

Glava 11

NUKLEARNE REAKCIJE IZAZVANE TEŠKIM JONIMA

Razvoj tehnika za ubrzanje čestica doveo je do stvaranje novih i poboljšanja postojećih linearnih akceleratora, ciklotrona, fazotrona i sinhrofazotrona u odnosu na ubrzanje jona teških atoma do energija u opsegu nekoliko megaelektronvolti do nekoliko gigaelektronvolti po nukleonu. Prvi akcelerator teških jona je razvijen 1950. godine u USA za ubrzanje jezgara azota. Akcelerator teških jona (do argona) je sagrađen 1960. godine u Dubni. Drugi instrument, sposoban da ubrza jone ksenona do energija preko 1 GeV je sagrađen u istom institutu 1972. Linearni Superhilac je konstruisan na Berkliju 1973. sa sličnim osobinama. Unilac akcelerator u Nemačkoj ima namenu da ubrzava jone svih elemenata sve do urana.

Teški joni su ubrzavaju do relativističkih energija prvi put 1970. u Dubni. Akcelerator protona do 10 GeV sagrađen 1967. je modifikovan za ubrzanje deuterona i kasnije helijuma, ugljenika, kiseonika i jezgara neona. Kako granična energija zavisi od naelektrisanja jona, vrednost za ^4He je 20 GeV (5 GeV/nukleonu) dok je odgovarajuća vrednosti za ^{20}Ne 100 GeV, a je to za proton 10 GeV. Na osnovi Superhilac i protonskog Bevatrona, akcelerator teških jona Bevelac je izgradjen na Berkliju. Ovaj akcelerator može da ubrza jone kiseonika do energije 2 GeV/nukleonu, jone gvoždja do 1.8 GeV/nukleonu, a jone urana do 1.1 GeV/nukleonu. Energije su nešto niže za akcelerator Numatron u Japanu (0.67 GeV/nukleonu za uran) i Unilac + sinhrotron u Nemačkoj (0.8 GeV/nukleonu za uran).

Dalji razvoj relativističke nuklearne fizike u SSSRu je u vezi sa stvaranjem kompleksa akceleratora teških jona (HIAC) u Dubni, koji su planirani da ubrzavaju jone svih elemenata od He do U do nekoliko GeV/nukleonu. Kompleks uključuje akcelerator teških jona svih masa do enerija $E \geq 300 \text{ MeV/nukleonu}$ (teškojonski akcelerator HIS). HIS je instalisan u magnetskom prstenu sinhrofazotrona. Potpuno jonizovana i ubrzana jezgra iz HISa ulaze u sinhrofazotron koji ih dalje ubrzava do energija $E = 10Z/A \text{ GeV/nukleonu}$. Novi akcelerator sa superprovodnim magnetima (nukleotron) se očekuje da se instalira u istom kompleksu oko magnetskog prstena sinhrofazotrona. On će omogućiti ubrzanje jona urana do energija 10 GeV/nukleonu.

Interakcija višestruko naelektrisanih jona sa jezgrima ima niz specifičnih karakteristika koje su u vezi sa velikim Z i masom jona. One uključuju:

- 1) transfer velikog impulsa;
- 2) transfer velikog ugaonog momenta;
- 3) izmenu velikog broja nukleona i
- 4) neke specifične crte elektromagnetske interakcije (visoke i višestruke Kulonove ekscitacije, jaku jonizovanost, kratke domete i dr).

Sve ove karakteristike čini mogućim proučavanje jezgara pod neobičnim ekstremnim uslovima: ultravisoka brzina rotacije (tj., jezgra sa vrlo velikim ugaonim momentima), ultraradioaktivna

jezgra (daleko od β stabilnosti), ultrateška jezgra (za transuranske elemente) supernaelektrisanja jezgra (tj., kvaziatome koji se sastoje od dva jezgra).

11.1. Tehnike rada sa teškim jovima

Kao i u slučaju običnih nuklearnih reakcije, analiza procesa izazvanih teškim jonima podrazumeva identifikaciju produkata reakcije, tj., određivanje njihovog naelektrisanja Z i masenog broja A , merenje njihovih efikasnih preseka, ugaone i energetske raspodele, merenje vremena života i dr. Međutim, merne tehnike za teške jone su specifične prirode usled velike raznovrsnosti produkata reakcija, velikih vrednosti Z i kratkih dometa i života. Usled toga, nove procedure su razvijene za reakcije izazvane teškim jonima. Razmotrićemo neke od ovih tehnika.

11.1.1 Metod $T, \Delta T$ i njegove primene

Jonizacioni gubici teških nerelativističkih čestica naelektrisanja Z i brzine v su dati sa

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{jon} \propto Z^2 / v^2 \propto Z^2 M / T \quad 11.1.1$$

gde je $T=Mv^2/2$ kinetička energija čestice. Ovo daje $T\Delta T \propto Z^2 M$, što znači da istovremeno mereći T i ΔT možemo odrediti parametar $Z^2 A$. S obzirom na činjenicu da različite čestice imaju razne vrednosti Z i A ovaj identifikacioni parametar je jedinstven za svako jezgro. Tako, dva susedna elementa ${}^{20}_{10}Ne$ i ${}^{23}_{11}Na$ imaju vrednosti $Z^2 A$, 2000 i 2783, tj., razlikuju se za oko 40 %. Odavde, jasno razdvojivi regioni koji odgovaraju datoj vrednosti $Z^2 A$ se dobijaju na dvodimenzionalnom $T, \Delta T$ spektru.

Moć razdvajanja ovog metoda opada sa porastom Z i A . Tako $Z^2 A$ za ${}^{39}_{19}K$ i ${}^{40}_{20}Ca$ se razlikuje samo za 14 %, dok je za ${}^{115}_{49}In$ i ${}^{119}_{50}Sn$ tek 7 %. Kako se naelektrisanje pojavljuje sa stepenom od dva u identifikacionom parametru, identifikacija naelektrisanja je lakša nego masenog broja. Tako naelektrisanje se može razdvojiti do $Z \cong 50$, dok se maseni brojevi do $A \cong 20$ mogu razdvojiti jasno (izotopi kiseonika sa $15 \leq A \leq 21$). Moć razdvajanja ove metode se može povećati pomoću teleskopa koji se sastoji od dva ili tri ΔT detektora i specijalne matematičke analize podataka. ΔT detektori se biraju u obliku tankih (10-100 μm) planparalelnih silicijumskih detektora sa površinskom barijerom, ili gasni jonizacioni detektori.

Da bi se povećala moć ove metode, dva ΔT detektora se spajaju na takav način da se vreme leta, t , između njih može izmeriti. Ako je d rastojanje između detektora, onda je $M=2Tt^2/d^2$ i $\Delta M/m=2\Delta t/t$.

