

Francuska, te Indija koja je 1974 godine u Rajasthanu izvršila podzemnu nuklearnu eksploziju. Oslobođena energija nuklearnog oružja pod zemljom najviše se troši na sabijanje zemljišta i formiranje velike šupljine, a ostatak energije na topljenje silikatnog sloja, koji, kad se ohladi, obezbeđuje neku vrstu staklenog balona, štiteći šupljinu od podzemnih voda i istovremeno onemogućava isticanje nafte, odnosno gasa iz rezervoara.

LIT.: H. Smyth, Atomic Energy for Military Purposes. Princeton 1945. — M. Нейман, Термоядерное оружие. Москва 1958. — АВН оружје и заштита. Епoha, Zagreb 1960. — Подземные ядерные взрывы. Москва 1962. — S. Glasstone, The Effects of Nuclear Weapons. New York 1964. — Nuklearno oružje. DSNO, Beograd 1967. — L. Brode, Review of Nuclear Weapons Effects. Ann. Rev. Nucl. Sci., vol. 18, 1968. — Peaceful Nuclear Explosions. IAEA, Beč 1970, 1971. — Подводные и подземные взрывы. Москва 1974. — B. Bolt, Nuclear Explosions and Earthquakes. San Francisco 1976. — EMP Radiation and Protective Techniques. New York 1976.

R. Ilić

NUKLEARNO ZRAČENJE, u širem smislu, zračenje u kojem pojedinačne kvantne čestice imaju dovoljnu energiju ili drugo svojstvo da mogu višestruko ionizirati tvari. Taj prošireni pojam uključuje i atomska zračenja, kao npr. rendgensko zračenje, zatim zakočno zračenje, kozmičko zračenje, te čestice ubrzane u akceleratorima. Razlozi su za ta proširenja u tome što su mehanizmi kojima se proizvode tzv. nenuklearna zračenja viših energija isti ili vrlo bliski onima za zračenje iz atomskih jezgri tzv. pravih nuklearnih zračenja, što mnogi nuklearni procesi teku međudjelovanjem atomskih jezgri s atomskim elektronima, što nuklearna zračenja redovno prate atomski prijelazi koji se zapažaju istim detekcijskim metodama i što se ta zračenja detektiraju procesima koji uzrokuju promjene stanja elektrona, atoma ili molekula.

Danas se nuklearno zračenje primjenjuje u vrlo širokom području djelatnosti. Radioaktivni nuklidi, neutronski izvori, akceleratori, različiti detektori zračenja i dr. primjenjuju se za praćenje procesa označivanjem komponenata sustava, za određivanje elementarnog saštava tvari, za ispitivanje odljeva, zavara i sl., za ozračivanje radi poboljšanja kvalitete materijala, za izazivanje mutacija biljaka, za liječenje teških bolesti, za dijagnostiku, za traženje naftosposnih slojeva u Zemlji itd. Osim ovih korisnih, tzv. mirnodopskih primjena nuklearne energije u širem smislu, interes pobiđuje opći porast radioaktivnosti okoliša, uzrokovani nuklearnim eksplozijama i oslobođanjem velikih količina prirodnih radioaktivnih nuklida izgaranjem sve većih količina ugljena. Na žalost, postoji i mogućnost nuklearnog sukoba, koji bi, osim mnogo žrtava od izravnog djelovanja nuklearnog oružja, mogao toliko povećati razinu nuklearnog zračenja na cijeloj Zemlji da normalan život više ne bi bio moguć. Stoga je važno poznavati nuklearno zračenje, njegovo djelovanje, metode mjerena i zaštitu od nuklearnog zračenja.

VRSTE NUKLEARNOG ZRAČENJA

Nuklearna su zračenja posljedica međudjelovanja među česticama u atomskim jezgrama, atomskim omotačima ili među subatomskim česticama. Ta zračenja mogu biti izbačene čestice, koje su prethodno bile sastavni dijelovi atoma (npr. α -čestice), te novostvorene čestice (npr. β -čestice, neutrini) ili fotoni. Svaka vrsta atoma zrači karakteristično zračenje koje omogućuje jednoznačno prepoznavanje i određivanje te vrste atoma.

Umjesto naziva *vrsta* ili *tip atoma* uveden je naziv *nuklid*. Atomi određenog nuklida sadrže isti broj protona Z i neutrona N u jezgrama, te, ako su neutralni, i Z elektrona u atomskom omotaču (v. *Atom*, TE 1, str. 456, v. *Atomska jezgra*, TE 1, str. 479). Broj protona u atomskoj jezgri određuje atomski broj Z elementa kojemu taj nuklid pripada, dakle i kemijska svojstva. Nukleonski broj $A = Z + N$, u biti određuje masu atoma. Oznake nuklida su

$$\frac{A}{Z} E_N^n$$

gdje je E općenit znak kemijskog elementa kojemu taj nuklid pripada (npr. E je za vodik H , za kisik O , itd.), A nukleonski (maseni) broj, Z atomski (redni) broj, n stupanj ionizacije atoma, a N broj neutrona u jezgri (v. *Kemijski elementi*, TE 7, str. 52). Neki autori upotrebljavaju oznaku nuklida A_Z .

W. C. Röntgen je 1895. otkrio zračenje, prema njemu nazvano rendgensko, prvo bitno nazvano X-zrakama ili X-zračenjem, kako se i danas još često naziva u engleskom govoru području (X-rays). H. Becquerel je 1896. otkrio radioaktivnost i nuklearno zračenje. Priroda tih zračenja utvrđena je mnogo kasnije. Prvo je E. Rutherford 1899. utvrdio da radioaktivne tvari zrače dvije vrste električki nabijenih čestica, i to pozitivne, koje se malo otklanjaju u magnetskom polju i imaju malu prodornost u tvarima te ih je nazvao α -česticama, i negativne, koje se u magnetskom polju veoma otklanjaju i mnogo su prodornije i nazvao ih je β -česticama. P. Villard je 1901. otkrio i treću vrstu zračenja iz radioaktivnih tvari i nazvao ju γ -zračenjem. To je zračenje prodornije od β -zračenja i na njega kao i na rendgensko zračenje ne djeluje magnetsko polje. Kasnije su otkrivene i druge vrste nuklearnih zračenja. Originalne oznake α , β i γ i danas se upotrebljavaju za te čestice, odnosno fotone, i za pripadno zračenje, a oznake drugih zračenja su neuvedenačene.

Čestice u gibanju. Odnos brzine, impulsa i energije čestica zračenja koje imaju konačnu masu mirovanja prikazani su Einsteinovim relativističkim relacijama

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (1a)$$

$$E_t = E + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (1b)$$

$$\vec{v} = \frac{c^2 \vec{p}}{E_t}, \quad (1c)$$

gdje je v brzina, p impuls, m masa, E kinetička energija, E_t totalna energija čestice, a c brzina svjetlosti. U nerelativističkim uvjetima, kada je $v \ll c$, odnosno $E \ll mc^2$, te su relacije aproksimirane relacijama klasične mehanike

$$\vec{p} = m\vec{v}, \quad (2a)$$

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}. \quad (2b)$$

Ako čestice zračenja nose električni naboje, na njih će u električnom i magnetskom polju djelovati Lorentzova sila

$$\vec{F} = Q\vec{\mathcal{E}} + Q\vec{v} \times \vec{B}, \quad (3a)$$

gdje je Q naboje čestice, $\vec{\mathcal{E}}$ jakost električnog polja, a \vec{B} magnetska indukcija (ponekad zvana i jakost magnetskog polja). Prema definiciji sila je

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (3b)$$

U homogenom magnetskom polju, uz uvjet da se početno gibaju okomitno na polje, čestice se gibaju po kružnicama polumjera

$$r = \frac{p}{BQ}, \quad (4a)$$

odnosno izraženo pomoću energije

$$r = \frac{\sqrt{2mc^2E + E^2}}{BQ}. \quad (4b)$$

Ta ovisnost u nerelativističkim uvjetima glasi

$$r = \frac{\sqrt{2mE}}{QB}, \quad (4c)$$

odnosno za neku konkretnu česticu ovisi samo o njenoj energiji i magnetskoj indukciji

$$r = k_1 \frac{\sqrt{E}}{B}. \quad (4d)$$

Sve čestice kojima je masa mirovanja jednaka nuli (fotoni, a moguće i neutrini), iako treba istaknuti da u posljednje vrijeme postoje sumnje i eksperimentalne indikacije da je masa

neutrina ipak konačna) gibaju se brzinom svjetlosti, a odnos je impulsa i energije, prema relaciji (1c):

$$p = \frac{E}{c}. \quad (5)$$

Čestice zračenja, bez obzira da li imaju konačnu masu mirovanja ili ne, imaju valna svojstva i pokazuju valne pojave, interferenciju i difrakciju. Opći odnos valne duljine λ i impulsa dao je L. de Broglie 1924. godine:

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (6a)$$

odnosno

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE + E^2/c^2}}, \quad (6b)$$

gdje je h Planckova konstanta.

Ta ovisnost u nerelativističkim uvjetima glasi

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}, \quad (6c)$$

odnosno za neku konkretnu česticu ovisi samo o energiji (sl. 1)

$$\lambda = k_2 \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (6d)$$

α -zračenje je posljedica pretvorbe nekih teških radionuklida, prilikom koje se emitiraju jezgre atoma helija (ioni ${}^4\text{He}^{++}$), tzv. α -čestice. Kako ta jezgra sadrži samo dva protona, emisijom α -čestice smanji se broj protona u jezgri (atomski broj Z) za 2, a nukleonski broj A za 4, prema relaciji

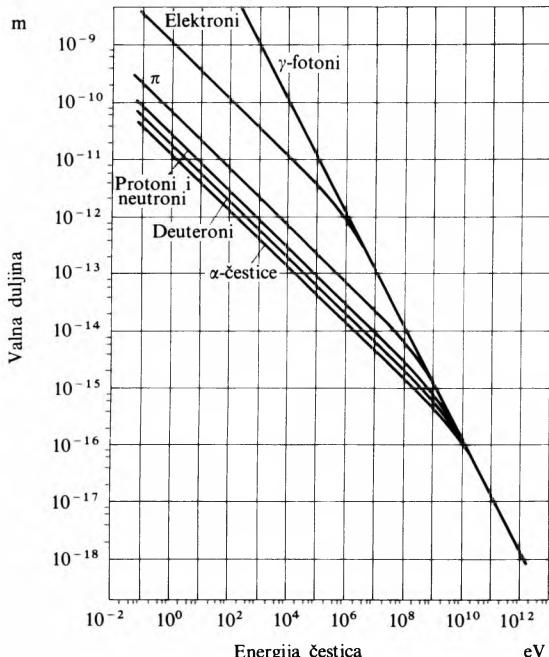


gdje je W energija koja se oslobođa prilikom raspada, tzv. energija prijelaza. Kinetička energija α -čestice, neposredno nakon raspada iznosi

$$E_\alpha = \left(1 - \frac{m_\alpha}{M}\right)W, \quad (8)$$

gdje je M masa početnog atoma, a m_α masa α -čestice. Ostatak energije prijelaza jest kinetička energija odbora preostale, konačne jezgre.

