

Poglavje 7

ATOMSKO JEDRO

7.1 Uvod

V tem poglavju se bomo ukvarjali z osnovnimi lastnostmi atomskih jeder. Poznavanje teh lastnosti je pomembno za razumevanje medicinskih diagnostičnih in terapevtskih postopkov, pri katerih se izkorišča jedrske pojave. Poleg tega so nekateri procesi v snoveh, ki so posledica jedrskih pojavov, n. pr. jedrskega sevanja, škodljivi zdravju. Poznavanje teh procesov je zato potrebno zaradi pravilne zaščite ter morebiti tudi zaradi možnosti odpravljanja škodljivih posledic. V drugem podpoglavju bomo podali kratek pregled jedrskih lastnosti in pojavov. Tretje podpoglavje bo namenjeno kratkemu opisu visokoenergijskih pospeševalnikov in jedrskega reaktorja. Sledil bo opis prehoda jedrskih delcev skozi snov.

7.2 Osnove jedrske fizike

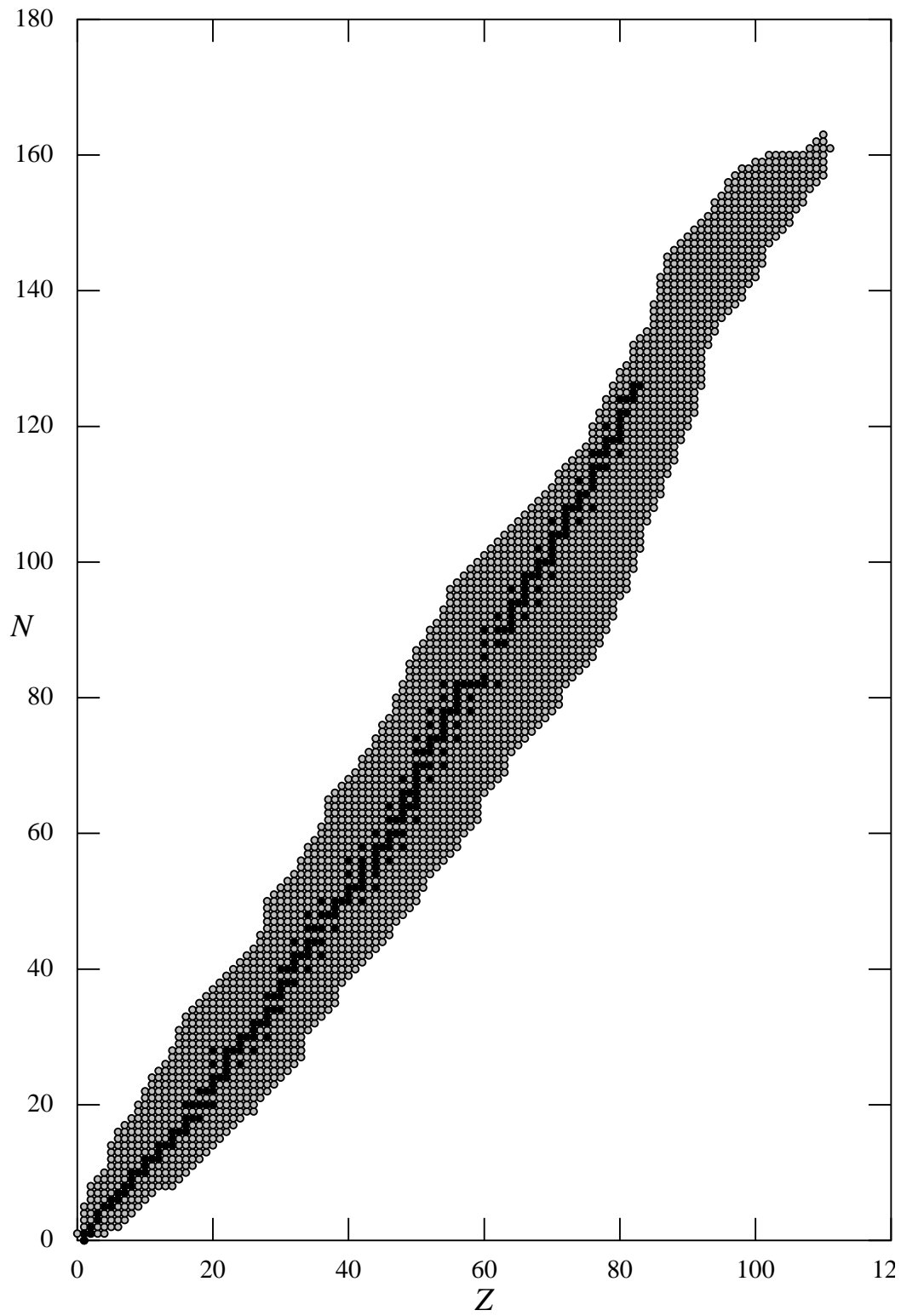
7.2.1 Sestava atomskih jeder

Atomska jedra so sestavljena iz osnovnih delcev protonov in nevtronov, ki se skupaj imenujejo *nukleoni*. Proton ima osnovni električni naboj ($e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19}$ As), nevtron pa je električno nevtralen. S številom protonov je podano vrstno število atoma (Z). Atomi so električno nevtralni, ker vsebujejo enako število protonov in elektronov. Atomi z *vrstnim številom* Z predstavljajo

določen kemični element. Atomska jedra atoma nekega kemičnega elementa imajo lahko različno število nevtronov. Jedra z različnim številom nevtronov so *izotopi* tega elementa. Izotop elementa X z vrstnim številom Z in številom nevtronov N označujemo kot ${}_Z X^A$, pri čemer je $A = Z + N$ *masno število* tega izotopa. Število nevtronov v jedru ne vpliva na elektronsko strukturo atomov, zato se izotopi ne razlikujejo v svojih kemičnih lastnostih, ampak le po masi jedra. Izotopi, ki so jih odkrili, so praviloma podani v tabelah izotopov. Primer tabele izotopov je za jedra nekaj elementov, ki jih bomo kot primere uporabljali pri kasnejših obravnavah, prikazan v tabeli 7.1 (str. 257). Tabela izotopov podaja značilne lastnosti izotopov. Zaenkrat bodimo pozorni na lastnosti izotopov, podane v drugem, desetem in enajstem stolpcu tabele 7.1. Podatke v ostalih stolpcih bomo obravnavali kasneje. V drugem stolpcu so za vsak element podani deleži posameznih izotopov, kakršne najdemo v naravnem okolju na Zemlji. V desetem in enajstem stolpcu pa sta podana spin in magnetni dipol jedra vsakega izotopa. Poznane izotope lahko tudi pregledno prikažemo kot točke na sliki, kjer na absciso nanašamo vrstno število, na ordinato pa število nevtronov (sl. 7.1).