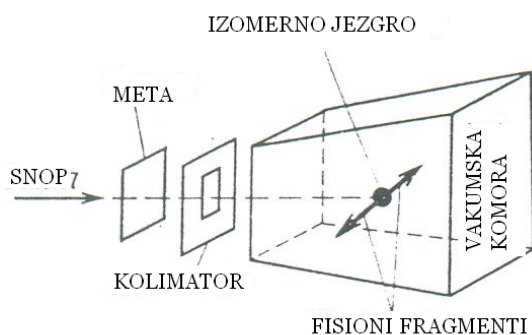
Može se izračunati da za $d=100$ cm, vreme rezolucije $\Delta t \cong 0.3-0.2$ ns je potrebno za razdvajanje masa sa $A \cong 50-70$. Tako veliko vreme rezolucije se može osigurati korišćenjem tankog film (debljine $< 1 \mu m$) scintilatora kao detektora vremena.

Kombinacija T, ΔT , teleskopa i magnetskih spektrometara otvara nove mogućnosti identifikacije produkata reakcije izazvanih teškim jonima. U ovom slučaju dvodimezionalan spektar sadrži dobro definisane oblasti koje odgovaraju pojedinim izotopima sa definisanom efektivnim naelektrisanjima (jona).

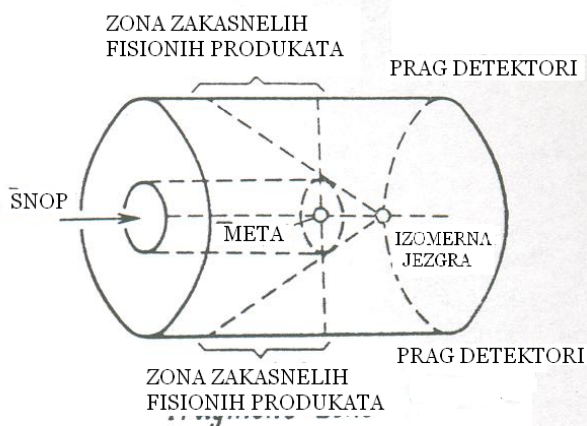
11.1.2. Ostali metodi identifikacije jezgara i određivanje njihovih vremena života

Od specijalnog interesa je slučaj kada medjujezgro dobije celokupan impuls primarnog jona i leti u istom pravcu. U ovom slučaju, produkti reakcije se izoluju iz snopa primarnih čestica metom mehaničkog transporta, separacijom električnim i magnetskim poljima, tehnikom detektora pragova i dr.

Osnovni princip metode mehaničkog transporta je opisan u Sekciji 8.3.7 (vidi sliku 278). Kombinacija ovog metoda i detektora pragova se može koristiti za određivanje poluživota spontane fisije koje su reda 0.1 s. Metod hemijskog transfera (Sekcija 8.3.7) se takodje koristi u ovoj oblasti poluživota.



Slika 304



Slika 305

Za produkte reakcije sa životom kraćim od 10^{-7} s koristi se separacija električnim i magnetskim poljima. Ovo omogućuje uklanjanje čestica primarnog snopa sa $10^{11}:1$.

Za poluživote koji se sreću u spontanoj fisiji izomera (10^{-9} do 10^{-7} s) koriste se jednostavna kombinacija transportnih metoda i prag detektora. Ovaj metod (Slika 304) koristi efekat u vezi sa uzmakom fisionog izomernog jezgra, koje leti od mete prema kolimatoru i ulazi u vakumsku komoru sa staklenim zidovima. Fisioni fragmenti ostavljaju tragove radijacionog oštećenja na staklu.

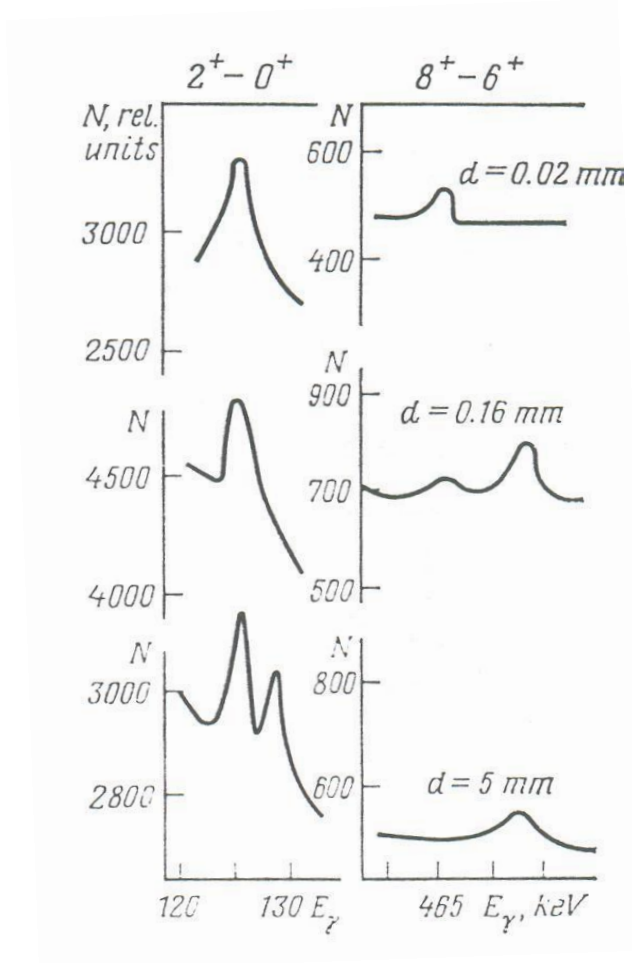
Za još kraća vremena poluživota ($T_{1/2}=10^{-11}$ s) koristi se metod projekcije. Ovo omogućuje separaciju fragmenata stvorenih kao rezultat trenutne i zakasnele fisije. Šema

uredjaja je prikazana na slici 305. Trag detektori sa pragom se koriste u ovom metodu, kao što su staklo, liskun, milar, polikarbonati i dr.



Slika 306

Originalni metod merenja života radijacionih prelaza je zasnovan na Doplerovom efektu. Slika 306 pokazuje šematski dijagram ovog metoda.



Slika 307

Merenja se obavljaju na raznim rastojanjima između zaustavljača (stopper) i mete. Očigledno, kada je rastojanje između njih malo, jezgra će uglavnom emitovati gama kvante u stanju mirovanja, dok na velikim rastojanjima jezgra u letu emituju gama kvante. U zadnjem slučaju, energija gama kvanta mora rasti usled Doplerovog pomeraja za iznos $\Delta E = E\nu/c \cos \vartheta$, gde je E energija, ν , je brzina jezgra i ϑ je ugao između impulsa jezgra i gama kvanta. Kako je brzina uzmaknutih jezgara $\nu/c \approx (1-3)10^{-2}$, vrednost za ΔE za $E=0.1-0.5$ MeV je reda nekoliko kiloelektronvolti, što je reda rezolucije Ge(Li) detektora. Merenjem frakcije nepomeranih gama kvanata u raznim pozicijama može se odrediti život nivoa. Metod Doplerovog pomeraja se može koristiti za merenje života u opsegu $10^{-12}-10^{-15}$ s, što odgovara separaciji 0.001 -1 cm od mete. Kao primer, spektri gama kvanata za prelaz između rotacionih nivoa ^{160}Er za razne d su prikazani na Slici 307.

