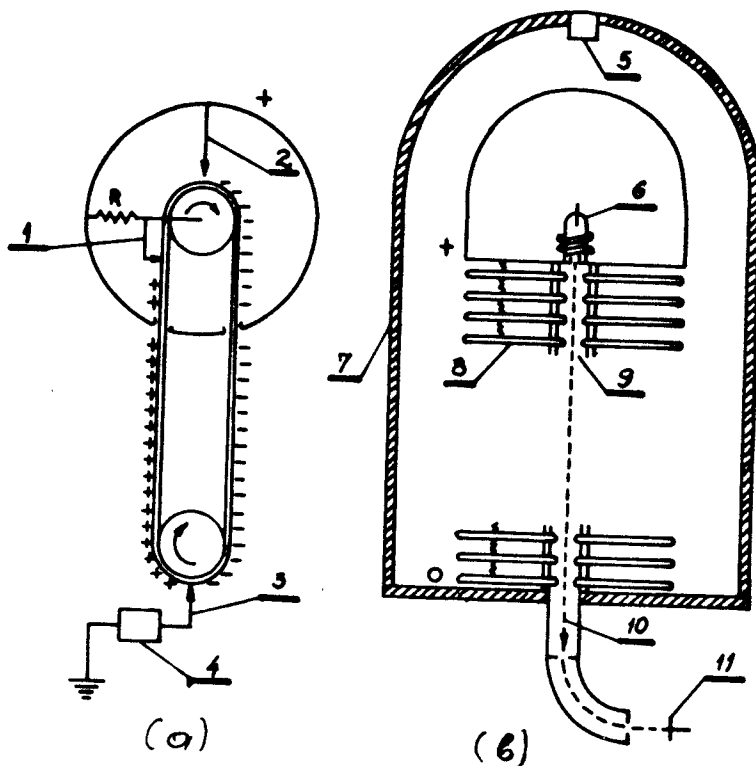
Količina naelektrisanja koja se može smestiti na kaiš ograničena je probojem gasa pri nekoj kritičnoj jačini polja  $E^c$ ; gustina naelektrisanja tada iznosi:

$$\rho = \epsilon \epsilon_0 E^c \quad (7)$$

Za vazduh na atmosferskom pritisku  $E^c$  iznosi oko  $3 \text{ MEV m}^{-1}$ ; to probojno polje treba da raste proporcionalno sa pritiskom, međutim, u praksi nepravilnosti na površini visokonaponskog kraja to sprečavaju. Praktično svi elektrostatički generatori zatvaraju se u oklop i rade pod pritiskom do oko 30 atm azota ili nekog drugog izolujućeg gasa da bi se postigao veći napon na visokonaponskom kraju. U upotrebi su takodje sistemi sa višeg kaiša čime se povećava struja napajanja; koriste se brzine do  $40 \text{ m sec}^{-1}$ , uz struju napajanja do oko 400 po kaišu

Na Sl. 5 (b) prikazana je tipična konstrukcija vertikalnog elektrostatičkog generatora. Visokonaponski kraj montiran je na vrh kolone od metalnih ekvipotencijalnih ploča, izdvojenih izolatorima. Kaiševi se kreću kroz otvore u ekvipotencijalnim pločama u kojima se nalaze i otvori za prolaz

akceleratorskih cevi. Mada se završni deo akceleratorске cevi najlakše pričvršćuje u vertikalnim konstrukcijama mašina, napravljen je i veliki broj horizontalnih generatora.



Sl.5 Elektrostatički generator:

a) princip rada: 1-kolektor; 2 i 3-šiljci naelektrisanja; 4-napon nanošenja naelektrisanja.

b) šema konstrukcija vertikalnog generatora: 5-obrtni voltmetar; 6-jonski izvor; 7-metalni oklop; 8-ekvipotencijalne ploče; 9-akceleratorска cev; 10-snop; 11-meta

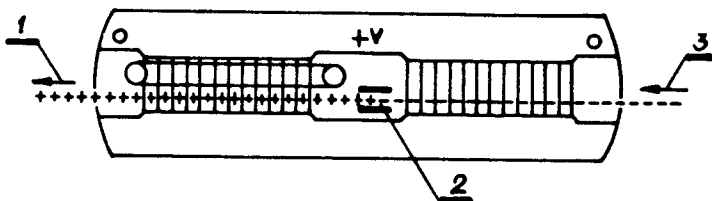
Akceleratorске cevi koje se koriste za jonske snopove obično su u vidu naizmeničnih sekcija izolatora i metalnih elektroda da bi se postigao potreban razmak između evipotencijalnih ravni. Pogodnim pumpama, koje su na potencijalu mase, održava se u akceleratorскоj cevi vakuum reda ili bolji od  $10^{-5}$  mm Hg. Joni ulaze u cev kroz uski kanal iz kompaktnog jonskog izvora koji je smešten na visokopotencijalnom kraju. Energija napajanja jonskog izvora dobija se iz malog generatora; kontrola se obično izvodi fotoelektričnim putem sa mesta na potencijalu mase.

Napon završnog dela akceleratora kod elektrostatičkog generatora, (ili napon spoljne koronske zaštite), obično se

meri pomoću obrtnog voltmetra koji je montiran pri vrhu oklopa.

Elektrostatički generator ima veliko preimućstvo u pogledu stabilnosti, lake kontrole i dobijanja visokog napona, ali zato ima male izlazne struje u poredjenju sa kaskadnim generatorima. Snopovi su vrlo homogeni jer se ne javlja napon talašnosti; preostalo rasipanje u energiji može se smanjiti dopunskim magnetom ili elektrostatičkom analizom snopa posle ubrzavanja. Takvi snopovi vrlo su pogodni za istraživanje jezgrinih rezonantnih nivoa. Postoje standardni generatori od 6 - 7 MEV-a sa izlaznom strujom reda 100  $\mu$ A jona vodonika.

Važan stepen u razvoju elektrostatičkih generatora predstavljalo je uvođenje tandem principa (Sl.6):



Sl.6 Princip rada tandem - elektrostatičkog generatora:  
1-pozitivni jonski snop; 2-gasni kanal za odvajanje elektrona; 3-ulas.

Dve izolovane kolone, horizontalno montirane, smeštene su u jedan zajednički oklop pod pritiskom, pri čemu se visokonaponski završni deo na spoju te dve kolone dovodi na pozitivan potencijal normalnim sistemom sa kaišem koji je smešten u jednoj koloni. Na završnom delu ne postoji izvor pozitivnih jona; izvan oklopa pod pritiskom smešten je izvor negativnih jona. Ti joni ubrzavaju se prolazom kroz centralni kraj do oko 7 MEV-a, na kom mestu se od njih odvajaju elektroni tako da se oni pretvaraju u pozitivne jone. To odvajanje elektrona postiže se prolaskom snopa kroz kanal u kojem se nalazi gas pod povećanim pritiskom ili prolaskom kroz tanku foliju od ugljenika. Tako formirani pozitivni joni ulaze u drugu akceleratorску cev u kojoj dobijaju dopunsko povećanje brzine, tako da u slučaju jednostruko pozitivnog naelektrisanja oni izlaze na

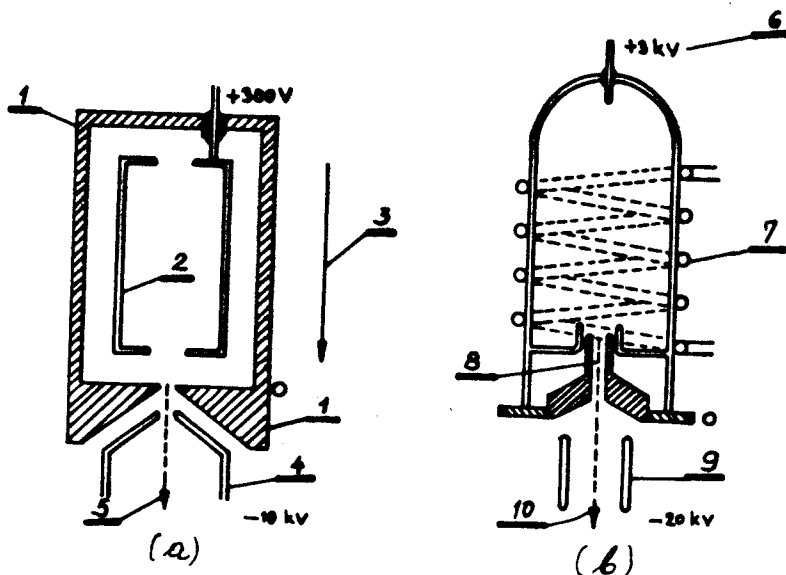
potencijalu mase sa brzinom koja odgovara energiji od 14 MEV-a, tj. na dvostrukom naponu visokonaponskog kraja. Takav uređaj ima velika preimutstva u odnosu na standardni elektrostatički generator, uz izričito poboljšavanje pristupačnosti jonskog izvora, koji je smešten izvan oklopa pod pritiskom. Dobijene su struje protona intenziteta 1,5 mA i mada je to manje nego što se može dobiti iz niskonaponskih mašina, to je sasvim zadovoljavajuće za većinu eksperimenata na energiji od 14 MEV-a, uz veliku moć razlaganja. Takva mašina takodje je korišćena za dobijanje snopova teških jona kao što su  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$ .

### Jonski izvori

U akceleratorskoj tehnici uglavnom se koriste pozitivni joni dobijeni jonizacijom nekog gasa. Izuzetak predstavlja litijumski izvor kod kojeg se joni dobijaju termojonskom emisijom iz zagrejanih soli.

Kod visokonaponskih istosmernih akceleratora najčešće se koriste dva tipa jonskih izvora. To su PIG (Philipsovo jonizaciono merilo) izvor, i radiofrekventni izvor koji je uveo 1946. god. Thonemann. PIG izvor Sl. 17 ima cilindričnu anodu, dvostruku kotodu, a ceo sklop je ubačen u komoru smeštenu u solenoid, koji stvara aksialno magnetno polje. Na pritisku od 20 mm Hg vodonika i magnetnom polju od oko 0,05 T, dešava se pražnjenje između anode i katode pri potencijalnoj razlici od oko 500 V. Elektroni proizvedeni u blizini jedne od katoda ubrzavaju se prema anodi, pri čemu ih magnetno polje dovodi do helikoidalnog kretanja u smeru linije sile, tako da prolaze kroz deo izvora bez električnog polja anode prema drugoj katodi, gde se usporavaju i odbijaju anodno - katodnim poljem. Taj proces se nastavlja sve dok elektroni ne izgube toliko energije u sudarima da više ne mogu da izađu iz anodnog dela i bivaju na kraju sakupljeni. Pre nego što dodje do toga, svaki elektron stvara na svojoj dugoj putanji oko 10 jonskih parova; ti joni, zajedno sa pratećim elektronima, doprinose formiranju plazme unutar anoda kao i izvan, u prostoru prema katodama. Joni izlaze iz te plazme

pod dejstvom polja koje stvara ekstrakciona elektroda koja ih vuče duž kanala u sistem elektrostatičkih sočiva (Sl.7).



Sl.7 Jonski izvori:

a) PIG tip: 1-katoda; 2-anoda; 3-aksialno magnetno polje; 4-ekstrakciona elektroda; 5-snop.

b) radiofrekventni tip: 6-ekstrakcioni napon; 7-R.F. zavojnica; 8-kanal probe; 9-elektroda za fokusiranje; 10-snop.

U slučaju radiofrekventnog izvora plazma se proizvodi u vodikumu ili nekom drugom gasu, koji je obično smešten u odgovarajući stakleni sud. Oko staklenog suda postavljen je solenoid u kojem se, pomoću ~~oscilatora~~ oscilatora frekvencije 20 MHz i snage 300 W, formira visokofrekventno polje, koje kombinovano sa elektrostatičkim poljem usled priključenog visokog napona (napon ekstrakcije) Sl.7 jonizuje gas. Ako je celokupna zapremina u kojoj se odvija pražnjenje ograničena staklenim zidovima sem izlaznog kanala, ustanovljeno je da se najveći prinos jona dobija u izlaznom snopu. Poznato je da metalne površine rekombinuju jone atoma i molekula, prevodeći ih u neutralne, zbog čega se metalni sudovi izbegavaju. Izvori vodonika pri radu svetle crveno, što je posledica emisije u oblasti Bamerove serije atoma vodonika. Optimalna vrednost pritiska kao i snaga radiofrekventnog izvora obično se odredjuju empirijski. Tipični radni uslovi izvora jona dati su u tabeli 1.

Tabela 1.

Karakteristike izvora jona								
Tip izvora	pritisak	protok gasa	snaga osc.	radna frek.	napon ekst.	$H_1^+$	struja $H_2^+$	$H_3^+$
	( $\mu Hg$ )	( $cm^3/A$ )	( $W$ )	( $MHz$ )	( $KV$ )			
R.F	35	20	200	20	3	4	0,3	0,15

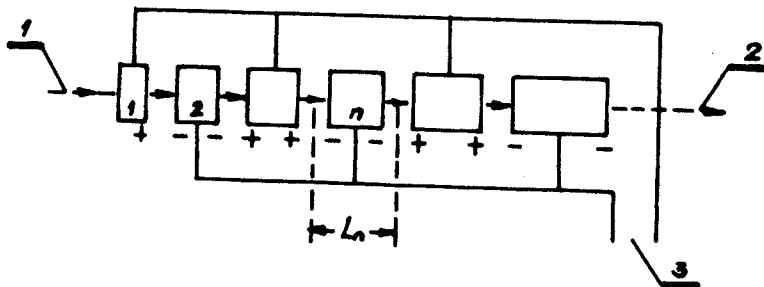
### LINEARNI AKCELERATORI

Kod linearnog akceleratora naelektrisane čestice kreću se duž vakuumske cevi pod dejstvom električnog polja, koje ili prati čestice u vidu progresivnog talasa, ili se javlja u pravi-  
lnim razmacima, sa tačno odredjenim faznim odnosima, u nizu medjuelektrodnih otvora. Na taj način postižu se velike brzine bez primene odgovarajućih visokih napona, te se ne javljaju ni ozbiljniji problemi izolacije. Od dva tipa konstrukcije takvih akceleratora, naročito je pogodan za elektrone akcelerator sa progresivnim talasom, koji radi u frekventnom opsegu od 3000 MHz, dok se za nerelativističke čestice, kao što su protoni i teški joni, koristi niz pogurnih cevi izdvojenih medju-prostorima pri čemu ceo sistem radi na nižim frekvencijama. Svi linearni akceleratori imaju preimućstvo u odnosu na orbitalne što daju jako pristupačne spoljne snopove; njihova nezgodna strana je što ubrzavajuća polja takodje defokusiraju snop, tako da su potrebne dopunske specijalne mere da bi se snop jona koncentrisao u nerelativističkoj granici brzine.