7.2.2 Sile med nukleoni

Atomska jedra obstajajo zaradi tako imenovanih jedrskih sil. Jedrske sile so privlačne sile, ki delujejo med nukleoni. Jedrska sila med dvema nukleonoma ni odvisna od njunega naboja, to pomeni, da deluje enako med protonoma, med nevtronoma ter med protonom in nevtronom. Jedrske sile imajo kratek doseg, kar pomeni, da delujejo na razdaljah, ki so približno enake velikosti nukleona, ki je približno 10^{-15} m. Nukleona se ne moreta nahajati na istem mestu, kar pomeni, da deluje takrat, ko se tiščita, med njima odbojna sila. Na velikost jedrskih sil vplivajo spinska stanja nukleonov. Nukleoni imajo spin $1/2$ (tabela 7.1). Energija jedra zaradi privlačnih jedrskih sil je manjša, kadar imajo nukleoni v njem paroma nasprotne spine, pa tudi, kadar so protoni »pokriti« z nevtroni. Zato so zelo stabilna jedra, ki vsebujejo pare protonov in nevtronov. Taka jedra so na primer jedra helija ${}_2\text{He}^4$, ogljika ${}_6\text{C}^{12}$ in kisika ${}_8\text{O}^{16}$. Na sliki 7.1 vidimo, da so jedra z majhnim številom nukleonov sestavljena iz približno enakega števila nevtronov in protonov in da



Slika 7.1: Poznani izotopi. Stabilna jedra so označena s polnimi krogci (\bullet), nestabilna s praznimi (\circ). Z je število protonov v jedru, N pa število nevtronov.

je zato razmerje med številom nevtronov in protonov enako približno ena, kar potrjuje opisano lastnost jedrskih sil. Na sliki 7.1 pa vidimo tudi, da je pri jedrih z večjim številom protonov razmerje med številom nevtronov in protonov v splošnem večje kot ena ter da z vrstnim številom narašča. To lastnost jeder lahko razložimo z odbojnimi elektrostatičnimi silami, ki delujejo med protoni. Te sile pridejo posebno do izraza pri elementih z visokim vrstnim številom, kajti število elektrostatičnih interakcij med protoni narašča s kvadratom njihovega števila. Jedra z velikim številom protonov so lahko stabilna zato, ker poleg odbojnih elektrostatičnih sil v njih deluje zaradi večjega števila nevtronov več privlačnih jedrskih sil.

7.2.3 Velikost atomskih jeder

Prostor, ki ga zavzema jedro, je zaradi kratkega dosega jedrskih sil zapolnjen z nukleoni. Jedro je tem večje, čim večje je njegovo masno število. Lahko tudi pričakujemo, da jedro zavzame obliko, pri kateri pridejo jedrske sile najbolj do izraza. To je oblika krogle, ker je pri krogli povprečna razdalja med nukleoni najmanjša. Ker se nukleoni dotikajo drug drugega, je volumen krogle kar sorazmeren njihovem številu, njen radij pa sorazmeren kubičnemu korenu masnega števila. Radij jedra z masnim številom A je enak

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (7.1)$$

z vrednostjo konstante $R_0 = 1,07 \cdot 10^{-15}$ m. Jedra atomov so približno deset- do stotisočkrat manjša od atomov.

7.2.4 Vezavna energija atomskih jeder

Jedrske sile so tako močne, da se to pozna na masi jeder, ki po Einsteinovi zvezi med energijo in maso, $W = mc^2$, ni enostavno enaka vsoti mas protonov in nevtronov, ampak je manjša za tako imenovani *masni primanjkljaj* (*masni defekt*). Masa jedra ${}_Z X^A$ je enaka

$$m_X = Zm_p + Nm_n - \Delta m, \quad (7.2)$$

pri čemer sta m_p in m_n masi protona in nevtrona, Δm pa je masni primanjkljaj. Le-ta je po Einsteinovi zvezi sorazmeren vezavni energiji jedra ΔW , to je energiji, ki bi bila potrebna, da

jedro razbijemo na proste nukleone,

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} . \quad (7.3)$$

Pri obravnavi jedrskih pojavov se kot enoto za maso običajno uporablja *masna enota* 1 ME, ki je definirana kot $1/12$ mase jedra ogljika z masnim številom 12. V tretjem stolpcu v tabeli 7.1 so v tej enoti podane mase izotopov. Masi protona in nevtrona znašata

$$m_p = 1,008145 \text{ ME in} \quad (7.4)$$

$$m_n = 1,008986 \text{ ME} . \quad (7.5)$$

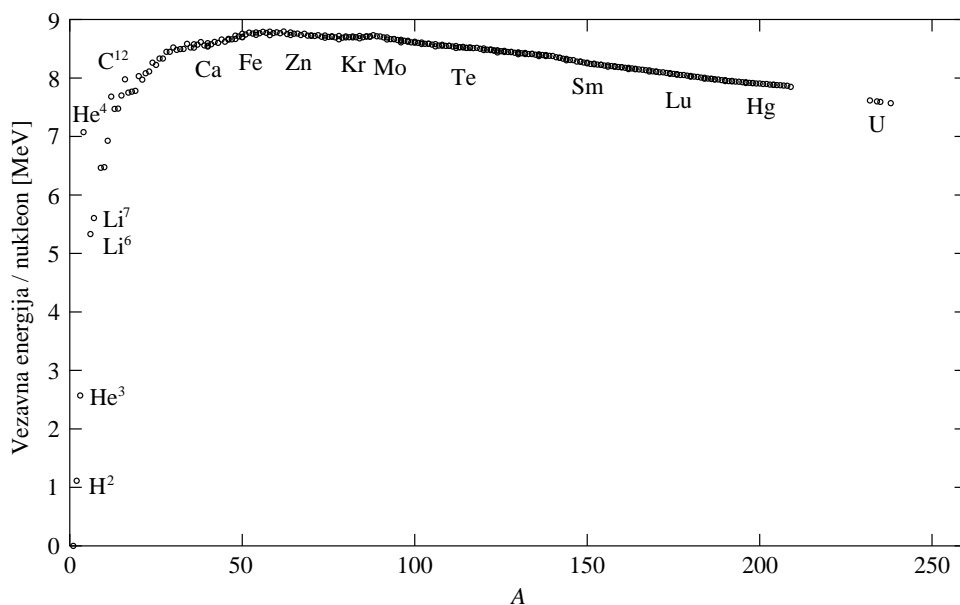
Masni defekt za jedro atoma ${}_6\text{C}^{12}$ lahko torej izračunamo kot

$$\Delta m({}_6\text{C}^{12}) = 6 \cdot 1,008145 \text{ ME} + 6 \cdot 1,008986 \text{ ME} - 12 \text{ ME} = 0,102386 \text{ ME} . \quad (7.6)$$

Masno enoto lahko izrazimo v kilogramih. En kilomol izotopa ogljika ${}_6\text{C}^{12}$ tehta 12,0000 kg. Če to maso delimo s številom atomov v kilomolu (N_A), dobimo maso enega atoma ogljika. Masna enota je, kot smo že povedali dvanajstina te mase: $1 \text{ ME} = 1/12 M({}_6\text{C}^{12})/N_A = 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Iz enačbe 7.3 lahko tudi izračunamo, da ena masna enota ustreza energiji 931,5 MeV. Iz izračunanega masnega defekta za jedro atoma ${}_6\text{C}^{12}$ (en. 7.6) sledi, da je vezavna energija atoma ogljika enaka $\Delta W({}_6\text{C}^{12}) = 95,36 \text{ MeV}$. Vezavna energija na nukleon znaša malo manj kot 8 MeV. Izkazalo se je, da imajo vsa jedra vezavno energijo na nukleon enako približno 8 MeV. Odvisnost vezavne energije na nukleon od masnega števila je prikazana na sliki 7.2. Kot vidimo na sliki 7.2, pa so med jedri razlike. Vezavna energija na nukleon je največja pri jedrih s srednjimi vrstnimi števili, manjša pa je pri jedrih z majhnimi in velikimi vrstnimi števili. Pri jedrih z velikimi vrstnimi števili namreč postanejo pomembne, kot smo že omenili, odbojne elektrostatične sile. Jedra z majhnim vrstnim številom pa imajo v primerjavi s srednjimi jedri manjšo vezavno energijo na nukleon zaradi večjega deleža nukleonov na površini jedra.

