

44 Atomska jedra

O jedrih - Števci delcev - Meglična komora - Preletna dolžina - Dinamika trkov - Trki alfa ob jedra - Odkritje nevtronov - Vezavna energija - (Ne)stabilnost jeder - Razpadni mehanizmi - Statistika razpadov - Trki nevtronov ob jedra - Razcep težkih jeder - Zlivanje lahkih jeder - Kozmični žarki

44.1 O jedrih

Atomi so sestavljeni iz dveh delov: iz zunanjšega elektronskega ovoja in iz notranjšega jedra. Zunanji del smo raziskali. Sedaj se hočemo lotiti notranjšega dela.

Atomska jedra O jedrih marsikaj že vemo. Njihov premer je reda velikosti 10^{-4} Å, to je 10^4 -krat manjši od premera atomov [41.7]. Če si jedro predstavljamo kot nogometno žogo, so elektroni muhe, ki brenčijo okrog nje na razdaljah do 1 km. Jedra nosijo pozitivne naboje, ki so natančni celoštevilčni mnogokratniki osnovnega naboja: od 1 pri vodiku do 92 pri uranu [41.7] Mase jeder so neprimerno večje od mase okolišnjih elektronov, ki znašajo po 1/1800 atomske masne enote [39.4]. Najlažje je jedro vodika, ki ga imenujemo proton, in znaša približno eno masno enoto. Najtežje je jedro uranovega izotopa z 238 masnimi enotami. Relativne mase čistih izotopov so zelo blizu celim številom. Odmik od njih je manjši od 0,1 [39.6].

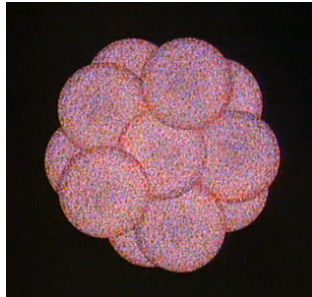
Različna atomska jedra označimo tako kot ustrezne atome: ${}_Z X^A$. Pri tem je Z število osnovnih nabojev (*vrstno število*), A je zaokroženo število masnih enot (*masno število*) in X je ime jedra. Na primer: vodikovo jedro označimo kot ${}_1 H^1$ in uranovo jedro kot ${}_{92} U^{238}$. Masno število je zmeraj večje od vrstnega števila. Zapisovanje vrstnega števila ni nujno potrebno, ker je že določeno s simbolom za element.

Protoni in nevtroni Skoraj celoštevilčne mase jedrskih izotopov kar prosijo, da si jedro ${}_Z X^A$ predstavljamo kot skupek A vodikovih jeder - protonov. Ker pa ima jedro le Z nabojev, mora biti $A - Z = N$ protonov nekako "nevtraliziranih". Kako je to mogoče?

Prva misel je tale: morda je v jedru vezanih toliko dodatnih elektronov, da je naboj jedra pravi. Ker bi bili v tem primeru elektroni omejeni na zelo majhen del prostora, bi moral biti razsip njihovih hitrosti zelo velik. Recimo, da je premer jedra 10 fm. Valovna dolžina vezanega elektrona mora biti zato manjša od $\lambda = 10$ fm. Ustrezna gibalna količina znaša $G = h/\lambda$ in energija $E^2 = (Gc)^2 + (mc^2)^2$. Ker $Gc \gg mc^2$, dobimo $E \approx Gc = 124$ MeV. Tako energični elektroni bi morali v hipu odleteti proč.

Druga misel je bolj radikalna: poleg protonov morda obstaja v jedru še ena vrsta delcev. Ti imajo (skoraj) enako maso kot protoni, nimajo pa naboja. Recimo jim *nevtroni*. Ali zares

obstajajo ali ne, na tej stopnji ne moremo vedeti. Vsekakor je misel privlačna in ponuja resen izziv za potrditev ali zavržbo. Kot raziskovalci vemo: kdor bo zaznal nevtron, mu slava ne uide. Obstoj nevtronov zato do nadaljnjega privzamemo kot obetavno domnevo. Protone in $-$ za sedaj domnevne $-$ nevtrone poimenujemo s skupnim imenom *nukleone*.



Slika 44.1 Atomsko jedro ogljika, kakor si ga zamišljamo. Jedro je sestavljeno iz pozitivnih protonov in nevtralnih nevtronov. (Morrison, 1994)

Kako hitro se nukleoni gibljejo v jedru? Tako hitro, kot razodevata velikost jedra in načelo nedoločenosti. Načelo nedoločenosti zapišemo kot $2rv = h/m$, iz česar sledi $v \sim 10^4$ km/s, kar je desetkrat manj od svetlobne hitrosti. Gibanje je nerelativistično.

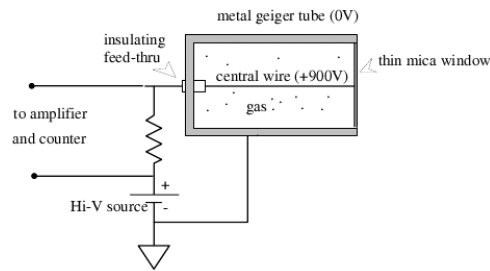
Močna sila Protoni v jedru se med seboj odbijajo z električno silo. Da se jedro ne razleti, mora zato med njegovimi nukleoni delovati neka privlačna sila, ki nasprotuje električni. Poimenujmo to silo *močna sila*. Očitno mora sila delovati med pari proton-proton, proton-nevtron in nevtron-nevtron. Kot vemo, je sipanje delcev alfa na jedrih pokazalo, da ti delci zaznavajo električno silo vse do razdalje ~ 10 fm od središča jedra in pri tem ne čutijo vpliva nobene druge sile. Močna sila mora zato imeti kratek doseg, morda okrog 1 fm. Od česa je odvisna, pa zaenkrat ne moremo reči.

44.2 Števci delcev

Atomska jedra smo odkrili z obstreljevanjem atomov z delci alfa. Podrobnejše raziskave jeder bomo vsekekor izvajali na podoben način, torej z njihovim obstreljevanjem. Delce alfa, pa tudi delce beta in gama smo do sedaj zaznavali kar s fotografsko ploščo ali s svetlečim zaslonom in mikroskopom. To je okorno in naporno za načrtovane raziskave. Pojavi se potreba po boljših merilnikih teh delcev. In potreba je mati iznajdb.

Ionizacijska cev Prvo zamisel za merilnik delcev dobimo iz že znanega pojava, da se nabit ploščati kondenzator počasi razelektri, če vanj postavimo radioaktivni izvor [41.6]. Sevani delci namreč ionizirajo zrak med elektrodama; s tem postane prevoden. Merilnik zato zgradimo kot zaprto kovinsko (npr. aluminijasto) cev. Po sredini ima tanko kovinsko žico. Med žico in ohišjem je priključena napetost. Pozitivni priključek je na žici. Električno polje med ohišjem in žico je cilindrično in je zato ob žici zelo močno. Cev je napolnjena s plinom (npr. zrakom ali helijem). En konec cevi ima tanko okno

iz mice. Delci alfa in beta lahko prodrejo le skozi okno, ne pa tudi skozi ohišje. Delci gama lahko prodrejo od povsod. To je *ionizacijska cev* (GEIGER).

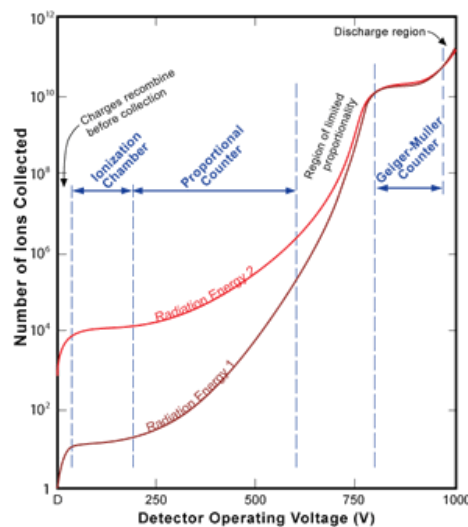


Slika 44.2 Ionizacijska cev. Njen izhod je priključen na ojačevalnik in oscilograf/osciloskop. (Anon)

Ko nabit delec alfa ali beta prileti v cev, zaporedoma trka z atomi plina in jih ionizira, dokler pač ima dovolj kinetične energije. Delec gama pa iz kakega atoma – predvsem v ohišju – izbije elektron in pri tem preneha obstajati. Izbiti elektron nato ionizira atome plina. Ustvarjeni ionski pari v električnem polju stečejo vsak proti svoji elektrodi, lahki elektroni hitreje, težki ioni počasneje. Elektroni vstopijo v pozitivno žico, ioni pa se ob negativnem ohišju nevtralizirajo. Nastane kratek tokovni sunek, ki traja vse dotlej, dokler je v cevi kaj nabitih nosilcev toka. Tokovni sunek se na zunanjem uporniku odraža kot napetostni sunek. Vsak vpadli delec, ki uspe tvoriti kaj ionskih parov, ustvari svoj izhodni sunek. Zaporedje sunkov po potrebi ojačamo in ga vodimo na oscilograf ali osciloskop.

Trije načini dela

Koliko ionskih parov ustvari vpadli delec? Toliko, kolikor znaša njegova kinetična energija, deljena s povprečno ionizacijsko energijo atomov plina v cevi. Delec alfa nosi ~ 1 MeV energije, ionizacijska energija valenčnega elektrona v atomu dušika ali kisika znaša ~ 10 eV, kar pomeni okrog 10^5 ionskih parov. Kaj se z nastalimi elektroni in ioni zgodi, pa je odvisno od napetosti med obema elektrodama.



Slika 44.3 Karakteristika tipične ionizacijske cevi. Prikazano je število na elektrodah zbranih ionskih parov v odvisnosti od delovne napetosti in sicer za dve energijsko različni vrsti vpadaočih delcev. (Iowa State University).

— Če je delovna napetost pod nekaj deset voltov, se nastali elektroni in ioni večinoma *rekombinirajo*, preden uspejo priti vsak na svojo elektrodo. Žica torej posrka manj elektronov, kakor jih je bilo ustvarjenih. Večja kot je napetost, večji delež jih posrka. Tokovni sunek od "istega" vpadlega delca zato narašča z delovno napetostjo.