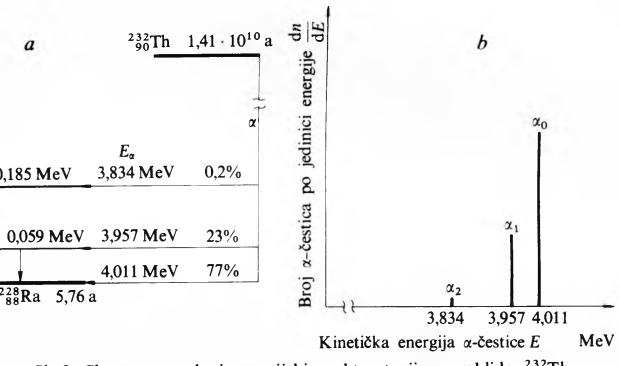
Atomska jezgra, kao sustav Z protona i N neutrona, ima neko najniže energetsko stanje, tzv. osnovno stanje, te niz viših,



Sl. 1. Valne duljine fotona, elektrona, piona (π^\pm -mezona), protona i neutrona, deuterona i α -čestica u ovisnosti o njihovoj energiji

tzv. uzbudjenih stanja. Uzbudjena stanja atomske jezgri najčešće se raspadaju emisijom γ -zračenja, a jezgre prelaze u niže uzbudjeno stanje ili u osnovno stanje iste jezgre. Mnoge atomske jezgre također u svome osnovnom stanju nisu stabilne i raspadaju se emisijom čestica (npr. α - i β -zračenje) i pri tom se pretvaraju u druge atomske jezgre. Energija prijelaza je razlika energije početnog i konačnog stanja.

Na sl. 2 prikazana je shema raspada i energijski spektar radionuklida torija ${}^{232}\text{Th}$. U takvim shemama vertikalni stupci označuju elemente (pomak udesno znači povećanje atomskog broja Z), a unutar svakog stupca označuju se energijska stanja nuklida (pomak prema gore znači stanje više energije). Svi spontani prijelazi jesu prijelazi iz stanja više energije u stanje niže energije. Nuklid ${}^{232}\text{Th}$ raspada se u $\sim 77\%$ raspada uz emisiju α -čestice energije 4,011 MeV, u $\sim 23\%$ raspada uz emisiju α -čestice energije 3,957 MeV i fotona energije 59 keV, te u 0,2% raspada uz emisiju α -čestice energije 3,834 MeV i dvaju fotona energije 126 keV i 59 keV. Vrijeme poluraspeda ${}^{232}\text{Th}$ je $1,41 \cdot 10^{11}$ godina. Energijski je spektar α -zračenja iz ${}^{232}\text{Th}$ diskretan, sastoji se od triju oštih linija, a omjeri su intenzivnosti tih linija (tj. broja α -čestica) 77:23:0,2.



Sl. 2. Shema raspada i energijski spektar torijeva nuklida ${}^{232}\text{Th}$

Snopovi iona ${}^4\text{He}^{++}$ ubrzani u akceleratorima nazivaju se također α -zračenjem.

Dva protona i dva neutrons u α -čestici imaju sparene spinove i nalaze se u osnovnom stanju koje je potpuno sferno simetrično. Stoga α -čestice nemaju vlastiti impulsni moment (moment količine gibanja) niti magnetski dipolni moment. Masa mirovanja α -čestice iznosi $m_\alpha = 6,645 \cdot 10^{-27}$ kg, a energetska joj je ekvivalent $m_\alpha c^2 = 3727,4$ MeV. Polumjer zakrivljenosti putanja određen je relacijama (4). Za α -česticu, uz $v \ll c$, koeficijent proporcionalnosti u relaciji (4d) iznosi $k_1 = 3,598 \cdot 10^5 \text{ kg}^{1/2} \text{ C}^{-1}$, a prilagođena je brojčana jednadžba za računanje polumjera zakrivljenosti u metrima

$$r = 0,144 \cdot \frac{\sqrt{E_{\alpha,\text{MeV}}}}{B_T}, \quad (9)$$

gdje je $E_{\alpha,\text{MeV}}$ brojčani iznos energije izražene u megaelektronvoltima, a B_T brojčani iznos magnetske indukcije izražene u teslama.

Valna duljina λ koja pripada α -zračenju računa se iz de Broglieovih relacija (6). Za α -česticu, uz $v \ll c$, koeficijent proporcionalnosti u relaciji (6d) iznosi $k_2 = 0,57476 \cdot 10^{-20} \text{ J skg}^{-1/2}$, a prilagođena je brojčana jednadžba za računanje pripadne valne duljine u femtometrima

$$\lambda = \frac{14,36}{E_{\alpha,\text{MeV}}} \quad (10)$$

Valna svojstva α -čestica opažaju se vrlo izrazito u difrakcijskim raspršenjima na atomskim jezgrama.

β -zračenje je roj tzv. β -čestica koje se gibaju velikim brzinama. Postoje β^+ -čestice s pozitivnim nabojem i β^- -čestice s negativnim nabojem. β^- -čestice identične su atomskim elektronima, a β^+ -čestice zovu se pozitroni.

β^- -zračenje posljedica je tzv. β^- -raspada, procesa pretvorbe jednog neutrona u proton, uz stvaranje još dviju čestica,

elektrona (e^- ili β^-) i antineutrina ($\bar{\nu}$). Tu pretvorbu opisuje relacija

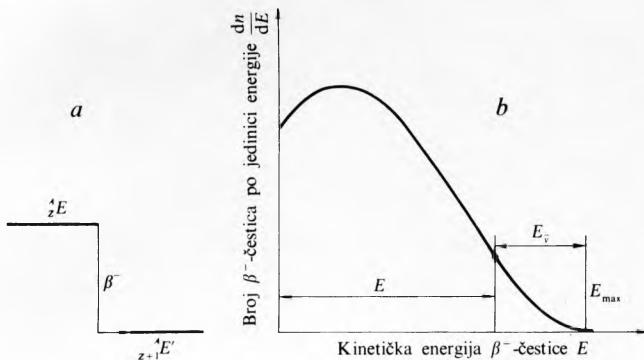
$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \quad (11)$$

Promatrajući atom kao cjelinu pretvorba se može opisati relacijom

$$\frac{1}{2}E \rightarrow z_+ \frac{1}{2}E' + e^- + \bar{\nu} + W. \quad (12)$$

Budući da je masa elektrona i neutrina vrlo malena s obzirom na masu jezgre, praktički sva energija raspada razdijeli se na kinetičke energije elektrona i antineutrina. Razdioba je kontinuirana i najviše uvjetovana statističkim faktorom. Stoga je energija β^- -čestica, koje zrače atomi u prijelazu iz određenoga početnog u određeno konačno stanje, kontinuirana od nule do vrijednosti energije prijelaza W .

Na sl. 3 prikazana je shema i energijski spektar β^- -raspada. Razmak razina početnog i konačnog stanja u shemi predstavlja energiju prijelaza, tj. maksimalnu energiju β^- -čestica. Oblik energijskog spektra je zvonast, s asymptotskim približavanjem nuli za vrijednost E_{\max} .



Sl. 3. Shema β^- -raspada i energijski spektar tako nastalog β^- -zračenja

Energijska raspodjela β^- -čestica (tzv. β -spektar) mjeri se izravno pomoću nekih detektora, no precizno se mjeri pomoću β -spektrometara (v. Beta-spektrometri TE 1, str. 710).

Antineutrino, koji se zrači u β^- -raspadu, kao i sve druge vrste neutrina, neutralna je čestica, kojoj je masa nula ili praktički nula ($m_{\bar{\nu}} \leq 10^{-4} m_e$), a međudjelovanje s tvarima izvanredno slabo. Ta čestica prodire kroz slojeve tvari goleme debljine s vrlo malom vjerojatnošću sudara, i odnosi primljenu energiju daleko od mesta stvaranja.

β^- -čestice, kao i atomski elektroni, imaju jedan negativni kvant elektriciteta ($e = -1,60219 \cdot 10^{-19} C$) i masu $m_e = 0,91095 \cdot 10^{-30} kg$, a energetski joj je ekvivalent $m_e c^2 = 0,511003 MeV$. Identičnost β^- -čestica i atomskih elektrona utvrđena je na osnovi Paulijeva principa isključenja: usporene β^- -čestice nemaju svoja posebna stanja u atomima (i svoje rendgensko zračenje, kao npr. mioni), jer su njima identični atomski elektroni već zaposjeli jako vezana stanja u atomskom omotaču.

Budući da su energije β^- -čestica često usporedive ili veće od energijskog ekvivalenta mase mirovanja $m_e c^2$, najčešće se za opisivanje procesa primjenjuje relativistička kinematika i dinamika. Impuls β^- -čestica dobiva se pomoću (1) iz relacije

$$p^2 c^2 = (E + m_e c^2)^2 - m_e^2 c^4, \quad (13)$$

gdje je E kinetička energija β^- -čestice. Polumjer zakrivljenosti putanja β^- -čestice pri gibanju okomito na magnetsko polje računa se prema relativističkim relacijama (4a) i (4b). Prilagođena je brojčana jednadžba (4b) za računanje polumjera zakrivljenosti u metrima

$$r = 0,0033356 \frac{\sqrt{1,022 E_{\beta, MeV} + E_{\beta, MeV}^2}}{B_T}, \quad (14)$$

gdje je $E_{\beta, MeV}$ brojčani iznos energije izražene u megaelektronvoltima, a B_T brojčani iznos magnetske indukcije u teslama.

Valna duljina koja pripada β -zračenju računa se iz relacija (6a) i (6b). Prilagođena je brojčana jednadžba (6b) za računanje

valne duljine u pikometrima

$$\lambda = \frac{1,23985}{\sqrt{1,022 E_{\beta, MeV} + E_{\beta, MeV}^2}}. \quad (15)$$

Spin (vlastiti impulsni moment) elektrona iznosi $s = \frac{1}{2} \hbar$, a magnetski dipolni moment $\mu = 1,0016 \mu_B$, gdje je μ_B Bohrov magneton. Magnetski dipolni moment elektrona (i β^- -čestica) protivno je orientiran spinu. Spin elektrona emitiranih iz jezgri u β^- -raspadu protivno je orientiran, njihovom impulsu (β^- -čestice zrače se s negativnim helicitetom).