7.2.5 Vzbuena stanja jeder

Tako kot atomi imajo tudi jedra stanja z višjimi energijami, vzbuena stanja. Tudi pri jedrih so mogoče samo določene energije vzbujenih stanj, značilne za posamezen izotop. Energijske razlike

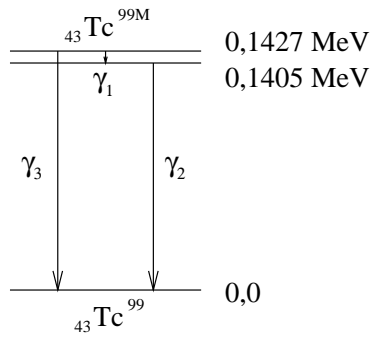


Slika 7.2: Vezavna energija na nukleon za jedra z različnim masnim številom.

med jedrskimi stanji so za več velikostnih redov večje kot so energijske razlike med atomskimi energijskimi stanji. Običajno jih navajamo v enoti 1 MeV. Na sliki 7.3 so prikazana vzbujena stanja jedra izotopa tehnečija ${}_{43}\text{Tc}^{99}$. Tako kot vzbujena atomska stanja so tudi jedrska vzbujena stanja nestabilna. Jedra preidejo iz višjega vzbujenega stanja v nižje vzbujeno stanje ali v osnovno stanje tako, da izsevajo foton. Fotoni, ki jih sevajo jedra, se imenujejo žarki γ . V večini primerov je čas, ki ga jedra lahko preživijo v vzbujenih stanjih, nemerljivo majhen. Izotop tehnečija ${}_{43}\text{Tc}^{99}$, prikazan na sliki 7.3, je izjema, ker lahko jedra tega izotopa preživijo v enem od vzbujenih stanj relativno zelo dolgo časa. Zaradi te lastnosti in zaradi relativno nizke energije žarkov γ , ki jih oddaja, je izotop ${}_{43}\text{Tc}^{99}$ zelo uporaben za nekatere medicinske preiskave.

7.2.6 Jedrski razpadi

Jedra so lahko stabilna ali nestabilna. Nestabilna jedra so jedra, ki z določenim procesom po nekem času razpadejo v drugo jedro. Pri večini elementov tako poznamo nekaj stabilnih in nekaj nestabilnih izotopov. Elementi z $Z > 83$ imajo samo nestabilne izotope. Na stabilnost jedra vpliva število protonov in nevtronov v njem. Na sliki 7.1 so stabilna jedra označena s polnimi,



Slika 7.3: Razpadna shema vzbujenih stanj izotopa ${}_{43}\text{Tc}^{99}$.

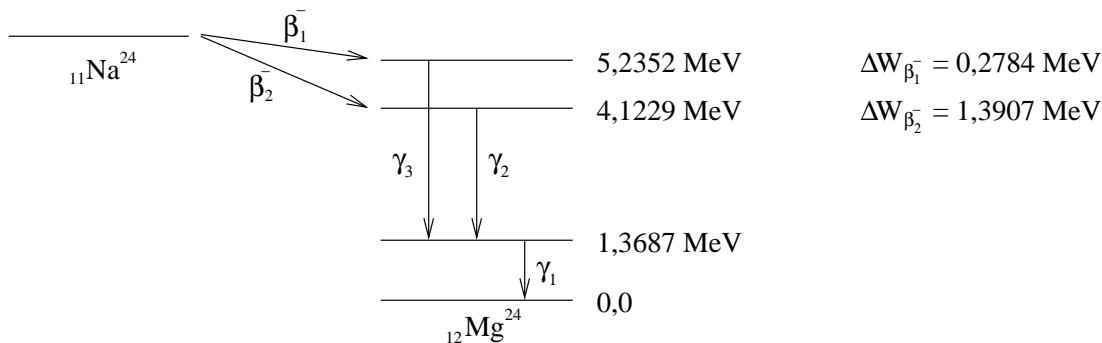
nestabilna pa s praznimi krogci. Pri razpadu določenega jedra nastanejo poleg novega jedra relativno majhni delci (delci α in β), ki imajo praviloma relativno veliko energijo (reda velikosti MeV). Razpad lahko poteka tudi tako, da se nastalo jedro nahaja najprej v enem od svojih vzbujenih stanj. V tem primeru spremlja razpad tudi sevanje žarkov γ . Za pojav razpada jeder se je udomačila beseda *radioaktivnost*.

Kot smo že omenili, so stabilna le jedra, ki imajo primerno razmerje med številom protonov in številom nevtronov. Jedra so torej lahko nestabilna, če imajo bodisi preveč nevtronov ali preveč protonov. Iz takih jeder nastanejo stabilna jedra z razpadi β . Jedra s presežkom nevtronov razpadajo z razpadom β^- . Pri tem razpadu v jedru iz enega od njegovih nevtronov nastane proton, iz jedra pa odletita elektron (e^- ki so ga, preden so ga identificirali, imenovali delec β) in *antineutrino* $\bar{\nu}$:



Iz jedra X nastane jedro Y , ki ima isto masno število, ker se število nukleonov v jedru ni spremenilo, njegovo vrstno število pa je za ena večje kot pri jedru X . Ker sta pri razpadu nastala pozitiven proton in negativen elektron, se je pri tem razpadu vrednost celotnega električnega naboja ohranila. Antineutrino je delec z zanemarljivo majhno maso in spinom $1/2$, katerega obstoj zagotavlja, da se pri razpadih ohranjata energija in vrtilna količina. Izkazalo se je namreč, da elektroni, ki nastanejo pri razpadu β^- , nimajo vsi energije, ki bi ustrezala razliki med energijo jedra, ki razpada, in energijo nastalega jedra. Energija posameznega elektrona ima lahko katerokoli vrednost med nič in pričakovano vrednostjo. Pri razpadu β^- torej nekaj energije dobi elektron, preostanek pa antineutrino. S svojim spinom poskrbi antineutrino tudi za ohranitev

vrtilne količine pri razpadu β^- . Kot primer razpada je na sliki 7.4 prikazana razpadna shema razpada izotopa ${}_{11}\text{Na}^{24}$.