— Pri napetostih nad nekaj deset voltov žica že posrka vse nastale elektrone, preden se uspejo rekombinirati z ioni. Nadaljnje večanje napetosti ne vpliva na število posrkanih elektronov. Tokovni sunek od "istega" vpadnega delca je zato neodvisen od delovne napetosti in je kar enak ioniziranemu naboju, ki ga je ta delec ustvaril. Rečemo, da cev deluje kot *ionizacijska komora*.

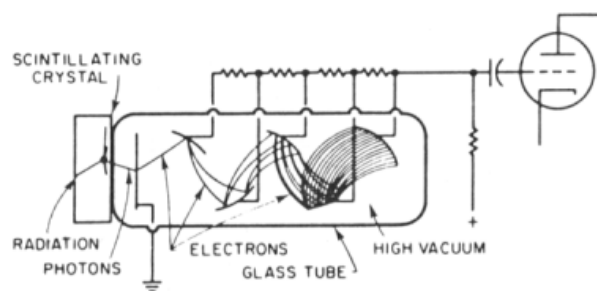
— Pri napetostih nad nekaj sto voltov se nastali elektroni v bližini žice že tako močno pospešijo, da ionizirajo druge atome; ob žici nastane plaz sekundarnih ionskih parov. Cev torej deluje kot pomnoževalka naboja. Žica posrka več elektronov, kakor jih je prvotno nastalo. Čim višja je napetost, tem močnejši plaz nastane. Tokovni sunek od "istega" vpadnega delca torej narašča z delovno napetostjo. Ugodno pa je, da je "ojačani" naboj približno sorazmeren s primarnim ioniziranim nabojem. Zato rečemo, da cev deluje kot *ionizacijski proporcionalni števec*.

— Blizu tisoč voltov je meja, ko se sekundarni plaz elektronov razširi od bližine žice preko celotne prostornine cevi. Nastali tokovni sunki so vsi enaki, ne glede na to, kako energetični delci jih sprožijo. Saj predstavlja primarna ionizacija le majhen delež v plazu. Rečemo, da cev deluje kot *ionizacijski števec*.

Če je delcev malo, jih lahko sproti rišemo na oscilografu. Če jih je veliko, pa fotografiramo osciloskopov zaslon pri enkratnem preletnem času, recimo 0,1 sekunde, in nato na fotografiji v miru preštejemo število sunkov. Ionizacijska cev zazna večino vpadlih delcev alfa in beta, ker je njena velikost (in vsebnost) primerljiva z dosegom teh delcev. Delci gama pa imajo tako velik doseg, da jih cev zazna le malo, morda okrog 1 %.

Scintilacijski števec

Druga zamisel je naslednja. Vemo, da elektroni in delci alfa povzročajo drobne bliske na zaslonu s kristalčki ZnS. Tam namreč izbijajo elektrone iz valenčnega v prevodni pas, nakar se ti elektroni rekombinirajo z vrzeli in pri tem izsevajo vidne fotone. Kaj ko bi te fotone ujeli v fotopomnoževalko [40.2]? Tako bi drobne bliske "spremenili" v resne električne sunke. Izumili smo *scintilacijski števec*: združbo "svetlečega" kristala in fotopomnoževalke.



Slika 44.4 Scintilacijski števec. Priklučen je na triodo ojačevalnika. (Dresser Atlas)

Poiskati je treba še primerne kristale, ki izdatno sevajo vidne fotone, ko jih zadenejo nabiti delci ali fotoni gama. Odkrijemo CsI za nabite delce in NaI (z dodatkom talija) za fotone gama. Sunke napetosti gledamo na priklučenem oscilografu ali osciloskopu. Tak sunek je oster in je sorazmeren z energijo fotona, ki vpade na katodo fotopomnoževalke. Scintilacijski števec je torej odličen merilnik, s katerim – po umerjanju – lahko določamo tako energijo delcev kot njihovo pogostost.

44.3 Meglična komora

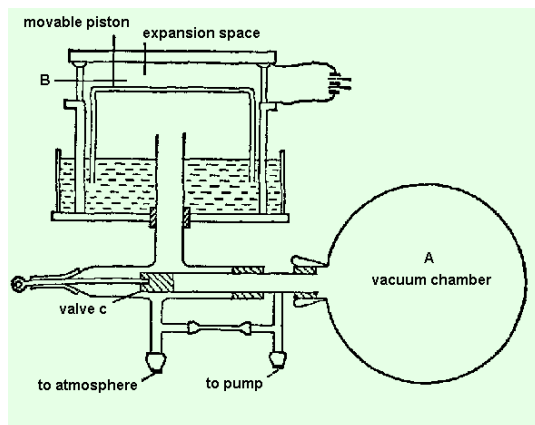
Kondenzacija pare

Na tretji detektor naletimo slučajno. Kot raziskovalci, ki jih zanima nastanek oblakov, poskušamo ustvariti meglo v laboratoriju. To nam uspe tako, da nasičeno vlažen zrak v zaprtem cilindru z batom hitro razpnemo. Zrak s paro se ohladi pod temperaturo rosišča in prenasočena para se kondenzira v kapljice. V prašnem zraku nastane lepa megla. Če zrak pred tem filtriramo, pa megla (pri enakem raztegu kot prej) ne nastane.

Ker smo že pri meritvah, poskusimo še z večjim raztegom in glej presenečenje – kljub očiščenemu zraku se pri 1,25-kratnem raztegu pojavijo redki kosmiči megle! Na čem pa se zdaj para kondenzira? Mogoče so to ioni, ki jih je v zraku vedno nekaj? Domnevo preverimo tako, da zrak presvetlimo z rentgenskimi žarki ali z uranovim sevanjem ter s tem ustvarimo dodatne ione. Ustvarjena megla je sedaj mnogo gostejša. Ko pa cilindar pred raztegom postavimo v električno polje, ki ione potisne na stene, megla ne nastane.

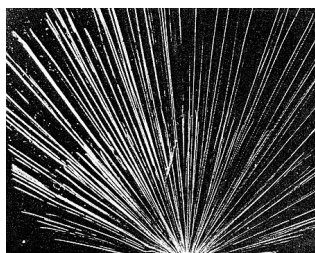
Ionizacijske sledi

Takoj se pojavi naslednja misel: če tik pred ekspanzijo preleti skozi cilindar ionizirajoč delec, recimo delec alfa, bo vzdolž svoje poti ioniziral molekule zraka in na njih se bo kondenzirala para v kapljice. Delec bo zarisal svojo pot! Izumili smo *meglično komoro* (WILSON).



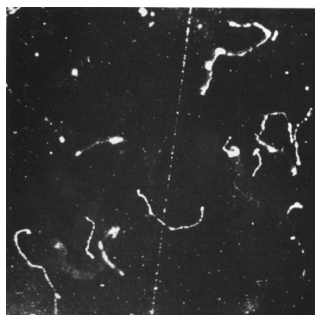
Slika 44.5 Meglična komora. Nabiti delci v njej zarisujejo svoje poti kot nize iz drobnih kapljic. (Wilson, 1912 / priredba)

Za praktično uporabo nadomestimo nerodni bat z izsesano posodo in pipo. Ko pipo odpremo, se zrak iz cilindra raztegne v posodo. Komoro postavimo v električno polje, ki odstrani vse moteče ione. Obdamo jo z dvema tuljavama, da v njej ustvarita homogeno magnetno polje in ukrivljata poti delcev. Priključimo še fotografsko kamero, ki ob vsaki ekspanziji samodejno posname sliko.



Slika 44.6 Delci alfa v meglični komori. Izvor seva delce dveh energij, kar se vidi v njihovem različnem dosegu. (Wilson, 1920+)

Komoro preizkusimo tako, da vanjo vstavimo košček radioaktivne snovi. Dobimo krasne slike žarkov alfa in beta. Sledi delcev alfa so veliko bolj izrazite kot sledi delcev beta. Dolžina meglene poti je odvisna od začetne kinetične energije delca. Večja kot je energija, daljša je pot. Poti se proti koncu debelijo, kar kaže na to, da počasnejši delci močneje ionizirajo atome. Očitno je to zato, ker dalj časa letijo mimo njih.



Slika 44.7 Elektroni v meglični komori. Ozka ravna črta pripada hitremu elektronu iz radioaktivnega vira. Debele kratke črte so zarisali počasni elektroni, ki so jih iz atomov zraka izbili rentgenski žarki. (Wilson, 1920+)

Sledi fotonov gama žal ne vidimo, ampak vidimo sledi elektronov, ki jih ti fotoni izbijejo iz atomov. Ob ionizaciji atoma namreč foton izgine, izbiti elektron pa izleti iz atoma in na svoji poti ionizira druge atome.

44.4 Preletna dolžina

Delec alfa orje skozi elektronske ovoje atomov kot topovska krogla skozi roj muh. Pri trku z elektronom izgubi le majhen del svoje kinetične energije in le neznatno spremeni svojo smer. Ko potroši vso energijo, se ustavi. Kako dolgo pot prepotuje?

Izguba energije

Da bomo bolj splošni, obravnavajmo namesto delca alfa kakršenkoli težek delec (alfa, proton ali poljuben ion) z maso m , nabojem Ze in hitrostjo v . Izguba energije takega delca ob enem trku z elektronom je sorazmerna s kvadratom gibalne količine, prenešene na elektron: $\Delta K \propto G^2$. Ta gibalna količina je sorazmerna s trajanjem trka: $G \propto t$ in trajanje je obratno sorazmerno s hitrostjo delca: $t \propto 1/v$. Zato je povprečna izguba energije ob enem trku $\Delta K \propto 1/v^2$. Ker je prenešena gibalna količina sorazmerna z elektrostatično silo $G \propto F_e \propto Z$, je zato $\Delta K \propto Z^2$. Na dolžinsko enoto izgubljena energija pa je sorazmerna s prostorsko gostoto elektronov: $\Delta K \propto n$. Tako ugotovimo $dK/dl \propto Z^2 n/v^2$.