Konačno vremena života u intervalu 10^{-19} do 10^{-16} s se mere pomoću efekta senki (vidi sekciju 10.2).

11.2. Pregled reakcija izazvanih teškim jonima

Razmotrimo klasični dijagram interakcije između jona i jezgra na energijama $T_{\text{jon}} < B_C = Z_1 Z_2 e^2 / (R_{\text{jon}} + R_{\text{nuc}})$. Za čeonu sudar ($l=0$) jon prilazi jezgru do rastojanja $r_{\text{min}} = Z_1 Z_2 e^2 / T_{\text{jon}}$, zaustavlja se i rasejava se natrag pod uglom od 180° (vidi Slike 308a i b). Ako sudar nije čeonu, ($l \neq 0$) jon iste energije T_{jon} će proleteti pored jezgra na većem rastojanju ρ' (Slika 308b, i c), pošto njegova energija $p'^2/2M$ na najkraćem rastojanju od jezgra ne postaje jednaka nuli, već je data uslovom

$$\frac{p'^2}{2M} = \frac{p^2}{2M} - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\rho'} \quad 11.2.1$$

gde su $p \rho' \cong \hbar l$. Tako je $T' = p'^2/2M = \hbar^2 l^2 / 2M \rho'^2 = V_c(\rho')$ i $T = B_C(\rho') + V_c(\rho')$.

Jedino su elektromagnetski procesi mogući u oba slučaja: elastično Kulonovo rasejanje, neelastična Kulonova ekscitacija kolektivnih nuklearnih nivoa, elektrofisija, kreiranje kvaziatoma sa dvostrukim jezgrima i dr. Neki od ovih procesa će se razmotriti u Sekciji 11.3.

Ako energija jona prevazilazi Kulonovu barijeru ($T_{\text{jon}} \geq B_C$) pored elektromagnetskih interakcija, postaju moguće i nuklearne interakcije. U ovom slučaju, ako je $T_{\text{jon}} = \text{const}$, onda je sve određeno parametrom sudara ρ' i l .

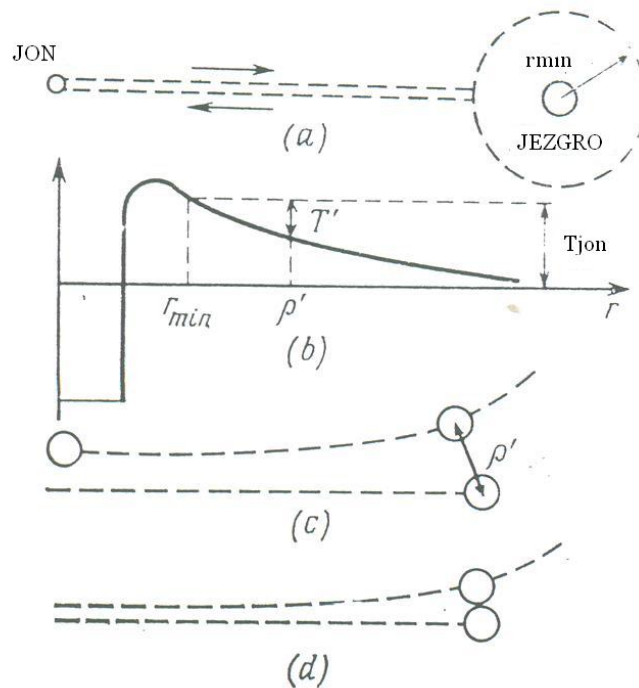
- a) za $\rho' > R_{\text{jon}} + R_{\text{nuc}}$, tj. za veće l opaziće se samo elektromagnetska interakcija.
- b) za $\rho' = R_{\text{jon}} + R_{\text{nuc}}$ postaju moguće i nuklearne interakcije pored elektromagnetskih, (pri malim uglovima)

Uslov za sudar pod malim uglom između dva jezgra se lako može odrediti stavljajući $\rho' = R_{\text{jon}} + R_{\text{nuc}}$ i $B_C(\rho') = Z_{\text{jon}} Z_{\text{nuc}} e^2 / (R_{\text{jon}} + R_{\text{nuc}})$ (Slika 308d). Računanje dovodi do sledeće vrednosti za l_{gr} koje odvaja čisto elektromagnetsku interakciju od elektromagnetske i nuklearne

$$l_{gr} = \frac{R_{\text{nuc}} + R_{\text{jon}}}{\hbar} \sqrt{2M \left(T - \frac{Z_{\text{nuc}} Z_{\text{jon}} e^2}{R_{\text{nuc}} + R_{\text{jon}}} \right)} \quad 11.2.2.$$

Vrednost l_{gr} je jednoznačno određeno veličinom T_{jon} i može biti vrlo veliko ($l_{gr} \gg l$) za $T_{\text{jon}} \gg B_C$. Za $T_{\text{jon}} = B_C$, $l_{gr} = 0$ (čeonu sudar). Periferni sudari pod malim uglom su praćeni neelastičnim procesima sa ekscitacijom gigantnskih rezonanci, transferom jednog nukleona i drugim direktnim procesima sa karakterističnim vremenima od 10^{-23} do 10^{-22} s. Za $l < l_{gr}$ obim nuklearnog kontakta raste, i mogu se opaziti visoko neelastični procesi praćeni transferom nekoliko nukleona. Interagujuća jezgra grade ravnotežni dvostruki sistem sa tipičnim životom 10^{-21} s. Specifični dvostruki sistem se takodje može formirati od dva jezgra u osnovnom stanju, tj., jezgra koja u potpunosti zadržavaju svoje inicijalne osobine. Kao primer možemo da razmotrimo sistem $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, koji se karakteriše uskim rotacionim nivoima na energiji ekscitacije 20-40 MeV, što je veće od glavne rotacione trake ^{24}Mg . Ovaj interesantan fenomen se objašnjava formiranjem sistema zvonastog oblika (dumble bell) od dva interagujuća jezgra ^{12}C koja rotiraju oko njihovog centra masa. Konačno, kadaje l na kritičnoj vrednosti l_{gr} , jon i jezgro se spajaju i

grade složeni sistem koji postepeno dostiže stepen statističke ravnoteže, posle čega sledi fisija ili emisija nekoliko nukleona. Karakteristično vreme života sistema u ovom slučaju je 10^{-18} do 10^{-20} s.