#### 1. Akceleratori sa pogurnim cevima

Prvi akceleratori (Wideroe 1928, Slon i Lawrence 1931, Beams i Snoddy 1934) bili su ovog tipa. Princip rada prikazan je na Sl.8.





Sl.8 Princip rada Sloan - Lawrenceovog linearnog akceleratora: 1-ulaz; 2-izlaz; 3-R.F.napajanje.

Kod Sloan - Lawrenceovog akceleratora, koji je radio približno na frekvenciji od 30 MHz, veći broj pogurnih cevi (bez unutrašnjeg polja), dužina  $L_1, L_2, \dots, L_n$ , izdvojenih malim ubrzavajućim medjuprostorima, spojeni su naizmenično na izlazne krajeve oscilatora talasne dužine  $\lambda$ . Dužina pogurnih cevi je tako izabrana da polje u medjuprostoru upravo menja fazu u trenutku kada čestica prolazi od jednog medjuprostora do drugog. Ako je napon duž svakog medjuprostora u trenutku prolaza čestica  $V$ , tada je energija čestice na ulazu u  $n$ -tu pogurnu cev (Sl.8)  $neV$  (uz početnu energiju  $eV$ ), a brzina čestice iznosi:

$$v_n = \sqrt{\frac{2neV}{M}} \quad (8)$$

gde je  $M$  masa čestice koja se ubrzava. Frekvencija oscilatora je  $c/\lambda$ , tako da za vreme leta u trajanju pola ciklusa, dužina  $n$ -te pogurne cevi mora da iznosi:

$$L_n = \frac{1}{2} v_n \frac{\lambda}{c} = \frac{1}{2} \beta_n \lambda \quad (9)$$

Za nerelativističke energije iz jednačina 8 i 9 sledi da je:

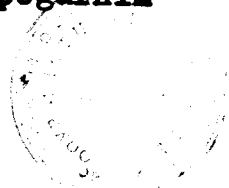
$$L_n \propto \sqrt{n} \quad (10)$$

Iz jednačine 9 takodje proizilazi da je dužina linearnog akceleratora, za određenu izlaznu energiju, određena talasnom dužinom  $\lambda$  i naponom u medjuprostoru  $V$ . Ako je povećanje energije u svakom medjuprostoru konstantno, dužina akceleratora direktno je proporcionalna sa talasnom dužinom. Čestice izlaze u grupama koje odgovaraju maksimalnom polju u medjuprostorima; rezonacu je moguće postići samo kada polja imaju vrlo približno tu vrednost.

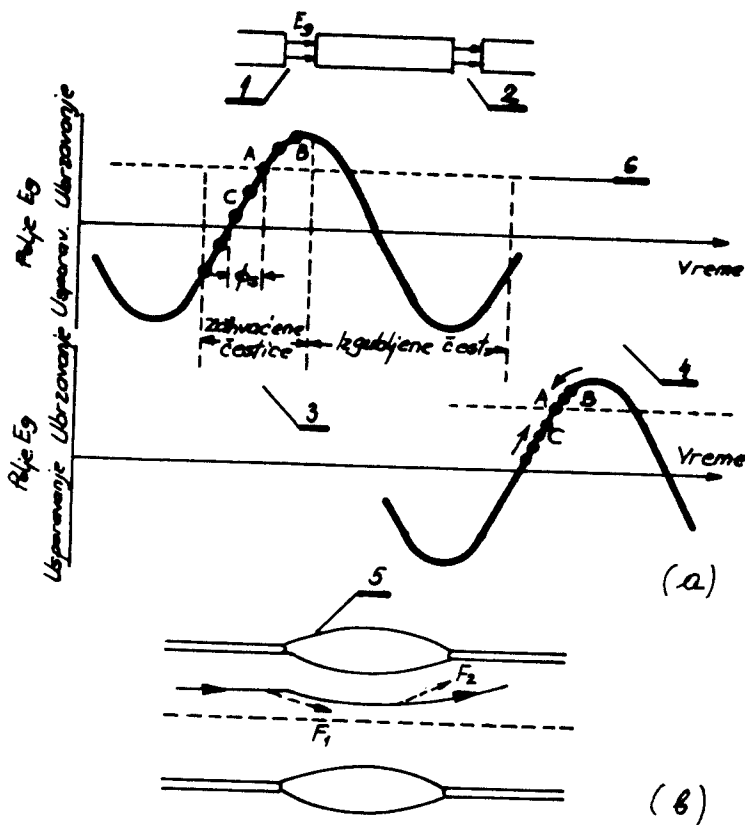
Kod metode ekscitacije koju su koristili Beams i Snoddy, pogurne cevi spojene su na odgovarajuće tačke opterećene transmisionne linije od dvostruke žice. Naponski impuls putuje istom brzinom kao i čestice, tako da su i impulsi i čestice sinhrono stizale u sukcesivne akceleratorne međuprostore. Veličina akceleratorne strukture određena je jednačinom 9.

Važno otkriće je bilo da akcelerator ne treba da se konstruiše za tačno određenu rezonancu između maksimalno ubrzavajućeg polja i čestica, jer se kretanje može podesiti da bude fazno stabilno. Taj pronalazak Mc - Millan i Vekslera 1945. god. uskoro je doveo do konstrukcije elektronsinhronotona, sinhlociklotrona i linearnog akceleratora u Berkeley u SAD. Primena principa fazne stabilnosti ~~fxm~~ na linearni akcelerator (Alvarez, 1948) prikazana na sh.9a, na kojoj su date amplitude električnog polja duž dva sukcesivna međuprostora u funkciji vremena. Struktura pogurnih cevi podešena je tako da čestica koja prolazi kroz međuprostor sa fazom  $\phi_s$  (tačka A) u odnosu na naizmenično polje, zadržava taj fazni ugao nepromenjen, tako da sa tom istom fazom dolazi u sledeći međuprostor. Čestice sa faznim uglovima većim od  $\phi_s$  (tačke B) dobijaju veće ubrzanje u međuprostoru, prolaze kroz pogurne cevi brže, tako da se kreću u sledećem međuprostoru prema tački A u fazi; čestice čiji su fazni uglovi manji od  $\phi_s$  (tačke C) biće manja ubrzavane tako da se kreću prema tački A takodje u fazi. Znači da čestice koje se kreću u tački A imaju stabilnu fazu. Ako se joni sa proizvoljnom fazom u odnosu na ubrzavajuće polje ubace u sistem pogurnih cevi, sve će čestice sa određenim opsegom faze sl.9a biti zahvaćene i oscilovaće oko tačke sa stabilnom fazom.

Takva poželjna karakteristika fazne (ili akcijalne) stabilnosti dovodi, međjutim, do radijalne nestabilnosti, jer je tačka sa stabilnom fazom na izlaznom delu naponskog talasa. Ti odnosi prikazani su na sl.9b; oblik linija sila je takav da na neaksijalnu česticu deluje fokusirajuća sila  $F_1$  na ulazu u međuprostor, a defokusirajuća sila  $F_2$ , na izlazu. Pošto se ukupno polje povećava sa vremenom, u tački sa stabilnom fazom preovladjuje defokusirajuća sila. Kod akceleratora sa pogurnim



cevina uspostavljena je ponovna radijalna stabilnost, bilo ubacivanjem rešetaka na ulazima pogurnih cevi, zbog eliminisanja nepoželjnih krivina u linijama sila, ili kompenzovanjem defokusiranja kvadrupolnim magnetima ubačenih u same cevi.

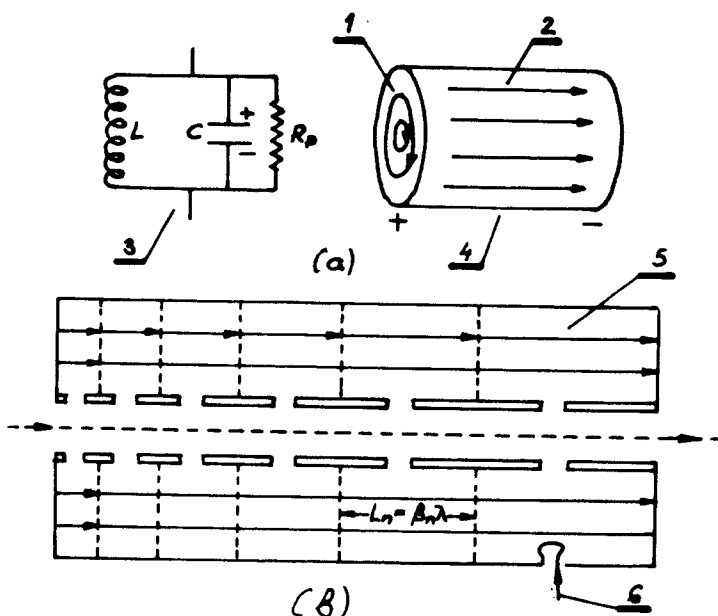


- Sl.9 a) fazna stabilnost u akceleratoru sa pogurnim cevima. tačkice prikazuju fazne uglove u odnosu na polje u medjuprostoru za grupe čestica uniformne brzine koje stižu u medjuprostor 1; u medjuprostoru 2, javlja se povećano grupisanje oko stabilne faze  
 1,2 - medjuprostori; 3-polje u medjuprostoru 1; 4-polje u medjuprostoru 2  
 b) radijalno defokusiranje čestica koje prolaze kroz cilindrični medjuprostor u polju koje raste sa vremenom. 5-linija sila.

Na Sl.10 prikazan je princip rada protonskog akceleratora od 32 MEV-a koji je konstruisao Alvarez i na koji su se ugledali svi kasniji akceleratori teških čestica. U osnovi problem konstrukcije svodi se na prenošenje energije iz elektromagnetnog polja na naelektrisanu česticu. Na relativno niskoj frekvenciji, kao u slučaju akceleratora koji su konstruisali Sloan i Lawrence, čestice prolaze od jedne ploče kondenzatora

koji je deo oscilatornog kola, na drugu. Na višim frekvencijama LC kolo je u osnovi rezonatorska šupljina pobudjena magnetnom spregom. Princip rada je vrlo sličan sa rezonatorskom cevi kod zvuka, sem što se ovde rezonaca, podešava promenom poluprečnika, a ne dužine. Čestice se ubrzavaju električnim poljem u šupljini, tako da je energija koju čestica dobija prolazom kroz šupljinu, koja radi sa ulaznom snagom  $W$ , proporcionalna sa  $V_{max}$  gde je:

$$\frac{V_{max}^2}{2R_p} = W \quad (11)$$



Sl.10 a) Rezonantna kola: 1-linije magnetnog polja; 2-linije električnog polja; 3-rezonantno kolo; 4-rezonantna šupljina  
 b) Alvarezov rezonantni akcelerator: 5-električno polje; 6-R.F.snaga pobudjivanja

Na sl.10b prikazan je princip rada Alvarezovog akceleratora u vidu uređaja sa nizom šupljina koje rezonuju na istoj frekvenciji, i kroz koje prolazi snop. Sukcesivne cevi igraju ulogu pogurnih cevi tako da se zidovi na krajevima šupljina, kroz koje ne protiče struja, mogu ukloniti; pogurne cevi tada formiraju jednu drugu cilindričnu šupljinu. Šupljina je pobudjena na najniži rezonantni tip oscilovanja (stojeći talasi)

u kojoj su linije električne sile u dobroj približnosti paralelne sa osom, tako da se javlja homogeno polje duž cele dužine. Čestice putuju kroz pogurne cevi dok je polje u fazi usporavanja, i prolaze kompletnu sekciju pri svakom ciklusu. Dužina sekcije raste sa brzinom čestice po zakonu datom jednačinom:

$$L_n = v_n \frac{\lambda}{c} = \beta_n \lambda \quad (12)$$

Radijalno fokusiranje postiže se kvadrupolnim magnetima. Napajanje velikom radijofrekventnom snagom, koje je neophodno za pobudjivanje šupljina, nemože biti konstantno, tako da se akcelerator napaja iz impulsnog emisionog postrojenja sa radnim ciklusom (odnosom trajanja korisnog impulsa prema periodi rada) od oko 1%. Istosmerni injektor ubacuje jone energije 500-4000 KEV-a u glavni akcelerator; povećanje intenziteta struje postiže se ugradjivanjem specijalne šupljine koja "Grupiše" ubačeni snop na odredjenom, približno stabilnom, uglu faze glavnog radijofrekventnog polja.

Linearni akceleratori grade se iza protone i za teže jone; princip rada sličan je u oba slučaja. Za odredjenu strukturu i talasnu dužinu jednačina 12 postavlja da je povećanje brzine kod svakog akceleratorskog medjuprostora isto za sve čestice. Znači da se mogu ubrzavati razni teški joni sa nizom vrednosti  $Ze/M$ , u raznim stanjima naelektrisanja, podešavajući radijofrekventni napon tako da polje  $E$  u medjuprostoru postane proporcionalno sa  $M/Z$ .

Glavna preimućstva linearnog akceleratora kao izvora visokoenergetskih nuklearnih čestica su: dobro kolimisanje, visoka homogenost snopa i relativno veliki intenzitet snopa, kao i mogućnost povećanja energije rada mašine. Ozbiljan nedostatak kod eksperimenata koji zahtevaju koincidentni rad je oštro grupisanje snopa u izlazu, što povećava odnos slučajnih prema stvarnim koincidencijama u sistemu brojača. Takodje je teško menjati izlaznu energiju, sem sa apsorbujućim folijama i sa tim karakteristikama lin. akcelerator je znatno gori od elektrostatičkog generatora. Glavno tehničko ograničenje u povećanju energije rada i struja je razvoj (i održavanja) neophodnih oscilatora vrlo velikih snaga.