Snov z gostoto ρ naj bo sestavljena iz enakih atomov z maso m_a , vrstnim številom Z_a in masnim številom A . Prostorska gostota elektronov n se potem izraža s prostorsko gostoto atomov n_a takole: $n = Z_a n_a$. Velja $\rho = m_a n_a = A u \cdot n / Z_a$, torej $n = (Z_a/A)(1/u)\rho$. Razmerje Z_a/A je za vse atome razen vodika približno enako veliko (znaša 0,4-0,5), zato ga proglasimo za konstanto in velja

$$\frac{dK}{dl} \propto - \frac{Z^2 \rho}{v^2} \propto - \frac{Z^2 m \rho}{K} \quad (44.1)$$

Negativni predznak pove, da se energija zmanjšuje. Izguba energije na dolžino poti je torej odvisna od dveh značilnosti delca - njegove hitrosti in naboja - in od dveh značilnosti okolišnje snovi - njene gostote in povprečne ionizacijske energije (skrite v sorazmernostni konstanti). Čim hitrejši je delec, tem manj energije izgubi na dolžinsko enoto in tem globlje prodre v snov. Od dveh delcev z enako energijo in nabojem pa se tisti, ki ima večjo maso, prej ustavi.

Doseg delca

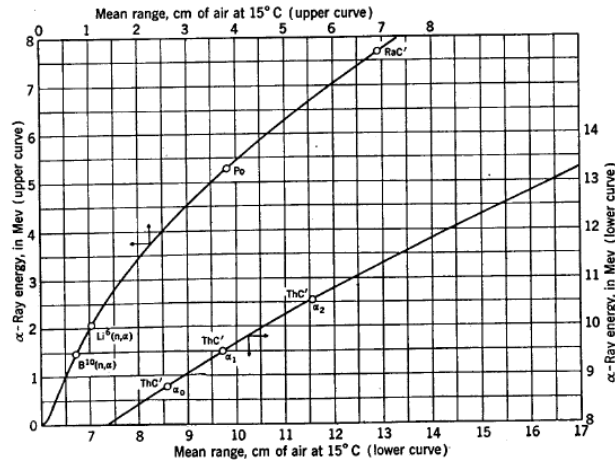
Dolžina poti, ki jo delec z energijo K preleti, preden se ustavi, znaša $R = \int_0^K dK/(dK/dl)$, torej

$$R \propto \frac{K^2}{Z^2 \rho} \quad (44.2)$$

Iz tega vidimo, da $R \propto K^2$. Sorazmernostna konstanta je odvisna od vrste delca in od vrste snovi. Določimo jo eksperimentalno. Delce alfa z znano energijo (določeno z magnetnim odklonom) spuščamo v meglično komoro, napolnjeno z zrakom pri standardnih pogojih (ter vodno paro), in merimo dolžino meglenih sledi. Med obema količinama ugotovimo naslednjo odvisnost:

$$\frac{R}{\text{mm}} = 3,2 \left(\frac{K}{\text{MeV}} \right)^{3/2}. \quad (44.3)$$

EkspONENT 3/2 sicer ni enak pričakovanemu eksponentu 2, ampak to nas ne sme preveč presenetiti, saj smo slednjega izračunali zelo na grobo.



Slika 44.8 Dolžina sledi delca alfa v zraku pri standardnih pogojih. Prikazani so izmerki in prilegajoče se krivulje za različne radioaktivne izvore z energijami med 1 in 10 MeV. (Burcham, 1979)

Če poznamo doseg delca v plinu z gostoto ρ_1 , ali poznamo doseg tudi pri gostoti ρ_2 ? Da, enačba (44.2) pove $\rho R = \text{const}$, torej

$$R_2 = \frac{\rho_1}{\rho_2} R_1. \quad (44.4)$$

S precej predrznosti upamo, da velja zapisana enačba celo za dve različni snovi, na primer za plinasti zrak in za trdni aluminij. Poskusi to v grobem potrdijo. Iz tega sklepamo, da so povprečne ionizacijske energije elektronov v različnih atomih približno enake.

44.5 Dinamika trkov

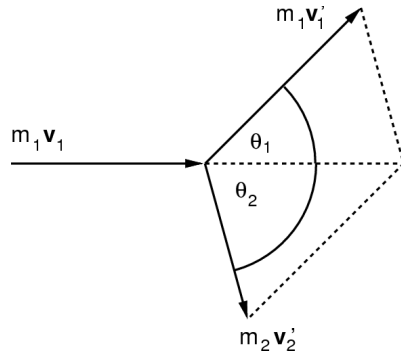
Ko potuje delec alfa skozi plin in ionizira njegove atome, bo prej ali slej trčil ob atomsko jedro – tako nas vsaj uči poskus z zlato folijo, s katerim smo atomska jedra sploh odkrili. Če jedro ni pretežko, ga bo delec alfa pač moral premakniti ali celo izbiti iz elektronskega ovoja. Pričakujemo, da bo takšno golo jedro tudi zarisalo svojo kondenzacijsko sled.

Ohranitveni zakoni

Ne glede na to, kakšne so sile med izstrelkom in jedrom, pričakujemo, da ob njunem trku vendarle veljajo ohranitveni zakoni gibanja: ohranitev energije, gibalne količine in vrtilne količine. Pred trkom naj ima delec alfa gibalno količino $m_1 \mathbf{v}_1$. Po trku se ta gibalna količina porazdeli na delec alfa $m_1 \mathbf{v}_1'$ in na jedro $m_2 \mathbf{v}_2'$. Velja $m_1 \mathbf{v}_1 = m_1 \mathbf{v}_1' + m_2 \mathbf{v}_2'$. To vektorsko enačbo zapišimo v komponentah. Iz risbe razberemo

$$\begin{aligned} m_1 v_1 &= m_1 v_1' \cos \theta_1 + m_2 v_2' \cos \theta_2 \\ 0 &= m_1 v_1' \sin \theta_1 - m_2 v_2' \sin \theta_2. \end{aligned} \quad (44.5)$$

Od prvotne smeri je delec alfa odklonjen za kot θ_1 in jedro za kot θ_2 . Prva enačba pravi, da je prvotna gibalna količina delca alfa enaka vsoti gibalnih količin obeh delcev v prvotni smeri. Druga enačba pa pravi, da se gibalne količine obeh delcev, pravokotne na prvotno smer, izničijo.



Slika 44.9 Trk delca z jedrom. Po trku odletita delec in jedro vsak v svojo smer.

Pri trku se lahko ohranja tudi kinetična energija; tedaj rečemo, da je trk *elastičen*. Kadar pa ni tako, pravimo, da je trk *neelastičen*. Pri neelastičnem trku se nekaj začetne kinetične energije pretvori v notranjo energijo produktov ali pa se nekaj začetne notranje energije pretvori v kinetično energijo produktov. Priročno je vpeljati razliko kinetičnih energij po in pred trkom: $Q = K' - K$. Za elastične trke je potem $Q = 0$ in za neelastične $Q \neq 0$.

Privzemimo, da je trk elastičen. Potem se mora ohranjati kinetična energija

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_1 v_1'^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2'^2. \quad (44.6)$$

Mase in odbojni koti Iz enačb (44.5) in (44.6) odstranimo hitrosti ter dobimo

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin (\theta_1 + \theta_2)}. \quad (44.7)$$

Enačba omogoča, da iz izmerjenih kotov θ_1 in θ_2 izračunamo maso udarjenega jedra. To je zelo prikladen način, da ugotovimo, kakšno jedro je udarec prejelo. Če trčita dva enako težka delca, je $m_1 = m_2$ in sledi $\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$. Delca se torej razletita pod pravim kotom.

Centralni trk Poseben primer je centralni trk. Tedaj $\theta_1 = 0$ in $\theta_2 = 0$ in iz (44.5) ter (44.6) sledi

$$\frac{v_2'}{v_1} = \frac{2m_1}{m_1 + m_2}. \quad (44.8)$$

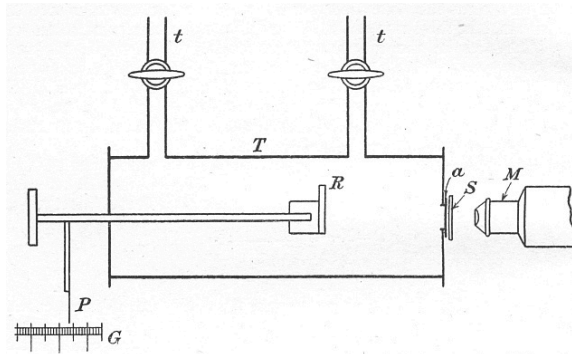
Če trčita enako težka delca, je $v_2' = v$. To pomeni, da se izstrelek ustavi, tarča pa prevzame vso njegovo hitrost. Lažja tarča odleti

hitreje od izstrelka in težja počasneje. Vodikovo jedro, ki ga centralno zadene delec alfa, tako odleti s hitrostjo $v_2'/v_1 = 1,6$. To je tudi maksimalna hitrost, ki jo vodikovo jedro lahko dobi pri takem trku. Dušikovo jedro, ki je težje od delca alfa, pa odleti s hitrostjo $v_2'/v_1 = 0,4$.

44.6 Trki alfa ob jedra

Delci alfa in vodik

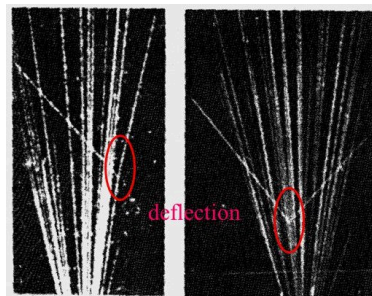
Pa obstreljajmo najlažja jedra – vodikova – z delci alfa! V izsesano cilindrično posodo namestimo radioaktivni izvor. Radioaktivni žarki prehajajo skozi odprtino v steni in vpadajo na svetleč zaslon, kjer opazujemo bliske z mikroskopom.