Slika 7.4: Razpadna shema izotopa ${}_{11}\text{Na}^{24}$.

Nestabilna jedra s presežkom protonov lahko razpadejo na dva načina. Prvi način je analogen razpadu β^- in se imenuje razpad β^+ :



Iz jedra odletita *pozitron* (e^+), to je delec s pozitivnim osnovnim nabojem, katerega masa je enaka masi elektrona, in *neutrino*. Število protonov se pri tem razpadu zmanjša za ena, število nevtronov pa se za ena poveča. Pozitron je neobstojeen delec. Ko pozitron na svoji poti zadene elektron, se oba delca izničita, njuna masa pa se spremeni v energijo elektromagnetnega valovanja. Zaradi ohranitve gibalne količine pri tem procesu nastaneta dva fotona. Vsak od njiju ima energijo 0,511 MeV ($= m_e c^2$) in letita v nasprotnih smereh.

Pri drugem načinu razpada jeder s presežkom protonov se v jedru absorbira eden od elektronov atoma, katerega jedro razpada. Pri tem prav tako iz jedra ${}_Z X^A$ nastane jedro ${}_{Z-1} Y^A$, ker je iz protona in elektrona nastal nevtron. V jedru se absorbira elektron iz ene od elektronskih lupin, katerih elektronski oblak vsaj deloma prekriva področje jedra. Najbolj prekriva področje jedra elektronski oblak jedru najbližje lupine, zato je največja verjetnost, da jedro ujame elektron ravno iz te lupine. Atom, ki nastane pri tem procesu, se nahaja v vzbujenem stanju, ker je eden od njegovih nizkoenergijskih nivojev nezaseden. V osnovno stanje atom preide tako, da

nizkoenergijski nivo zasede eden od elektronov z višjih nivojev pri čemer se izseva foton. Foton ima energijo za ta atom značilnega rentgenskega žarka. Razpade z ujetjem elektrona lahko torej zaznamo samo posredno z merjenjem zaradi razpada nastalih značilnih rentgenskih žarkov.

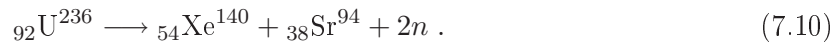
Nekatera jedra razpadajo z razpadom α . Pri razpadu α iz jedra odleti jedro atoma helija ${}^4_2\text{He}$ (delec α):



Pri razpadu α nastali delci α imajo vsi enako energijo.

7.2.7 Cepitev jeder

Nekatera nestabilna jedra z velikim masnim številom lahko razpadejo na dve srednje veliki jedri in nekaj nevtronov. Ta pojav se imenuje *cepitev jedra*. Primer cepitvenega jedra je uran ${}^{236}_{92}\text{U}$. Jedro ${}^{236}_{92}\text{U}$ se lahko n. pr. razcepi v jedri ksenona in stroncija:



Posebna značilnost cepitve jeder je, da so med nastalimi delci tudi prosti nevtroni. Prikazani razcep jedra urana na jedri ksenona in stroncija, pri katerem nastaneta dva nevtrona, je samo eden od mogočih. Glede na to, kateri jedri nastaneta, lahko nastane tudi več ali manj nevtronov. Nastanek prostih nevtronov lahko razložimo s povečevanjem razmerja med nevtroni in protoni v odvisnosti od vrstnega števila, ki smo ga že opazili na sliki 7.1. Razmerje med številom nevtronov in protonov je pri nastalih jedrih vedno manjše kot pri cepitvenem jedru. Pri cepitvi jeder v splošnem nastanejo tudi žarki γ , nastali delci pa imajo tudi veliko kinetično energijo. Energija, ki se sprosti pri posamezni cepitvi, je približno 200 MeV.

7.2.8 Aktivnost, razpolovni čas

Radioaktivni razpad je naključen proces. Za posamezno nestabilno jedro ne moremo predvideti, kdaj bo razpadlo. Ker pa je verjetnost za razpad za vsa enaka jedra enaka, lahko predvidimo, koliko jeder razpade v nekem časovnem intervalu, če poznamo njihovo začetno število (n. pr.

N). Aktivnost (A), to je število razpadov na časovno enoto radioaktivnega vzorca z N jedri, je sorazmerna številu teh jeder:

$$A = \lambda N . \quad (7.11)$$

Konstanto λ imenujemo *razpadna konstanta*. Enota za aktivnost je becquerel (1 razpad na sekundo). Za kolikor je v enoti časa razpadlo jeder, se je tudi zmanjšalo število N , zato velja

$$- \frac{dN}{dt} = \lambda N , \quad (7.12)$$

kar pomeni, da število radioaktivnih jeder s časom pada eksponentno:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} . \quad (7.13)$$

$N(0)$ je število radioaktivnih jeder v času $t = 0$. Verjetnost za razpad lahko opišemo tudi z razpolovni časom ($t_{1/2}$), to je časom, v katerem se število radioaktivnih jeder razpolovi. Torej v času $t = t_{1/2}$ velja (en. 7.13)

$$\frac{N(0)}{2} = N(0)e^{-\lambda t_{1/2}} . \quad (7.14)$$

Po deljenju slednje enačbe z $N(0)$ in logaritmiranju dobimo zvezo med razpolovnim časom in razpadno konstanto

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} . \quad (7.15)$$

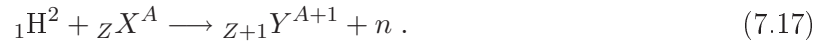
Razpolovni časi radioaktivnih izotopov so si zelo različni. Najdemo jih v razponu od 10^{-10} s do 10^{10} let. V tabeli izotopov (tabela 7.1) so tudi podatki o razpadih radioaktivnih izotopov. Navedeni so razpolovni čas njihovega razpada (stolpec 4), način razpada (stolpec 5), največja energija, ki jo lahko dobi delec pri razpadu (stolpec 6) ter pri razpadih, pri katerih se del energije sprosti v obliki žarkov γ , v stolpcu 7 energija delca, v stolpcu 8 pa delež razpadov s to energijo.

7.2.9 Jedrske reakcije

Do jedrske reakcije lahko pride, če trčita dve jedri. Najbolj običajne so jedrske reakcije, do katerih pride, ko v neko jedro prileti delec (n. pr. proton ali nevtron) ali kako lahko jedro (n. pr. devteron – jedro devterija – ali delec α). Pri reakciji nastane novo jedro, poleg tega pa praviloma iz mesta

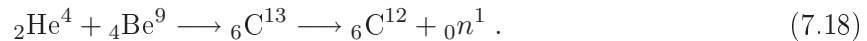
reakcije odleti nek nov delec. Pri jedrskih reakcijah se ohrani število nukleonov, poleg tega pa tudi celotni električni naboj, gibalna količina, vrtilna količina ter energija, pri čemer moramo upoštevati tudi pretvorbo energije v maso in obratno.

Primeri dveh tipičnih jedrskih reakcij sta



S p in n smo označili proton in nevtron. V prvem primeru smo z obstreljevanjem jedra ${}_Z\text{X}^A$ z devteronom (${}_1\text{H}^2$) dobili drug izotop istega elementa in proton, v drugem primeru pa smo dobili element Z za ena povečanim vrstnim številom in nevtron.