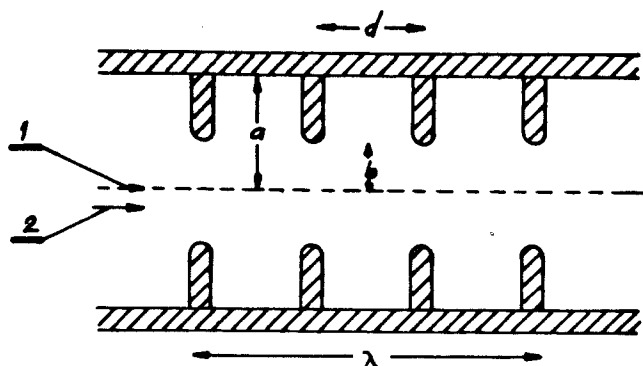
Očekuje se da će se situacija osetno promeniti razvojem supraprovodnih (kriogenih) akceleratora kod kojih je rasipanje snage vrlo malo.

## 2. Akceleratori sa talasovodima

Izgled slike stojećeg talasa u šupljini, kao što je ona kod jonskih akceleratora, može se posmatrati kao superpozicija dva progresivna talasa koji se kreću u suprotnim smerovima. Jedan od tih talasa putuje sa česticama i ubrzava ih. To ukazuje na mogućnost rada ekvivalentnog akceleratora u kojem se grupe čestica kontinualno ubrzavaju progresivnim talasima u metalnoj vodjici. Takav tip akceleratora postaje naročito prostog oblika kada se čestice kreću sa relativističkim brzinama, jer je tada talasna dužina ubrzavajućeg polja konstantna. Zato su akceleratori sa talasovodima vrlo pogodni za elektrone, jer te čestice imaju brzinu 0,98 c već kod energije od 2 MEV-a, što se lako dobija injektovanjem iz elektrostatičkog akceleratora.

Kod poznatih tipova talosovoda fazna brzina je uvek veća od brzine svetlosti; međjutim, ta brzina se može smanjiti opterećujući talasovod nizom dijafragmi, postavljajući tri do pet dijafragmi po jednoj talasnoj dužini (Sl.11). Elektroni se obično ubacuju tako da putuju u grupama u blizini, ali nešto ranije od maksimalnog polja progresivnog talasa kao što je pokazano na sl.9. Energija elektrona kontinualno raste, (tj.povećava im se efektivna masa), zahvaljući talasu, a ne diskretno samo u medjuprostorima kao kod akceleratora sa pogurnim cevima. Ako je brzina elektrona manja od brzine svetlosti, javlja se fazna stabilnost, tako da se sekcija talasovoda sa promenljivim dijafragmama može koristiti za ubrzavanje elektrona duž odredjenog opsega nerelativističkih brzina, pre nego što se isti uvedu u standardne sekcije talasovoda. Radijalno defokusiranje snopa elektrona može se kompenzovati primenom malog aksijalnog magne-

tnog polja iz spoljnjeg solenoida. Kada se brzina čestica približava brzini  $c$ , nestaje defokusirajuća sila, tako da više nisu potrebna fokusirajuća polja. Takođe ne postoji određena aksijalna stabilnost, te je potrebna vrlo precizna mehanička konstrukcija talasovoda da bi se osiguralo da fazna brzina talasa ne odstupa mnogo od brzine  $c$ .



Sl. 11 Kružni talasovod sa prstenastim dijafragmama. Dimenzije  $a$  i  $b$  mogu se tako izabrati da fazna brzina progresivnog talasa dobija vrednost brzine svetlosti (ili nižu).  
1-elektroni; 2-progresivni talas

Na Stanfordskom univerzitetu konstituisan je 1966.god. akcelerator sa progresivnim talasom odličnih karakteristika od 21 GEV-a. U tome Slac akceleratoru dugom 3 km. snaga se uvodi kroz talasovod sa prstenastom strukturom vrlo precizne mehaničke izrade, iz 245 klustronskih pojačavača koji su sinhrono pobudjivani iz glavnog oscilatora. Elektroni su injektovani u kratku sekciju promenljivog preseka, u kojoj fazna brzina i longitudinalno ubrzavajuće polje rastu; elektronski snop se grupiše na određenoj fazi u blizini maksimalne vrednosti polja progresivnog talasa. Oscilacije faze prigušuju se efektom brzog porasta vrednosti mase, tako da se grupa elektrona kreće kroz glavnu dužinu talasovoda karakterističnog preseka brzinom svetlosti.

Elektronski lin. akceleratori mogu se takođe upotrebiti za proizvodjenje i ubrzavanje pozitrona. Pozitroni i elektroni, koji se ubrzavaju simultano uz razliku u fazi  $180^\circ$ , mogu se upotrebiti za punjenje prstenova za čuvanje snopova za proučavanje ( $e^+ e^-$ ) sudara.

Elektronski linearni akcelerator je mašina sa malim radnim ciklusom; zahteva skupu instalaciju radiofrekventne snage, mada će supraprovodna tehnika znatno poboljšati efikasnost rada. Povećanje energije nije ograničeno radijacionim gubicima, kao što je slučaj kod orbitalnih elektronskih akceleratora, koji imaju znatno bolji radni ciklus.

### ORBITALNI AKCELERATORI

Kada se čestica mase  $M$  i naelektrisanja  $e$  kreće u ravni normalnoj na linije sila uniformnog magnetnog polja  $B$ , pluprečnik putanje  $r$  vezan je s brzinom čestice  $v$  preko relacije:

$$Bev = Mv^2/r \quad (13)$$

Ugaona brzina čestice iznosi:

$$\omega = v/r = eB/M \text{ rad s}^{-1} \quad (14)$$

a njen moment po jednačini 13:

$$p = Mv = Bez \quad (15)$$

Te jednačine važe i za relativističke brzine, pod uslovom da masa  $M$  nije masa mirovanja  $M_0$  već:

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (16)$$

Totalna energija čestice koja se kreće po orbiti poluprečnika  $r$  iznosi, po izrazima koje daje specijalna teorija relativnosti:

$$\begin{aligned} E &= Mc^2 \\ &= \sqrt{p^2 c^2 + M_0^2 c^4} \\ &= \sqrt{(Bez)^2 c^2 + M_0^2 c^4} \quad (17) \end{aligned}$$

Kinetička energija  $T$  iznosi:

$$T + M_0 c^2 = E$$



ili 
$$T(T + 2M_0c^2) = p^2c^2 = (Bev)^2c^2 \quad (18)$$

Jednačina 17 daje totalnu energiju čestice koja se kreće po poluprečniku  $r$  orbitalnog akceleratora u kojem je gustina magnetnog fluksa  $B$ . Kada je brzina čestice uniformna, orbita je krug. Sada će biti izloženi načini sa kojima čestica postiže konačnu energiju kod raznih tipova akceleratora.

### 1. Standardni ciklotron (odredjeno polje, odredjena frekvencija)

Rad ciklotrona polazi od principa magnetne rezonance, koji je osnovni princip kod većine današnjih orbitalnih akceleratora. Princip rada prikazan je na sl.12a za česticu mase  $m$  i naelektrisanja  $e$ , u gustini magnetnog fluksa  $B_0$ . U nerelativističkoj približnosti ( $M = M_0 = \text{const}$ ) iz 14 proizilazi da je uglova brzina nezavisna od poluprečnika putanje. "Ciklotronska frekvencija" ili broj obrtaja u sekundi iznosi:

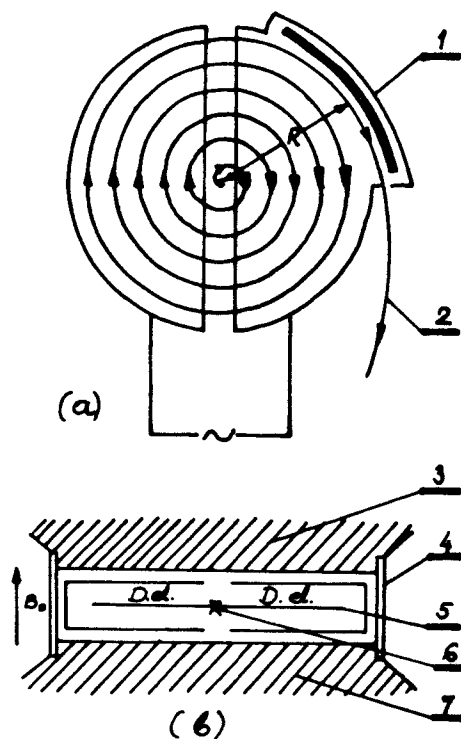
$$f_0 = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{eB_0}{2\pi M_0} \quad (19)$$

Iz jednačine 19 proizilazi da ako se čestica ubrzava u toku kretanja u polju  $B_0$  sve dok naelektrisanje i masa ostaju konstantni, ciklotronska frekvencija takodje ostaje konstantna. Ta činjenica omogućava rad ciklotrona sa konstantnom frekvencijom.

Kod praktične primene tog principa, dve elektrode u obliku slova D (D-elektroda) smeštene su u vakuumsku komoru (Sl.12b) uz vrlo uzan međuprostor između njihovih suprotnih ivica. Elektrode se pobudjuju iz oscilatornog kola na ciklotronskoj frekvenciji  $f_0$ , tako da se u međuprostoru između elektroda javlja naizmenično električno polje sa tom frekvencijom. Magnetno polje  $B_0$  stavlja se normalno na ravan tih D-elektroda, dok je u centralnom delu međuprostora smešten izvor jona (obično varnični izvor sa zagrejanom katodom). Pozitivni jon, male brzine, koji

izlazi iz izvora, ubrzavan je prema negativnoj elektrodi i ulazi u deo bez polja unutar elektrode, u kojem upisuje kružni luk. Putanja vodi jon nazad u D-medjuprostor, gde dobija novo ubrzanje usled sinhronizma izmedju primenjenog napona i orbitalne frekvencije  $f_0$ . U idealnom slučaju taj sinhronizam se održava, tako da čestica opisuje putanju koja se sastoji iz polukrugova čiji poluprečnici rastu sve dok ne dostignu maksimalni poluprečnik  $R$ , koji dozvoljavaju dimenzije elektroda. Kinetička energija tada iznosi:

$$T = \frac{p^2}{2M_0} = \frac{e^2 B_0^2 R^2}{2M_0} \quad (20)$$



Sl.12 a)putanja jona u ciklotronu sa odredjenom frekvencijom od centralnog jonskog izvora do izvučenog snopa: 1-ekstrakciona elektroda; 2-izvučeni snop. b) vertikalni presek na kojem se vide D-elektrode i zidovi vakuumske komore u kojoj su smeštene elektrode: 3-magnetni pol S; 4-zid vakuumske komore; 5-srednja ravan; 6-izvor jona; 7-magnetni pol N.

Za normalan rad ciklotrona to prosto znači da brzina čestice na krajnjem poluprečniku odgovara obimu krajnje orbite podeljene sa periodom radiofrekventnog napona tj:

$$v = \frac{2\pi R}{1/f_0} \quad (21)$$

ili 
$$f_0 = \frac{v}{2\pi R} \quad (22)$$

U stvari uslovi rezonancije 19 su, zbog povećanja mase jona u toku ubrzanja, tačno ispunjenim samo na odredjenom poluprečniku. Za radijalno uniformno polje gustina fluksa  $B=B_0$  rezonantna frekvencija, u slučaju kada je brzina čestice  $v$ , iznosi:

$$f = \frac{eB_0}{2\pi M} = f_0 \sqrt{1 - v^2/c^2} = f_0 \frac{M_0 c^2}{E} \quad (23)$$

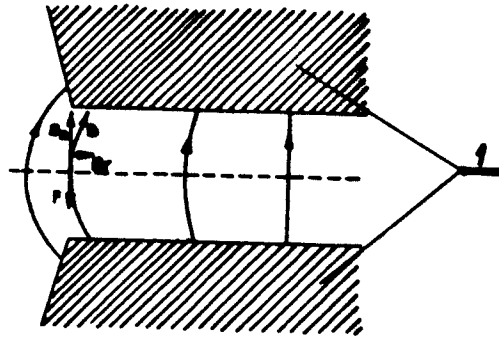
Iz toga proizilazi da bi frekvencija  $f$  trebalo da se smanjuje sa povećanjem energije čestice, tj. sa povećanjem poluprečnika. Za odredjenu frekvenciju  $f = f_0$  uslovi rezonancije mogu se sačuvati povećavajući  $B$  sa poluprečnikom, polazeći od nisko energetske vrednosti  $B_0$ . Po 14:

$$B = \frac{2\pi}{e} f_0 = \frac{B_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = B_0 \frac{E}{M_0 c^2} \quad (24)$$

gde je  $B_0$  dato sa 19. Za protone energije 10 MEV-a ( $M_0 c^2 = 938$  MEV-a) potrebno povećanje  $B$  iznosi oko 1%.

Krajnji cilj prilikom akceleracije naelektrisanih čestica je da se izvan uređaja dobije energijski dobro definisan snop čestica visoke energije. Energija snopa uslovljena je brojem prolaza jona kroz procep.

Za intenzitet snopa po jedinici površine i njegovu energijsku definisanost odgovorne su fokalizacione osobine magnetnog polja ciklotrona. Kako se snop na perifernim orbitama ne bi rasuo, magnetno polje na krajevima ciklotrona je oslabljeno, tj. pored aksijalne komponente polja  $B_z$  javlja se i radijalna komponenta  $B_r$  Sl.13. Radijalna komponenta deluje fokusirajuće na jonski snop u ciklotronu i sažima ga. Ovakav je efekat poželjan.



Sl.13 Linije sila magnetnog polja u ciklotronu. Fokalizaciona sila  $F$ , koja na česticu deluje ispod i iznad medijalne ravni potiče od radijalne komponente polja Br. 1-segmenti pola.

Kako, međutim, vrednost polja opada sa radijusom, pri konstantnoj frekvenciji sinhronizacija ciklotrona se narušava. Sa povećanjem radijusa raste brzina jona, a time i masa, tj. javljaju se relativistički efekti koji takodje narušavaju sinhronizaciju ciklotrona. U prvoj generaciji ciklotrona ova je dilema rešavana odabiranjem pogodnog oblika magnetnog polja (polje sektorskog tipa) i povećanjem izlaznog napona  $V$ . F. generatora na one vrednosti koje obezbeđuju da totalan broj obrtaja (kruženja) ne bude veći od 100. Na taj su način greške u sinhronizaciji svedene na minimum i jon ostaje u fazi sve dok ne postigne maksimalnu energiju. U prvoj generaciji se, zbog ovih teškoća, nije mogao dobiti snop pozitivnih jona energije veće od 30 MEV-a.