Slika 308

11.3. Interakcije teških jona pri $T_{jon} < B_C$

11.3.1. Rotacioni spektri pr velikim ugaonim momentima

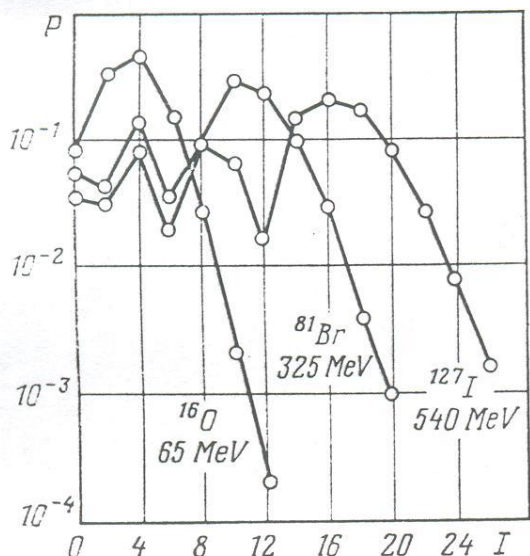
Ako je $T_{jon} < B_C$ (ili ako jon leti izvan dometa nuklearnih sila) Kulonova ekscitacija kolektivnih nuklearnih nivoa postaje jedan od tipičnih procesa u ovom slučaju. Teški joni se karakterišu ekscitacijom rotacionih nivoa sa velikim ugaonim momentima. Proces ekscitacije može biti višestruku, tj., isti jon leteći pored raznih jezgara ekscituje ih sukcesivnim kvadripolnim skokovima.

Slika 309 pokazuje zavisnost verovatnoće ekscitacije rotacionih stanja jezgra $^{166}_{68}Er$ jonima ^{16}O , ^{81}Br i ^{127}I sa $T_{jon}/A = 4$ MeV/nukleonu. Može se videti da kako masa i naelektrisanje jona rastu, pobudjuju se nivoi sa većim I . Takva selektivna priroda ekscitacije se može koristiti za identifikaciju pobudjenih stanja sa određenim I i proučavanje njihovih osobina (τ, μ, Q).

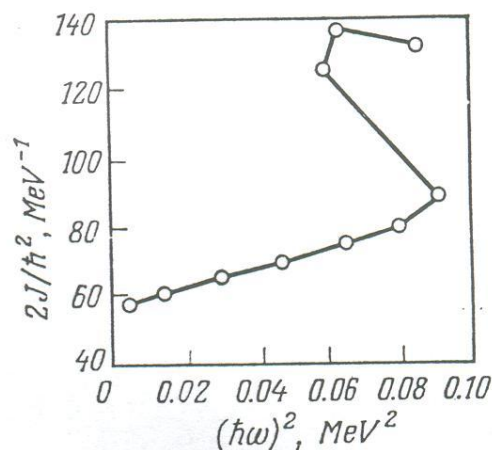
Proučavanje rotacionih nivoa sa velikim ugaonim momentima dovelo je do otkrića vrlo interesantnog efekta nazvanog *backbending*. Dobro je poznato (Sekcija 2.4.2) da je struktura rotacionih nivoa osnovnog stanja parno parnih jezgara opisana formulom

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \quad 11.3.1$$

gde su E i I energija i ugaoni moment nivoa, a J je moment inercije jezgra. Pokazano je u sekciji 2.4. da je do $I \approx 10$, formula potvrđena eksperimentalno, pod uslovom da je $J = \text{const}$.



Slika 309



Slika 310

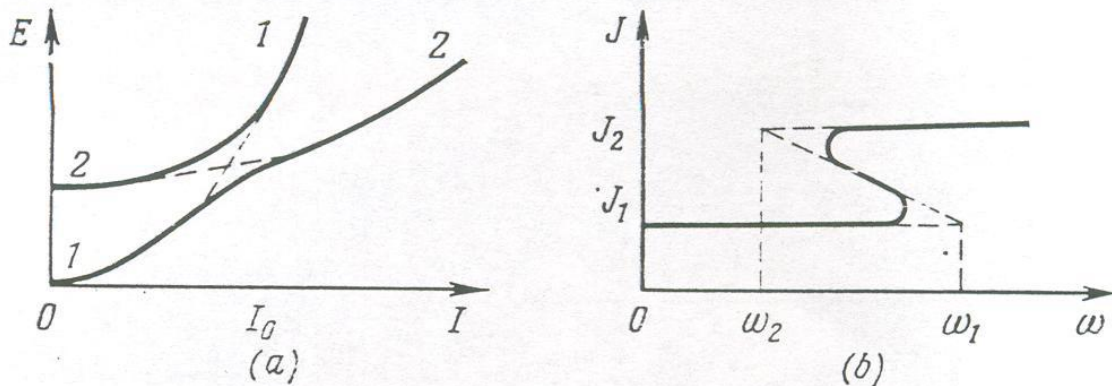
Zavisnost E od I za veće vrednosti I se može odrediti koristeći reakcije izazvane teškim jonima i metodom $(\gamma-\gamma)$ koincidencije. Obratno, nadjeno je da kako se I menja od 0 do 10, moment inercije glatko raste (za oko 5 % za $\Delta I = 2$) dok se znatno odstupanje od formula opaža za $I=12-16$, što nagoveštava porast J za 1.5 puta pri promeni $\Delta I=2$. Ovaj efekat je prvobitno primećen 1971. u traci osnovnog stanja jezgra ^{160}Dy . Kasnije je opažen i kod mnogih drugih elemenata retkih zemalja, kao i kod drugih jezgara. Kako $E(I)$ raste brzo sa I , formula (11.3.1) je malo osetljiva na promenu J . Odavde anomalno ponašanje momenta inercije se može videti mnogo jasnije razmatranjem zavisnosti J od porasta energije ΔE za $\Delta I=2$

$$\Delta E = \{E(I) - E(I-2)\} = (4I-2) \frac{\hbar^2}{2J} \quad 11.3.2$$

Slika 310 pokazuje zavisnost $\frac{2J}{\hbar^2} = (4I-2)/\Delta E$ kao funkciju od $(\Delta E/2)^2 = (\hbar\omega)^2$ za element retkih zemalja ^{166}Y . Prva tačka na slici odgovara promeni I od nule do dva, druga od 2 do 4 i td. Može se videti sa slike da se desno od $I=14$ ($\Delta I=14-12$) opaža monotoni rast vrednosti $(\hbar\omega)^2$ što odgovara sporom i glatkom rastu J . U sledećem stepenu rasta I , međjutim ($\Delta I=16-14$) vrednost $(\hbar\omega)^2$ opada naglo i postaje jednako vrednosti za $\Delta I=10-8$. Ovo opadanje $(\hbar\omega)^2$ je praćeno ostrim porastom J što je pokazano na slici kao savijanje (bending) krive $J(E)$ u pravcu unazad (odavde naziv efekta).