Slika 44.10 Priprava za opazovanje raznih plinov z delci alfa. t = dovod preiskovanega plina, R = radioaktivni vir, a = srebrna folija, S = scintilacijski zaslon, M = mikroskop. (Rutherford, 1919 / priredba)

S prečnim magnetnim poljem iz curka odstranimo žarke beta. Nato pred zaslon postavimo tanko srebrno folijo. Njeno debelino izberemo tako, da na zaslonu ni več bliskov (od delcev alfa). Potem v posodo spustimo vodik. Na zaslonu se pojavijo bliski. Sklepamo, da jih povzročajo vodikova jedra, ki so jih iz atomov vodika izbili delci alfa pri centralnih trkih (RUTHERFORD).

Trke delcev alfa z jedri vodika opazujemo tudi v meglični komori. Pri tem moramo biti potrpežljivi. Potrebni je mnogo opazovanj, da uspemo takšen trk fotografirati. Seveda lahko opazujemo tudi trke z jedri kakega drugega plina. Zlasti lepo je opazovati helij: tedaj sta masi izstrelkov in tarč enaki in sipalni kot med njima znaša 90° .



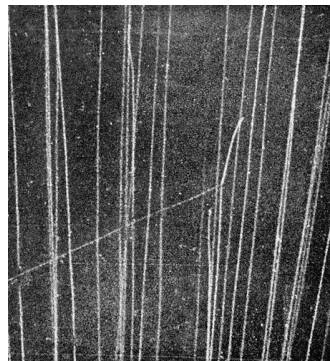
Slika 44.11 Vpad delcev alfa na vodik (levo) in helij (desno). Delec alfa je po trku z jedrom vodika (protonom) odklonjen za 8° in proton za 68° . Kota povesta, da je razmerje mas obeh delcev 4 : 1. Trk delca alfa z jedrom helija pa kaže medsebojni kot 90° , saj sta oba delca enako težka. (Blackett, 1925 / priredba)

Delci alfa in dušik

Obstreljujemo tudi druge pline in sicer natanko tako kot vodik. Pri kisiku in ogljikovem dioksidu se za srebrno folijo (ki zaustavlja delce alfa) na zaslonu nič ne pokaže. Pri dušiku pa opazimo na zaslonu bliske. Odklon z magnetnim poljem pokaže, da te bliske povzročajo hitri protoni. Od kod so se vzeli, če pa v posodi ni vodika, ampak je dušik? Domnevamo, da sta se delec alfa in jedro dušika zlila v novo jedro, pri čemer je proč odletel proton. Ohranitev naboja in masnega števila pove, da mora biti nastalo jedro kisik (RUTHERFORD):



Domnevo preverimo in potrdimo v meglični komori, ki jo napolnimo z dušikom (in vodno paro).



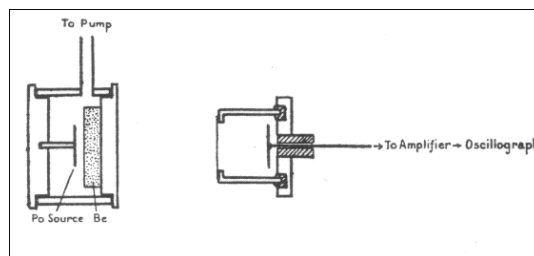
Slika 44.12 Vpad delca alfa na dušik. Ta se spremeni v kisik (debela kratka sled) in izseva proton (dolga poševna sled). Potrebni je več tisoč fotografij, da ujamemo takšno pretvorbo. (Blackett, 1925)

Tako smo prišli do presenetljive ugotovitve: atomska jedra - in s tem atomi - se dajo spreminjati. To velja vsaj za spremembo dušika v kisik. Pričakujemo, da podobno velja tudi za druge snovi. Odkrili smo *transmutacijo* elementov.

44.7 Odkritje nevtronov

Delci alfa in berilij

Sedaj šele dobimo veselje do obstreljevanja različnih snovi z žarki alfa! Ko namesto plinastega vodika ali dušika obstreljujemo ploščo iz berilija, zaznamo z ionizacijskim števcem redke sunke - nekaj na minuto. Magnetno polje nanje ne vpliva. Če med berilij in števec postavimo svinčeno ploščo, se v njej skorajda ne absorbirajo. Odkrili smo nevtralne, zelo prodorne "berilijeve" žarke (BOTHE). So to morda iskani nevtroni?



Slika 44.13 Vpad delcev alfa na berilij. Iz berilija izhajajo nevtralni žarki, ki jih zaznava ionizacijski števec. (Chadwick, 1932)

Če so opaženi delci res nevtroni, se mora v beriliju dogajati naslednja reakcija:



Raziskujoč absorpcijo postavimo na pot berilijevih žarkov namesto plošče iz svinca ploščo iz parafina. Ionizacijski števec, megljučna celica in magnetno polje na naše veliko presenečenje pokažejo, da iz parafina izletavajo številni protoni (CHADWICK). Parafin vsebuje – za razliko od svinca – lahke vodikove atome. To nas utrjuje v misli, da so berilijevi žarki res nevtroni, ki trkajo z jedri vodika, protoni.

Masa nevtronov Pri trku delca alfa z jedrom berilija se ohranja polna energija $m_\alpha c^2 + m_\alpha v_\alpha^2/2 + m_{\text{Be}}c^2 = m_{\text{C}}c^2 + m_{\text{C}}v_{\text{C}}^2/2 + m_{\text{n}}c^2 + m_{\text{n}}v_{\text{n}}^2/2$. Privzamemo, da je kinetična energija nastalega ogljika precej manjša od kinetične energije nastalega nevtrona, ker je njegova masa precej večja, in jo zanemarimo. Potem sledi $m_{\text{n}}c^2 \approx (m_\alpha v_\alpha^2/2 + m_\alpha c^2 + m_{\text{Be}}c^2 - m_{\text{C}}c^2)/(1 + v_{\text{n}}^2/2c^2)$. Na desni strani poznamo energijo vpadajočih delcev alfa in vse mase (iz masnega spektrometra), ne poznamo pa hitrosti nevtronov v_{n} . Določimo jo tako, da spustimo berilijeve nevtrone na vodik, da iz njega izbijejo protone, potem pa z magnetnim odklonom določimo (maksimalno) hitrost v_{p} čelno udarjenih protonov. Ob predpostavki, da je masa nevtronov blizu masi protonov, velja $v_{\text{n}} = v_{\text{p}}$. Tako izmerimo $m_{\text{n}}c^2 = 940 \text{ MeV}$ oziroma (CHADWICK)

$$m_{\text{n}} = 1,009 u. \quad (44.11)$$

Nevtron je torej od protona težji za okrog 0,2%.

44.8 Vezavna energija

Masni primanjkljaj Masa helijevega jedra znaša 4,002 (to je masa helijevega atoma z dvema odštetima elektronoma), masa njegovih sestavnih delov – dveh protonov in dveh nevtronov – pa $2 \cdot 1,007 + 2 \cdot 1,009 = 4,032$. Masa skupka vezanih nukleonov je torej manjša od vsote mas posamičnih, prostih nukleonov. Rečemo, da ima jedro *masni primanjkljaj*, v primeru helija 0,030 u, kar ustreza *vezavni energiji* 28 MeV. Očitno je to energija, ki jo sistem nukleonov izgubi, ko se poveže v jedro. Helijevo jedro ima za 28 MeV manj energije kot njegovi štirje ločeni nukleoni.

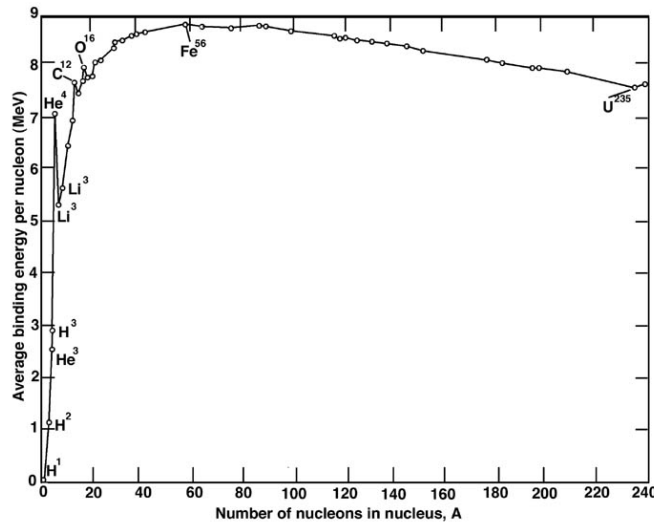
Vezavne energije Kar velja za helij, velja tudi za druga jedra. Vsa kažejo masni primanjkljaj. Zlahka ga določimo, če le izmerimo njihove mase z masnim spektrometrom. Vezavna energija jedra z maso m , z Z protoni in z $A - Z$ nevtroni znaša

$$E_{\text{bind}} = (Zm_{\text{p}} + (A - Z)m_{\text{n}} - m)c^2. \quad (44.12)$$

V takem jedru je posamičen nukleon vezan s povprečno vezavno energijo

$$B = \frac{E_{\text{bind}}}{A} \quad (44.13)$$

Vezavna energija nukleona je približno enaka v vseh jedrih in znaša okrog 8 MeV, le pri najlažjih jedrih je nekoliko manjša. Pri vodiku je seveda enaka nič. Odvisnost B od A ima maksimum pri železu; njegovi nukleoni so najmočnejše povezani.



Slika 44.14 Povprečna vezavna energija nukleona v različnih jedrih. Energija je izračunana iz znanega števila protonov in nevtronov v jedru ter iz izmerjene atomske mase v masnem spektrometru. (Anon)

Če so jedra lažja od vsote mas svojih ločenih sestavin, kaj ne velja isto tudi za atome? Kaj ne bi moral biti atom lažji od vsote mas svojega jedra in ločenih elektronov? Res je. Vendar je močna sila, ki veže nukleone, mnogo močnejša od električne sile, ki veže elektrone in jedra. Vezavne energije nukleonov v jedrih so zato milijonkrat večje kot vezavne energije elektronov v atomih. Temu ustrezni so tudi masni primanjkljaji. Zato jih v jedrih lahko izmerimo, v atomih pa tega ne moremo.