Čestice u ciklotronu izvode vertikalne i horizontalne oscilacije oko srednjih orbita sa frekvencijama koje su date sa:

$$\begin{aligned} f_v &= f \sqrt{n} \\ f_r &= f \sqrt{1-n} \end{aligned} \quad (25)$$

gde je  $f$  orbitalne frekvencija, a  $n$  je indeks polja koji je dat sa:

$$n = - \frac{r}{B_z} \left( \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \quad (26)$$

tj. pozitivna vrednost  $n$  označava radijalno opadajuće polje, dok negativno  $n$ , suprotni tip promene. Kod ciklotrona sa

odredjenom frekvencijom,  $n$  je pozitivno i malo tako da je period vertikalne oscilacije znatno duži od perioda obrtanja, dok je radijalni period približno jednak sa vremenom obrtanja. Amplituda vertikalnih oscilacija opada sa pomeranjem snopa u oblasti većeg  $n$ , dok radijalna amplituda raste; to pomaže ekstrakciji snopa.

Snop koji kruži u ciklotronu može se izvući na krajnjem poluprečniku primenom negativnog napona na odgovarajuću izolovanu elektrodu za skretanje (Sl.12). Ekstrakcija se dešava u oblasti naglog pada magnetnog polja, tako da je snop dobro fokusiran u vertikalnoj ravni ali divergira u horizontalnoj.

Na taj način postižu se efikasnosti ekstrakcija od oko 50%, posle čega se snop može poboljšati analizom magnetima i koncentrisati na udaljene mete kvadrupolnim magnetnim sočivima.

Da kažemo još nešto o principu fazne stabilnosti kod rada ciklotrona. Naime, princip rada zasniva se na tome da je vreme revolucije čestice u polju nezavisno od brzine. To važi samo u nerelativističkoj aproksimaciji.

Kao što smo napomenuli sinhronizaciju rada ciklotrona narušava i relativističko povećanje mase čestica. Relativistička masa data je izrazom:

$$M = \gamma M_0 ; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} ; \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (27)$$

gde je  $M_0$  masa mirovanja čestice, a  $v$  njena brzina.

Relativistički ukupnaenergija čestice data je relacijom:

$$E = Mc^2 = \gamma M_0 c^2 = \gamma E_0 \quad (28)$$

odnosno  $E = E_0 + T \quad (29)$

gde je  $E_0$  energija mirovanja čestice  $T$  njena kinetička energija. Iz gornjih relacija sledi da je:

$$\gamma E_0 = E_0 + T \quad (30)$$

odnosno  $\gamma = \frac{E_0 + T}{E_0} \quad (31)$

Radi ilustracije relativističkog povećanja mase uzećemo kao primer proton i elektron energije od  $T = 20$  MEV-a .

Za proton tada dobijamo:

$$\gamma = \frac{E_0 + T}{E_0} = \frac{938 + 20}{938} = 1,0214$$

$$M = \gamma M_0 = 1,0214 M_0$$

Znači da relativističko povećanje mase iznosi 1,0214  $M_0$ .

Za elektrone imamo:

$$\gamma = \frac{0,511 + 20}{0,511} = 40,1$$

$$M = \gamma M_0 = 40,1 M_0$$

prema tome relativističko povećanje mase elektrona iznosi 40,1  $M_0$ .

Njutnova mehanika može da se koristi ako ima vrednost od 1 do 1,01.

Videli smo da je fundamentalna jednačina ciklotronske rezonancije za nerelativističke mase data relacijom 19. Medjutim, ona još uvek važi ako je  $M$  relativistička masa i data je kao:

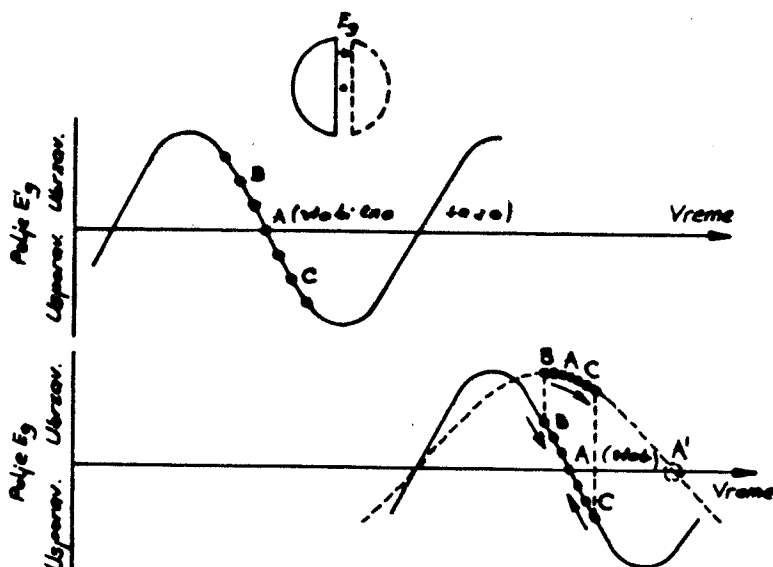
$$\omega = \frac{eB_0}{2\pi\gamma M_0} = \left( \frac{eB_0}{2\pi M_0} \right) \left( \frac{E_0}{E_0 + T} \right) \text{sec}^{-1} \quad (32)$$

Iz (32) vidimo da se frekvencija oscilovanja čestice u uniformnom polju smanjuje kad se gama povećava. Ona će iznositi 0,98 puta nerelativističke frekvencije za primer naših protona od 20 MEV-a.

## 2. Sinhrociklotron (odredjeno polje, promenljiva frekvencija)

Granica u energiji koja se može postići ciklotronom sa odredjenom frekvencijom, a koja je uslovljena relativističkim povećanjem mase, uklonjena je kod sinhrociklotrona uvođenjem frekventne modulacije. U praksi to je moguće samo zbog postojanja fazno stabilnih putanja. Posmatrajmo grupu jona koja prolazi kroz međuprostor između D-elektroda u ciklotronu (Sl.14), sa tačno rezonantnom brzinom, ali sa opsegom faznih uglova u odnosu

na radiofrekventni napon.



Sl.14 Fazna stabilnost kod sinhrociklotrona. Tačke prikazuju fazne uglove grupe čestica uniformne (rezonantne brzine u odnosu na polje u medjuprostoru za odredjeni trenutak prolaza kroz taj medjuprostor. Kod drugog prolaza javlja se dopunsko grupisanje prema fazi nultog polja, ako je radiofrekvencija konstantna. Ako radio  $f$  opada (isprekidana krila), grupa se nalazi u ubrzavajućem polju.

Rezonantni joni (A), koji prolaze kroz medjuprostor u trenutku nultog polja, kruže neograničeno dugo sa tom fazom (ako se magnetno polje i radiofrekvencija održavaju konstantnim); ako je indeks polja  $n$  manji od 1, radijalne i vertikalne oscilacije su stabilne tako da je putanja u ravnoteži. Joni, označeni sa B koji prolaze medjuprostor ranije od jona A biće ubrzani tako da po jednačini 23 njihova frekvencija opada i, kod sledećeg prolaza kroz medjuprostor, oni kasne i kreću se prema A u fazi. Na sličan način, joni koji prolaze kroz medjuprostor kasnije od jona A, usporavaju se i pojed.23 i zahtevaju povećanu frekvenciju obrtanja, tako da se i oni kreću prema stabilnoj fazi (A).

Kada je konstantovano da postoje fazno stabilne putanje u ravnoteži, postalo je jasno da se energija čestice može beskonačno povećati smanjivanjem frekvencije D-napona. Isprekidana krila u donjem delu sl.13 pokazuje taj efekat; na grupu deluje sada ubrzavajuće polje i ona se pomera prema novom položaju

stabilne faze A', u kojem ima veću energiju što odgovara smanjenoj frekvenciji kruženja. U praksi ciklus promene frekvencije podešava se tako, da se čestice zadrže u sinhronoj ubrzavajućoj fazi i da se (pored faznih oscilacija) javlja konstantno povećanje energije. Takav pristup bi u principu bio moguć i bez fazne stabilnosti, ali bi sinhronizaciju bilo veoma teško postići.

### 3. Izohroni ciklotron (odredjeno polje, odredjena frekvencija)

Loše osobine sinhrociklotrona su mali intenzitet snopa u poredjenju sa mašinom sa odredjenom frekvencijom, kao i složenost radiofrekventnog sistema. Da bi visokoenergetski ciklotron radio na odredjenoj frekvenciji, tj. kao izohrona mašina, potrebno je po jed.24 da srednje magnetno polje raste sa poluprečnikom što uz jednačinu 14 daje:

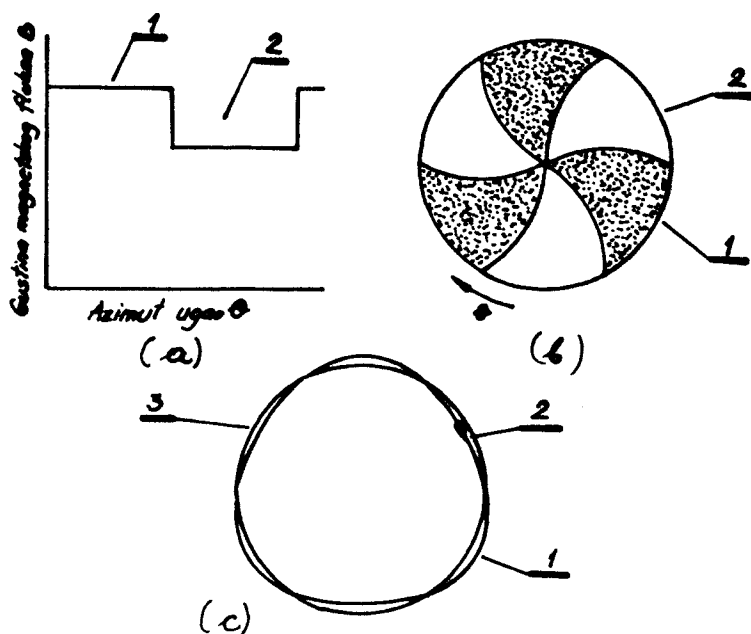
$$B = \frac{B_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \approx B_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) = B_0 \left(1 + \frac{r^2 \omega^2}{2c^2}\right) \quad (33)$$

Da bi se postiglo fokusiranje u ovim uslovima rada koristi se azimutalno promenljivo magnetno polje (A.V.F.), kao što je predložio L.H.Thomas. Kod takvog polja, poznatog i kao sektorsko fokusiranje, postoje naizmenične oblasti jakog i slabog polja. Na sl.15 prikazan je prost primer takvog polja. Zatvorena putanja u takvom polju nije kružnog oblika, kao što je prikazano na sl.15c i kada čestica u takvoj putanji prolazi kroz granicu sektora (bilo jako - slabo ili slabo - jako), javljaju se radijalne komponente brzine.

Promena polja u graničnim delovima izaziva azimutalne komponente, pri čemu nova  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  sila deluje aksijalno fokusirajuće kod oba tipa prelaznih oblasti. Ta nova fokusirajuća sila može se dovoljno pojačati, tako da kompenzuje defokusiranje izazvano radijalnim pojačanjem polja, koje je potrebno zbog održavanja sinhronizma. Sektorsko fokusiranje može se poboljšati koristeći spiralnu granicu sektora umesto radijalne granice. Nekoliko takvih ciklotrona, energije rada 100 MEV-a protona, nalaze



se u radu u raznim laboratorijama.



Sl.15 Izohroni ciklotron:

a) idealizovana promena polja sa azimutom na odredjenom poluprečniku. 1-jako; 2-slabo.

b) šema sektora magnetnog polja sa spiralnim vencem; može se takodje koristiti prosti radijalni venac. 1-jako; 2-slabo.

c) zatvorena orbita kod azimuntalne promene polja: 1-jako 2-slabo; 3-kružna orbita.

#### 4. Elektron sinhrotron (promenljivo polje, odredjena frekvencija)

Osnovna jednačina ciklotrona 19 važi i za elektronski akcelerator, što uz jednačinu 17 daje:

$$f = \frac{ec^2 B}{2\pi E} = \frac{ec^2 B}{2\pi \sqrt{m_e^2 c^4 + (BeRc)^2}} \quad (34)$$

gde je R poluprečnik putanje, a B gustina magnetnog fluksa.

U relativističkoj oblasti brzina (iznad energije od 1 MEV-a)

$BeRc \gg mc^2$ , tako da je:

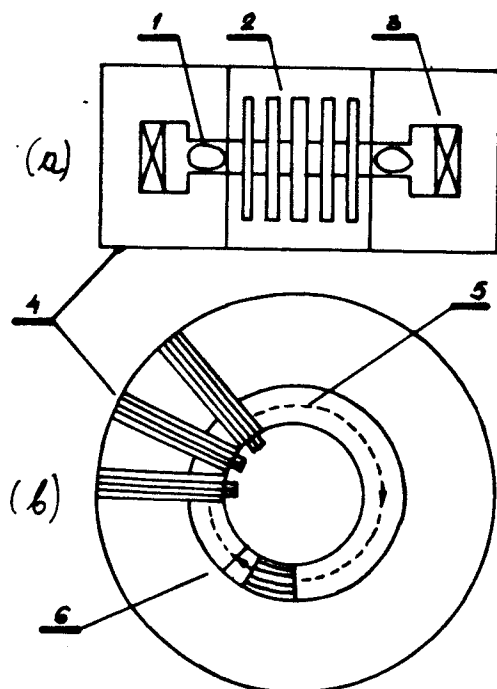
$$f \rightarrow \frac{c}{2\pi R} \quad (35)$$

što znači da se elektroni kreću po odredjenoj putanji sa konstantom frekvencijom. Ako se energija elektrona E poveća, radio-

frekventinim električnim poljem, orbita će se povećati. Međutim, ako se istovremeno pojača i magnetno polje proporcionalno sa  $E$ , poluprečnik orbite ostaje nepromenjen. Rad elektron sinhrotrona polazi od tog principa.

Na sl.16 a,b prikazan je izgled takve mešine. Magnetno polje je prstenasto i kod malih sinhrotrona to dovodi do konstrukcije oblika prikazanog na slici. Mašina radi sa naizmeničnim poljem na frekvenciji reda 100 Hz, što uslovljava izradu magneta od laminiranog gvoždja. Vakuumska komora je torus od stakla ili keramike smešten u procepu magneta.