Anomalno ponašanje rotacionog spektra se objašnjava presekom rotacionih traka osnovnog stanja jezgra sa nekim drugim trakama (recimo trake koje odgovaraju pobudjenim stanjima) i dominantnom popunjavanju nižih nivoa. Formacija anomalne zavisnosti $E(I)$ i $J(\omega)$ je pokazano na slici 311. Za male vrednosti I , nivoi glavne trake, koji leže ispod nivoa ekscitacionih traka u ovom regionu su popunjeni. Kada trake preseku na kritičnoj vrednosti ugaonog momenta $I=I_0$, niži nivoi ekscitovanih traka se popune. Isprekidani deo krive u oblasti preseka odgovara odsustvu interakcije izmedju traka, dok puna linija u ovoj oblasti odgovara slabim interakcijama. Donja kriva odgovara najnižoj energiji za dato I i gradi segmente 1 i 2 nazvane Yrast liniju.

Jedinstvena mikroskopska teorija backbendinga nije razvijena do sada. Postojanje druge trake za razne tipove jezgara jernim razlozima. Za jedan tip jezgara ona je u vezi sa izomerijom oblika (vidi sekciju 6.8.6), dok je za druge tipove jezgara u vezi sa specifičnom dvočestičnom ekscitacijom sa ugaonim momentima upravljanim duž rotacione ose jezgra. Jasna grafička interpretacija fenomena je predstavljena teorijski brzo posle eksperimentalnog otkrića. Prema ovoj teoriji, oštar rast momenta inercije jezgra sa velikim I se objašnjava faznim prelazom jezgra od superfluidnog u normalno stanje. Takav prelaz se može izazvati kidanjem nukleonskih parova (koji su tipični za superfluidno stanje jezgra) usled Koriolisovih sila. Medjutim, ova interpretacija ne uspeva da da' korektne vrednosti kritičnog ugaonog momenta I_0 . Moderniji pokušaj objašnjenja rotacione anomalije je zasnovana na analizi rešenja Hatree Fock Bogoljubove jednačine za rotaciona jezgra.



SLIKA 311

11.3.2. Kvaziatomi sa dvostrukim jezgrima

U kulonovom polju protona, elektronski nivo se nalazi na $E=-13.6$ eV. Analiza Dirakove jednačine pokazuje da sa porastom tačkastog naelektrisanja nivo postaje niži i odgovara $E=-m_e c^2$ za $Z_{cr}=137$. Za realno (konačne veličine) jezgro, kritično naelektrisanje Z_{cr} je jednako 170 za $1S_{1/2}$ nivo (185 za $1P_{1/2}$ i td). Kako naelektrisanje dostiže kritičnu vrednost, vakum postaje

nestabilan u odnosu na kreaciju elektron pozitronskog para. U ovom slučaju, pozitroni se emituju dok elektroni zauzimaju svoje mesto u $1S_{1/2}$ nivo i grade elektronsku ljusku.

Prema Paulijovom principu isključenja, samo dva elektrona mogu da zauzmu ovaj nivo, posle čega vakum postaje ponovo stabilan. Pri $Z=185$, sledeći nivo $1P_{1/2}$ pada na granicu $E=m_e c^2$ i takodje se popunjava elektronima iz vakuma. Ovi interesantni procesi elektronske kondenzacije, koji dovode do delimične neutralizacije nuklearnog naelektrisanja se moraju opaziti pri $Z \gg Z_{cr}$.

Ne postoje jezgra za $Z > Z_{cr}$. Medjutim predvidjanje kvantne elektrodinamike u ovom intervalu naelektrisanja se može verifikovati proučavanjem reakcija izazvanih teškim jonima. Ako se dva jona sa naelektrisanjem Z_1 i Z_2 približe na rastojanje δ , tako da se zadovoljava $R_{nuc} \ll \delta \ll R_{at}$ takav sistem dva jezgra će se ponašati kao jedno jezgro sa naelektrisanjem $Z=Z_1+Z_2$. Tako, u toku kratkog intervala vremena u kome su dva jezgra blizu, kvaziatom može postojati u principu, i njegova elektronska ljuska i zračenje će odgovarati jezgru sa naelektrisanjem Z_1+Z_2 .

Kvaziatom od dva uranova jona će imati naelektrisanje $Z=184 > Z_{cr}$. Računanja pokazuju da kritično rastojanje do koga dva jezgra prilaze odgovarajući $E=-m_e c^2$ jeste $R_{cr}=35$ fm. Energija jona potrebna u ovom slučaju je $T_{jon} \geq 600$ Mev. Brzina koja odgovara ovoj energiji je data sa $v_{jon} \leq v_k$, gde je v_k brzina orbitalnog kretanja K elektrona. Ovo znači da ima dovoljno vremena da se formira elektronska ljuska (kvazistatični proces).

Eksperimenti sa uranovim jonima još uvek nisu izvedeni (prim prev. DN eksperimenti su izvedeni kasnije) ali su eksperimentalni sa lakim jonima ^{53}I već raspoloživi. Ovi joni ($E=10-60$ MeV) su korišćeni za bombardovanje ^{79}Au , ^{90}Th i ^{92}U meta. U ovim eksperimentima detektovano je zračenje kvaziatoma sa $Z=132, 143$ i 145 . Eksperimenti ovog tipa su vrlo teški za izvodjenje usled niskog radijacionog prinosa i kontinualne emisije spektra. Ovo kasnije potiče od činjenice da energije prelaza zavise od rastojanja izmedju jona i zato se menjaju vrlo glatko kako joni prilaze jedan drugom.

11.4. Interakcija teških jona sa jezgrima pri $T_{jon} \geq B_C$

Pomenuto je u sekciji 11.2 da za $T_{jon} \geq B_C$ postoji granična vrednost l_{gr} data sa

$$l_{gr} = \frac{R_{nuc} + R_{jon}}{\hbar} \sqrt{2M \left(T - \frac{Z_{nuc} Z_{jon} e^2}{R_{nuc} + R_{jon}} \right)}$$

koja odgovara perifernoj interakciji. Za sva $l > l_{gr}$,

moгуće su samo elektromagnetske interakcije, dok za $l \leq l_{gr}$ postaju moguće i nuklearne interakcije.

11.4.1 Elastično rasejanje jona

Pošto je elektromagnetska interakcija dugodomena, $p\rho \cong \hbar l$, gde $0 \leq \rho < \infty$ znači $0 \leq l < \infty$. Posle rasejanja, medjutim, talasi sa $l \leq l_{gr}$ moraju da imaju manju amplitudu od elastično Kulonovski rasejanih talasa, jer se apsorbuju kao rezultat učešća u nuklearnim interakcija. U teorijskoj interpretaciji elastično rasejanih jona, ovi talasi se moraju oduzeti od Kulonove

amplitude, i efikasni presek rasejanja se treba izračunati za preostali deo. Slika 312 pokazuje poredjenje takvog računanja sa eksperimentalnim rezultatom za reakcije $^{20}_{10}\text{Ne} + ^{197}_{79}\text{Au}$ i $^{12}_6\text{C} + ^{197}_{79}\text{Au}$ na energiji od 10 MeV/nukleonu. Velike vrednosti l_{gr} su vredne pažnje.