Obstoj masnega primanjkljaja in vezavne energije je sijajna potrditev sorazmernosti med maso in energijo, ki smo jo odkrili v teoriji relativnosti. S tem smo slednjo še bolj učvrstili.

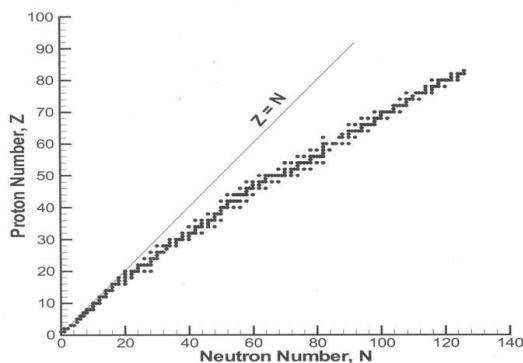
44.9 (Ne)stabilnost jeder

Zdaj, ko poznamo sestavo jeder iz protonov in nevtronov, poskusimo povezati radioaktivnost atomov z zgradbo njihovih jeder. Saj ne more biti dvoma, da radioaktivni delci – alfa, beta in gama – izhajajo iz jeder. Gotovo se morajo pri tem jedra spremeniti. Rekli bomo, da *razpadajo*.

Evidenca jeder

Atomska jedra so enolično določena s številom protonov in nevtronov, ki jih vsebujejo. V naravi najdemo, kot vemo, jedra z 1 do 92 protoni in vsako od njih ima lahko več različnih števil

nevtronov. Tako, na primer, najdemo ogljikove izotope ${}_6\text{C}^{12}$, ${}_6\text{C}^{13}$ in ${}_6\text{C}^{14}$. Prva dva sta stabilna, zadnji je radioaktiven. Drugih izotopov ogljika ne najdemo. Podobno je s preostalimi jedri. Stabilnih je okrog 250 vrst jeter; preostanek – vsaj 60 vrst – je radioaktiven. Vsa znana jedra poimenujemo *nuklide*.



Slika 44.15 Stabilna atomska jedra. Nestabilna jedra se tiščijo stabilnih in niso prikazana. (University of Maryland)

Dolina stabilnosti

Ugotovimo naslednje. Vsa jedra z $A > 83$ (bizmut) so nestabilna, to je radioaktivna. Od lažjih pa so stabilna le taka, v katerih je razmerje med številom nevtronov in protonov zelo natančno zamejeno. Pri lahkkih elementih je to razmerje enako 1, potem pa se počasi veča. Jedra, ki od tega razmerja rahlo odstopajo – imajo premalo ali preveč nevtronov glede na število protonov – so radioaktivna. Tistih, ki bi močno odstopala, pa sploh ni.

Zanimivo je, da ima dve tretjini stabilnih jeter sodo število protonov in hkrati sodo število nevtronov. Jeter sodo-liho ali liho-sodo je za eno tretjino. Jeter liho-liho pa je zgolj nekaj.

44.10 Razpadni mehanizmi

Sedaj hočemo podrobneje raziskati mehanizme, ki so odgovorni za radioaktivni razpad jeter.

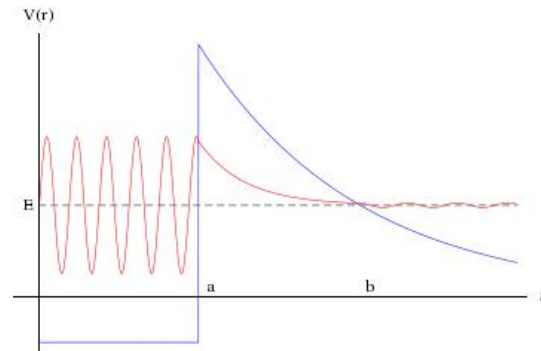
Razpad alfa

Pri razpadu alfa (uran, radij) izleti iz jedra delec alfa. To pomeni, da se zgodi naslednja jedrska reakcija:



Iz elementa X nastane element Y. Predstavljamo si, da so nekateri nukleoni v jedru že povezani v delce alfa (to je energijsko bolj ugodno, kot če bi bili ločeni). Tak delec alfa se giblje v sestavljenem potencialnem polju močne in električne sile. To polje je podobno krtini na travniku. V eni dimenziji se torej giblje delec med dvema grebenoma. Višina grebena je približno tolikšna, kot je električni potencial na robu jedra: $U \approx Ze/R$. Ker je delec alfa vezan, mora biti njegova energija E manjša od njegove potencialne energije na vrhu grebena $W = 2eU$. Kako naj potem sploh zapusti krtino? Tako, da skozi greben tunelira (GAMOW). Ker

je jedro atoma kvantni sistem nukleonov, so energije delca alfa v njem kvantizirane. Zato je tudi energijski spekter izsevanih delcev alfa diskreten.



Slika 44.16 Razpad alfa kot tuneliranje delca alfa skozi potencialni greben okrog jedra. (University of Manchester)

Vemo, da valovna funkcija kvantnega delca po vpadu na visoko potencialno stopnico eksponentno pojema in da njen kvadrat na razdalji D znaša $P \propto \exp -2D\sqrt{2m(W-E)/\hbar^2}$. Verjetnost, da bo delec alfa prepuščen, je torej močno odvisno od višine in širine stopnice. Seveda velja podobno tudi za greben krtine, ki ni pravokoten.

Zakaj jedro lahko izvrže delec alfa, ne opazimo pa, da bi kdaj samo od sebe izvrglo proton ali nevtron? Relativne mase sosednjih izotopov istega elementa se ločijo med seboj za največ 1,007. To je premalo za izsevanje nevtrona, pa tudi protona. Jedro v osnovnem stanju torej ne more izvržiti posamičnega nukleona. Drugače je z delcem alfa, katerega masa je znatno manjša od vsote mas dveh protonov in nevtronov. Med težkimi elementi je precej primerov, kjer je razlika med maso začetnega in končnega jedra večja od mase delca alfa. Zato energijski zakon ne nasprotuje razpadu.

Razpad beta Pri razpadu beta (${}_6\text{C}^{14}$, ${}_4\text{Be}^{10}$) izleti iz jedra elektron. To pomeni, da se zgodi naslednja reakcija:



Energijska bilanca za razpad jedra m_1 v jedro m_2 - brez [še kaj?] - je naslednja: $m_1c^2 = m_2c^2 + K_2 + m_e c^2 + K_e$, torej $K_e = m_1c^2 - m_2c^2 - m_e c^2 - K_2$. Odrivna kinetična energija jedra K_2 je zanemarljiva v primerjavi s kinetično energijo elektrona. Tako vidimo, da bi moral imeti izsevani elektron ostro vrednost K_e . Pričakovali bi torej, da je energijski spekter elektronov diskreten. Do podobnega sklepa pridemo, če pomislimo, da prihajajo elektroni iz kvantiziranega jedra. Vendar pa meritve temu nasprotujejo: kot že vemo, je spekter zvezen [41.6]. Izleteli elektron ima poljubno energijo med nič in K_e . Kako naj si to razložimo?

Ponuja se presentljiv izhod iz zagate: morda pa se poleg vsakega elektrona izseva še en lahek nevtralen delec, in sicer tako, da je vsota energij obeh konstantna. Temu delcu recimo *nevtrino* ν (PAULI). Njegova masa mora biti zelo majhna. Povsem možno je, da ima maso nič in da se zato giblje s svetlobno hitrostjo. Ali tak delec res obstaja, bomo morali seveda še ugotoviti. Ker delec ni nabit in ima maso (blizu) nič, bo to težko, gotovo težje od odkrivanja nevtronov.

Šibka sila Kako si naj razložimo izsev elektrona iz jedra, če pa v njem ni elektronov? Ena izmed možnosti je naslednja. Ko atom izseva foton, to ne pomeni, da je bil foton pred tem že skrit v atomu. Foton šele nastane pri prehodu elektronskega oblaka iz višjega vzbujenega stanja v nižje. Lahko rečemo, da se fotoni pravzaprav rojevajo iz sprememb električnega polja, ki križema povezuje elektrone in protone. Morda je tako tudi v jedru. Morda obstaja med nukleoni polje sil, iz katerega se, ob spremembah, rojevajo elektroni in nevtrini. Zaradi ohranitve naboja se morajo pri tem spreminjati tudi nevtroni v protone.

Pretvorba nevtronov v protone se dogaja, kadar je na kupu "preveč" nevtronov in "premalo" protonov. Blizu je misel, da morda polje deluje tudi v obratni smeri: kadar je na kupu "preveč" protonov in "premalo" nevtronov, se začnejo protoni pretvarjati v nevtrone, pri čemer bi se morali zaradi ohranitve naboja izsevati *pozitivni elektroni* oziroma *pozitroni* in nevtrini. Na ta način kvalitativno razložimo dolino stabilnosti in napovemo še en nov delec, ki morda obstaja.

Poleg treh dosedanjih sil – gravitacijske, električne in močne – torej morda obstaja v naravi še četrta sila; poimenujmo jo *šibka sila*. Sila mora delovati križem med nukleoni, elektroni in nevtrini. Njen doseg mora biti kratek. Za razliko od drugih sil pa šibka sila delcev ne pospešuje, ampak jih "ob dotikih" spreminja, ustvarja in uničuje.

Razpad gama Nekatera jedra razpadajo z razpadom alfa, druga z razpadom beta. Večinoma se pri vsakem zgodi hkrati še razpad gama, to je, jedro izseva foton gama:



Razlaga je hitro pri roki. Razpad alfa ali beta praviloma pusti jedro v vzbujenem stanju. Jedro se nato povrne v osnovno stanje in pri tem izseva foton gama. Zaradi kvantizacije jedrskih stanj mora biti izsevani spekter diskreten. In takšen, kot vemo, tudi je.

44.11 Statistika razpadov

Ko atomi radioaktivno razpadajo, se število še nerazpadlih atomov manjša. Kako?