β^+ -zračenje posljedica je tzv. β^+ -raspada nekih radioaktivnih nuklida, posve analogno β^- -raspadu. U atomskoj jezgri pretvara se jedan proton u neutron, pozitron (β^+ -česticu, često označenu e^+) i neutrino prema relaciji

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu. \quad (16)$$

Pretvorba atoma kao cjeline može se opisati relacijom

$$\frac{1}{2}E \rightarrow z_+ \frac{1}{2}E' + e^+ + \nu + W. \quad (17)$$

Pozitroni su antielektroni, tj. antičestice atomskih elektrona. Elektroni i pozitroni imaju jednak masu, spin, magnetski dipolni moment i jednak iznos električnog naboja. Pozitroni nose pozitivan kvant elektriciteta, pa uz iste kinematičke uvjete u istim električnim i magnetskim poljima imaju jednak polumjer zakrivljenosti, ali protivan smjeru zakretanja. Magnetski dipolni moment pozitrona orientiran je u smjeru spina. Spin pozitrona emitiranih iz atomskih jezgri u β^+ -raspadu orientiran je u smjeru u kojem su oni emitirani (β^+ -čestice zrače se s pozitivnim helicitetom).

Kao i u β^- -raspadu, energija prijelaza dijeli se na kinetičku energiju pozitrona i neutrina, pa je energijski spektar u β^+ -raspadu također kontinuiran.

U tvarima β^+ -čestice gube energiju, zaustavljaju se i poniste se s atomskim elektronima, proizvodeći anihilacijsko zračenje. Mnogi raspadi, koji se mogu opisati relacijom

$$\frac{1}{2}E \rightarrow z_- \frac{1}{2}E', \quad (18)$$

teku također procesom elektronskog uhvata. Taj je proces inverzan β^- -raspadu, u kojem se jedan proton u jezgri i jedan elektron iz atomskog omotača (obično K-elektron) pretvore u neutron i neutrino prema relaciji

$$p + e^- \rightarrow n + \nu. \quad (19)$$

Kako se neutrini izvanredno teško detektiraju, proces elektronskog uhvata opaža se detekcijom karakterističnoga rendgenskog zračenja elementa $z_- \frac{1}{2}E'$.

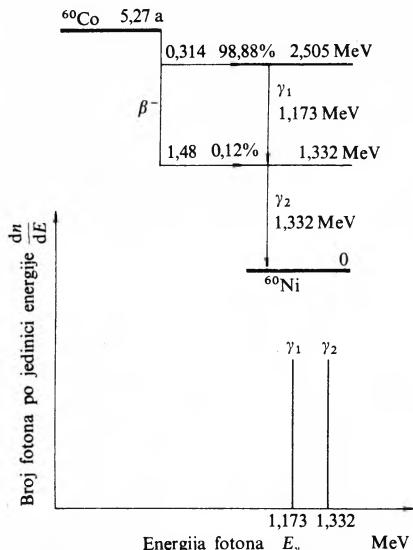
γ -zračenje je prema originalnoj, užoj definiciji roj kvanata elektromagnetskih valova (fotona) koje zrače atomske jezgre u prijelazima s pobuđenim stanjem. Kvantna stanja atomskih jezgri, između kojih se dešavaju γ -prijelazi, najčešće imaju vrlo oštro definiranu energiju, pa su stoga i energije fotonu vrlo precizno određene (mnogo preciznije nego što se mogu izmjeriti). Izuzetak čine neki γ -prijelazi u lakinim jezgrama. Energija prijelaza (razlika početne i konačne energije atoma koji zrači) praktički se čitava predaje fotonu, jer je energija odboja jezgre vrlo mala.

Na sl. 4 prikazana je shema i energijski spektar raspada nuklida kobalta ^{60}Co . Taj se nuklid, s vremenom poluraspada 5,26 godina, raspada β^- -emisijom u 0,12% slučajeva na prvo pobuđeno stanje nikla ^{60}Ni na $1,332 MeV$, a u 99,88% slučajeva na drugo pobuđeno stanje ^{60}Ni na $2,505 MeV$. Pobuđena stanja ^{60}Ni vrlo su kratkotrajna (kraća od $10^{-12} s$), te se praktički trenutno raspadaju emisijom fotona energije $1,173 MeV$, odnosno $1,332 MeV$. Energijski spektar je linijski, kao i spektri γ -zračenja drugih radionuklida.

Ako atomske jezgre zrače fotone krećući se velikom brzinom, npr. zbog odboja u prethodnoj nuklearnoj reakciji, emisijske linije od γ -prijelaza mogu Dopplerovim efektom biti zamjetljivo pomaknute ili proširene. Naime, relativna promjena energije fotona iznosi $v/c \cos \phi$, gdje je v brzina jezgre koja zrači, a ϕ kut između smjera brzine jezgre i smjera emisije fotona.

U pojedinim reakcijama postižu se vrijednosti omjera v/c i do $\sim 1\%$.

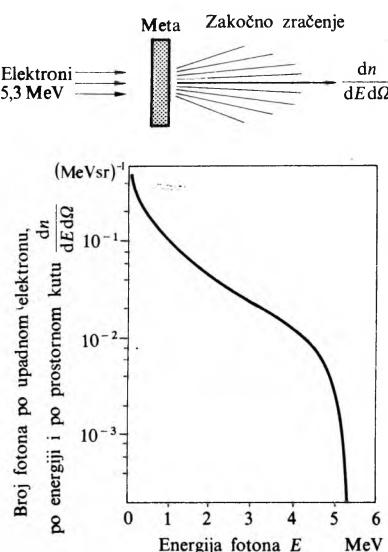
Širi pojam γ -zračenja obuhvaća i kvante elektromagnetskih valova viših i visokih energija koji nastaju u drugim procesima. To su zakočno zračenje, kozmički fotoni i anihilacijske zrake. Zakočno zračenje je posljedica naglog ubrzanja čestica koje nose električni naboј. Osnovne električki nabijene čestice sadrže po jedan, pozitivan ili negativan, kvant elektriciteta. Na čestice, koje nose po iznosu isti naboј, u istim (snažnim) električnim poljima atomskih jezgri djeluju iste električne sile.



Sl. 4. Shema raspada i energijski spektar γ -zračenja kobaltova nuklida ^{60}Co

Mase čestica, međutim, veoma se razlikuju. Ubrzanje čestica u biti je obrnuto proporcionalno njihovoj masi, a zakočno zračenje proporcionalno je kvadratu ubrzanja naboja. Stoga je vjerojatnost zakočnog zračenja približno obrnuto proporcionalna kvadru mase čestica. Na primjer, zakočno je zračenje elektrona, uz prikladne druge uvjete, više od 3000000 puta intenzivnije od zakočnog zračenja protona. Zakočno zračenje važno je, dakle, samo za brze elektrone u tvarima. Spektar zakočnog zračenja je kontinuiran, od nule do maksimalne energije čestica koje ga proizvode (sl. 5).

Intenzivnost primarnih kozmičkih fotona energija viših od ~ 50 MeV vrlo je malena, svega $\sim 0,3\%$ broja čestica koje pa-



Sl. 5. Energijski spektar zakočnog zračenja što ga proizvode elektroni energije 5,3 MeV u volframovoj meti u smjeru unaprijed, tj. u smjeru gibanja elektrona prije udara u metu

daju na vanjske slojeve atmosfere. U primarnom kozmičkom zračenju najbrojniji su protoni (92%) i α -čestice (6,7%). Međutim, zbog golemih energija čestica kozmičkog zračenja u atmosferi se proizvodi sekundarno kozmičko zračenje koje većinom sadrži fotone vrlo velikih energija. Spektar primarnih i sekundarnih kozmičkih fotona je kontinuiran.

Anihilacijsko γ -zračenje nastaje pretežno kada se pozitroni (npr. iz β^+ -raspada) zaustave u tvarima i ponište s atomskim elektronima i (izravno ili nakon formiranja vodikovu atomu sličnog e^+e^- -sustava, tzv. pozitronija). Najčešće poslijepone nastaju dva fotona koji su protivno usmjereni i imaju jednaku energiju. Ta energija iznosi $m_e c^2 = 0,511$ MeV, jer je energija koja odgovara masi mirovanja elektrona i pozitrona u početnom stanju jednakna $2m_e c^2$. Proces poništenja e^+e^- -sustava odvija se i uz stvaranje triju fotona koji kontinuirano dijele ukupnu energiju $2m_e c^2$.

Fotoni imaju svojstva čestica iako nemaju masu mirovanja. Energija fotona određena je Planckovom relacijom

$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (20)$$

gdje je ν frekvencija zračenja. Prilagođene brojčane jednadžbe za računanje frekvencije u eksahercima i valne duljine u pikometrima jesu

$$\nu = 241,797 E_{\gamma, \text{MeV}}, \quad (21a)$$

$$\lambda = \frac{1,23985}{E_{\gamma, \text{MeV}}}, \quad (21b)$$

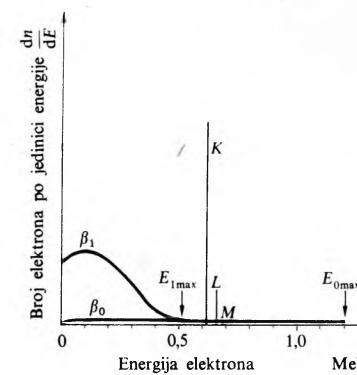
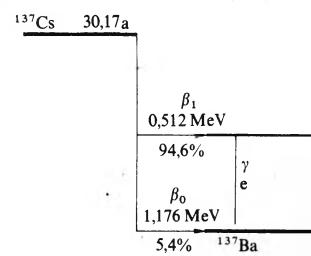
gdje je $E_{\gamma, \text{MeV}}$ brojčani iznos energije fotona u megaelektron-voltima.

Impuls fotona energije E iznosi

$$p = \frac{E_\gamma}{c}. \quad (22)$$

Fotoni su električki neutralne čestice, pa električna i magnetska polja na njih ne djeluju. Izuzetak su izvanredno snažna električna polja u blizini atomskih jezgri. Fotoni imaju vlastiti impulsni moment (spin) jednak \hbar . Spin fotona koji su desno cirkularno polarizirani usmjerjen je u smjeru impulsa fotona, dok je za lijevo cirkularno polarizirane fotone protivan njihovu impulsu.

Zračenje konverzijiskih elektrona je alternativni proces de-ekscitacije pobudenih stanja atomske jezgre. Umjesto emisije fotona jezgra izravno predaje energiju prijelaza jednom elek-



Sl. 6. Shema raspada i energijski spektar elektrona cezijeva nuklida ^{137}Cs

tronu iz elektronskog omotača istog atoma. Energija E konverzijiskih elektrona jednaka je razlici energije E_γ prijelaza (tj. energiji fotona ako se emitiraju umjesto konverzijiskih elektrona) i energije B_e vezanja elektrona u atomu prije nego je izbačen:

$$E = E_\gamma - B_e \quad (23)$$

gdje e označuje ljsku s koje potječe elektron, dakle K , L_1 , L_2 , L_3 , M_1 itd. Stoga energijski spektar konverzijiskih elektrona odražava energetsku ljestvicu vezanja elektrona u atomu. Ako je energija prijelaza veća od energije vezanja K -elektrona (koji su najjače vezani elektroni u atomima), moguća je konverzija svakog atomskog elektrona. Jače vezani elektroni imaju veću vjerojatnost izbacivanja. Često β^- -raspad vodi na pobuđena stanja nove jezgre koja se deekscitira emisijom fotona ili zračenjem konverzijiskih elektrona (sl. 6). Tada energijski spektri emitiranih elektrona uz kontinuiran β^- -spektar pokazuju oštreljivke K , L , ... konverzijiskih elektrona.