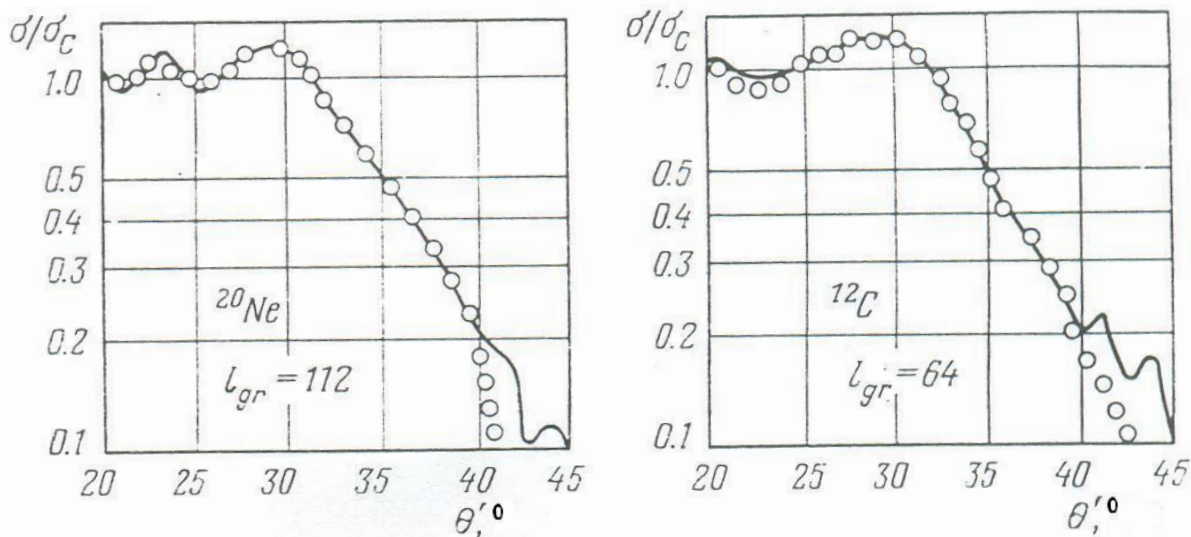


Fig. 312

11.4.2. Reakcije transfera

Kada dva jezgra dožive periferni kontakt, opažaju se reakcije transfera jednog nukleona. Na primer



Pored gorepomenutih reakcija izazvanih ^{14}N jonima, druge reakcije istog tipa su opažene sa ^{10}B , ^{14}N , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al i ^{32}S . Efikasni preseki ovih reakcija dostižu vrednosti do 5 mb.

Ako je $l < l_{gr}$, broj prenetih nukleona raste što dovodi do formiranja mnogo različitih jezgara produkata. Neke reakcije transfera 4-6 nukleona su date ispod.

Otkidanje 4 protona



zahvatanje do četiri neutrona



i izmena nukleona



Lako se može videti da ove reakcije dovode do formiranja lakih jezgara bogatih neutronima. Ovaj metod je korišćen u Dubni za dobijanje većeg broja lakih jezgara obogaćenih neutronima, uključujući i neka egzotična jezgra kao ${}^8_2\text{He}$, ${}^{11}_3\text{Li}$, ${}^{14}_4\text{Be}$, ${}^{15}_5\text{B}$, ${}^{21}_7\text{N}$, ${}^{29}_6\text{C}$, ${}^{24}_8\text{O}$ i dr. Slični rezultati su dobijeni ozračivanjem ${}^{232}\text{Th}$ jonima ${}^{40}\text{Ar}$ (${}^{29,30}\text{Mg}$, ${}^{31-33}\text{Al}$, ${}^{33-36}\text{Si}$, ${}^{35-38}\text{P}$, ${}^{39,40}\text{S}$, ${}^{41,142}\text{Cl}$). Treba zapaziti da metod opisan gore nije pogodan za dobijanje teških jezgara bogatih neutronima, jer se protoni odvajaju mnogo lakše od lakših jezgara. Ovaj problem je rešen koristeći ${}^{48}\text{Ca}$ za bombardovanje (jer sadrži veliki višak neutrona) ili reakcije ${}_{92}\text{U} + {}_{92}\text{U}$.

11.4.3. Kompletna fuzionna reakcija

Kompletna fuzija jezgara se dešava kada je $l \leq l_{gr}$ i podrazumeva formiranje ekscitovanog medjujezgra koje doživljava sledeći niz transformacija: emisija nekoliko brzih nukleona, postizanje statističke ravnoteže i fisija ili isparavanje nukleona.

Reakcija fuzije lakih jezgara dovodi do formiranja jezgara sa manjkom neutrona. Na primer reakcija



koja dovodi do stvaranja ${}^{80}\text{Zr}$ koje ima 10-12 neutrona manje nego beta stabilan izotop ovog elementa. Dalje, ako uzmemo u obzir činjenicu da je medjujzgro formirano u ovoj reakciji u ekscitovanom stanju, i da se ekscitacija smanjuje emisijom nekoliko neutrona, postaje jasno da je manjak neutrona u jezgru produkta čak i do 15-20.

Istraživanje osobina jezgra sa manjkom neutrona dovela su do otkrića zakasnele protonske radioaktivnosti. Protonska radioaktivnost (emisija protona iz osnovnog stanja jezgra) i dvo-protonska radioaktivnost su otkrivene (vidi sekciju 3.5).

Kada se desi fuzija jona sa teškim jezgrom, najverovatniji proces je fisija koja rezultuje u formiranju fragmenata sa viškom neutrona, tj., jezgra bogata neutronima sa masenim brojevima $A=100-150$. Drugi procesi koji imaju mnogo manju verovatnoću (10^{-8} do 10^{-10}) podrazumevaju izbacivanje nekoliko neutrona i formiranje transurana. Ovaj metod je doveo do otkrića nekoliko novih izotopa elementa 104, kao i otkriće elemenata 105, 106 i 107 u Dubni:



Proučavanje osobina transuranskih elemenata dovelo je do otkrića spontane fisije iz izomernih stanja (izomerija oblika, Seckija 7.5.6).

Načinjeni su pokušaji sintetisanja superteških elemenata $Z \approx 114$ i $N \approx 184$, koji, po teorijskim procenama moraju da imaju $T_{1/2} = 10^{5 \pm 4}$ godina. Kao primer može se razmotriti dve reakcije sa transferom 60 i 56 nukleona, koje su obavljene u pokušaju dobijanja elementa $^{298}114$ i $^{300}114$.