Elektroni su injektovani u sinhrotron iz elektronske puške koja je smeštena neposredno uz unutrašnji zid komore, a pod dejstvom napona od 50 - 100 KV. Neobično veliki deo tih elektrona zahvaćen je u orbite u kojima se javlja ubrzavanje; početno ubrzavanje dovodi do energije od 2 MEV-a kao kod betatrona. Postignuta brzina elektrona je reda 0,98  $c$ , tako da su zadovoljeni neophodni uslovi za sinhrotronski rad.



Sl.16 a), b) Izgled elektronskog sinhrotrona: 1-"torus"; 2-poprečne šipke; 3-pobudni kalemovi; 4-gvoždje magneta; 5-orbita čestice; 6-medjuprostor.

Radiofrekventni napon stavljen je na rezonator koji je ili deo, ili je montiran u vakuumski sistem, tako da energija čestice raste pri svakom obrtu, upravo toliko da one ostanu u blizini ravnotežne putanje u rastućem magnetnom polju. Pri tom dolazi do stabilnih oscilacija oko sinhrotronske faze A, kao što je navedeno u slučaju sinhrociklotrona (sl.14); Ako elektron prolazi kroz rezonator suviše rano (B), on dobija dodatnu energiju, tako da se pomera na putanju nešto većeg poluprečnika; pošto se već kreće brzinom  $c$ , njegova brzina se ne menja; međjutim, elektronu je potrebno duže vreme da opiše orbitu, i kod sledećeg prolaza kroz rezonator on se pomera ka stabilnoj fazi. Slični argumenti važe i za elektrone koji prolaze kroz rezonator suviše kasno (C). U toku povećanja magnetnog polja dolazi do prigušenja faznih i slobodnih oscilacija, tako da je konačni presek snopa vrlo mali. Konačno, energija je data:

$$T \approx E = e B_{max} R c \quad (36)$$

gde je  $B_{max}$  maksimalna gustina fluksa.

Glavna primena elektron sinhrotrona je kod eksperimenta fotodezintegracije. Za ovu namenu nije potrebno izvući elektronski snop izvan komore, te se omogućava da se poluprečnik snopa maksimalno poveća za vreme maksimalne vrednosti polja u magnetnom ciklusu i da udari u tešku metu, na kojoj nastaje zakonačno zračenje. U visokoenergetskim mašinama sami elektroni su od interesa za eksperimente rasejanja na nukleonima.

Glavno ograničenje elektron sinhrotrona je ono, koje je zajedničko i osnovno kod svih orbitalnih elektronskih akceleratora. Elektroni koji se kreću po kružnim putanjama poluprečnika  $R$  trpe radijalno ubrzanje te moraju da zrače energiju. Totalni gubitak po jednom obrtu raste kao  $(E/mc^2)^4$  za određeni poluprečnik gde je  $E$  energija elektrona; On može da poraste na nekoliko stotina eV po jednom obrtu, kod velikih sinhrotrona.

U tabeli dva dat je pregled najvećih elektron sinhrotrona u svetu.

Tabela 2.

Najveći elektronski sinhrotroni sveta			
Mesto lokacije	ime	energija (GEV)	pušten u rad
Daresbury, Engleska	NINA	5	1966
Erevan, SSSR	ARUS	6	1967
Hambourg, Nemačka	DESY	7	1964
Cambridge, SAD	CEA	7	1962
Cornell, SAD	-	10	1966

### 5. Proton sinhrotron (promenljivo polje, promenljiva frekvencija)

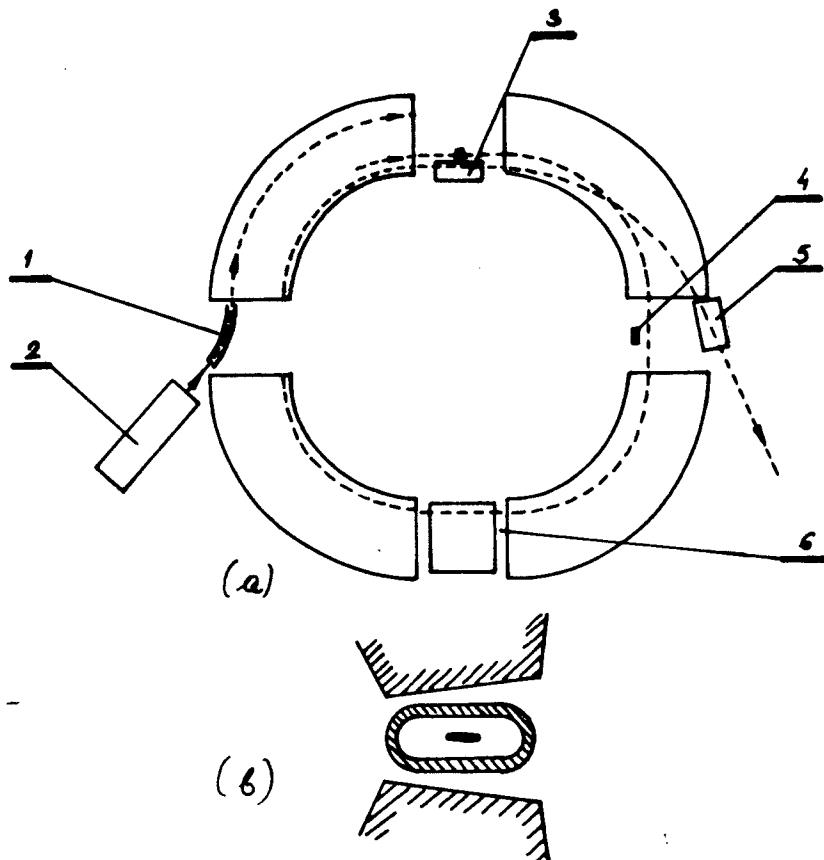
Kod elektron sinhrotrona javlja se ubrzanje usled rezonance izmedju orbitalne frekvencije naelektrisane čestice u rastućem magnetnom polju i radiofrekvencije ubrzavajućeg napona, u orbitama odredjenog poluprečnika. Taj princip može se takodje primeniti na protone, pri čemu je sastvim dovoljan samo jedan prstenasti magnet, što dovodi do toga da je zantno ekonomičnija mašina od sinhrociklotrona iste konačne energije. Sve dok protoni ne dostignu relativističke brzine, orbitalna frekvencija je kod proton sinhrotrona zavisna od energije tako da treba menjati frekvenciju ubrzavanja.

Na sl.17a prikazani su glavni delovi ovog akceleratora. Prstenasti magnet je ili kontinualni prste ili, što je pogodnije, niz kvadranata sa ubačenim ravni sekcijam. Poprečni presek magnetnog procepa prikazan je na sl. 17b. Magnet je napravljen od tankog laminiranog gvoždja da bi se smanjili induktivni gubici. Vakuumska prstenasta komora, napravljena od nerdjajućeg čelika, porculana ili plastike, smeštena je u magnetnom procepu.

Magnet se napaja iz generatora istosmerne struje, napona  $V$ . Kada se magnetno polje uključi, početni porast struje i gustine fluksa  $B$  u magnetnom procepu dat je jednačinom:

$$V = L \frac{di}{dt} \quad (37)$$

gde je  $L$  induktivnost magneta. Struja prvo raste do pune vrednosti za oko 1 sec, a zatim opada, pri čemu se induktivna energija vraća iz magneta u generator, tako da potrošnja energije ide samo na omske gubitke. Ceo ciklus ponavlja se svakih 2 - 5 sec.



Sl. 17 a) Glavni delovi proton sinhrotrona: 1-sistem za skretanje; 2-injektor; 3-ekstrakciona meta i magnet M1 4-mete; 5-ekstrakcioni magnet M2; 6-R.F. ubrzavajući medjuprostor.  
b) Poprečni presek magnetnog procepa kod sinhrotrona.

Da bi čestice ostale u fazi ubrzavanja, mora da bude zadovoljena jednačina sinhrotrona koja je data kao:

$$f = \frac{ec^2 B}{2\pi E} = \frac{ec^2 B}{2\pi \sqrt{M_0^2 c^4 + (BeRc)^2}} \quad (38)$$

U ovom slučaju  $BeRc \ll M_0 c^2$ , a frekvencija raste sa  $E$  (tj. sa  $B$ ) što je suprotno nego kod sinhrociklotrona. Konačna energija data je jednačinom 17.

Ubrzavanje je u principu fazno stabilno, mada stabilnost zavisi od tačnosti promene frekvencije. Grupa čestica kreće se u blizini ravnotežne putanje; granice fazne stabilnosti određuje azimutalno rasipanje snopa, tako da se čestice kreću u toku kruženja sa jednog kraja grupe na drugi, u saglasnosti sa faznim oscilovanjem. Opseg faze smanjuje se, od oko  $180^\circ$  na oko  $90^\circ$ , u toku ubrzavanja, pri čemu dolazi do prigušivanja i superponiranja slobodnih oscilacija, te se poprečni presek snopa smanjuje.

Kod ekstrakcione metode snopa, koju je razvio Piccioni, snop jona koji se savija prema unutra na kraju perioda ubrzavanja u rastućem polju, udara o tanku metu što izaziva opadanje poluprečnika orbite i amplitude betatronske oscilacije. Kad se, posle nekoliko obrtaja snopa, završi taj proces, snop nailazi na deblji deo mete (Sl.17a) koja dovodi do gubitka energije od nekoliko MEV-a pri jednom prolazu. Čestice tada izvode radijalne oscilacije velike amplitude, i posle jedne polovine betatronske talasne dužine, one su toliko skrenule da mogu da udju u magnet M1 čije je polje suprotnog smera od glavnog polja. Magnet se može smestiti daleko izvan glavne putanje snopa za vreme akceleracije. Magnet skreće snop dijagonalno kroz sledeći magnetni sektor, te iz sledeće sekcije bez polja snop može da udje u drugi magnet M2. Na taj način postiže se izdvajanje snopa čiji je intenzitet oko 50% intenziteta snopa koji kruži.

U tabeli 3 dat je pregled najvećih proton sinhrotrona u svetu.

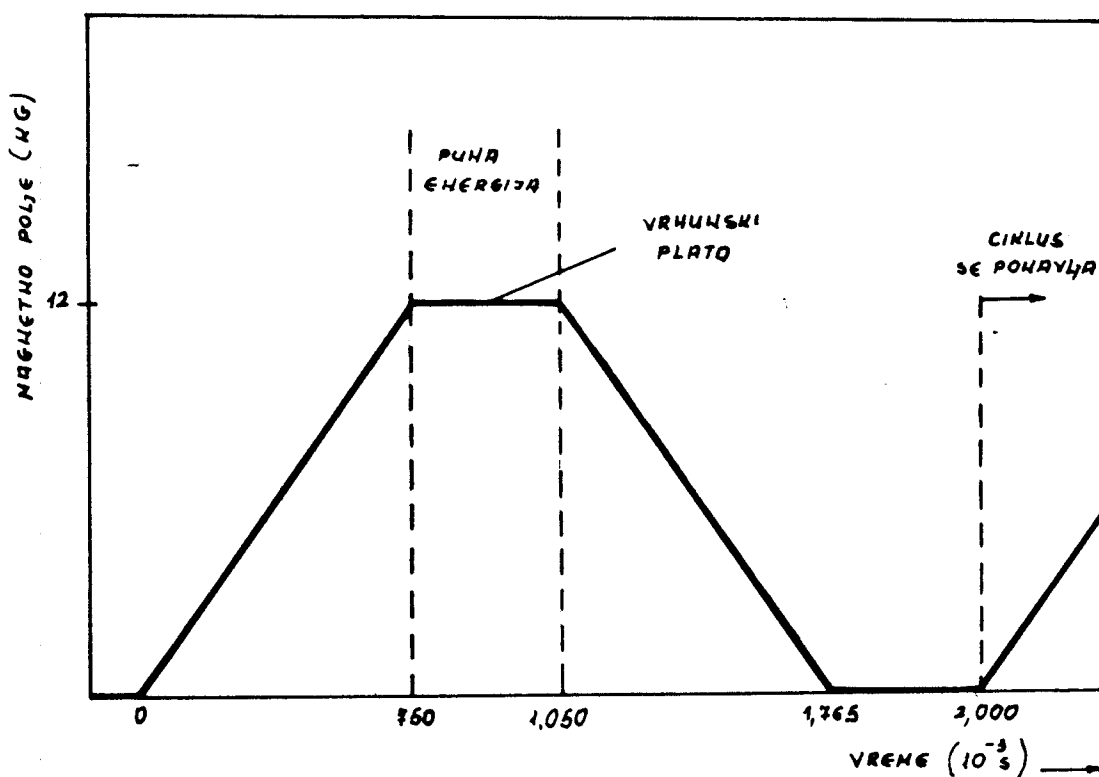
Tabela 3.

Najveći protonski sinhrotroni sveta			
Mesto lokacije	Ime	Energija (GEV)	Pušten u rad
Saclay, Francuska	SATURN	3	1958
Berkley, SAD	BEYATRON	6	1955
Chilton, Engleska	NIMROD	7	1963
Moskva, SSSR	IPEP	7	1963
Tsukuba, Japan	KEK	10	1975
Dubna, SSSR	SINHROFAZOTRON	10	1957

1	2	3	4
Argonne, SAD	ZGS	12,5	1963
Cern, Švajcarska	PS	28	1959
Brookhvan, SAD	AGS	33	1960
Serpuhov, SSSR	-	76	1967
Batava, SAD	-	500	1972
Cern, Švajcarska	SPS	400	1975

Uopšteno o radu sinhrotrona

Sinhrotroni rade sa odredjenim ciklusom tako da imamo pulsirani snop. Dužina ciklusa zavisi od brzine primene magnetnog polja. Na donjoj slici dat je primer CERN-ove mašine od 28 GEV-a.

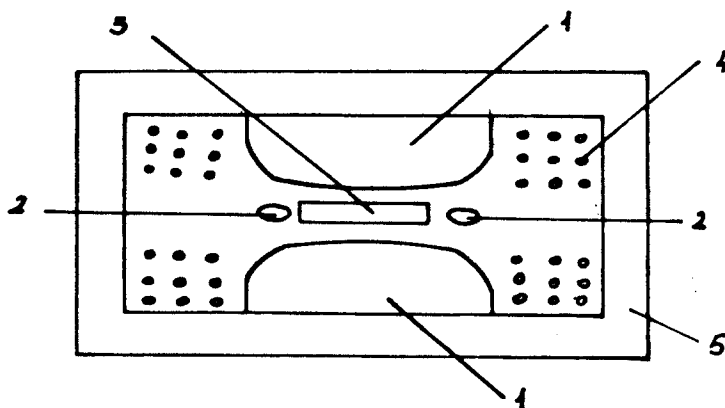


Sl.18 Radni ciklus CERN-ovog sinhrotrona od 28 GEV-a.