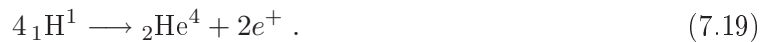
Primer jedrske reakcije je tudi tako imenovani radij-beriljev nevtronski izvor. V jedrsko reakcijo vstopajo delci α , ki nastajajo z razpadom radija. Reakcija je



Nastane najprej vmesno jedro, to je izotop ogljika z masnim številom 13. Vmesno jedro razpade na stabilen izotop ogljika z masnim številom 12 in nevtron z energijo 14 MeV.

7.2.10 Zlitje jeder

Zlitje jeder je glavni vir sončne energije. V posebnih pogojih v središču zvezd pride namreč lahko do zlitja (fuzije) lahkih jeder v težja jedra, pri čemer se sprosti energija:



Z zlitjem štirih protonov nastanejo helij ter dva pozitrona, sproščena energija pa je 26,7 MeV. Energija se pri zlitju sprosti, ker imajo pri majhnih masnih številih večja jedra večjo vezavno energijo na nukleon (sl. 7.2).

7.2.11 Nastanek radioaktivnih jeder

Radioaktivna jedra nastanejo kot produkti jedrskih reakcij. Jedrske reakcije so verjetno potekale tudi v začetnem obdobju vesolja, vendar je večina radioaktivnih izotopov medtem razpadla v

stabilna jedra. Nekaj nestabilnih izotopov ima razpolovni čas, ki je daljši od geološkega obdobja Zemlje in zato ti izotopi še vedno obstajajo. Posebej zanimivi so trije med njimi, katerih vrstno število presega $Z = 83$. To sta urana ${}_{92}\text{U}^{238}$ ($t_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9$ let) in ${}_{92}\text{U}^{235}$ ($t_{1/2} = 7,1 \cdot 10^8$ let) ter torij ${}_{90}\text{Th}^{232}$ ($t_{1/2} = 1,41 \cdot 10^{10}$ let). Ta jedra preidejo v stabilna jedra šele po nekaj (lahko več kot deset) zaporednih razpadih, med katerimi so nekateri razpadi α , nekateri pa razpadi β^- . Izotopi, ki se pojavijo pri teh razpadih, pripadajo uranovemu (niz se začne z ${}_{92}\text{U}^{238}$), aktinijevemu (${}_{92}\text{U}^{235}$) in torijevemu (${}_{90}\text{Th}^{232}$) radioaktivnemu nizu. Ker ima delec α štiri nukleone, se masna števila izotopov v posameznem nizu manjšajo za štiri. Izotopi iz radioaktivnih nizov so lahko zelo aktivni. Posebni mesti med njimi zavzemata radij ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ in radon ${}_{86}\text{Rn}^{222}$. Radij kot obsevalni izotop, radon pa, ker je žlahtni plin in lahko zato pri vdihavanju zraka pride v organizem. Radioaktivna jedra nastajajo tudi zaradi jedrskih reakcij, ki jih povzročajo kozmični žarki. Zaradi jedrskih reakcij, ki jih povzročajo kozmični žarki v atmosferi, nastaja iz dušika ${}_{7}\text{N}^{14}$ radioaktivni izotop ${}_{6}\text{C}^{14}$, ki se vgrajuje v organizme, to pa omogoča določevanje starosti odmrlih organskih snovi.

Radioaktivna jedra nastanejo lahko tudi umetno z jedrskimi reakcijami v pospeševalnikih in jedrskem reaktorju.

7.3 Pospeševalniki in jedrski reaktor

7.3.1 Pospeševalniki

Pospeševalniki so naprave, v katerih z električnim poljem pospešujemo električno nabite delce. Če namreč hočemo, da nabiti delci prodrejo v notranjost jedra in sprožijo jedrsko reakcijo, morajo imeti zelo veliko energijo (več ali celo veliko MeV). Pospeševalniki so zgrajeni na različne načine. Pri nekaterih je pot delca v električnem polju premočrtna (van de Graafov pospeševalnik, linearni pospeševalnik), pri nekaterih pa delcem pot krivijo s silo zaradi magnetnega polja in tako dosežejo, da se delci lahko v istem pospeševalnem električnem polju pospešujejo večkrat zaporedoma (ciklotron, sinhrotroni).

7.3.2 Jedrski reaktor

Jedrski reaktorji delujejo na principu verižne reakcije, ki jo lahko dosežemo z zapovrstnimi razcepi jeder. Kot gorivo v jedrskem reaktorju se lahko uporablja nekatere izotope plutonija in urana (n. pr. ${}_{92}\text{U}^{235}$). V reaktorju pride do reakcije med jedrom ${}_{92}\text{U}^{235}$ in nevtronom, pri kateri nastane izotop urana ${}_{92}\text{U}^{236}$. Pri cepitvi jedra izotopa ${}_{92}\text{U}^{236}$ (en. 7.10) nastanejo 2 do 3 prosti nevtroni, ki lahko reagirajo z novimi jedri ${}_{92}\text{U}^{235}$. Nevtroni, ki nastanejo pri cepitvi, na ta način povzročajo nastanek novih cepitev in proces se nadaljuje. Pogoji za delovanje reaktorja pa je, da pri predhodnih cepitvah nastali nevtroni sprožijo dovolj novih cepitev, preden uidejo iz prostora, v katerem se nahaja gorivo. Pri cepitvi nastali nevtroni imajo energijo približno 1 MeV. Taki, »hitri« nevtroni ne sprožijo dovolj novih reakcij. Nevtrone je zato potrebno najprej upočasniti, tako da njihova povprečna energija postane enaka termični energiji. Termični nevtroni se z veliko večjo verjetnostjo ujamejo v jedrih (merilo za to verjetnost je količina preseka, ki je za termične nevtrone podan v devetem stolpcu tabele 7.1; enota za presek je 1 barn = 10^{-28}m^2). Upočasnitev nevtronov se v reaktorjih doseže z uporabo tako imenovanih moderatorjev. Primeren moderator je voda, ker se nevtronu lahko zmanjšuje energija najhitreje pri trkih s protoni, ki imajo enako maso kot nevtron. Za delovanje jedrskega reaktorja je pomembno, da stalno nastaja toliko nevtronov, kot se jih izgublja in porablja za nove razcepe. Če jih nastaja več, lahko pride do eksponentnega naraščanja števila nevtronov in eksplozije. Če jih nastaja premalo, reaktor sčasoma ugasne. Reaktorji so običajno narejeni tako, da v njih z dodajanjem in odvzemanjem snovi, ki absorbira nevtrone (n. pr. kadmij ${}_{48}\text{Cd}^{113}$), vzdržujemo njihovo število na zaželeni konstantni ravni.