Primjer toga je raspad cezija ^{137}Cs , koji se raspada β^- -prijelazom na osnovno stanje barija ^{137}Ba (5,4% raspada, $E_{0\max} = 1,176 \text{ MeV}$) i na pobuđeno stanje ^{137}Ba (94,6% raspada, $E_{1\max} = 0,512 \text{ MeV}$). Energijski je spektar elektrona od ovih β^- -prijelaza kontinuiran (sl. 6). Prijelaz iz pobuđenog stanja ^{137}Ba ($E = 0,662 \text{ MeV}$) u osnovno stanje ^{137}Ba moguć je emisijom fotona (90% raspada) i emisijom konverzijiskih elektrona (8% iz K -ljuske, 1,2% iz L -ljuske, itd.). Konverzijiski elektroni imaju diskretan (linijski) spektar.

Rendgensko zračenje je naziv za elektromagnetsko zračenje valnih duljina $10^{-10} \dots 10^{-13} \text{ m}$. Provobitno je tako nazvano zračenje proizvedeno u rendgenskim cijevima. Rendgensko zračenje sastoji se od dviju, bitno različitih komponenata: diskretnog, tzv. karakterističnog ili linijskog zračenja i kontinuiranog, tzv. zakočnog ili bijelog zračenja.

Rendgensko karakteristično zračenje nastaje u prijelazima elektrona u atomskom omotaču (v. Atom, TE 1 str. 456). U najnižem stabilnom stanju atomskog omotača elektroni popunjavaju redom sva stanja od najjače vezanog (stanja najniže energije) na više. U jedno kvantno stanje, određeno sa četiri kvantna broja, može se smjestiti u jednom atomu samo jedan elektron. To osnovno svojstvo svih fermiona, čestica s polovičnim spinom (npr. elektroni, protoni i neutroni imaju spin $1/2$), naziva se Paulijev princip isključenja. Najjače vezana stanja u atomu, njihove oznake i brojevi elektrona koji se mogu u njih smjestiti prikazani su u tabl. 1.

Tablica 1
OZNAKE ATOMSKIH LJUSAKA I PODLJUSAKA I BROJ ELEKTRONA U NJIMA AKO SU POPUNJENE

Oznaka ljske, odnosno podljuske	K	L_1	L_2	L_3	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5	N_1
Spektroskopska oznaka	$1s_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$	$3s_{1/2}$	$3p_{1/2}$	$3p_{3/2}$	$3d_{3/2}$	$3d_{5/2}$	$4s_{1/2} \dots$
Broj elektrona u ljsuci, odnosno podljusci	2	2	2	4	2	2	4	4	6	2

Spektroskopske oznake su nl_j , gdje je n vrijednost glavnog kvantnog broja ($1, 2, 3, \dots$), a pojedine vrijednosti za l označavaju se slovima

l	0	1	2	3...
oznaka	s	p	d	$f \dots$

Indeks j je ukupni impulsni moment elektrona (orbitalni i spinski) koji može biti $l + \frac{1}{2}$ i $l - \frac{1}{2}$. Broj elektrona u podljusci jest $(2j+1)$.

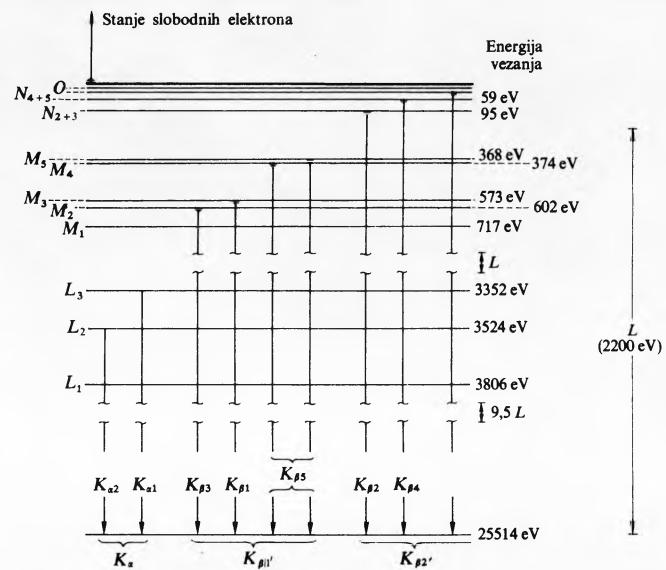
Manjak elektrona u nekom stanju označuje se obično naznakom stanja na minus prvu potenciju. Na primjer K^{-1} i $(1s_{1/2})^{-1}$ znače da jedan elektron nedostaje u K -ljusci. Standardni naziv za K^{-1} jest jedna šupljina u K -ljusci. Na primjer stanje $K^{-1}L_1^{-2}$ znači da je jedna šupljina u K -ljusci, a dvije u L_1 -podljusci. Mnogi procesi mogu uzrokovati izbacivanje elektrona iz atoma, npr. fotoelektrični efekt, prolaz brzog elektrona ili druge nabijene čestice, uhvat elektrona u jezgri i dr.

Stanje sa šupljinom u K -ljusci popunjava se prijelazom elektrona iz više ljske. Pri tom se emitira foton, tzv. rendgenski foton K . Prosječno vrijeme života K -šupljine vrlo je kratko. Za atome sa $Z \geq 40$ izmjerene su širine stanja K^{-1} na osnovi kojih je izvedena semiempirijska formula za prosječno trajanje stanja K^{-1} :

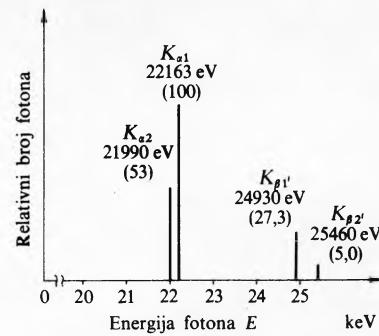
$$\tau = (3,80 \cdot 10^{-10} \text{ s})Z^{-3,93} \quad (24)$$

Na primjer u srebru ($Z = 47$) stanje K^{-1} traje u prosjeku oko 10^{-16} s .

Energija rendgenskog fotona jednaka je promjeni energije atomskog omotača pri prijelazu elektrona. Na sl. 7 prikazan je dijagram elektronskih stanja u atomu srebra. Minimalna energija koja je potrebna za izbacivanje jednog elektrona iz pojedine ljske jest njegova energija vezanja. Okomite crte označuju moguće prijelaze u atomu sa šupljinom u K -ljusci (linije K rendgenskog zračenja). Osim deekscitacije stanja K^{-1} emisijom fotona, moguć je također Augerov proces, u kojem se iz atoma



Sl. 7. Dijagram energija vezanja u atomu srebra ($Z = 47$)



Sl. 8. Spektar karakterističnog rendgenskog zračenja srebra

izbacuje slabije vezani elektron (elektronska konverzija u atomskom omotaču).

Na sl. 8 prikazane su linije K rendgenskog zračenja srebra. Visine linija označuju relativne intenzivnosti, koje su napisane

u zgradama. Linije $K_{\beta 1}$ i $K_{\beta 2}$ višestruke su, a mogu se razluci samo posebnim mjernim metodama. Ako se popunjava šupljina u K -ljusci, mogući su prijelazi mnogih elektrona iz viših ljsaka. Elektron koji prijeđe ostavlja u svom prethodnom stanju šupljinu. U tabl. 2 prikazani su prijelazi u atomu sa šupljinom u K -ljusci. Tako nastalo zračenje ima linjski spektar, tj. sastoji se samo od onih valnih duljina koje pripadaju razlikama energija prvobitnih i konačnog stanja. Prema analogiji s optičkim spektrom zračenje pojedinih valnih duljina naziva se linijama karakterističnog rendgenskog zračenja.

izraženiji, te uz vezanje spina i orbitalnog impulsnog momenta uzrokuju cijepanje ljske u podljuske L_1 , L_2 i L_3 .

Energije rendgenskih fotona karakteristične su za atome pojedinih elemenata i određene su jednoznačno rednim brojem Z . Za lake i srednje teške elemente (do $Z \approx 40$) energija rendgenskih fotona K dosta je dobro opisana relacijom

$$E(K_\alpha) = 10,2(Z - 0,8)^2 \text{ eV.} \quad (28)$$

Šupljine u podljuskama L -ljuske i M -ljuske također se popunjavaju prijelazima elektrona iz viših stanja uz emisiju fotona.

Tablica 2
LINIJE RENDGENSKOG ZRAČENJA IZ ATOMA KOJI POČETNO IMAJU JEDNU
ŠUPLJINU U K -ljusci

Početno stanje	K^{-1}							
	L_1^{-1}	L_2^{-1}	L_3^{-1}	M_1^{-1}	M_2^{-1}	M_3^{-1}	M_4^{-1}	M_5^{-1}
Konačno stanje								
Oznaka rendgenske linije		$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$		$K_{\beta 3}$	$K_{\beta 1}$	$K_{\beta 5}^{\text{II}}$	$K_{\beta 5}^{\text{I}}$
Omjeri intenzivnosti	(*)	50...60	100 ⁺	(*)	0...14	20...25	$0,4 \dots 0,6$	

⁺ Za prijelaz $K_{\alpha 1}$ uzima se referentna intenzivnost 100.

* U nerelativističkoj teoriji ovi su prijelazi striktno zabranjeni, dok relativistička teorija dopušta da su prijelazi mogući, ali je njihova intenzivnost vrlo slaba.