Kada je dostignuta maksimalna energija onda se magnetno polje B drži konstantno u trajanju od nekoliko mikro sekundi do 500 mili sekundi, u zavisnosti od eksperimenta koji se vrši. U CERN-ovoj mašini čestice su grupisane u  $2^0$  grupa od kojih je svaka dugačka 30 cm. a međusobno rastojanje izmedju grupa iznosi 3 m. Za vreme trajanja ubrzavajućeg ciklusa čestice u vakuumskoj cevi, grupno međusobno razdvojene mogu se na različitim delovima prstena izdvojiti za različite eksperimente.

### Betatron (indukcioni akcelerator)

Početakom 40-tih godina izgradjen je indukcioni ciklični akcelerator (betatron) u kojem se ubrzani elektroni zadržavaju na prstenastoj orbiti magnetnim poljem, a ubrzavanje se proizvodi vrtložnim električnim poljem (poljem električne indukcije), koje je proizvedeno centralnim promenljivim magnetnim mlazom Sl.19



Sl.19 Šematski prikaz betatrona: 1-polški nastavci; 2-presek vakuumske komore; 3-centralno jezgro; 4-navoj elektromagneta; 5-deo magnetnog kalema koji spaja jezgra transformatora.

Betatron je jedini orbitalni akcelerator koji ne radi na principu magnetne rezonance. On je akcelerator impulsnog rada. Omogućava da se dobiju snopovi elektrona sa energijom do 100 MEV-a. Pri velikom energijama uspešan rad betatrona sprečava elektromagnetno zračenje elektrona koji se kreću po kružnim orbitama. Pri tim energijama pogodniji su drugi tipovi akceleratora.



Naročito su rasprostranjeni betatroni sa srednjom energijom od 20 - 50 MEV-a, koji se koriste za različite praktične ciljeve.

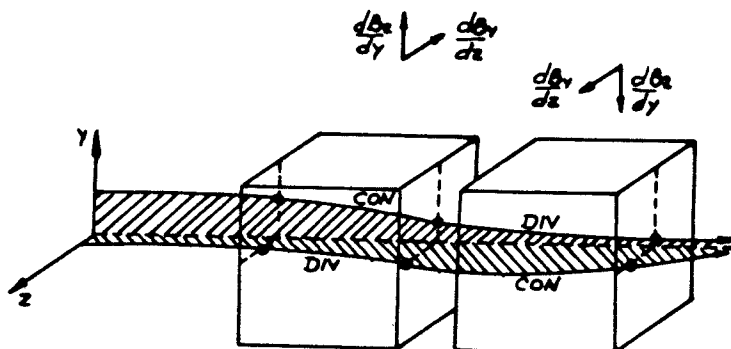
Fokusirajući uslovi koji omogućavaju izgradnju velikih akceleratora sa malim presecima akceleratorске cevi

Akceleratori sa naizmeničnim gradijentom polja (jako fokusirajući)

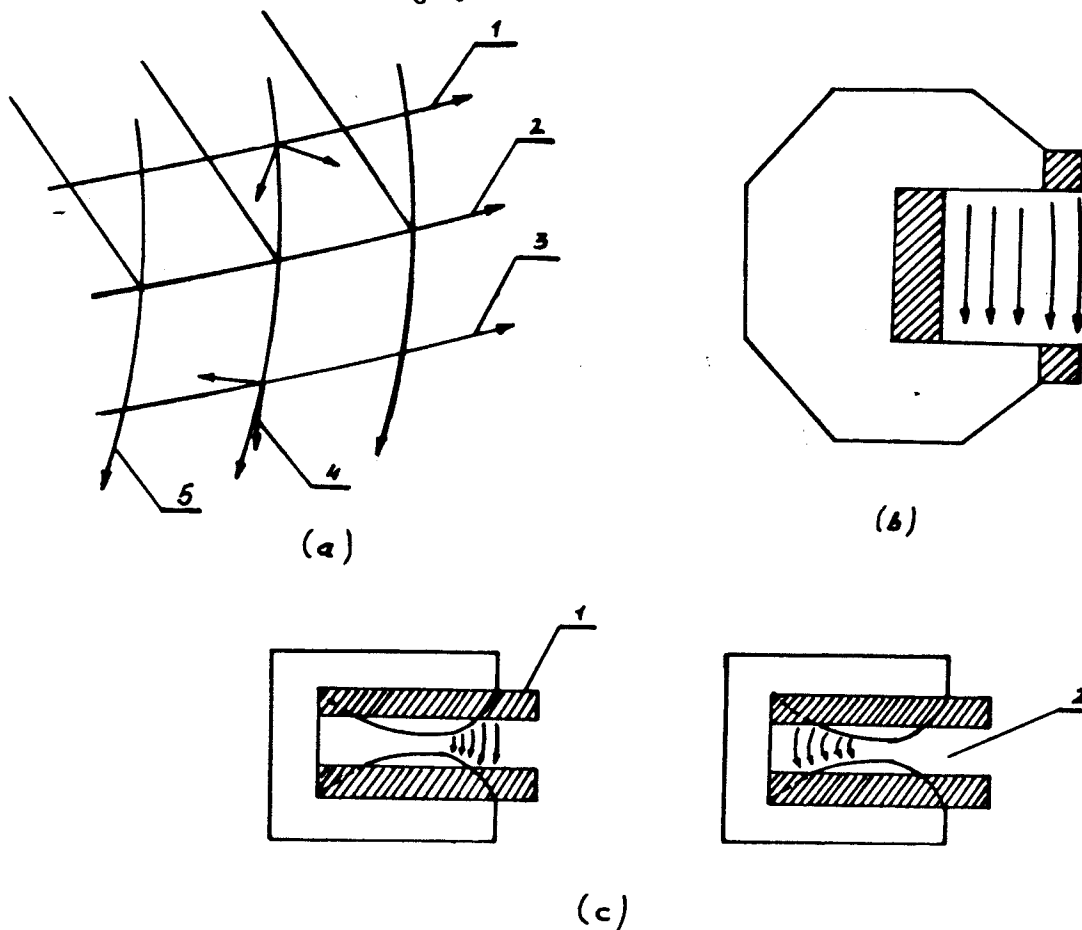
Do sada su opisani sinhrotroni sa konstantnim gradijentom polja (CG), tipa "slabog fokusiranja" kod kojih indeks polja leži između 0 i 1. Kod tih mašina se vrednost polja, na datom poluprečniku, ne menja sa azimutom, sem pri krajevima pola magnetnih sektora, gde treba da dođe do fokusiranja snopa. Kod takvih mašina čestice koje se udaljavaju od ravnotežne putanje vraćaju ka njoj, tj. svaki deo mašine doprinosi efektu fokusiranja i u radijalnom i u vertikalnom pravcu. Livingston je 1952.god. razmatrao mogućnost gradjenja sinhrotrona sa naizmeničnim magnetnim sektorima koji su bili okrenuti ka, i od centra, da bi kompenzovali efekte rasejanja magnetnog polja. To je dovelo do pojave inverznih vrednosti indeksa polja  $n$  kod naizmeničnih sektora, što je Courant ispitivao u vezi sa stabilnošću orbite. Uskoro je nadjeno da se javlja efekat fokusiranja posle jednog para pozitivnih i negativnih sektora. Opštu teoriju fokusiranja ovog tipa dali su 1953.godine Courant, Livingston i Snyder; naknadno je utvrđeno da je dve godine ranije istu teoriju dao Christofilos u Atini.

Princip fokusiranja sa naizmeničnim gradijentom polja (AG) svodi se na fokusiranje sa velikom vrednosti indeksa polja  $n$  naizmenično pozitivnim i negativnim. Postoji jako vertikalno fokusiranje i radijalno defokusiranje u sektoru sa pozitivnim  $n$ , i obrnuto, u sektoru sa negativnim  $n$ . Kao rezultat velikog opsega  $n$  vrednosti i pogodnog razdvajanja sektora, javlja se izraziti efekat konvergencije snopa (Sl.20). Taj rezultat se često koristi kod magnetnih kvadrupolnih sočiva. Preimućstvo AG fokusiranja kod akceleratora proizilazi iz osetnog skraćivanja periode

slobodnih oscilacija kao i smanjivanja amplituda, tako da se snop sa širokim opsegom momenata može da smesti u mali radijalni prostor.



Sl.20 Prolaz dva zraka, koja predstavljaju naelektrisane čestice, kroz magnetne sektore sa obrnutim smerom gradijenta polja. Posle dva sektora javlja se izraziti efekat fokusiranja.



Sl.21 a) 1-protoni iznad srednje ravni; 2-srednja ravan; 3-protoni ispod srednje ravni; b) slabo fokusirajuće magnetne linije; c) 1-magnetne bobine; 2-polje magneta.

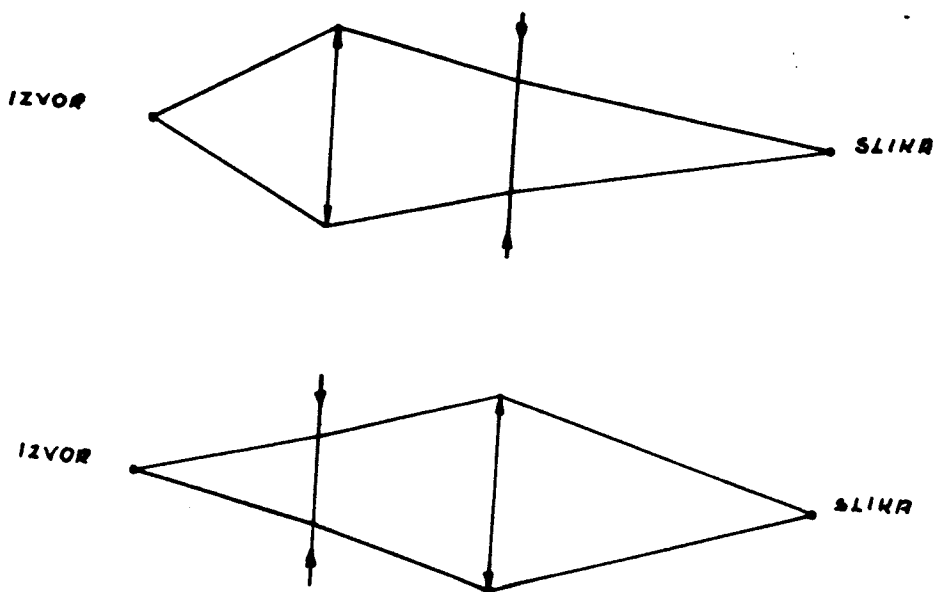
Da kažemo još nešto o slabom i jakom fokusiranju kao dopuna gore izloženog. Kao ilustracija toga posluži će nam gornja sl.21.

Sl.a) Vertikalna komponenta magnetnog polja primorava protone da kruže po kružnoj orbiti. Horizontalna ih tera gore ili dole. Protoni iznad srednje ravni biće pokretani nadole, a oni sipod nagore. Oni tako osciluju gore dole i to kretanje je nezavisno od orbitalnog kretanja. Protoni takodje imaju nezavisne radijalne oscilacije.

Sl. b) Slabo fokusirajuće magnetne linije skoro su paralelne i skoro vertikalne pošto polje sporo opada ka spoljnoj ivici.

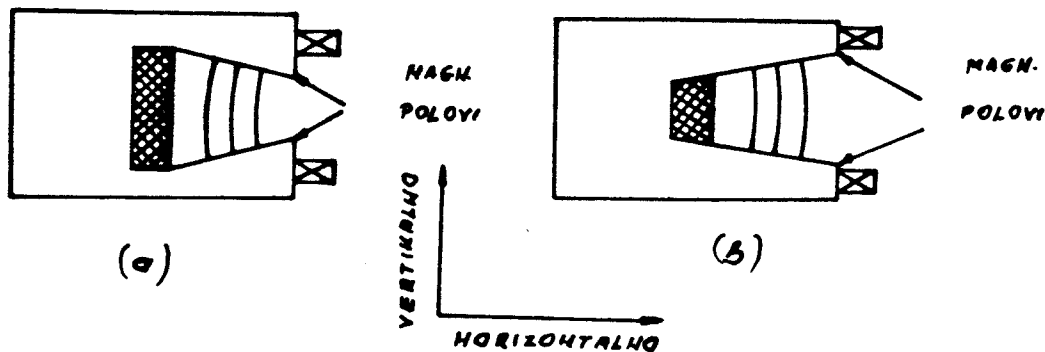
Sl. c) Predstavlja fokusiranje alternativnog gradijenta (AG). Magnetne linije sila su jako zakrivljene pošto polje brzo varira od unutrašnje ka spoljnoj ivici magneta. Prvo polje proizvodi jako vertikalno fokusiranje, ali ga istovremeno defokusira horizontalno i mora biti praćeno drugim tipom magneta koji radi suprotno.

Princip jakog fokusanja vrlo je jednostavan. Poznato je da par pozitivnih i negativnih sočiva jednake žižne daljine kada su na odredjenom odstojanju proizvode odgovarajući efekat. To je prikazano na Sl.22.



Sl. 22 Model jakog fokusiranja; kombinacija konvergentnog i divergentnog sočiva daje konvergentan sistem.

Magnet koji radijalno povećava vrednost magnetnog polja radijalno će i da fokusira snop čestica, a vertikalno da defokusira i obrnuto. Kao što smo napomenuli par magnetnih elemenata korišćen u fokusiranju sa AG zove se jako fokusiranje. Princip jakog fokusiranja prikazan je na Sl. 23.



Sl.23 Princip jakog fokusiranja: a) čestice su fokusirane horizontalno, a defokusirane vertikalno; b) čestice su fokusirane vertikalno a defokusirane horizontalno.