Jedrski reaktor je primer reguliranega sistema z *negativno povratno zanko*. Pri jedrskem reaktorju je regulirana količina števila nevtronov na enoto volumna. To je količina, ki jo lahko merimo s posebnimi števci za nevtrone. Upravljevec sistema skrbi, da se število nevtronov niti ne poveča niti ne pomanjša od regulirane vrednosti, tako da prostoru, v katerem potekajo reakcije razcepa jeder, doda ali odvzame absorber. Če opisane negativne povratne vezi ne bi bilo, bi število nevtronov s časom naraščalo. To pa se dogaja v atomski bombi. Sistem kot je atomska bomba,

lahko označimo kot sistem s *pozitivno povratno zanko*. Povečano število nevtronov v določenem trenutku povzroči, da se število nevtronov v naslednjem trenutku še poveča.

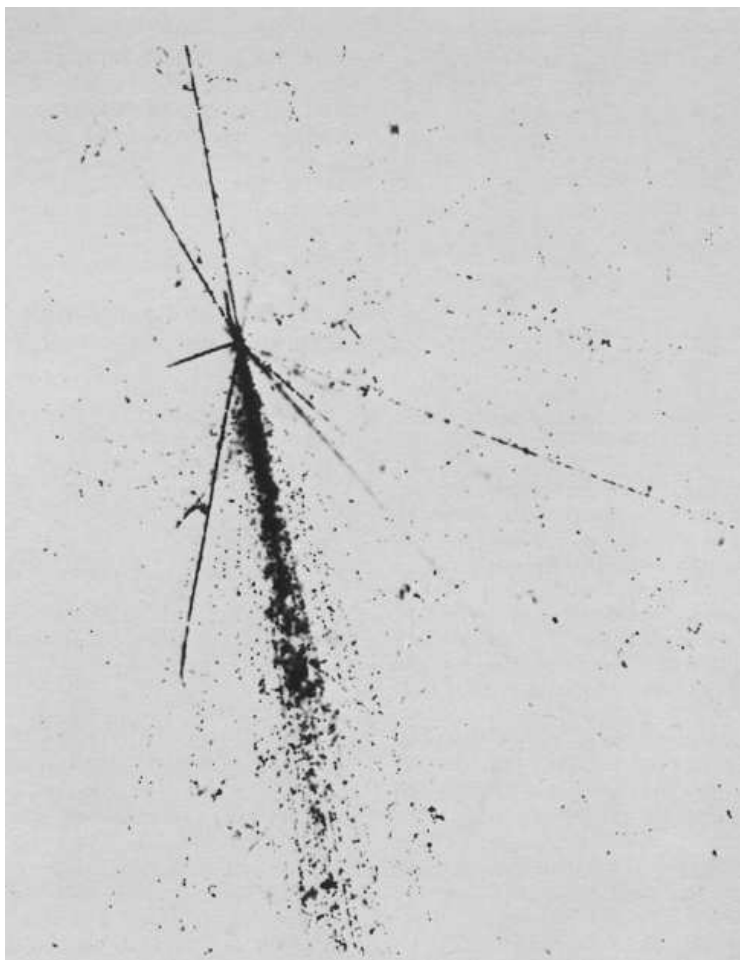
7.4 Prehod visokoenergijskih delcev skozi snov

7.4.1 Opis prehajanja nabitih in nenabitih delcev skozi snov

Delce in žarke, ki nastanejo pri radioaktivnem razpadu, označujemo kot visokoenergijske delce, ker so njihove energije praviloma za nekaj redov velikosti večje od energij, s katerimi imamo opravka v atomski fiziki, n. pr. energij vzbujenih stanj atomov in molekul, disociacijskih ali ionizacijskih energij. Med visokoenergijske delce štejemo tudi delce, ki jih dobimo s pospeševalniki, in kozmične žarke.

Različni visokoenergijski delci se pri prehodu skozi snov obnašajo različno, zato jih pri obravnavi njihovega prehoda skozi snov razdelimo v nekaj skupin. V prvo skupino štejemo električno nabite delce. Pri tem bomo posebej obravnavali elektrone, posebej pa delce z bistveno večjo maso. Začnimo s slednjimi. To so n. pr. delci α , protoni in drugi ioni. Pri prehodu teh delcev skozi snov pride do vrste zaporednih trkov z atomi in molekulami snovi, največkrat pravzaprav z njihovimi elektroni. Ker so elektroni veliko lažji od obravnavanih delcev, le-ti pri vsakem trku z elektronom izgubijo le majhen del svoje energije, pa tudi smer njihovega gibanja se zaradi trka ne spremeni. Energija visokoenergijskega delca se med njegovim gibanjem skozi snov porablja za ionizacijo in vzbujanje atomov in molekul ter pri molekulah tudi za njihovo disociacijo. Predvsem zaradi velikega števila ionizacij, ki jih na svoji poti skozi snov povzročijo visokoenergijski delci, jih včasih imenujemo tudi ionizirajoči delci. Ionizirajoče delce lahko zaznamo v fotografski emulziji, to je snovi, pri kateri zaradi ionizacij pride do kemičnih sprememb. Ko emulzijo razvijemo, lahko v njej vidimo pot ionizirajočega delca kot počrnjeno sled. Na sliki 7.5 vidimo sledove, ki so jih v emulziji pustili delci, nastali pri neki jedrski reakciji, sproženi s kozmičnim žarkom. Vidimo, da delci v emulziji potujejo premočrtno, kar je v skladu s tem, da zaradi mnogo večje mase pri trkih z elektroni ne izgubljajo svoje smeri.

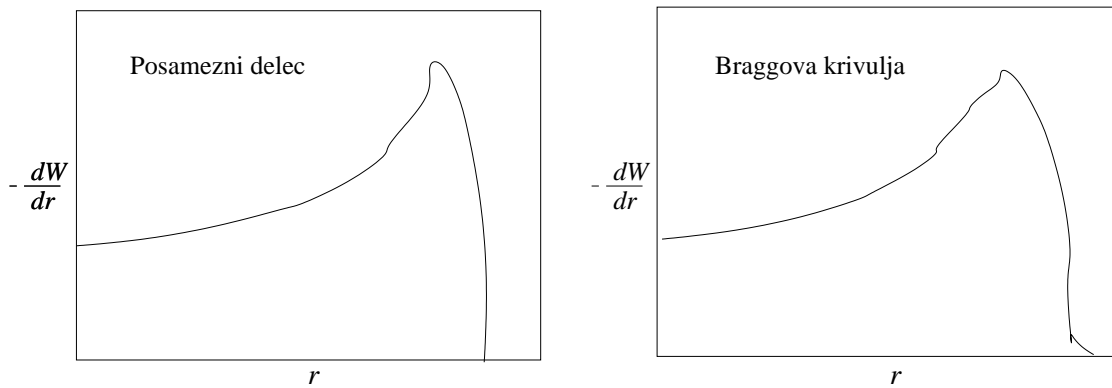
Obravnavajmo kot primer delec α . Pri vsakem trku izgubi delec α v povprečju 100 eV svoje