Energije vezanja elektrona u atomu nisu dobro opisane originalnom Bohrovom relacijom, izvedenom za sustav jezgra s nabojem Ze i jedan elektron (v. *Atom*, TE 1 str. 456),

$$E_n = -\frac{m_e e^2}{8 \pi \epsilon_0 \hbar^2} \cdot \left(\frac{Z}{n}\right)^2, \quad (25a)$$

što prilagođeno za energiju u elektronvoltima iznosi

$$E_n = -13,59 \left(\frac{Z}{n}\right)^2. \quad (25b)$$

Tomu je više razloga, a navest će se najvažniji. Relativistički efekti (promjena mase, vezanje elektronskog orbitalnog impulsnog momenta i spina i dr.) znatni su već u lakin jezgrama. Za sustav jezgra i jedan elektron Diracova relativistička teorija daje

$$E_{nj} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z\alpha}{n - \epsilon_j}\right)^2}} - m_e c^2, \quad (26)$$

uz $\epsilon_j = j + \frac{1}{2} - \sqrt{\left(j + \frac{1}{2}\right) - Z^2 \alpha^2}$, gdje je n glavni kvantni broj, a j ukupni impulsni (orbitalni i spinski) moment elektrona, energija mase mirovanja elektrona $m_e c^2 = 511003 \text{ eV}$, Z redni broj atoma, a konstanta fine strukture $\alpha = 1/137,036$. Relativistički efekti povećavaju energiju vezanja elektrona. Međutim, ako se umjesto jezgre i jednog elektrona promatra potpuni atom, tj. jezgra i Z elektrona, zbog odbojnih sila među elektronima nalazimo znatno smanjenje energije vezanja. Djelovanje drugih elektrona, koje se obično zove zasjenjenje električnog polja jezgre ili zasjenjenje centralnog polja, to je jače što su elektroni manje vezani. Na najslabije vezane, valentine elektrone, jezgra i ostali elektroni omotača djeluju približno kao jedan pozitivni elementarni naboj. Stoga se energije vezanja valentnih elektrona svih atoma malo razlikuju. Efekt zasjenjenja centralnog potencijala i relativistički efekti često se opisuju pomoću korigirane Bohrove relacije (25b) s popravkom vrijednosti Z (efektivni centralni naboj), koja glasi

$$E_n = -13,59 \cdot \left(\frac{Z + \Delta Z}{n}\right)^2 \text{ eV.} \quad (27)$$

Popravak ΔZ za K -elektrone ($n = 1$) mijenja se od $\Delta Z = 0$ za vodikov atom ($Z = 1$) na $\Delta Z = -2$ za $Z = 10$, do minimalne vrijednosti $\Delta Z = -3,67$ za $Z \approx 50$, a zatim raste (relativistički efekti prevladavaju) i doseže $\Delta Z = +2,6$ za atome fermija ($Z = 100$). Za L -ljusku ($n = 2$) efekti zasjenjenja mnogo su

Energije su prijelaza mnogo manje, a broj je linija mnogo veći, jer te ljske imaju više podljusaka.

Rendgensko zračenje najčešće se proizvodi u rendgenskim cijevima (v. *Rendgenska tehnika*). To su vakuumске cijevi sa dvije elektrode, katodom i anodom (antikatodom). Katoda (žarna nit koja otpušta elektrone) stavlja se na visok negativan napon prema antikatodi ($-U_0 = 10 \dots 200 \text{ kV}$). Antikatoda se uzemlji i hlađi. Električno polje između katode i antikatode ubrzava elektrone i oni postižu energiju $E_e = eU_0$, te udarom u antikatodu izbacuju elektrone iz ljsaka atoma u antikatodi. Tako se postižu atomska stanja sa šupljinama u ljskama K , L , itd., pa tako uzbudeni atomi zrače kompleksne rendgenske i druge spekture fotona. Rendgenske cijevi obično se upotrebljavaju za dobivanje karakterističnih linija K ili L rendgenskog zračenja.

Rendgensko kontinuirano zračenje. Udarom elektrona u antikatodu nastaje također i zakočno zračenje, kontinuiran spektar fotona od nulte do maksimalne energije eU_0 . Taj se spektar prema analogiji s optičkim naziva i bijelim rendgenskim spektrom. Omjer intenzivnosti bijelog rendgenskog spektra i intenzivnosti karakterističnog spektra veoma ovisi o energiji upadnih elektrona, kutu pod kojim upadaju na antikatodu te o atomskom broju elementa od kojeg je načinjena antikatoda. Obično je intenzivnost bijelog rendgenskog zračenja manja od 1% od intenzivnosti karakterističnog zračenja u normalnim radnim uvjetima rendgenske cijevi.

Teško ionsko zračenje sastoji se od vrlo brzih iona nuklida kojima je atomski broj $Z \geq 3$. Poznat je velik broj vrsta teških iona (praktički svi nuklidi, s time da svaki nuklid može imati različite stupnjeve ionizacije), počev od iona litija ${}^6\text{Li}$ i ${}^7\text{Li}$, pa sve do iona najtežih nuklida (uranovih izotopa, pa i težih nuklida). Prvotno se naziv **teški ioni** upotrebljavao za fizijske fragmente (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 445). Cijepanjem teške jezgre nastaju dva visokoionizirana nuklida koji se razlete velikom brzinom. Cijepanjem teških nuklida nastaje ograničen broj vrsta nuklida, tj. fizijskih fragmenata. S razvojem tehnike ionizacije i ubrzavanja ioniziranih atoma svih elemenata periodnog sustava, naziv **teški ioni** proširio se i na te čestice.

Stupanj ionizacije iona je razlika broja pozitivnih elementarnih naboja i broja negativnih elementarnih naboja. Ako jezgra sadrži Z protona (tj. električni naboj $+Ze$), a u omotaču ima Z' elektrona (ukupan naboj $-Z'e$), stupanj ionizacije iznosi $n = Z - Z'$. Negativni stupanj ionizacije znači da ion sadrži više elektrona nego protona. Obično se proizvode jednostruko ionizirani negativni ioni (npr. ${}^1\text{H}^-$, ${}^3\text{He}^-$, itd.), jer je teško postići višestruko negativno ionizirane ione. Međutim, atomi se

mnogo lakše višestruko pozitivno ioniziraju. Prolaskom brzog iona kroz tanku foliju ili sloj plina u sudarima s atomima otkidaju se elektroni i, već prema brzini iona, mogu se postići visoko, pa i potpuno ionizirani atomi. Potpuno ionizirani atomi jesu atomske jezgre, tj. stupanj je njihove ionizacije $n = Z$. Tako npr. ${}^1H^+$ je proton, ${}^2He^{++}$ jezgra helijeva atoma, ${}^{16}O^{8+}$ jezgra atoma ${}^{16}O$ itd.

Pri prolazjenju teških iona kroz tvari dešavaju se mnoge izmjene elektrona između iona i atoma u tvari. Stoga se, bez obzira na početni stupanj ionizacije, pri ulasku teškog iona u neku tvar, već nakon prolaska pored desetak atoma, uspostavlja ravnoteža u izmjenama elektrona i neki srednji stupanj ionizacije. Ravnotežni stupanj ionizacije u biti ovisi o omjeru brzine iona i brzine K-elektrona u tom ionu. Na velikim brzinama srednji stupanj ionizacije je visok, a kako se teški ion usporuje, srednji stupanj ionizacije se smanjuje i teži prema nuli, tj. na kraju traga iona ostaje neutralan atom.

Akceleratorsko zračenje je naziv za mnogo vrsta zračenja različitih čestica i različitih energija. U akceleratorima primjenjuju se električna i magnetska polja za ubrzanje praktički svih električki nabijenih atomskih i subatomskih stabilnih čestica, a ponekad i nestabilnih čestica. Najčešće se ubrzavaju elektroni (e^-) i ioni, posebno protoni (${}^1H^+$), deuteroni (${}^2H^+$), ioni tricija (${}^3He^{++}$), alfa-čestice (${}^4He^{++}$), te mnogo vrsta teških iona. U posljednje vrijeme u velikim akcelatorima ubrzavaju se pozitroni (e^+) i antiprotoni (\bar{p}).

Akceleratori se grade za ubrzanje određene vrste ili nekoliko vrsta čestica. Energije do kojih se čestice ubrzavaju najčešće nadmašuju energije atomskih prijelaza. Slične odnose nalazimo i u istraživanjima strukture i svojstva subatomskih (tzv. elementarnih) čestica, samo su energije oko 1000 puta veće. Među akcelatorima koji se primjenjuju u nuklearnoj fizici posebno se ističu tandemski elektrostatski akceleratori po mnogo vrsta čestica koje se u njima mogu ubrzavati i po kontinuirano varijabilnoj i vrlo fino definiranoj energiji čestica. U njima prva faza je ubrzanje negativnih iona (${}^1H^-$, ${}^2H^-$, ${}^4He^-$, te mnogo vrsta negativnih teških iona) s potencijala zemlje prema visokonaponskoj elektrodi (na potencijalu 5...30 MV). Tim ubrzanjem postižu energiju 5...30 MeV. U visokonaponskoj elektrodi negativni ioni prolazom kroz tanku foliju pretvore se u pozitivne ione. S teškim ionima postižu se vrlo visoki stupnjevi ionizacije (više od 50+). Zatim slijedi druga faza ubrzanja, povratak na potencijal zemlje. Po svakom pozitivnom naboju ioni dobivaju daljih 5...30 MeV energije.

Primarno akceleratorsko zračenje jesu ubrzane električki nabijene čestice. Upotrebljavaju se u akceleratoru, ili kao snop čestica izvučen iz akceleratora i vođen sustavom fokusirajućih i otklokskih magneta prema mjestu gdje se primjenjuje. Sekundarna zračenja jesu mnoge vrste čestica koje primarno zračenje proizvodi u tvarima, uključujući navedene električki nabijene čestice koje se ubrzavaju u akcelatorima, mnoge druge električki nabijene čestice koje su nestabilne, neutralne čestice, kao npr. neutroni te γ -zračenje. Najeveća su opasnost za ljudе koji borave u blizini akceleratora neutroni i γ -zračenje zbog svoje velike prodornosti.

Neutronsko zračenje je roj brzih neutrona, čestica koje su uz protone osnovni sastavni dijelovi atomskih jezgri (v. *Neutronika*). Međudjelovanja protona i neutrona nuklearnim silama su ista, oni imaju isti spin ($s = 1/2$), a mase su im gotovo jednake ($m_p = 1,00728u$, $m_n = 1,00867u$, gdje je $u = 1,66057 \cdot 10^{-27}$ kg atomska jedinica mase koja je jednaka $1/12$ mase atoma ${}^{12}C$). Zato se protoni i neutroni zajedno nazivaju nukleonima. Oni se razlikuju po električnim i magnetskim svojstvima, proton sadrži elementarni kvant elektriciteta ($+e$) i ima magnetski dipolni moment $\mu_p = +2,793\mu_N$, a neutron je neutralan i ima magnetski dipolni moment $\mu_n = -1,931\mu_N$, gdje je nuklearni magneton $\mu_N = 5,0508 \cdot 10^{-27}$ J/T, a predznaci označuju da je magnetski dipolni moment protona u smjeru spina, a neutrona protivan smjeru spina. Budući da su neutroni neutralni, električna i magnetska polja mogu na njih djelovati samo preko magnetskoga dipolnog momenta. Ti efekti opažaju se samo za spore (termičke) neutrone u snažnim magnetskim poljima

unutar magnetiziranih feromagnetskih tvari. Ako se ti mali efekti ne uzmu u obzir, može se reći da neutroni u tvarima međudjeluju samo s atomskim jezgrama, i to posredovanjem nuklearnih sila.