Ovi eksperimenti su krajnje komplikovani sobzirom na nisku relativnu verovatnoću ovih reakcija u poredjenju sa reakcijom fisije. Moraju se koristiti specijalne tehnike za dobijanje transuranskih i superteških elemenata (Sekcija 11.1).

11.5. Interakcija teških jona sa jezgrima na relativističkim energijama

Napomenuto je na početku ove Glave da nema mnogo akceleratora sposobnih da ubrzaju jezgra na relativističkim energijama (prim. prev. DN, u kasnijem razvoju razvijeni su i takvi akceleratori, gde se čak i jezgra urana ubrzavaju do relativističkih brzina). Odavde je fizika relativističkih jezgara upravo došla u fazu planiranja budućih aktivnosti. Ukratko ćemo opisati neke tipične probleme fizike relativističkih jona, i rezultate prvih sprovedenih eksperimenata na akceleratorima.

11.5.1. Problemi fizike relativističkih jona

Relativistička jezgra (joni) su prvi put opaženi 1948. u kosmičkom zračenju. Proučavanja su obavljena izlaganjem emulzija podignutih na oko 30 km u balonima. Sadase takva istraživanja obavljaju pomoću satelita. Dobro je poznato da su jonizacioni gubici naelektrisanih čestica proporcionalni sa Z^2/β^2 (za $\beta < 0.8$). Glavni deo ove energije se utroši na formiranje δ elektrona čiji je broj proporcionalan sa Z^2 . Odavde, naelektrisanje čestica u kosmičkom zračenju se može odrediti iz broja δ elektrona.

Jezgra sa različitim Z imaju sasvim različite tragove. Za $Z=1$, debljina traga je oko 0.5 μm i trag se sastoji od individualnih crnih zrnaca srebra. Gustina zrna zavisi od brzine β čestica. Ako je $\beta \approx 0$, trag izgleda kao fina neprekidna crna linija. Kako Z raste, debljina traga igustina zrnaca takodje raste. Za $Z \approx 90$, trag je neprekidna crna traka čija je debljina neuniformna i menja se izmedju 50 i 70 μm .

Identifikacija jezgara u kosmičkom zračenju dovodi do krive relativne obilnosti raznih elemenata u kosmičkom zračenju koja se može porediti sa obilnošću elemenata u solarnom sistemu. Ako se obe krive normalizuju u odnosu na obilnost ugljenika, u kosmičkom zračenju se nalazi veliki višak lakih jezgara Li, Be, B (čija je obilnost 10^5 , 10^6 i 10^4 puta veća nego u

solarnom sistemu respektivno), kao i relativno teška jezgra Sc (10^2), Ti (10^2), V (10^3), Cr (10^2) i Mn (10^2).

Pretpostavljajući da izvor kosmičkog zračenja ima istu elementalnu kompoziciju kao i solarni sistem, višak lakih jezgara Li, Be i N u kosmičkom zračenju se prirodno pripisuje fragmentaciji težih jezgara usled interakcije sa materijom međjugalaktičkog medija. Iznos deformacije spektra i gustina međjugalaktičkog vodonika (0.01 atom/cm^3) obezbeđuju procenu starosti kosmičkog zračenja. Međutim, ako je ova hipoteza ispravna, relativna obilnost teške komponente kosmičkog zračenja (Sc, Ti, V, Cr i Mn) bi trebalo da je manja nego u solarnom sistemu, a ne veća kao što sledi iz aktuelnog poredjenja. Tako, može se pretpostaviti da izvor kosmičkog zračenja ima elementalnu kompoziciju sasvim različitu u odnosu na solarni sistem. To može biti supergusta zvezda izgrađena od nuklearne materije. Ovaj zaključak, se međutim ne treba smatrati konačnim, pošto su rezultati analiza kosmičkih događaja daleko od jednoznačnosti usled znatne greške u identifikaciji jezgara i procene vrednosti efikasnog preseka fragmentacije. Odavde, vrlo je važno proučavati interakcije relativističkih teških jona u laboratorijskim uslovima.

Drugi važan problem u fizici relativističkih čestica je procena doprinosa višestruko naelektrisanih kosmičkih čestica radijacionim procesima koji se dešavaju u svemiru i kosmičkim laboratorijama. Teško je dobiti kompletno rešenje ovog problema direktno u svemirskim brodovima usled malog intenziteta kosmičkog zračenja i tehničkih poteškoća.

Druga oblast biomedicinskih istraživanja zahteva korišćenje snopova relativističkih jona u onkologiji. Ovo se čini obećavajućom aktivnošću jer sa porastom mase relativističkih jona poluprečnik rasejanja snopa opada i parametri Bragovog pika na kraju putanje se popravljaju. Ovo omogućuje lokalizaciju dejstva snopa na vrlo mali region.

Proučavanje interakcije jezgara na relativističkim energijama je vrlo važno za razvoj teorije jake interakcije. U kvantnoj hromodinamici svaki nukleon se sastoji od tri kvarka koji leže u dubokoj potencijalnoj jami, koju ne mogu da napuste (konfinement). Međutim, kvarkovi koji su smešteni na manjem rastojanju jedan od drugog u jami, praktično ne interaguju (centralna ili asimptotska sloboda). Parametri jame omogućuju konfiment više od tri (recimo šest) kvarkova u svakoj od njih. Takav multikvarkni sistem se može, u principu, pojaviti u interakcijama relativističkih jezgara, koja može doneti jezgra mnogo bliže jedno drugom i dovesti do kolektivizacije kvarkova u njima. Tako, proučavanje interakcije relativističkih jona sa jezgrima može pomoći razvoju kvantne hromodinamike. Može objasniti konfinement kvarkova u većem broju nego u nukleonu.

Višekvarkni sistemi su takodje interesantni jer bimorali da imaju gustinu nuklearne materije uporedivu sa gustinom nukleona, tj., dva ili tri puta više od obične nuklearne materije. Ovo obezbeđuje novi pristup problemu egzistencije materije u supergustom stanju.

Konačno vredno je zapaziti da istorijski razvoj fizike uopšte i nuklearne fizike sadrži primere mnogih izuzetnih otkrića koja nisu uvek bila lako dostupna.

11.5.2. Prvi rezultati. Kumulativni efekat

Prvi eksperimenti sa relativističkim jonima su izvedeni u Dubni. Baldin i dr su 1971., predvideli i otkrili kumulativni efekat, prema kome izbačene čestice nose mnogo više energije nego što je to srednja energija nukleona u incidentnom jezgru. Tako, u reakciji $d+A \rightarrow \pi^- + \dots$ u kome deuteron ima energiju 8 GeV, tj., 4 GeV/nukleonu, moguće je dobiti π mezon sa energijom 5-7 ili čak i 8 GeV. Ovo je takoreći neverovatan rezultat, jer je rastojanje između nukleona u jezgru mnogo veće od radijusa nukleona i izgleda da nukleoni moraju da interaguju individualno. Interakcija teških relativističkih jona se može koristiti za proučavanje procesa koji se događaju u oblasti koja je kinematički zabranjena za sudare slobodnih nukleona.