Preostala jedra Predpostavimo, da je razpad slučajni dogodek in je neodvisen od zunanjih okoliščin. Verjetnost, da izbrano jedro razpade v kratki časovni enoti, je zato konstantna. To pomeni, da je delež jeder, ki razpadejo v časovni enoti, neodvisen od tega, koliko je še nerazpadlih jeder: $-dN/Ndt = \lambda$. Enačbo integriramo in dobimo

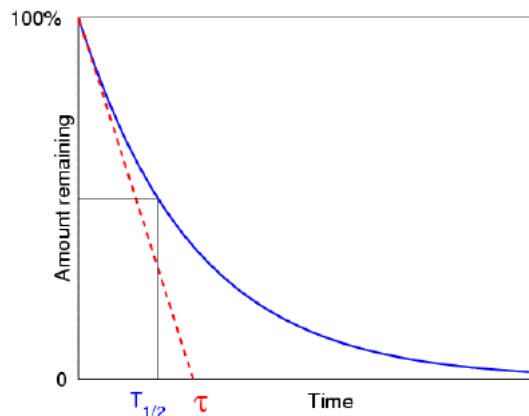
$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (44.17)$$

Število nerazpadlih jeder se eksponentno zmanjšuje. V času

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (44.18)$$

pade na vrednost $1/e \approx 37\%$. Rečemo, da je to *razpadni čas*. Namesto razpadnega časa je bolj nazorno vpeljati *razpolovni čas*, to je čas, v katerem se število nerazpadlih jeder zmanjša na polovico: $N_0/2 = N_0 \exp -\lambda T_{1/2}$. Sledi povezava

$$T_{1/2} = \tau \ln 2. \quad (44.19)$$



Slika 44.17 Zmanjševanje števila še nerazpadlih delcev s časom. (University of California)

Aktivnost vira Radioaktivni viri sevajo žarke bolj ali manj izdatno. Bolj kot vir seva, več jeder v njem razpade v časovni enoti. Število razpadov na časovno enoto poimenujemo *aktivnost* vira:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (44.20)$$

Aktivnost vira pojema eksponentno s časom. Če jo izmerimo (z ionizacijskim števcem) ob nekaj različnih časih in narišemo odvisnost $\ln A/A_0$ od časa, dobimo premico in iz nje razpadno konstanto. Števec sicer ne zajame vseh radioaktivno izsevanih delcev, prestreže pa stalen odstotek. Vendar je to dovolj. Seveda lahko na ta način merimo le tiste izvore, ki se jim aktivnost znatno zmanjšuje s časom. Takšen, na primer, je izotop ${}_{84}\text{Po}^{210}$ v poloniju, ki ga pridobimo iz uranove rude. Razpolovni čas ima kratkih 138 dni. Izmerjena aktivnost je natančno eksponentna. S tem potrdimo predpostavko, iz katere smo izhajali: radioaktivni

razpadi so res slučajni in neodvisni od sosednjih atomov in zunanjih okoliščin, recimo temperature ali magnetnega polja.

Radiju ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ ali uranu ${}_{92}\text{U}^{238}$ se aktivnost s časom spreminja tako počasi, da mu na opisani način ne moremo določiti razpolovnega časa. Pomagamo si takole. Pridobiti moramo košček čistega izotopa. V njem so vsa jedra še nerazpadla. Košček mase m damo v ionizacijski števec in mu izmerimo aktivnost. Vemo, da je v koščku $N_0 = m/m_1$, $m_1 = M/N_A$ nerazpadlih jeder. Razpadno konstanto izračunamo iz povezave $A = \lambda N_0$. S tem je določen tudi razpolovni čas. Za radij dobimo 1600 let in za uran $4,5 \cdot 10^9$ let.

Verižno razpadanje

Radioaktivne snovi s kratkim razpolovnim časom v naravi sploh ne bi smele obstajati, saj hitro izginevajo. Očitno morajo vedno znova nastajati. Ponuja se misel, da kratkoživi elementi morda nastajajo iz dolgoživih. Natančneje rečeno: izvorni radioaktivni element razpada v produkt, ki je tudi sam radioaktiven, in tako naprej, vse do zadnjega člena v *razpadni verigi*, ki je obstojen. Z detektivskim eksperimentalnim delom uspemo v naravi res odkriti vsaj dve takšni verigi. Prva se začne z uranom U^{238} in konča s svincem Pb^{206} . Vmes nastaja radij Ra^{226} . Druga pa se začne s torijem Th^{232} in konča s svincem Pb^{208} .

Zamislimo si čist kos radioaktivne snovi A z zelo dolgim razpolovnim časom. Z razpadanjem iz nje nastaja snov B. Njena količina ne raste kar naprej, ampak razpada ter se prej ali slej ustali pri vrednosti, ko je prav toliko razpade, kot jo nastane. Podobno velja za snov C, ki nastaja iz B. Kolikšen je razpolovni čas obeh snovi, pri tem ne igra vloge, le dosti krajši mora biti od razpolovnega časa prve snovi. Velja $dN_A/dt = dN_B/dt = dN_C/dt$. Zapišemo $\lambda_A N_A = \lambda_B N_B = \lambda_C N_C$, vstavimo razpolovna časa in dobimo

$$\frac{N_A}{T_A} = \frac{N_B}{T_B} = \frac{N_C}{T_C}. \quad (44.21)$$

V ravnotežju je številčno razmerje snovi enako razmerjem njihovih razpolovnih časov. Dolgožive snovi je več, kratkožive manj. Relacija velja za vse člene v razpadni verigi. Iz nje lahko izračunamo razpolovni čas ene snovi, če poznamo razpolovni čas druge snovi in njuno ravnotežno številčno razmerje. To je zlasti primerno za določanje dolgih razpolovnih časov.

Datiranje kamnin

Zemeljska skorja je nastala in še nastaja iz staljenih snovi v njeni notranjosti. Pri ohladitvi se tvorijo različni minerali/kristali. Nekateri so takšni, da ob strditvi vključijo vase uran, ne pa tudi svinca. Takšen je, na primer, cirkon ZrSiO_4 , ki ima del cirkonijevih atomov Zr nadomeščenih z uranovimi. Ko čas mineva, ti razpadajo v svoje končne produkte: izotop U^{238} v Pb^{206} in izotop U^{235} v Pb^{207} . Razpolovna časa poznamo: 4,5 in 0,7 milijarde let. V kristalu pojema število istovrstnih uranovih

izotopov kot $N_U = N_{U0} \exp -\lambda t$, hkrati se pa povečuje število ustreznih svinčevih atomov $N_{Pb} = N_{U0} (1 - \exp -\lambda t)$. Deljenje obeh enačb pove $t = (1/\lambda) \ln (1 + N_{Pb}/N_U)$. Z meritvijo razmerja N_{Pb}/N_U je enolično določena starost kristala. Tako določamo starost različnih kamenin. Najstarejši kristali, ki jih najdemo, so stari 4,0 milijarde let. Meteoriti, ki iz vesolja padajo na Zemljo, pa so še starejši, okrog 4,5 milijarde let. Sklepamo, da je približno toliko stara tudi Zemlja.

44.12 Trki nevtronov ob jedra

Nevtronov med letom skozi snov ne ovirata niti elektronski ovoji atomov niti električno polje jeder. Zato se z lahkoto približajo jedrom in z njimi trkajo, se od njih odbijajo ali v njih ponikajo ter povzročajo jedrske spremembe. To jih dela odlične izstrelke za raziskavo jeder. Dober vir nevtronov za poskuse že poznamo - zmes zdrobljenega radijevega bromida in berilija, zaprto v stekleni cevki.

Velikost jedra Naj na ploščo iz izbrane snovi v izbranem času vpade curek N nevtronov. Verjetnost, da nevtron iz vpadajočega curka obišči v snovi, znaša $P = N_a \sigma / S$, pri čemer je σ absorpcijski presek jedra, N_a število jeder vzdolž curka in S presek curka. Iz plošče naj izide N' nevtronov. To pomeni, da v plošči obišči $N - N' = (N_a \sigma / S) N$ nevtronov. Število jeder N_a je določeno z maso obsevanega dela plošče in z maso posamičnega jedra: $N_a = \rho S l / A u$. To pomeni, da znaša presek jedra $\sigma = (A u / \rho l) (N - N') / N$. Z meritvijo N in N' je presek popolnoma določen. S tem je določen tudi absorpcijski radij jedra: $\sigma = \pi r^2$. Zaradi kratkega dosega močnih sil si ga lahko predstavljamo kar kot geometrijski radij.

Dejanske meritve pokažejo, da velja povezava

$$\begin{aligned} r &= r_0 A^{1/3} \\ r_0 &= 1,2 \text{ fm} . \end{aligned} \tag{44.22}$$

Jedro bakra Cu^{64} , na primer, ima polmer 5 fm. To je trikrat manj, kot smo svoj čas določili iz sipanja delcev alfa [41.7]. Delci alfa se pač ne morejo približati jedrom tako močno kot nevtroni.

Ker $r^3 \propto A$ in $r^3 \propto V$, je $A/V = \text{const}$. Gostota vseh jeder je zato približno enaka in je reda velikosti 10^8 ton/cm^3 . To je strašna vrednost. Sklepamo tudi, da so nukleoni v jedrih prav tesno nagneteni. Jedra so torej precej podobna kapljicam tekočine s tesno nagnetenimi molekulami.

Tvorba izotopov Jedro, ki ujame nevtron, se spremeni v svoj "višji" izotop. Hvalevredno bi bilo sistematično obsevati vse elemente in pogledati, kakšne izotope lahko pridelamo. Pri tem želimo dosežati čim večji izplen. Pričakujemo, da bodo počasnejši nevtroni, ki v bližini jeder preživijo več časa, bolj pogosto vstopali vanje. Takšne počasne nevtrone dobimo, če izvirne hitre

nevtrone spustimo najprej skozi primerno snov, v kateri elastično trkajo z jedri in izgubljajo kinetično energijo. Potrebna je snov z majhnim absorpcijskim in velikim sipalnim presekom. Dobro se izkažeta voda in grafit.

Umetna radioaktivnost

Rezultati so pričakovani. Pridelamo veliko število lahkih izotopov, ki jih v naravi najdemo redko ali sploh ne. Vsi imajo "preveč" nevtronov, da bi bili stabilni, in so beta-radioaktivni. Nekaj primerov: ${}^1_1\text{H}^3$, ${}^6_6\text{C}^{14}$ in ${}^{15}_{15}\text{P}^{32}$. Razpolovni časi znašajo tipično od nekaj dni do nekaj tisoč let.