Slobodni neutroni raspadaju se β^- -raspadom prema relaciji (11). Vrijeme poluraspada iznosi 10,6 minuta. Međutim, u tvarima neutroni se brzo apsorbiraju međudjelovanjem s atomskim jezgrama. Zbog toga im je prosječan život u tvarima mnogo kraći (npr. u vodi oko $100\mu s$). Valna duljina neutrona računa se prema relaciji (6b), a prilagođena je brojčana jednadžba za računanje valne duljine u pikometrima

$$\lambda = \frac{1,23985}{\sqrt{1879,15E_{n,MeV} + E_{n,MeV}^2}} \quad (29)$$

gdje je $E_{n,MeV}$ brojčani iznos kinetičke energije neutrona izražene u megaelektronvoltima. U nerelativističkim uvjetima $E_n \ll mc^2$, tj. $E_n \ll 939,58$ MeV, pa se pripadna valna duljina može računati iz relacije (6c) ili (6d), a prilagođena je brojčana jednadžba za računanje valne duljine u pikometrima

$$\lambda = \frac{28,601}{\sqrt{E_{n,eV}}} \quad (30)$$

gdje je $E_{n,eV}$ brojčani iznos energije neutrona izražene u elektronvoltima. Za termičke neutrone $E_n \approx 0,025$ eV, odnosno $\lambda \approx 1,8 \cdot 10^{-10}$ m. Valne duljine termičkih neutrona usporedive su s konstantama rešetaka mnogih kristala i s dimenzijsama molekula. Stoga je neutronska strukturalna analiza važna metoda za proučavanje strukture kristala, molekula i drugih struktura (v. *Spektroskopija*). Posebno su važne primjene u organskoj kemiji i biokemiji, jer se tom metodom dobro opažaju protoni (neutroni i protoni imaju snažno međudjelovanje), što u rendgenskoj strukturalnoj analizi (zbog malog Z raspršenje rendgenskog zračenja na vodiku je slabo) čini prilične teškoće.

Neutronsko zračenje razvrstava se na brze neutrone i termičke neutrone. U svim procesima za dobivanje neutraona njihove početne kinetičke energije su znatne, većinom veće od 1 MeV. Dakle, svako primarno neutronsко zračenje u biti sadrži samo brze neutrone. U tvarima se neutroni usportuju mnogobrojnim sudarima s atomskim jezgrama dok se njihove kinetičke energije ne izjednače s termičkim kinetičkim energijama atoma u tvarima. Omjer energije brzog neutrona, npr. iz reakcije $d + d \rightarrow {}^3He + n$, $E_n = 2,3$ MeV, i energije tog neutrona nakon termalizacije, $E_n = 0,025$ eV, golem je, te iznosi $\sim 10^8$.

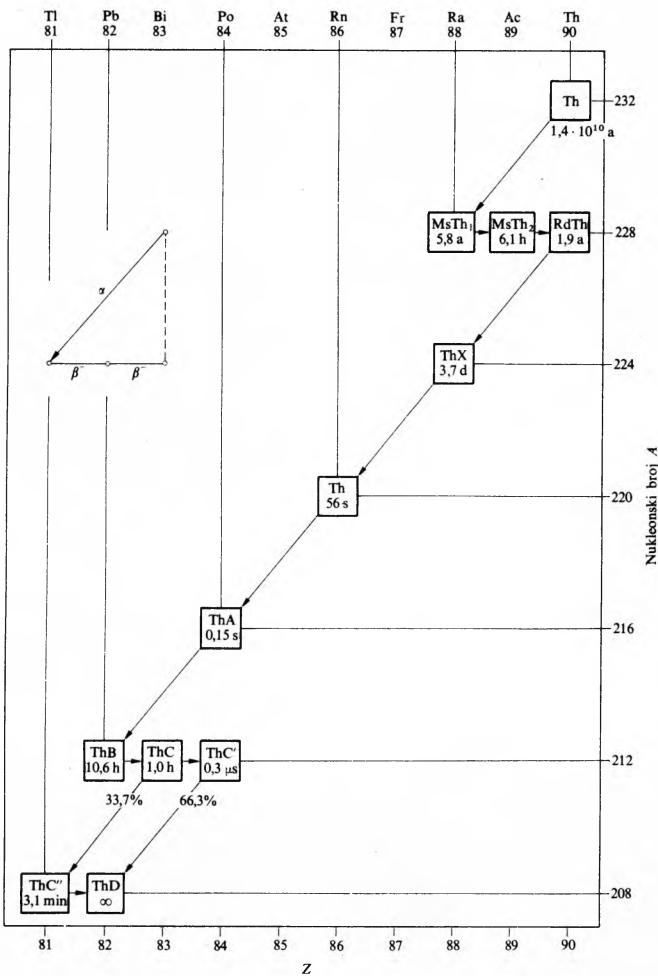
IZVORI NUKLEARNOG ZRAČENJA

Prema procesima u kojima nastaju nuklearna zračenja (u širem smislu) izvori nuklearnih zračenja mogu se razvrstati na prirodne i umjetne radioaktivne izvore te na akceleratore. Primarna zračenja iz tih izvora često se upotrebljavaju za dobivanje sekundarnih zračenja. Najvažniji izvori sekundarnih zračenja jesu rendgenska cijev (visokonaponski ubrzani elektroni udarom o antikatodu proizvode rendgensko zračenje), betatron (induktivno ubrzani elektroni udarom o metu proizvode zakočno zračenje) i akceleratorski neutronski izvori.

Prirodni radioaktivni izvori. Najbrojniji predstavnici prirodnih radioaktivnih nuklidova su članovi triju radioaktivnih nizova, tzv. uranova, torijeva i aktinijeva niza. Prvi članovi tih nizova tako se sporo raspadaju da su zaostali od vremena tvorbe elemenata od kojih je sagrađen naš svijet: ${}^{238}U$ ima vrijeme poluraspada $4,47 \cdot 10^9$ godina, ${}^{235}U$ $7,04 \cdot 10^8$ godina, a ${}^{232}Th$ $1,41 \cdot 10^{10}$ godina. Od vremena stvaranja elemenata proteklo je oko $3 \cdot 10^{10}$ godina. Uz vodeći član, ti nizovi sadrže 14,13, odnosno 10 radioaktivnih potomaka, te izotope olova ${}^{206}Pb$, ${}^{207}Pb$, odnosno ${}^{208}Pb$ kao posljednje, stabilne članove.

Na sl. 9 je prikazan torijev niz. U kvadratičima su napisane stare oznake tih nuklidova, a novije oznake napisane su na rubu dijagrama (npr. $MsTh_1 = {}^{228}Ra$, $Th A = {}^{216}Po$, itd.). U kvadratičima su upisana i vremena poluraspada tih nuklidova. Pri tome je α -raspad prikazan kosom crtrom ($Z \rightarrow Z - 2$, $A \rightarrow A - 4$), a β^- -raspad prikazan je vodoravnom crtrom ($Z \rightarrow Z + 1$, $A = \text{const.}$). Vodeći član niza ${}^{232}Th$ raspada se vrlo sporo, pa je zaostao iz doba stvaranja elemenata. Idući članovi niza imaju

NUKLEARNO ZRAČENJE



Sl. 9. Torijev niz radioaktivnih nuklida prikazan u Z, A-dijagramu

relativno kratka vremena raspadanja, ali se nalaze u mineralima zahvaljujući njihovu sporo raspadajućem prethodniku ^{232}Th .

Slični nizovi započinju nuklidima ^{235}U i ^{238}U . Nukleonski brojevi svih članova pojedinog radioaktivnog niza razlikuju se za 4, jer se on mijenja samo u α -raspadima. Osim članova triju nizova, u prirodi je nađeno još 19 radioaktivnih nuklida. Najvažniji među njima su navedeni u tabl. 3.

Interesantno je spomenuti da je na umjetan način (nuklearnim reakcijama u laboratorijskim uvjetima) proizvedeno vrlo mnogo nuklida: svi nuklidi koji se nalaze u prirodi i mnogi koji se ne nalaze u prirodi. Međutim, nije nadan nijedan stabilan i nijedan radioaktiv nuklid s dugim vremenom poluraspađa koji se ne nalazi u prirodi. Ta činjenica je osnova za tvrdnju da su pri stvaranju elemenata nastali svi stabilni, svi poznati prirodni i umjetni radioaktivni i mnogi još neotkriveni nestabilni nuklidi.

U prirodnim radioaktivnim nuklidima nalaze se tri vrste radioaktivnog raspada: α -raspad, β^- -raspad i γ -raspad, te po-

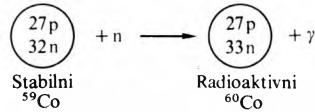
Tablica 3
NEKI PRIRODNI RADIOAKTIVNI NUKLIDI NE
PRIPADAJU URANOVIM, ODNOŠNO TORIJEVIM
NIZOVIMA RADIONUKLIDA

Nuklid	Relativni broj atoma u prirodnom elementu %	Vrijeme poluraspađa godina
^{40}K	0,011	$1,28 \cdot 10^{10}$
^{87}Rb	27,83	$4,8 \cdot 10^{10}$
^{115}In	95,7	$5,1 \cdot 10^{14}$
^{138}La	0,089	$1,1 \cdot 10^{11}$
^{147}Sm	15,1	$1,06 \cdot 10^{11}$
^{176}Lu	2,61	$3,6 \cdot 10^{10}$
^{187}Re	62,6	$4 \cdot 10^{10}$
^{190}Pt	0,013	$6 \cdot 10^{11}$

pratna zračenja: emisija karakterističnog rendgenskog zračenja, elektronska konverzija i zakočno zračenje.

Umjetni radioaktivni izvori. Umjetni nuklidi proizvode se nuklearnim reakcijama. U ranom razdoblju razvoja nuklearne fizike (prije ~50 godina) jedna od originalnih metoda bila je ozračivanje elemenata α -zračenjem iz prirodnih radionuklida. Otprilike u isto vrijeme razvijene su metode ubrzavanja iona do energije na kojima su također bile moguće nuklearne reakcije. Od tog vremena akceleratorske tehnike su toliko napredovale po vrsti čestica, po rasponu energija, po intenzivnosti, te po kvaliteti snopova, da se druge metode ozračivanja električki nabijenim česticama ne primjenjuju. Druga izvanredno važna metoda proizvodnje umjetnih nuklida jest ozračivanje neutronima. Još uvek su u upotrebi originalne metode (također prije ~50 godina), npr. α -Be i slični izvori neutrona. Međutim, za snažna ozračivanja upotrebljavaju se izvanredno intenzivni neutronski tokovi koji se postižu u nuklearnim reaktorima.