#### AKCELERATORI SA SNOPOVIMA KOJI SE SUDARAJU

Pomoću klasičnih akceleratora eksperimenti se izvode izučavanjem sudara primarnim ili sekundarnim česticama sa nepokretnom metom. Ako je masa čestice  $m_1$ , njena ukupna energija  $E_1$ , i ako čestica mete ima masu  $m_2$  ukupna raspoloživa energija u sistemu centra mase je ravna:

$$E_{CM} = c^2 \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \gamma_1} \quad (39)$$

gde je  $\gamma_1 = \frac{E_1}{m_1 c^2} \quad (40)$

Ako bombardujuća čestica ima istu masu kao čestica mete onda se dobija formula:

$$E_{CM} = m c^2 \sqrt{2 + 2 \gamma} \quad (41)$$

Ako je čestica ultrarelativistička tj. ako je  $\gamma \gg 1$  onda dobijamo:

$$E_{cm} = mc^2 \sqrt{2\gamma} \approx mc^2 \sqrt{\frac{2E}{mc^2}} \sim \kappa \sqrt{E} \quad (42)$$

ovde je ustvari E energija bombardujuće čestice.

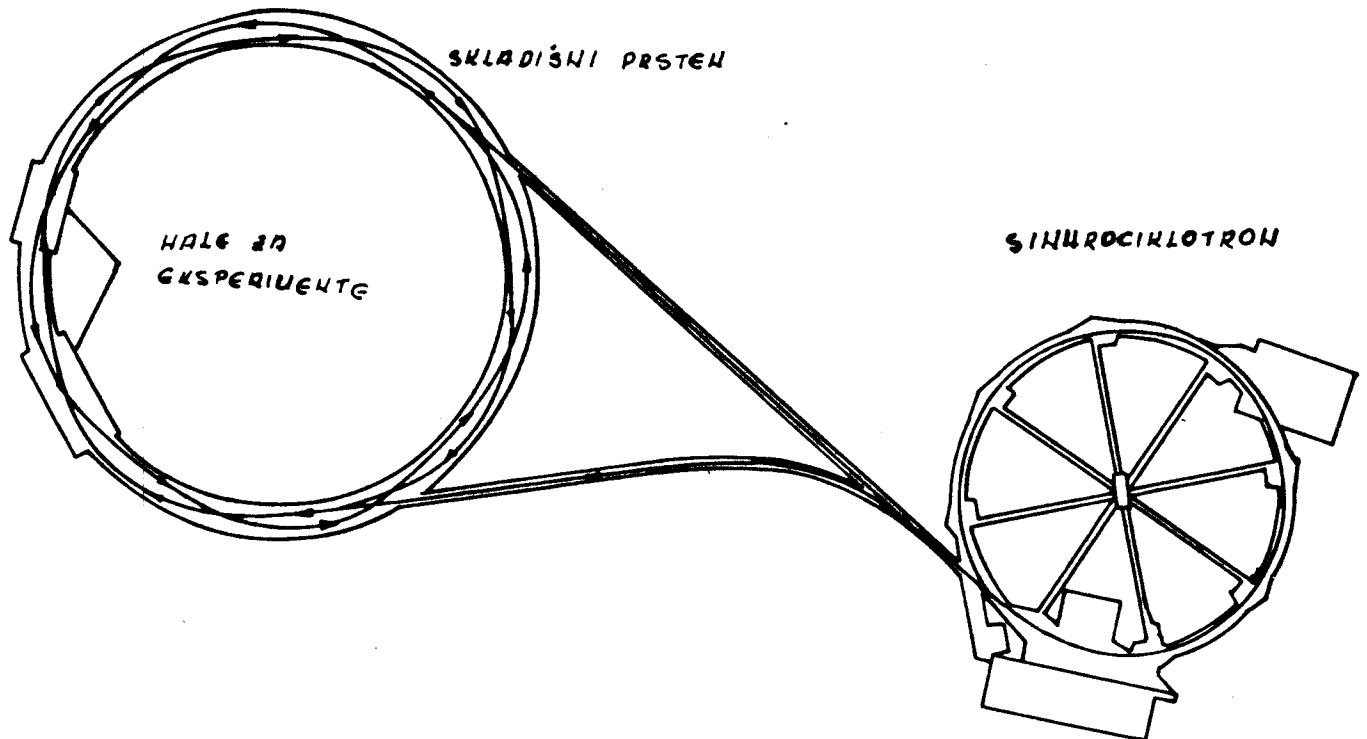
Vidimo da je energija u centru mase proporcionalna kvadratnom korenu energije akceleratora i zbog toga je potrebno praviti vrlo velike skokove u energiji centra mase.

Uzmimo jedan primer. Ako se čestica od 28 GEV-a sudari sa nepokretnom metom imamo raspoloživu samo  $E_{cm}$  od 7,5 GEV-a. Ako se dve čestice od 28 GEV-a medjusobno sudaraju energija centra mase je 566 GEV-a, a da se ta energija dobije klasičnim akceleratorom bila bi potrebna mašina od 1800 GEV-a.

Najviše su rasprostranjeni elektron - elektronski, elektron - pozitronski i proton - protonski snopovi. Glavni nedostatak akceleratora sa snopovima koji se sudaraju (susreću) jeste mala gustina broja čestica u snopovima (u poredjenju sa nepomičnom npr. tvrdom metom), odnosno mali intenzitet snopa, što dovodi do izvanredno male verovatnoće izučavanja nuklearnih reakcija. Zato se za povećanje intenziteta snopa koriste skladišni prstenovi, u kojima se ubrzane čestice sakupljaju u toku mnogih ciklusa ubrzavanja, i kružna struja dostiže desetine ampera. Osim toga, fokusirajući sistem može biti tako proračunat da maksimalno sakupi snopove na mesto sudara, povisivši samim tim gustinu snopova i verovatnoću reakcije. Visoki vakuum u skladišnim prstenovima ( $\sim 10^{-11} - 10^{-12}$  mm Hg) osigurava dugo vreme života snopova (hiljade časova), što omogućava da se sprovede eksperimenti koji dugo traju. Snopovi koji se susreću manje su pogodni za izučavanje sekundarnih čestica. Kod njih je energija sekundarnih čestica reda  $E_{cm}$ , a pri nepokretnoj meti  $E_{lab}$ . Zato oni mogu da služe kao dopuna tradicionalnim akceleratorima. Skladišni prstenovi grade se da bi se mogle koristiti celokupne energije čestica koje stoje na raspolaganju.

Prvi eksperimenti sa sudarajućim snopovima vršeni su sa elektronima, a kasnije u CERN-ovoj mašini sa protonima.

Na sl. 24 prikazano je punjenje skladišnog prstena u CERN-u.



Sl.24 Način punjenja skladišnog prstena u CERN-ovom akceleratoru.

Na kraju može se zaključiti da ovakav tip akceleratora predstavlja budućnost u njihovoj izgradnji.

U tabeli 4 dat je pregled akceleratora sa snopovima koji se sudaraju.

Tabela 4.

Akceleratori sa snopovima koji se sudaraju				
Naziv	PP	PP	eP	e <sup>+</sup> e <sup>-</sup>
ISABELLE	400 X 400		20 X 400	
SPS		270 X 270		
FNAL	270 X 1000	400 X 400		
PETRA				18 X 18
PEP				18 X 18
VEPP IV				7 X 7
CESR				8 X 8
TRISTAN (KEK)	180 X 180		17 X 180	17 X 17

1	2	3	4	5
POPAE (FNAL-TEVATRON	1000 X 1000	1000 X 1000	20 X 1000	
UNK (INEP)	2000 X 2000	2000 X 2000	20 X 2000	14 X 14
LEP				70 X 70
DUMAND			E 10 <sup>4</sup> GEV	150 X 150
VBA (VBC)	10 <sup>4</sup> X 10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup> X 10 <sup>4</sup>		100 X 100

(Energija čestica data je u GEV-ima).

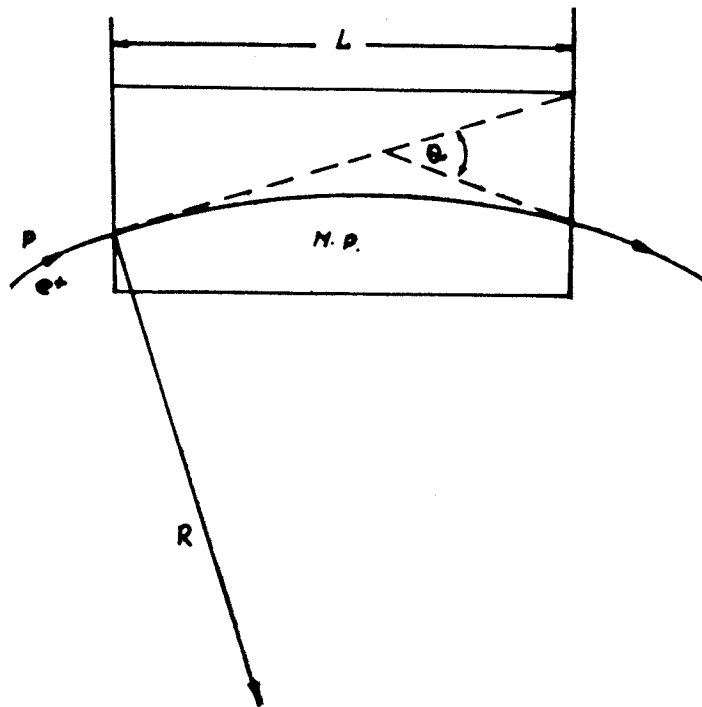
### TRANSPORT SNOPOVA

Eksperimentat zahteva čestice različite od protona i elektrona koje se ubrzavaju u akceleratorima. Te čestice su proizvedene kada akceleratorski snop udari u metu. Meta može biti u samom akceleratoru, ali češće kod visokoenergetskih mašina primarni snop iz akceleratora je izbačen (ekstrakcija snopa) i sekundarni snopovi se formiraju (pripremaju). Čestice sa kratkim srednjim životom (ili hiperoni) ne mogu biti daleko transportovani od mete. Snopovi koji se formiraju su snopovi , kaona (K - mezoni), K<sup>+</sup>, K<sup>-</sup>, K<sup>0</sup><sub>L</sub> (koji dugo žive), mioni i antiprotoni. Odlike snopa su:

- količina kretanja p
- masa čestice m
- intenzitet snopa.

#### 1. Izbor snopova čestica po količini kretanja

Ovde savijajući magneti imaju ulogu prizme. Posmatrajmo donju sliku.



Sl. 25

Na slici je prikazano skretanje pozitrona  $e^+$  koji ima količinu kretanja  $p$  u magnetnom polju (magnet za skretanje dužine  $L$ ). Na slici je  $R$  poluprečnik krivine a  $\theta$  je ugao skretanja.  $MP$  je magnetno polje za skretanje koje izvire normalno iz slike.

Veza izmedju poluprečnika krivine  $R$ , količine kretanja čestice  $p$  i jačine magnetnog polja  $B$  u kome se čestica kreće data je prostom relacijom:

$$R = \frac{p}{0,3 B} \quad (43)$$

Za male uglove  $\theta$  imamo:

$$\theta \sim \frac{L}{R} = \frac{0,3 B L}{p} \quad (44)$$

Dalje, imamo da je definicija količine kretanja  $p$  pomoću magneta za savijanje data kao:

$$e B v = \frac{\gamma M_0 v^2}{R} \quad (45)$$

odnosno

$$\begin{aligned} p &= \gamma M_0 v \\ p &= e B R \end{aligned} \quad (46)$$

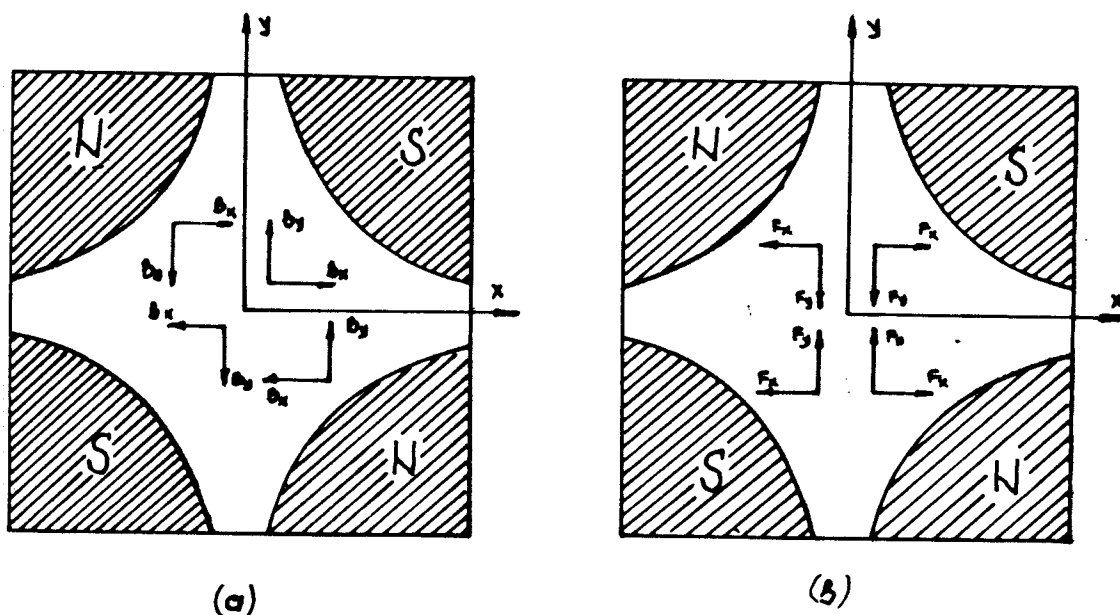


Kada je  $p$  mereno u  $\text{MEV}/c$ ;  $B$  u  $T$  a  $R$  u  $\text{cm}$  onda dobijamo da je  $p = 0,3 \text{ BR}$ .

Iz svega ovoga možemo da zaključimo da pomoću magneta za savijanje možemo da izdvojimo snop određene količine kretanja  $p$ . Medjutim, taj snop ne sadrži čestice jedne iste vrste, već različite. Naime, sve čestice imaju istu količinu kretanja  $p$ , ali čestice veće mase koje se kreću po krugu određenog poluprečnika  $R$  imaju manju brzinu i obratno. Zato, da bi se dobio istorodan snop čestica vrši se separacija po masama o kojoj će biti reči malo kasnije.

## 2. Fokuseranje snopa pomoću kvadrupolnih magneta

Kod ovog fokusiranja kvadrupolni magneti igraju ulogu sočiva. Presek kroz kvadrupolni magnet prikazan je na Sl.26.



Sl. 26 Presek kroz kvadrupolni magnet: a) slika polja; b) sila na česticu koja normalno ulazi u ravan slike.