Da bi se objasnio kumulativni efekat, postavljena je hipoteza prema kojoj postoje specifični mehanizam sudara sa prenosom velikog impulsa. Na primer, možemo pretpostaviti da se sudar između jezgra na relativističkim energijama dešava na takav način da izlazeće čestice dobijaju energiju ne samo od jednog, već od nekoliko nukleona. Drugim rečima, moguć je kumulativni efekat objašniti postojanjem višekvarnog sistema koji pripada nekolicini nukleona u jezgru.

Jezgro se može tretirati kao kap homogene hadronske materije za koju parametri (mase, form faktori) nukleona i drugih čestica postaju beznačajna. Odatle, jedna čestica mete jezgra može interagovati sa svim česticama jezgra projektila koji leže u okviru interagujućeg dometa. Broj takvih čestica je približno jednak sa $A^{1/3}$ gde je A maseni broj jezgra projektila. Tako, za $A \approx 30$, odlazeće čestice mogu da steknu trostruku energiju, dok za $A \approx 60$, energija može biti veća za faktor četiri.

Drugi važan rezultat, koji je takodje dobijen u Dubni je otkriće novog tipa interakcije nazvane višebarionski sudari. U ovom fenomenu, veliki broj nukleona jezgara projektila interaguje sa jezgrom mete. Tako u sudaru između jezgra ugljenika i tantal srednji broj interagujućih nukleona ugljenika je 6.0 ± 0.6 .

Pokazano je da su neke karakteristike višestrukih procesa u slučaju sudara između jezgara identične karakteristikama sudara između nukleona na visokim energijama. Ovo omogućuje analizu rezultata sudara između jezgara korišćenjem metoda razvijenih za čestične interakcije. U nukleon-nukleon interakcijama veliki efikasni preseki se dobijaju za interakcijeotkidanja i zahvata, koje vode do formiranja fragmenata sa brzinama bliskim brzini jezgra projektila. Otkidanje i zahvat imaju važnu ulogu usled niskih vezivnih energija nuklearnih fragmenata.

11.5.3. Anomalna jezgra

Još 1954 godine, eksperimenti sa kosmičkim zračenjem su otkrili retke događaje u kojima su registrovani relativistički teški joni sa vrlo kratkim dometima. Obimni eksperimentalni rad i sveukupno proučavanje ovog fenomena pod specifičnim uslovima (joni poznatog naelektrisanja i energije) obavljani su na Bevelac akceleratoru u Lawrence Laboratory u Berkliju. Proučavanja su obavljena emulzionim komorama sa većim brojem specijalnih emulzionih slojeva u obliku steka. Jedna od komora ozračivana jonima ^{16}O na energiji 2.1 GeV/nukleonu, dok je druga

komora ozračivana jonima ^{56}Fe na 1.88 GeV/nukleonu. Skaniranje i merenje oba steka je načinjeno u dve nezavisne laboratorije u Kanadi i USA.

Detekcija i analiza događaja je obavljena kao što sledi. Trag snopa čestica je praćen od ulaza u fotografsku emulziju do izlaska ili interakcije. Trag je meren u oba slučaja. Od tačke interakcije, tragovi su praćeni za sve relativističke čestice (fragmente) sa $Z \geq 3$ koje su izbačene unapred u uskom konusu. Ako ove čestice proizvode nove fragmente, isti proces se ponavlja za drugu generaciju tragova i tako dalje. U nekim slučajevima detektovano je do sedam generacija formiranih fragmenata u nuklearnim kaskadama. Naelektrisanje fragmenata je određeno sa $\Delta Z = \pm 1$.

Poznato je da efikasni presek interakcije čestica sa naelektrisanjem Z jednak sa $\sigma_z = 1/n\lambda_z$, gde je n brojna gustina jezgara u medijumu i λ_z je srednji slobodni put čestice pre interakcije. Zavisnost λ_z od naelektrisanja Z se može opisati formulom

$$\lambda_z = \Lambda Z^{-b} \quad 11.5.1$$

gde su Λ i b konstante koje se biraju empirijski. Za fotografsku emulziju korišćenu u prethodnim eksperimentima $\Lambda = 30.4 \pm 1.6$ cm i $b = -0.44 \pm 0.02$.

Vrednost λ_z se može odrediti na dva načina: iz količnika $\lambda_z = S/N$ gde je S ukupna dužina svih (interagujućih i neinteragujućih) tragova sa datim Z , i N je broj opaženih interakcija, ili iz raspodele rastojanja x predjenih pre interakcije ($0 \leq x \leq \infty$):

$$f(x)dx = e^{-\frac{x}{\lambda_z}} \frac{dx}{\lambda_z} \quad 11.5.2$$

gde je $\lambda_z = \bar{x} = \int_0^{\infty} xf(x)dx$. Drugi metod daje vrednosti λ_z iz nagiba raspodele krive $f(x)$ (bez merenja slobodnih putanja neinteragujućih čestica).

Nadjeno je kao rezultat merenja da u nuklearnim kaskadama koje sadrže nekoliko sukcesivnih interakcija, čestice stvorene posle druge, treće i dr imaju usrednjeno kraće slobodne putanje do sledeće interakcije nego snop čestica sa istim naelektrisanjem. Detaljna analiza oko 1500 događaja pokazuje da se anomalno kratke slobodne putanje nalaze u prvih nekoliko cm putanje x ($x \leq 2.5$ cm) posle formiranja čestice (u vremenu leta oko 10^{-11} s). Na velikom rastojanju od mesta stvaranja čestice, njen slobodan put postaje normalan. Ovaj efekat je opažen za fragmente sa naelektrisanjem Z između 3 i 26. Nadjeno je da srednji slobodni put opada od generacije do generacije. U trećoj i sledećim generacijama, njena vrednost postaje 15 % manja od normalne.

Kompjuterska analiza rezultata je pokazala da se opaženi efekat ne može pripisati statističkoj raspodeli rezultata. Simulacije obavljene Monte Karlo metodom indiciraju da se u sekundarnim fragmentima detektuje mali deo (oko 6 %) čestica sa anomalno velikim presekom

interakcije, tj., sa anomalno malim srednjim slobodnim putem $\lambda \approx 2.5$ cm. Nije ponudjeno nikakvo objašnjenje fizičke prirode opaženog efekta, ali se ograničimo na zapažanje da se ne može interpretirati u okviru konvencionalne nuklearne fizike pošto srednji slobodni put od $\lambda = 2.5$ cm odgovara jezgru sa $Z \approx 300$. Ako se rezultati ovih eksperimenata potvrde, njihova interpretacija mora imati netrivialan karakter.