Tako se npr. radioaktivni kobalt ^{60}Co proizvodi nuklearnim reakcijama. Metoda koja se najčešće primjenjuje jest ozračivanje prirodnoga monoizotopnog kobalta ^{59}Co termičkim neutronima (sl. 10). Energija vezanja neutrona oslobađa se emisijom nekoliko fotona neposredno nakon što je neutron apsorbiran. Nastali nuklid ^{60}Co raspada se s vremenom poluraspađa 5,27 godina (sl. 4).



Sl. 10. Shema reakcije ozračivanja kobalta termičkim neutronima

Nuklearne reakcije su procesi izmjene broja nukleona u jezgrama mete pod djelovanjem čestica snopa kojima se meta ozračuje. Nuklearne reakcije obično se označuju $A(a,b)B$, ili skraćeno (a,b) , gdje A označuje atom koji je meta, a upadnu česticu, b izlaznu česticu (odn. više čestica), a B konačni atom. Jednostavne su reakcije apsorpcija npr. neutrona, protona i sl. i emisija viška energije γ -zračenjem, tj. reakcije (n,γ) i (p,γ) . Upadne čestice mogu biti i djelomično apsorbirane, npr. u reakcijama (d,p) i (d,n) , kojima se jezgrama u meti također dodaje neutron, odnosno proton. Moguće je mnogo drugih reakcija izmjenama više nukleona, pa sve do tzv. spalacijskih reakcija u kojima se (pri visokim energijama upadnih čestica) jezgre razbijaju na mnogo dijelova. Ozračivanjem mete nekim snopom, osim potrebnog radionuklida, najčešće se dobivaju i drugi radionuklidi. Kemijskim ili fizikalnim metodama te se vrste razdvajaju i čiste već prema potreboj tzv. radioaktivnoj čistoci pojedinog nuklida.

Mnogi umjetni radioaktivni nuklidi raspadaju se također emisijom α , β^- i γ te njihovim popratnim zračenjima. Međutim, zapaženi su i drugi načini raspadanja: β^+ -emisija koju redovno prati anihilacijsko zračenje, elektronski uhvat, emisija neutrona i protona, te spontana fisija.

Priprema izvora. Priprema radioaktivnih izvora nuklearnog zračenja, već prema njihovoj namjeni, obuhvaća različite postupke kao što su: izdvajanje (separacija) određenog radionuklida iz uzorka, čišćenje ili koncentracija različitim kemijskim ili fizikalnim metodama, pripremanje kemijskih spojeva, priprema za upotrebu (npr. stavljanje u nosač izvora), određivanje radioaktivnosti izvora itd. Minerali iz kojih se dobivaju prirodni radioaktivni nuklidi jesu kemijski spojevi i smjese koji sadrže radioaktivne elemente u malim postocima. Iako se uran i torij, vodeći članovi radioaktivnih nizova, u nekim mineralima nalaze i u masenim koncentracijama iznad 10% (to su relativno rijetka nalazišta, a poznata su nalazišta gdje se eksploatiraju uranove rudače sa koncentracijom urana od samo 0,02%, sadržaj članova sljedbenika je vrlo malen. Naime, u mineralima su radioaktivni nizovi u tzv. sekundarnoj ravnoteži, tj. koliko atoma nekog radioaktivnog člana sljedbenika nastaje u nekom vremenu (raspadom prethodnog člana), toliko se atoma tog člana raspade (i pretvori u sljedeći član niza). Broj raspada

radionuklida određene vrste proporcionalan je broju atoma te vrste u uzorku, N_1 , a obrnuto proporcionalan njihovu vremenu raspadanja, T_1 . Stoga za niz u sekundarnoj ravnoteži vrijedi

$$\frac{N_1}{T_1} = \frac{N_2}{T_2} = \dots = \frac{N_i}{T_i} = \dots = \frac{N_{j1}}{T_{j1}} + \frac{N_{j2}}{T_{j2}} = \dots$$

Zbroj radioaktivnosti javlja se na mjestima grananja niza. Budući da su vremena vodećih članova niza vrlo duga, a vremena članova sljedbenika mnogo puta kraća, sadržaj atoma radioaktivnih nuklida sljedbenika vrlo je malen. Pretvorba atoma članova radioaktivnih nizova teče α -raspadom i β^- -raspadom, kojima se mijenjaju kemijski redni brojevi atoma. Stoga se mogu primijeniti kemijski i fizikalno-kemijski postupci za njihovo izdvajanje. Međutim, zbog vrlo malih koncentracija, primjenjuju se posebne metode.

Izdvajanje i čišćenje radionuklida. Umjetni radionuklidi proizvode se nuklearnim reakcijama, koje se izazivaju ozračivanjem uzoraka snopovima čestica iz akceleratora, i neutronskim snopovima iz nuklearnih reaktora ili drugih izvora. Druge metode praktički se ne primjenjuju. S gledišta izdvajanja određene vrste radionuklida mogu se istaknuti dvije grupe postupaka. Prvu grupu čine izdvajanja radionuklida kojima je atomski broj različit od atomskog broja elementa koji je ozračen. Dakle, nuklearnom reakcijom promijenjen je broj protona u jezgrama. Na primjer reakcijom (d, n) povećava se broj protona u jezgri za 1 i atom ^{41}E pretvara se u atom ^{42}E . Slično reakcija (α, n) povećava Z za 2, reakcija (n, p) smanjuje Z za 1, a reakcija (n, α) smanjuje Z za 2. Budući da se u tim reakcijama dobivaju atomi različitih kemijskih svojstava od atoma u uzorku prije ozračivanja, mogu se primijeniti kemijski i fizikalno-kemijski postupci izdvajanja kao i za prirodne radionuklide. Mnogi radionuklidi mogu se dobiti praktički potpuno čisti, kao tzv. radionuklidi bez nosača (engl. carrier-free). Često se u kemijskoj obradbi ozračenih uzoraka, radi olakšanja procesa izdvajanja, dodaje mala količina neaktivnog elementa (nosača) istog kemijskog elementa.

Drugu grupu izdvajanja čine postupci koji se primjenjuju za izdvajanje radionuklida iz uzorka u kojima se nuklearnim reakcijama nije promijenio atomski broj. Na primjer reakcije (d, p) i (n, γ) prevode atome ^{41}E u atome ^{42}E . Nastali atomi izotopi su ozračenog uzorka i imaju praktički ista kemijska svojstva. Separacija dobivenih radionuklida u tim uvjetima zahtijeva posebne postupke. Široko primjenjena metoda izdvajanja radioaktivnih nuklida dobivenih nuklearnim reakcijama koje ne mijenjaju atomski broj Z zasniva se na Szilard-Chalmersovu efektu. Ta je metoda praktički veoma važna zbog široke primjene za izdvajanje radionuklida dobivenih reakcijama (n, γ) s termičkim neutronima. Umjesto da je uzorak u elementarnom stanju, ozračuje se pogodno odabrani kemijski spoj elementa koji se želi aktivirati. Atomi, koji tijekom ozračivanja apsorbiraju termički neutron, neposredno emitiraju γ -fotone (procesi oslobođanja energije vezanja neutrona). Pri emisiji γ -fotona mali dio energije predaje se novonastalom atomu. Te energije odboja najčešće su dovoljne da atom koji je apsorbirao neutron raskine svoje kemijske veze u molekuli i promijeni svoje kemijsko stanje. Nakon ozračivanja uzorak najviše sadrži molekule kemijskog spoja koje je imao prije ozračivanja. Međutim, u vrlo malom postotku (u uzorcima se obično aktivira svega $1:10^{10}$ atoma, a metoda se primjenjuje čak pri koncentracijama $1:10^{16}$) u uzorku se nalaze aktivirani atomi (i ponešto atoma koji su zbog zračenja raskinuli kemijsku vezu u molekulama), i to u različitom kemijskom stanju. Za njihovo izdvajanje primjenjuju se različite (često jednostavne) kemijske metode.

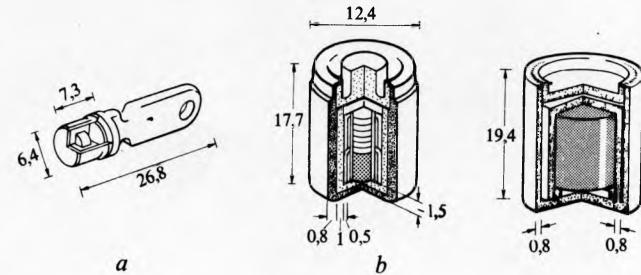
Katkada se primjenjuje opća fizikalna metoda razdvajanja atoma i molekula različitih masa (na kojoj se osniva i masena spektrometrija). Ta je metoda vrlo skupa i primjenjuje se samo za specijalne svrhe.

Mnogi radioaktivni nuklidi mogu se komercijalno nabaviti u obliku različitih kemijskih spojeva i (rjeđe) u elementarnom stanju. Posebno treba istaknuti širok izbor tzv. označenih organskih spojeva (u kojima je neki atom zamijenjen njegovim radioaktivnim izotopom) koji se upotrebljavaju za proučavanje metabolizma tih spojeva u živim bićima.

Raspadi radioaktivnih atoma su spontani procesi, a vjerojatnost raspada svih atoma iste vrste je jednak i neovisna o starosti, načinu pripravljanja i drugim uvjetima. Mali utjecaj mogu imati okolni atomi (kemijski spojevi) u raspadima elektronskim uhvatom. Stoga se radioaktivnost nekog izvora ne može prekinuti. Nuklearnim reakcijama moguće je pretvarati također radioaktivne nuklide u druge nuklide, ali takvi postupci primjenjuju se samo za posebne svrhe (npr. nizom reakcija (n, γ) i β^- -raspadima, polazeći od ^{238}U tvore se superteški tzv. transuranski nuklidi ^{234}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm , ... ^{252}Cf , ...).

Radioaktivni izvori razlikuju se prema vrsti radionuklida koje sadrže, prema jakosti izvora, čistoći, koncentraciji i kemijskom stanju izvora, te prema pripremi, odnosno namjeni.

Radioaktivni izvori srednje jakosti koji se upotrebljavaju kao izvori γ -zračenja obično se hermetički zatvaraju u metalne kapsule. Ako je opasnost izlaženja radioaktivne tvari veća, stavljuju se dvostrukе kapsule koje se jedna po jedna zavaruju. Na sl. 11 prikazano je nekoliko tipova radioaktivnih izvora u kapsulama.