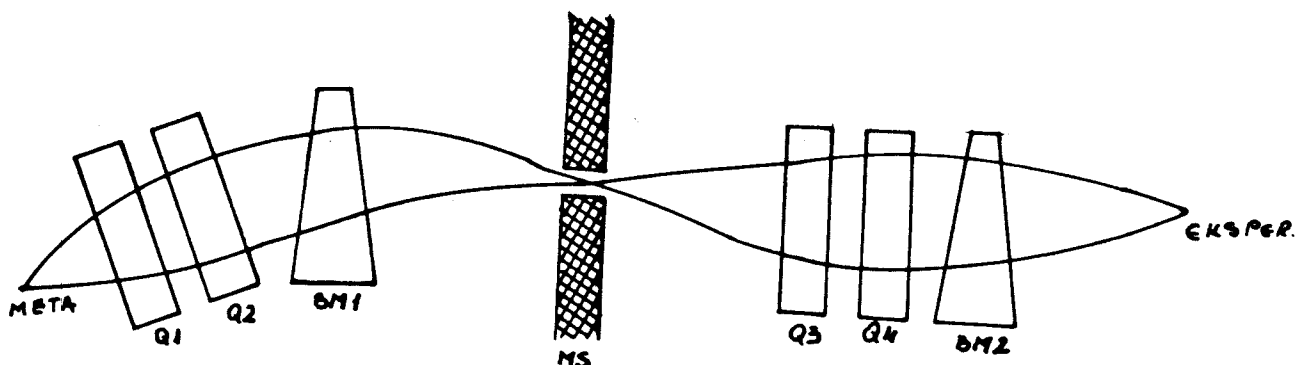
Uslovi koji moraju da zadovoljavaju kvadrupolni magneti su sledeći:  $x$  komponenta magnetnog polja mora da bude proporcionalna sa  $y$  koordinatom i  $y$  komponenta magnetnog polja je proporcionalna sa  $x$  koordinatom.

Ti uslovi mogu se napisati kao:

$$\begin{aligned} B_x &= G y \\ B_y &= G \cdot x \\ B_z &= 0 \end{aligned}$$

Sl.26 prikazuje vertikalno fokusiranje, a horizontalno defokusiranje.

Na sl.27 prikazan je presek snopova čestica koji pokazuje izbor količine kretanja na pukotini gde se proizvodi slika mete. Tu količinu kretanja kroz sistem kvadrupolnih sočiva i magneti za savijanje dalje transportujemo do eksperimenta.



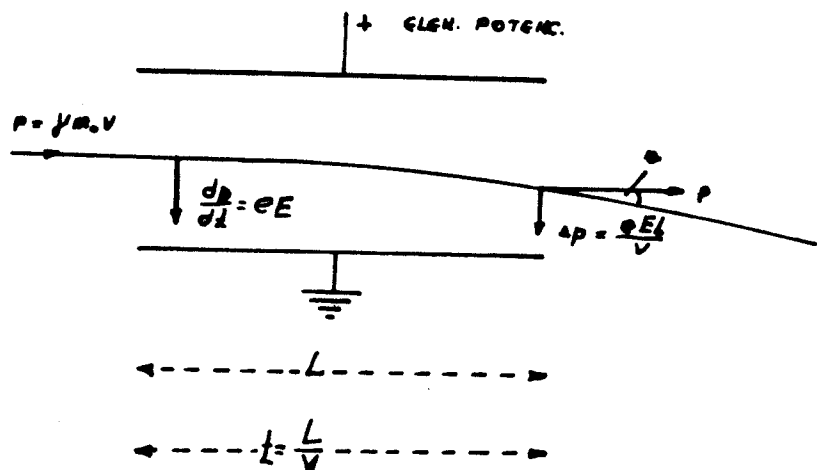
Sl. 27  $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$  - kvadrupoli za vertikalno i horizontalno fokusiranje;  $BM1, BM2$  - magneti za savijanje koji odabiraju samo određenu količinu kretanja;  $MS$  - pukotina.

Iz gore izloženog proizilazi da su dobijeni snopovi na ovaj način, neseparisani snopovi jednaki po količini kretanja, ali koji sadrže čestice različitih masa. Za eksperimente je potrebno dobiti snopove istorodnih čestica pa se zbog toga vrši separacija čestica po masama.

### 3. Separacija čestica po masama

Mehuraste komore zahtevaju da u snopu imamo čestice određene mase pored određene količine kretanja. To su tzv. separisani snopovi. Za niže količine kretanja tj. ispod 5 GEV/c koriste se elektrostatički separatori, u kojima jako elektrostatičko polje (oko 10 KV) deluje normalno na pravac snopa.

Na slici 28 prikazan je princip rada elektrostatičkog separatora.



Sl.28

Ugao skretanja  $\theta$  je praktično  $\Delta p/p$  (dobitak u transverzalnom momentu je mali tako da ne menja ukupan momenat). Za male uglove  $\theta$  i male vrednosti promene količine kretanja  $\Delta p$  ugao skretanja  $\theta$  je dat kao:

$$\theta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{eEL}{p v} \quad (47)$$

Čestice različite mase imaju različitu brzinu za istu količinu kretanja. Prema tome, iz gornje jednačine vidimo da čestice možemo da razdvojimo po masama.

Razlika u skretanju  $\Delta \theta$  čestica dve različite mase data je jednačinom:

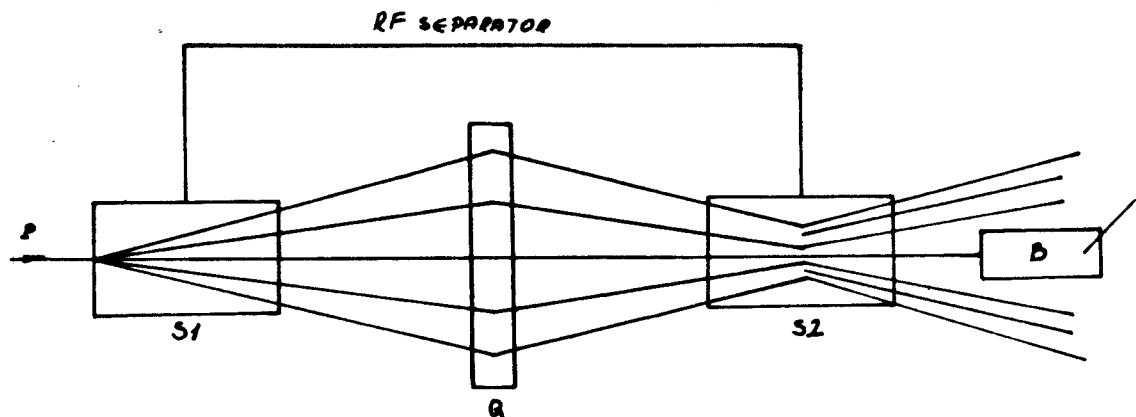
$$\Delta \theta = \frac{eEL}{p} \Delta \left( \frac{1}{v} \right) \quad (48)$$

Pione, protone i kaone možemo da razdvojimo do 16 GEV/c koristeći transverzalno radiofrekventno električno polje u oblasti oko 3000 MHz. Taj uređaj naziva se radiofrekventni separator. Na sl. 29 šematski je prikazan takav uređaj.

Paralelni snop određene količine kretanja  $p$  ulazi u prvu rezonatorsku šupljinu S1 i napušta je kao divergentan snop koji je kvadrupolom Q fokusiran na drugu šupljinu S2. R.F. faza u S2 je tako određena da poništi skretanje neželjenih čestica

i one budu zaustavljene apsorberom B. Ovim uređajem moguće je dobiti čist snop  $K^+$  mezona, a ukloniti  $\pi^+$  mezone i protone (ali  $\pi^+$  i protoni moraju da imaju faznu razliku od  $2\pi$ ). Za veće energije potrebna je kombinacija tri ovakva separatora u dužini od oko 100 m.

Rastojanje između dve šupljine i njihova relativna faza tako su podešene<sup>do</sup> neželjene čestice budu tačno tako skrenute drugim rezonatorom kao što su bile prvim ali u suprotnom smeru, tako da se njihovo skretanje poništava i one se apsorberom uklanjaju.



Sl. 29 Radiofrekventni separator: S1, S2 - rezonatorske šupljine; Q - kvadrupolni magnet; B - apsorber.

### O izgradjenim i projektovanim akceleratorima čestica na najvišim energijama

Istraživanja koja se ostvaruju danas u oblasti fizike visokih energija javljaju se kao neposredan nastavak istraživanja, koja su se sprovodila u svoje vreme u oblasti nuklearne fizike i dovela do ovladavanja nuklearnom energijom.

Kao zadaci istraživanja javljaju se:

1) Razjašnjavanje strukture čestica, iz kojih se sastoje atomi i atomska jezgra, tj. neutrona, protona, elektrona, a takodje čestica stvorenih pri različitim reakcijama.

2) Istraživanje novih sila, koje dejstvuju na vrlo malim rastojanjima, a takodje odredjivanje veza između poznatih sila: elektromagnetnih, nuklearnih i slabih (moguće je, odrediti

jedinstvenu prirodu tih sila).

3) Istraživanje osobina prostora i vremena u vrlo malim prostorno vremenskim intervalima. U tabeli 5 navedeni su osnovni parametri aktivnih, koji se grade i projektovanih velikih akceleratora u različitim laboratorijama sveta. U tablicu su uključeni akceleratori s energijom čestica koje se sudaraju u sistemu centra inercije veće od 10 GEV-a.

Tabela 5.

Protonski akceleratori				
Ime	energija (GEV)	intenzitet p/cikl	inten. p/cikl	god. pušt u rad
FNAL, SAD	500	$2 \times 10^{13}$	$2 \times 10^{12}$	1972
*FNAL, SAD	1000	$5 \times 10^{13}$	$8 \times 10^{11}$	1981
CERN, Švajcarska	400	$10^{13}$	$10^{12}$	1975
IFVE, SSSR	70	$5 \times 10^{12}$	$6 \times 10^{12}$	1967
*(S BUSTEROM)	70	$5 \times 10^{13}$	$6 \times 10^{12}$	1980
* * IFVE, UNK, SSSR	3000	$6 \times 10^{14}$	$8 \times 10^{12}$	-
Snopovi koji se susreću proton (antiproton) + proton				
Ime	Energija (GEV)	intenzitet	god. puštanj u rad	
CERN, Švajcarska	26 X 26	$2 \times 10^{31}$	1970	
*CERN, Švajcarska (PP)	270 X 270	$10^{30}$	1980	
*BNL, SAD	400 X 400	$10^{32} - 10^{33}$	1985	
*FNAL, SAD (PP)	1000 X 1000	$10^{30}$	1981	
* * IFVE, UNK, SSSR	3000 X 3000	$10^{32}$	-	
Snopovi koji se susreću elektron - pozitron				
DEZI, Francuska	19 X 19	$10^{32}$	1978	
* SLAC, SAD	18 X 18	$1,5 \times 10^{31}$	1979	
IFVE, Novosibirsk SSSR	7 X 7	$10^{32}$	1979	
* * CERN, Švajcarska	70 X 70	$10^{32}$	-	

**NAPOMENA:**

- \* - akceleratori koji se grade
- \* \* - projektovani akceleratori.

U SSSR sprovodi se projektovanje akceleratorско - skladišnog kompleksa (UNK) sa energijom protona od 3000 GEV-a. Postojeći protonski sinhrotron sa energijom od 76 GEV-a služiće kao injektor za UNK.

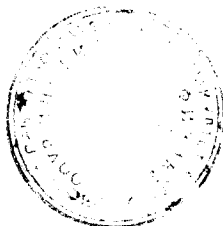
Projektovani akceleratorски kompleks biće dvostepen. Prvi stepen ubrzaće protone sa energijom od 70 - 400 GEV-a, a koristiće se elektromagneti običnog tipa sa gvoždjem. U drugom stepenu koristiće se supraprovodni magneti s poljem do 50 kilostreda, što omogućava da se pri radijusu prstena akceleratora od 3 km. ubrzaju protoni do 3000 GEV-a. Izgradnja UNK otkriva nove široke mogućnosti istraživanja fundamentalnih svojstava materije.

U svetu se danas vode intenzivna istraživanja u vezi sa usavršavanjem i optimalizacijom akceleratora. Naročito primena supraprovodnih materijala kod magnetnih sistema cikličnih akceleratora omogućila bi da se 3 - 5 puta poveća jačina magnetnog polja a sigurno, i energija ubrzanih čestica. Pri fiksiranoj energiji primena supraprovodnih magneta smanjila bi dimenzije akceleratora. Primena supraprovodnih materijala kod uređaja za ubrzavanje (zidova talasovoda i rezonatora), mnogo bi smanjila izdatke i omogućila bi da se kod linearnih akceleratora predje na neprekidni režim rada.

U današnjem nemirnom svetu lep primer medjunarodne, pozitivne, saradnje predstavlja projekat, koga izučava „Svetski komitet za akcelatore“, o izgradnji jednog zajedničkog akceleratorског kompleksa u kojem bi učestvovalе sve zainteresovane zemlje. Ta saradnja proistekla je iz tehničkih i materijalnih nemogućnosti da samo jedna zemlja izgradi takav kompleks. Lokacije takvog jednog uređaja ne bi išla na uštrb ni jedne zemlje, ni jedna od tih zemalja ne bi bila hendikepirana. Svaka laboratorija brzo bi dobijala informacije o pojedinim eksperimentima u tom akceleratoru preko satelitske tehnike. Ostvarenje takvog projekta dalo bi ogromne rezultate i dovelo bi do novih uspeha fizike visokih energija. Od tog poduhvata imale bi koristi ne

samo fizika elementarnih čestica, već i druge grane fizike kao što su npr. fizika visokog vakuuma i elektronike.

Svi naponi koji se čine u oblasti fizike visokih energija i usavršavanja akceleratora, doprinosiće boljem i jašnijem sagledavanju sveta, otkrivanja fundamentalnih zakonitosti i sila u prirodi. Sva ta istraživanja imaju i svoju praktičnu svrhu da pomognu čoveku i omoguće mu bolji i srećniji život.



L i t e r a t u r a :

1. W.E. Burcham: "NUCLEAR PHYSICS - AN INTRODUCTION"
2. "Uspehi fizičkih nauka" - SSSR
3. "Fizičeskaja enciklopedija"
4. Dr. Lazar Marinkov "OSNOVI NUKLEARNE FIZIKE"