44.13 Razcep težkih jader

Razcep urana

Pri obsevanju težkega urana z nevtroni pa nas čaka presenečenje: namesto višjih izotopov urana nastane mešanica različnih srednje težkih elementov. Tega si ne moremo razlagati drugače, kot da se od nevtrona zadeto uranovo jedro razcepi na dve približno enako težki jedri in še na kakšen "odvečen" nevtron (HAHN). Nastala jedra so radioaktivna in izsevajo elektrone ter žarke gama. Pojav lahko celo opazimo v meglični celici: iz obsevane uranove ploščice včasih izletita dva bleščeča žarka. Njuna ionizacijska sled pravi, da nosita mnogo kinetične energije.

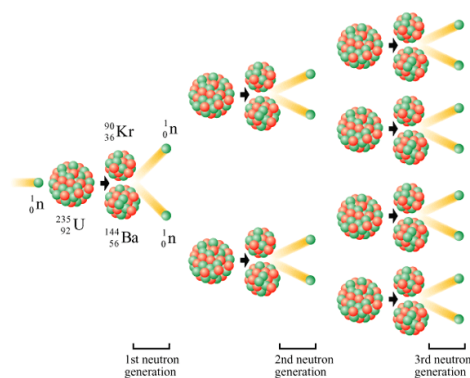
Vezavna krivulja nukleonov v jedrih pravi naslednje. V težkem jedru je vsak nukleon vezan z energijo 7,5 MeV, v srednjetežkem jedru pa z 8,5 MeV. Pri cepitvi težkega jedra se torej vezavna energija nukleona poveča za 1 MeV, to je, vsak nukleon odda okrog 1 MeV energije. V jedru urana je preko 200 nukleonov, zato ob razcepu odda okrog 200 MeV energije. Ta energija se naloži večinoma v kinetično energijo obeh fragmentnih jader, deloma pa tudi v kinetično energijo sproščenih nevtronov in izsevanih elektronov ter fotonov gama.

Verižna reakcija

Uran v naravi sestoji predvsem iz dveh izotopov ${}_{92}\text{U}^{238}$ (99%) in ${}_{92}\text{U}^{235}$ (1%). Podrobne raziskave pokažejo, da se izotop U^{238} ob zajetju nevtrona redko razcepi, ampak raje postane izotop ${}_{92}\text{U}^{239}$, takoj dvakrat zaporedoma beta-razpade in postane plutonij ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Izotop U^{235} pa se razcepi pogosto, posebej še s počasnimi nevtroni. Pri tem s števci tudi opazimo, da iz obsevanega vzorca izstopa več nevtronov, kot jih vanj vstopa: na 1 (počasni) vstopajoči nevtron pridejo kar 2-3 (hitri) izstopajoči. To nas navede na naslednjo misel: ako zadenejo novorojeni nevtroni spet ob uranovo jedro, lahko sprožijo nove cepitve. Pri tem izletijo spet novi nevtroni in tako naprej. Namesto ene same cepitve sprožimo torej celo verigo cepitev. Rečemo, da smo sprožili *verižno reakcijo* (FERMI).

Če hočemo, da verižna reakcija ne ugasne, moramo poskrbeti za naslednje. Prvič, kepa urana mora biti dovolj velika, da nevtroni preveč ne uhajajo. In drugič, preprečiti moramo takšne reakcije, pri katerih se jedra ne cepijo. Predvsem moramo preprečiti vpliv

jeder U^{238} , ki požirajo nevtrone (razen najhitrejših), ne da bi se cepila.



Slika 44.18 Verižna reakcija. Vpadajoči nevtron razcepi uranovo jedro, pri čemer se sprostita tipično dva nevtrona in razbijanje se nadaljuje. (Hong Kong University)

Očitno velja naslednje. V "premajhni" kepi urana verižna reakcija ugasne. V "preveliki" naraste preko vsake meje in kepa eksplodira. Ravno pravšnja kepa pa vzdržuje konstantno verigo razpadov ter zagotavlja ravnovesje med proizvedeno in oddano energijo. Odkrili smo princip za izdelavo *uranove bombe* in *uranove peči*.

Uranova bomba

Iz samega naravnega urana se ne da narediti bombe, tudi če ga nakopičimo skupaj več ton. V njem je namreč izotopa U^{238} toliko, da preveč pridno požira nevtrone in se verižna reakcija ne more prav razviti. Naravni uran moramo zato *obogatiti*, to je, v njem povečati delež izotopa U^{235} . Postopek temelji na frakcionalni difuziji in centrifugiranju uplinjenih uranovih soli (npr UF_6) ter je zapleten in drag. Privoščijo si ga lahko le tehnološko razvite in bogate države. Ko nam uspe v taki državi pridelati dovolj primerno obogatene urana, ga moramo seveda shraniti v majhnih kosih na oddaljenih mestih. Sicer bi ga bilo na kupu toliko, da bi naključni nevtroni iz okolice v njem takoj sprožili uničujočo verižno reakcijo. Kakor pravijo tisti, ki se na to spoznajo, znaša kritična masa krogle iz čistega U^{235} komaj 15 kg.

Bombo izdelamo iz dveh podkritičnih cilindrov vsaj 80-odstotno obogatene urana. En cylinder je votel in drugi se vanj prilega. Cilindra sta nameščena v cevi na medsebojni razdalji ~ 2 metra. Smodnikov naboj izstreli en cylinder v drugega. S tem presežeta kritično maso in bomba eksplodira.

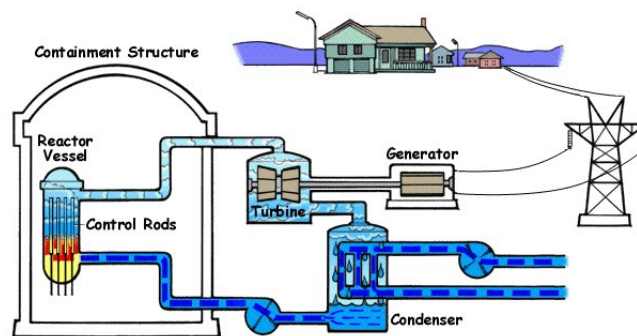


Slika 44.19 Eksplozija uranove bombe nad Hirošimo. Bomba je pobila preko 100 000 ljudi in zravnila mesto z zemljo. (Hiroshima Memorial Peace Museum)

Uranov reaktor

Uranov reaktor je ukročena uranova bomba, v kateri nadzorujemo nevtronski plaz, da bomba stalno "tli", namesto da bi eksplodirala. Jedro reaktorja sestavimo iz kosov delno obogatene (5 %) urana. V jedro potisnemo palice iz snovi, ki močno absorbira nevtrone: grafita, kadmija ali bora. Bolj kot jih potisnemo v jedro, več nevtronov absorbirajo in bolj dušijo razpadni plaz. Tako uravnavamo hitrost razpadanja (FERMI). Skozi jedro črpamo vodo, ki se od razpadajočega urana segreva in spreminja v paro. Z njo gonimo parno turbino in nanjo priklopljen električni generator. Ko para opravi svoje delo, jo ohladimo, da se kondenzira, in jo vodimo nazaj v reaktor. Voda hkrati služi kot sredstvo, ki upočasnuje nevtrone in s tem povečuje njihovo razbijalno uspešnost.

Bolj kot je uran obogaten, manjše delovno jedro je potrebno. Uporabimo lahko celo neobogateni uran, vendar moramo v tem primeru njegove hitre nevtrone upočasnjavati s težko vodo (tako, ki vsebuje težki vodik); navadna voda jih ne upočasni dovolj. Namesto enega vodnega kroga lahko uporabimo tudi dva. V prvem, ki je pod visokim pritiskom, vodo segrevamo nad 100 °C. S tako segreto vodo pa potem uparjamo vodo v drugem, ločenem vodnem krogu. Končno moramo reaktor obdati še s ščitom iz primerne snovi, da nevtroni, predvsem pa žarki gama, ne uhajajo v okolico. Primerna sta navadni beton in svinec.



Slika 44.20 Uranov reaktor. Pri nadzorovanem razcepu urana se sprošča toplota. Ta segreva vodo v paro in slednja poganja parno turbino s priklučenim električnim generatorjem. (US Nuclear Regulatory Commission)

Kilogram U^{235} proizvede v reaktorju toliko energije kot sežig 3000 ton premoga! S tem dobimo v roke izjemno močan in zgoščen vir energije. Uranove reaktorje uspešno uporabimo za pogon velikih elektrarn. Namestimo jih na ladje in podmornice. Za avtomobile in letala pa so pretežki. Reaktorji služijo tudi kot izdaten vir nevtronov, s katerimi lahko opravljamo nadaljnje raziskave.

Ko se uranovo gorivo potroši, ostanejo za njim razni stranski produkti, ki so radioaktivni, recimo cezij Cs^{137} , stroncij St^{90} in plutonij Pu^{239} . Da njihovo sevanje ne bi škodovalo ljudem,

moramo vso to žilindro zapreti v primerne zabojnike in jih zakopati globoko pod zemljo. Potem pa čakamo, da razpade v končne, neradioaktivne produkte.

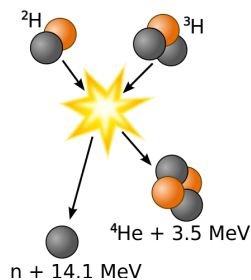
44.14 Zlivanje lahkih jeder

Zlivanje vodika

Vezavna energija nukleona v zmerno težkem jedru je večja od vezavne energije nukleona v lahkem jedru: v devteriju znaša 1 MeV, v triciju 3 MeV in v heliju 7 MeV. Če se torej uspeta zlititi dve lahki jedri, se bo pri tem sprostil energija v okolico. Zamislimo si, da se lahko spojita devterij in tricij v helij:



Da se razdre devterij v dva nukleona, je potrebno $2 \cdot 1 \text{ MeV} = 2 \text{ MeV}$ energije; da se razdre tricij v tri nukleone, je potrebno $3 \cdot 3 \text{ MeV} = 9 \text{ MeV}$; in ko se združijo štirje nukleoni v helij, se sprosti $4 \cdot 7 \text{ MeV} = 28 \text{ MeV}$ energije. Pri reakciji se torej sprosti $(28 - 9 - 2) \text{ MeV} = 17 \text{ MeV}$ energije. Ker sodeluje 5 nukleonov, se na en nukleon sprosti dobre 3 MeV energije. To je trikrat več kot pri cepitvi uranovih jeder.