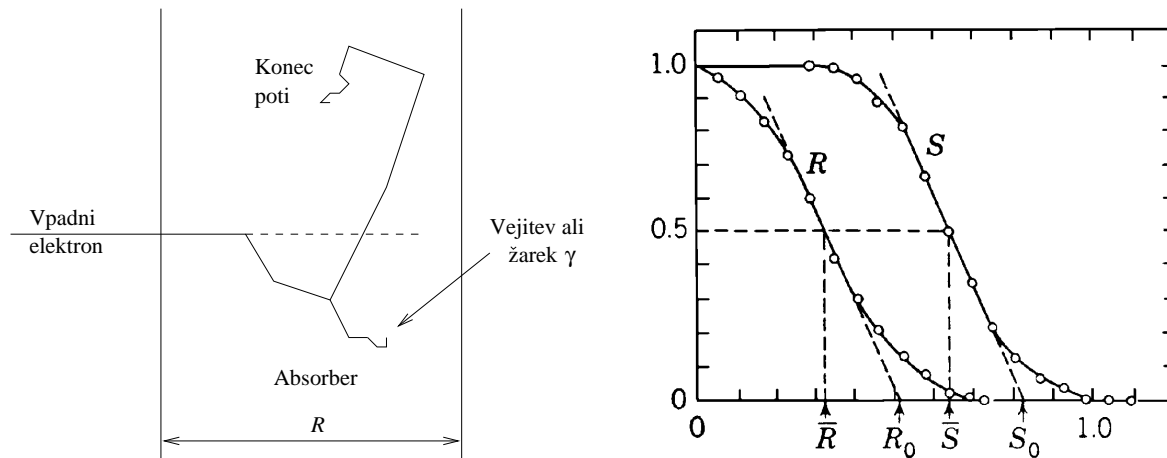
Slika 7.5: Sled, ki so jo na fotografski emulziji pustili različni delci, nastali kot posledica interakcije kozmičnega žarka z jedrom ogljika. Debeline sledi delcev so sorazmerne njihovim specifičnim ionizacijam.

energije, pri čemer se n. pr. v zraku porabi za nastanek para ion-elektron približno 35 eV. *Specifična ionizacija*, to je število ionizacij, ki jih delec povzroči na enoto dolžine svoje poti skozi snov, je odvisna od energije delca. Čim manjša je energija delca, večja je specifična ionizacija. Slika 7.6a prikazuje, kako se specifična ionizacija povečuje na poti posameznega delca. Ker do trkov delca z elektroni prihaja naključno, pa tudi pri trku porabljena energija ni vedno enaka, se poteki specifičnih ionizacij posameznih delcev s sicer enako začetno energijo med seboj razlikujejo. Na sliki 7.6b je prikazana odvisnost specifične ionizacije od poti delca za snop delcev z enako začetno energijo (*Braggova krivulja*). Vidimo, da je potek specifične ionizacije v grobem podoben poteku specifične ionizacije za posamezen delec, le da krivulja na koncu poti delcev pada proti vrednosti nič bolj položno. Krivulji na sliki 7.6 kažeta, da nabiti visokoenergijski težki delci, ki imajo enako začetno energijo, pri prehodu skozi snov napravijo vsi približno enako dolgo pot. Povprečno dolžino, do katere pridejo delci z določeno energijo, imenujemo doseg. Doseg je odvisen od snovi, skozi katero delec leti in od gostote te snovi. Delec α z energijo približno 1 MeV potuje skozi zrak pri normalnih pogojih približno 1 cm daleč. Doseg v tekočinah in trdnih snoveh je zaradi razlike v gostoti za tri rede velikosti manjši. Dolžina poti delca α z energijo 1 MeV bi bila v vodi približno 0,01 mm. Delci, ki so nastali pri reakciji s slike 7.5, imajo različne dosege in različne specifične ionizacije.

Pri preletu elektronov skozi snov je specifična ionizacija veliko manjša kot pri težkih nabitih delcih in je zato njihov doseg večji. Elektron z energijo 1 MeV pride n. pr. v vodi v povprečju 0,4 cm daleč. Vendar pojem doseg ni najbolj primeren za prikaz dogajanja pri preletu elektrona skozi snov. Elektroni ne potujejo naravnost, ker se jim pri trku z mirujočim elektronom lahko spremeni njihova smer gibanja (sl. 7.7a). Razmere pri prehodu visokoenergijskih elektronov skozi snov nazorno prikazuje slika 7.7b, kjer je za elektrone z energijo 19,6 keV podan (krivulja R) delež elektronov, ki pridejo dlje od določene debeline snovi (R), v odvisnosti od te debeline. Merilo za debelino snovi, skozi katero lahko pride elektron, se imenuje *ekstrapolirana dolžina* (R_0). \bar{R} je povprečna debelina snovi, skozi katero pridejo elektroni. Krivulja S na sliki 7.7b pa prikazuje ustrezno odvisnost za celotno pot, ki jo v snovi prepotujejo elektroni.



Slika 7.6: Potek specifične ionizacije za posamezni delec α (a) ter za snop delcev α (b). r je razdalja od izvora delcev.



Slika 7.7: Shematsko prikazano gibanje elektrona v snovi (a); delež elektronov z energijo 19,6 keV, ki imajo v zraku pri tlaku 100 kPa in temperaturi 273 K bodisi doseg (krivulja R) bodisi pot (krivulja S) daljšo od navedene (skala na abscisi je v centimetrih).

Prehajanje delcev, ki nimajo naboja, oziroma žarkov γ skozi snov je bistveno drugačno, kot je zgoraj opisano prehajanje nabitih delcev. Žarki γ se pri prehodu skozi snov obnašajo tako kot rentgenski žarki. Tako lahko pride posamezen foton v snovi zelo daleč, ne da bi se mu karkoli zgodilo, snov lahko celo preleti in je zato še vedno tak, kot je bil pred vstopom v snov. Obstaja pa določena verjetnost, da se posamezen foton, ki potuje skozi snov, absorbira, to je, da se izniči in da se njegova energija pretvori v drugo vrsto energije. Foton lahko odda svojo energijo nekemu atomu, tako da izbije njegov elektron. Energija fotona se tako deloma porabi za izbijanje elektrona, kar pa je ostane, jo ima izbiti elektron v obliki kinetične energije. Ta pojav imenujemo fotoelektrični pojav ali fotoefekt. Če ima foton energijo, ki je večja od 1,022 MeV, lahko nastane iz njega par elektron-pozitron, pri čemer se točno 1,022 MeV energije porabi za nastanek obeh delcev, ostali del energije pa se spremeni v njuno kinetično energijo. Fotoni pa tudi lahko trčijo z elektroni v snovi in pri tem izgubijo le del svoje energije (Comptonovo sipanje). Foton se lahko v snovi absorbira tudi tako, da sproži jedrsko reakcijo. Zaradi vseh navedenih pojavov prepusti snov določene debeline le delež fotonov, ki so v snov vstopili. Odvisnost deleža prepuščenih fotonov od debeline snovi je podana z absorpcijskim zakonom. Za vsako snov in za fotone določene energije lahko definiramo ustrezno razpolovno debelino, to je debelino snovi, na kateri se število fotonov v snopu zmanjša na polovico prvotne vrednosti. Razpolovna debelina žarkov γ z energijo 1 MeV je v vodi približno 10 cm.

Tudi nevtroni pri prehodu skozi snov lahko preletijo del snovi, ne da bi z njo interagirali. Na nekem mestu v snovi pa lahko naključno pride do procesa, n. pr. trka ali jedrske reakcije, pri katerem se nevtronu spremeni smer, zmanjša energija, ali pa se absorbira v nekem jedru. S trki izgublja nevtron energijo sicer postopno, se mu pa spremeni smer in je zato izgubljen za vstopni snop nevtronov. Tudi pri nevtronih lahko torej govorimo o absorpcijskem zakonu in razpolovni debelini. Razpolovna debelina nevtronov z energijo 1 MeV je v vodi približno 1 m. Največ energije pri enem trku lahko izgubi nevtron pri trku s protonom, to je z delcem z enako maso. Ker lahko nevtron preda del svoje energije nabitim delcem, ga tudi lahko opredelimo kot ionizirajoči delec. Ionizacijo povzročajo delci, ki so zaradi trka z nevtronom pridobili dovolj veliko

kinetično energijo.

7.4.2 Doza

Energija, ki jo zaradi prehoda visokoenergijskih delcev skozi snov delci predajo enemu kilogramu snovi, se imenuje *absorbirana doza*. Enota za absorbirano dozo $1 \text{ J/kg} = 1 \text{ Gy}$ (gray). Zastarela enota je $1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Gy}$. Definiramo tudi *ekspozicijsko dozo*, ki meri, koliko ionizacij nastane v 1 kg zraka pri normalnih pogojih. Enota je za ekspozicijsko dozo je $1 \text{ rentgen} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ As/kg}$ (merimo količino pozitivnih ionov, ki so zaradi ionizacij nastali v 1 kg zraka).

7.4.3 Vplivi visokoenergijskih delcev na žive organizme

Ko visokoenergijski delci letijo skozi tkiva in zaradi interakcije z atomi in molekulami te snovi izgubljajo svojo energijo, lahko sprožijo vrsto za organizem škodljivih procesov. Posebno nekateri ioni, ki nastanejo, kvarno vplivajo na delovanje celic. Škoda, ki nastane, je tem večja, čim večja je absorbirana doza. Vendar moramo upoštevati, da imajo različni delci in žarki različne učinke. Bolj nevarni so n. pr. delci z veliko specifično ionizacijo, ker je pri preletu teh delcev koncentracija škodljivih ionov večja. Zato so uvedli pojem *relativnega biološkega učinka* (RBU). Dogovorjeno je, da se biološki učinek nekega sevanja primerja z biološkim učinkom rentgenskih žarkov z energijo 200 keV. Elektroni imajo približno enak učinek kot ti žarki, zato za elektrone velja $\text{RBU} = 1$. Relativni biološki učinek protonov je dvakrat večji ($\text{RBU} = 2$), nevtronov 2–10 krat, delcev α pa 10–20 krat. Poleg tega, da je relativna biološka učinkovitost odvisna od vrste sevanja in energije, je tudi različna pri različnih bioloških pojavih ter odvisna od organa in vrste organizma.

Pri oceni škode, ki jo lahko na organizmih povzroči radioaktivno sevanje, je potrebno relativno biološko učinkovitost upoštevati. Zato so uvedli pojem *ekvivalentne doze*, ki je enaka produktu absorbirane doze in relativne biološke učinkovitosti. Enota zanjo je 1 Sv (sievert). Pri rentgenskih žarkih z energijo 200 keV ($\text{RBU} = 1$) torej velja, da absorbirani dozi 1 Gy ustreza ekvivalentna doza 1 Sv, medtem ko je pri delcih α ($\text{RBU} = 10\text{-}20$) ob enaki absorbirani dozi ekvivalentna doza deset- do dvajsetkrat večja. V starejši literaturi najdemo za ekvivalentno dozo tudi enoto rem

(angl. Röntgen-Equivalent-Man). Rem je stokrat manjša enota od sieverta: $1 \text{ rem} = 0,01 \text{ Sv}$.

Tabela 7.1: Pregled lastnosti nekaterih izotopov, zanimivih v medicini. Oznake pri vrsti razpada pomenijo razpade α , β^- in β^+ , zajetje elektrona (EC), notranjo pretvorbo (IT) in izsevanje nevtrona (n). Magnetni dipol jeder je izražen v enotah jedrskega magnetona, $p_m = 5,051 \cdot 10^{-27} \text{ A m}^2$.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Izotop	delež [%]	atomska masa	razpolovni čas	način razpada	energija razpada [MeV]	energija delcev [MeV]	delež razpada	preseki za termične nevtrone	Spin	magnetni dipol
n^1		1,008655	12 min	β^-	0,7825	0,7825	100 %		1/2	-1,9131
$^1_1\text{H}^1$	99,985	1,007825							1/2	+2,79278
$^1_1\text{H}^2$	0,015	2,0140						$0,51 \pm 0,01 \text{ mb}$	1	+0,85742
$^1_1\text{H}^3$		3,01605	12,26 let	β^-	0,01861	0,01861	100 %	$< 6 \mu\text{b}$	1/2	
$^6_6\text{C}^{10}$			19,45 s	EC	3,61	1,87				
$^6_6\text{C}^{11}$			20,3 min	EC	1,98	0,98			3/2	$\pm 1,03$
$^6_6\text{C}^{12}$	98,89	12,0000						$3,4 \pm 0,2 \text{ mb}$	0	
$^6_6\text{C}^{13}$	1,11	13,00335						$0,9 \pm 0,2 \text{ mb}$	1/2	+0,07024
$^6_6\text{C}^{14}$			5730 let	β^-	0,156	0,156		$< 10^{-6} \text{ b}$	0	
$^6_6\text{C}^{15}$			2,4 s	β^-	9,8	9,82 4,51	32 % 68 %			
$^6_6\text{C}^{16}$			0,74 s	β^-, n						
$^{11}_{11}\text{Na}^{20}$			0,39 s	β^+, α	14,0					
$^{11}_{11}\text{Na}^{21}$			23 s	β^+	3,54	2,51	98 %		3/2	+2,386
$^{11}_{11}\text{Na}^{22}$			2,602 let	β^+, EC				$40000 \pm 5000 \text{ b}$	3	+1,746
$^{11}_{11}\text{Na}^{23}$	100,0	22,9898						$400 \pm 30 \text{ mb}$	3/2	+2,2175
$^{11}_{11}\text{Na}^{24}$			15,0 h	β^-	5,51	4,17 1,389	0,003 % > 99 %		4	+1,690
$^{11}_{11}\text{Na}^{25}$			60 s	β^-	3,83	4,0 3,1 2,6	65 % 25 % 7 %			
$^{11}_{11}\text{Na}^{26}$			1,0 s	β^-	8,5	6,7	> 80 %			
$^{43}_{43}\text{Tc}^{99M}$			6,0 h	IT	0,1427					
$^{43}_{43}\text{Tc}^{99}$			$2,12 \cdot 10^5 \text{ let}$	β^-	0,292	0,292		$22 \pm 3 \text{ b}$	9/2	+5,68