Slika 44.21 Zlivanje lahkih jeder. Prikazano je zlitje devterija in tricija v helij (in nevtron). Sproščena energija se porazdeli med produkte v obratnem sorazmerju z njihovimi masami. (Anon)

Da se jedri devterija in tricija sploh lahko združita, morata najprej premagati medsebojno električno odbojno silo. Privzemimo, da se morata jedri približati na $r = 10 \text{ fm}$, da ju zagrabi močna sila. Na tej razdalji znaša njuna odbojna potencialna energija $W = q^2/r = 0,14 \text{ MeV}$. Posamično jedro mora torej imeti 0,07 MeV kinetične energije, da mu uspe preboj. To ustreza temperaturi $5 \cdot 10^8$ kelvinov. Ker pa ima porazdelitev jeder po hitrosti svoj rep, jedra pa ovire premagujejo tudi s tuneliranjem, je potrebna temperatura lahko nekaj nižja, morda okrog 10^7 kelvinov.

Vodikova bomba

Našli smo teoretično pot za izdelavo vodikove bombe: to je zmes devterija in tricija, ki jo hitro in močno segrejemo, da eksplodira. Za segretje uporabimo kar uranovo bombo. Devterija je v oceanih več kot dovolj. Triticija pa v naravi ni (je radioaktiven z razplovno dobo 12 let). Vendar ga - na nesrečo - lahko delamo z reakcijo $\text{Li}^6 + \text{n} \rightarrow \text{He}^4 + \text{H}^3$. Ker se pri eksploziji uranove bombe sproščajo nevtroni, zaloge tricija zato ne potrebujemo, ampak uporabimo kar litij, iz katerega tricij spotoma nastane. Žal se recept pokaže za uspešnega in človeštvo pridobi še eno smrtonosno orožje. Vodikova bomba je kar stokrat močnejša od uranove.

Vodikov reaktor Nadzorovano zlivanje jeder pa nam zaenkrat ne uspeva. Glavni oviri sta dve: segrevanje goriva in njegova hramba. V poštev pride predvsem hramba v magnetnem polju. Tukaj se pokaže, kako velika je pravzaprav razlika med poznavanjem principa, kako naj kaj naredimo, in razvojem tehnologije, ki naj ta princip izkorišča. Brez dvoma nam bo nekoč uspelo. Tedaj bomo dobili neomejen in čist vir jedrske energije za vse svoje potrebe. Takorekoč bomo kurili vodo in pri tem ne bomo proizvajali nobenih radioaktivnih ostankov.

44.15 Kozmični žarki

Višinsko sevanje Ionizacijski števec kaže redke sunke – nekaj na minuto – tudi tedaj, ko v bližini ni nobenega radioaktivnega izvora. Rečemo, da zaznava *sevanje ozadja*. Od kod prihaja to sevanje? Domnevamo, da iz radioaktivnih snovi v Zemlji in – kot primesi – v ozračju. To pomeni, da bi z višino moralo sevanje zaradi absorpcije in redčenja pojemati. Meritve na gorah in v balonih pa presenetljivo pokažejo, da sevanje z višino celo narašča. Na desetih kilometrih je ionizacija v merilnikih desetkrat večje kot na morski gladini. Sklepamo, da prihaja dodatno sevanje iz izvorov izven Zemlje. To sevanje poimenujemo *kozmični žarki*.

Žarkovna kaskada Kozmični žarki so sicer redki, a izredno prodorni. Balonske meritve na višini 30 km kažejo, da so tam žarki sestavljeni večinoma iz protonov in delcev alfa. Njihove energije imajo tipično vrednost 1–10 GeV. To je primarno kozmično sevanje. Kje nastaja in kaj ga tako pospeši, bo treba še raziskati. Primarno sevanje pri preletu skozi ozračje spotoma ionizira atome in razbija njihova jedra. Do tal tako prispe pisana mešanica protonov, nevtronov, elektronov, fotonov gama in še česa. To je sekundarno kozmično sevanje. Njegova intenzivnost, merjena v talni opazovalnici, je enaka podnevi in ponoči. Neodvisna je tudi od letnega časa. Kozmični žarki prihajajo torej izotropno iz daljnih globin vesolja. Je pa intenzivnost sekundarnega sevanja odvisna od zemljepisne širine opazovalnice: na polu je za 10 % večja kot na ekvatorju. Zemlja je pač magnet in s svojim magnetnim poljem usmerja poti nabitih delcev, predvsem lahkih elektronov, proti poloma.

Organsko datiranje Nevtroni v sekundarnem kozmičnem sevanju trkajo ob dušikova jedra in jih spreminjajo v radioaktivna ogljikova jedra:
 ${}^7\text{N}^{14} + n \rightarrow {}^7\text{N}^{15} \rightarrow {}^6\text{C}^{14} + p$. Nastali ogljik se veže s kisikom v ogljikov dioksid. V njem beta-razpada z razpadnim časom 5700 let:

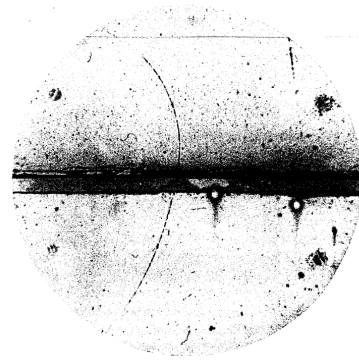


Ob vsakem času je v ozračju precej izotopa C^{12} in nekaj malega izotopa C^{14} , oboje v molekulah ogljikovega dioksida. Rastline "jedo" ogljikov dioksid in živali jedo rastline. Tkiva živih bitij zato

vsebujejo oba ogljikova izotopa v prav takšnem razmerju kot v ozračju. Vnos ogljikovega dioksida preneha, ko bitje umre in postane fosil. Izotop C^{12} v fosilu ostaja, izotop C^{14} pa radioaktivno razpada. Relativna koncentracija C^{14}/C^{12} v fosilu se zato eksponentno zmanjšuje s časom. Z njenim merjenjem lahko določimo starost fosila, če seveda poznamo koncentracijo v ozračju, ko je bil fosil še živ. V prvem približku privzamemo, da je ta koncentracija kar enaka današnji, to je, da sta sestava ozračja in obsevanje s kozmični žarki konstantna. Merimo z masnim spektrometrom. Alternativno lahko merimo aktivnost C^{14} v fosilu (A) in v "tedanjem" ozračju (A_0). Velja $A = A_0 \exp -\lambda t$, iz česar sledi $t = (1/\lambda) \ln (A_0/A)$. Z opisanim *organskim datiranjem* fosilov določimo starost lesenih izdelkov ali kosti naših prednikov do kakih 30 tisoč let nazaj.

Odkritje pozitrona

Pri raziskovanju absorpcije kozmičnih delcev v svinčeni plošči znotraj meglene komore naletimo na presenečenje: zaznamo sled delca z enako maso kot pri elektronu, vendar z nasprotno ukrivljenim tirom, torej s pozitivnim nabojem. Kaže, da smo odkrili pozitron, ki smo ga - ne prav prepričljivo - napovedali iz delovanja šibke sile (ANDERSON).



Slika 44.22 Pozitron (pozitivni elektron) pri preletu skozi svinčeno ploščo. Pred ploščo je hitrejši (63 MeV) in za njo počasnejši (23 MeV), kar se odraža v večji ukrivljenosti tira. S tem je določena smer gibanja in zato tudi predznak naboja. (Anderson, 1933)

Nadaljnja opazovanja pokažejo, da zaznani pozitron nemudoma naleti na kak okolišnji elektron (saj se medsebojno privlačita), pri čemer oba izgineta, rodita pa se dva fotona gama. Rečemo, da sta se elektron in pozitron *anihilirala*. Pri tem se energija ohranja. Kinetična in masna energija obeh snovnih delcev se pretvorita v energijo nastalih fotonov.

Morda je možen tudi obratni pojav, da se iz fotona gama rodi par elektron-pozitron? Seveda mora imeti foton gama dovolj energije, vsaj dvakrat več od masne energije elektrona, torej vsaj 1 MeV. Opazovanja v meglčni celici to domnevo potrdijo: energični foton gama ob vpadu na atomsko jedro včasih res rodi elektronski dvojček. Brez prisotnosti jedra pri tem ne gre, saj se drugače ne moreta ohraniti gibalna količina in energija.



Slika 44.23 Nastanek para elektron - pozitron ob vpadu fotona gama z energijo 5,7 MeV na svinčeno ploščo z debelino 0,5 mm. (Anon)

Delci in antidelci Elektron in pozitron sta v vseh pogledih enaka, razlikujeta se le v predznaku naboja. Rekli bomo, da je pozitron antidelec elektrona. Z enako pravico lahko tudi rečemo, da je elektron antidelec pozitrona. Seveda se takoj pojavi drzna misel: če že ima elektron svoj antidelec, zakaj ga ne bi imel tudi proton? Ali torej v naravi res obstajajo antiprotoni, to je protoni z negativnim nabojem? Z obstoječimi pripomočki jih v kozmičnih žarkih ne uspemo zaznati. Si pa dovolimo divjvo spekulacijo: atomi na Zemlji in v njeni okolici so sestavljeni iz protonov, elektronov in nevtronov. Morda pa se v kakšnem zakotnem kotičku vesolja potikajo antiatomi, sestavljeni iz antiprotonov, antielektronov in antinevtronov? Takšna antisnov bi sevala enako kot običajna snov. Ob stiku pa bi se antisnov in snov anihilirali. Morda pa kaj takega le obstaja? □