Sl. 11. Radioaktivni izvori u kapsulama: a izvor ^{60}Co aktivnosti $0,4\ldots1000$ kBq, b izvor ^{137}Cs aktivnosti $200\ldots400$ GBq, c neutronski izvor $^{241}\text{Am-Be}$ (dimenzije na slikama su u mm)

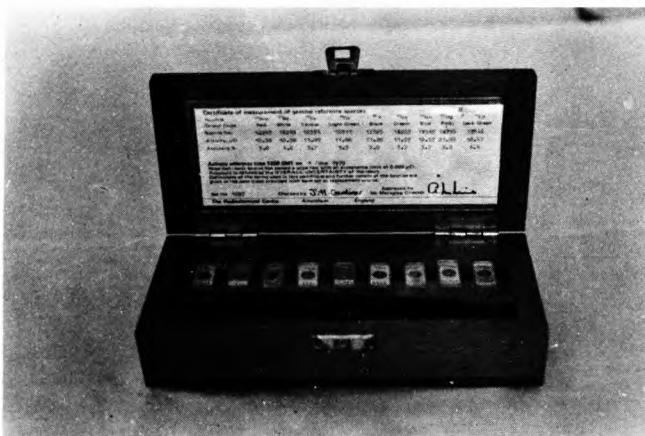
U laboratorijskim uvjetima radi se s mnogim radioaktivnim nuklidima manjih aktivnosti ($10^3\ldots10^8$ Bq). Male su aktivnosti i mnogi tzv. radionuklidi tragači: u nekom procesu radi praćenja toka određenog elementa ili kemijskog spoja dodaje se mala količina radioaktivnog izotopa (tragača) u istom kemijskom stanju. Mjerjenjem radioaktivnosti u pojedinim dijelovima uređaja može se lako i kvantitativno odrediti tok procesa. Na primjer, u visokim pećima, pri preradi željezne rudače, povremeno se dodaje mala količina ^{60}Co radi praćenja procesa u peći (to je razlog da su moderni čelici malo radioaktivni). Metoda tragača primjenjuje se često u medicini u dijagnostičke svrhe. Snažni izvori ^{60}Co (aktivnosti $\sim 10^{14}$ Bq) upotrebljavaju se za liječenje tumora, a još jači izvori (aktivnosti $\sim 10^{16}$ Bq) za različite radijacijsko kemijske procese, sterilizaciju, oplemenjivanje plastike i drugo (sl. 12).



Sl. 12. Sustav za ozračivanje OOURE Tehnologija, nuklearna energija i zaštita u Institutu Ruder Bošković u Zagrebu, s izvorom ^{60}Co aktivnosti $1,8$ TBq

Aktivnost radioaktivnih izvora određuje se primjenom različitih mjernih metoda. Za absolutno određivanje radioaktivnosti izvora potrebni su posebni uređaji, npr. 4π brojači, koin-

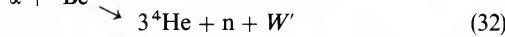
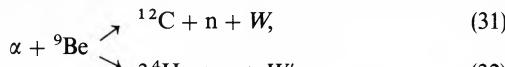
cidentni sustavi itd. Najčešće se primjenjuje usporedbena metoda kojom se uspoređuje aktivnost izvora nepoznatog iznosa i standardnih (referentnih) izvora. Posebno je pogodno ako se raspolaže standardnim (kalibriranim) izvorom koji sadrži isti radionuklid kao i nepoznati izvor, jer tada je moguća izravna usporedba. Standardni radioaktivni izvori nabavljaju se u centrima koji ih za te svrhe posebno pripravljaju (sl. 13).



Sl. 13. Standardni kalibracijski radioaktivni izvori (Radiochemical Centre, Amersham, UK)

Akceleratori su redovno izvanredno snažni izvori nuklearnog zračenja. Neki tipovi mogu se upotrebljavati samo za ubrzavanje određenih vrsta čestica. Na primjer betatron se upotrebljava samo za ubrzavanja elektrona. Ciklotron može služiti za ubrzavanje nekoliko vrsta iona (protona, deuterona, α -čestica, nekih teških iona). Međutim, neki tipovi sagradeni su za ubrzavanje zaista velikog broja iona (tzv. Van de Graaffovi tandem-akceleratori za teške ione). Snopovi iz akceleratora i raspršena zračenja redovno su nuklearna zračenja goleme intenzivnosti. U prostorijama gdje se ubrzava snop i ozračuje meta za vrijeme rada ne smiju boraviti ljudi, a okolne radne prostorije zaštićene su debelim zaštitnim zidovima. Prekidanjem rada akceleratora prestaje primarno i raspršeno (sekundarno) zračenje oko tih uređaja. Međutim, zaostaju zračenja radioaktivnih tvari nastalih nuklearnim pretvorbama pod djelovanjem primarnog i raspršenog zračenja. Ta zračenja zahtijevaju posebnu zaštitu, ili treba čekati neko vrijeme nakon prekida rada akceleratora da bi se smanjila intenzivnost zračenja kratkotrajnih radionuklida.

Neutronski izvori. U neutronskim izvorima oslobađaju se neutroni iz atomskih jezgri različitim nuklearnim reakcijama (v. *Neutronika*). Kao upadne čestice primjenjuju se α -čestice ili γ -foton iz radioaktivnih tvari, zatim u akceleratorima ubrzani protoni, deuteroni, α -čestice itd., a u nuklearnim reaktorima sami neutroni. Mete su lake jezgre, a u reaktorima fislinski nuklidi (uran, plutonij itd.). Često se, npr., upotrebljavaju tzv. α -Be izvori neutrona u kojima su u hermetički zatvorenoj kapsuli fino izmiješani radioaktivni izvor α -zračenja (^{226}Ra , ^{210}Po , ^{241}Am itd.) i berilij. Reakcijom



oslobađaju se neutroni (energije iznose $W = +5,71 \text{ MeV}$, $W' = -1,56 \text{ MeV}$). Budući da energije α -čestica iz nuklida koji se upotrebljavaju iznose $5 \cdots 6 \text{ MeV}$, maksimalne su energije neutrona $\sim 11 \text{ MeV}$. Energijski spektar neutrona iz α -Be izvora je kontinuiran zbog variabilnih gubitaka energije α -čestica prije njihova sudara s jezgrom ${}^9\text{Be}$.

Visokonaponski akceleratori s radnim naponom $100 \cdots 300 \text{ kV}$ upotrebljavaju se kao dosta intenzivni izvori neutronskog zračenja. U njima se deuteronomima energije $100 \cdots 300 \text{ keV}$ ozračuju deuterijevi ili tricijevi meti. To su tzv. neutronski generatori kojima se dobiju neutroni približno konstantne energije putem

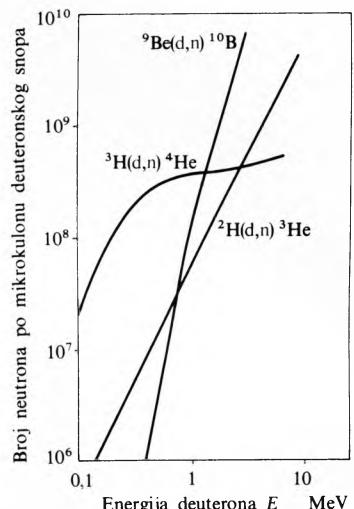
nuklearnih reakcija



Za nešto više energije neutrona primjenjuje se reakcija



Prinosi neutrona iz tih reakcija prikazani su na sl. 14.

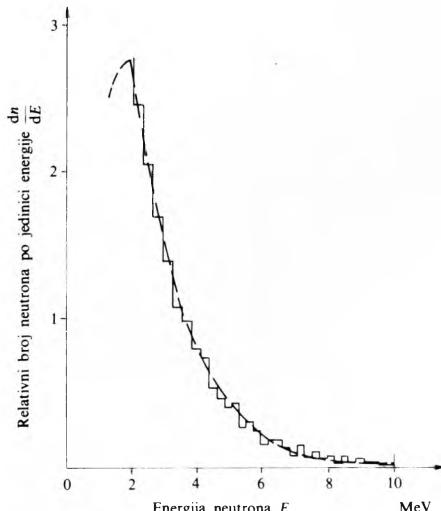


Sl. 14. Prinos neutrona u (d,n) reakcijama u ovisnosti o energiji upadnog deuterona. a reakcija (33), meta je zaledena teška voda; b reakcija (34), meta je tricij apsorbiran u tankom sloju cirkonija; c reakcija (35), meta je metalni berilij

Nuklearni reaktori su intenzivni izvori neutronskog zračenja. Po fisiji jednog aoma ${}^{235}\text{U}$ termičkim neutronima dobiva se u prosjeku $2,5$ neutrona i oslobađa energija $\sim 200 \text{ MeV}$, tj. $\sim 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ J}$. To znači da se u reaktorima dobiva $\sim 7,8 \cdot 10^{10}$ neutrona po džulu, tj. u reaktoru koji radi snagom 200 kW (npr. nuklearni reaktor TRIGA u Inštitutu Jožef Stefan u Ljubljani) oslobađa se $\sim 1,6 \cdot 10^{16}$ neutrona u sekundi. Od dobivenih $2,5$ neutrona po fisiji jedan se mora utrošiti za nastavljanje fisije, a od ostalih $1,5$ neutrona može se samo $\sim 0,1$ upotrijebiti za ozračivanje tvari.

Uz snažne tokove brzih neutrona, koji se oslobađaju fisijom, postoje golemi tokovi termičkih neutrona te zračenja velike intenzivnosti iz radionuklida u reaktoru (posebno fisijskih produkata). Prekidanjem rada nuklearnog reaktora praktički prestaje neutronsko zračenje, ali ostaju intenzivna zračenja iz radioaktivnih tvari. Stoga se neposredno oko nuklearnih reaktora postavljaju debeli štitovi za zaštitu od zračenja.

Radioaktivni nuklidi, koji se raspadaju spontanom fisijom, sve se češće upotrebljavaju kao priručni neutronski izvori. Posebno je pogodan kalifornij ${}^{252}\text{Cf}$ s vremenom poluraspada



Sl. 15. Energijski spektar neutrona emitiranih u spontanoj fisiji kalifornijeva nuklida ${}^{252}\text{Cf}$

2,65 godina. Atomi tog umjetnog, superteškog nuklida raspadaju se u 97% slučajeva emisijom α -čestica, a u 3% slučajeva spontanom fisijom. Uzorak od dva mikrograma tog nuklida ima radioaktivnost 4 MBq i daje $\sim 4,6 \cdot 10^6$ neutrona u sekundi. Velika prednost tih izvora je vrlo mala intenzivnost γ -zračenja. Energijski spektar neutrona iz ^{252}Cf prikazan je na sl. 15.

Svaka osoba koja radi s izvorima nuklearnog zračenja, koji su opasni za zdravlje, mora imati posebnu dozvolu za taj rad. Sve osoblje s takvom dozvolom dužno je redovno ići na liječnički pregled (obično jednom godišnje) radi utvrđivanja zdravstvenog stanja.

MEĐUDJELOVANJE NUKLEARNOG ZRAČENJA I TVARI

Poznavanje procesa međudjelovanja nuklearnog zračenja i tvari važno je zbog izbora metoda detekcije, procjene djelovanja zračenja na tvari, posebno na žive stanice, te proračuna štitova od zračenja. Prema značajkama međudjelovanja nuklearna zračenja razvrstavaju se u dvije grupe, od kojih svaka ima dvije podgrupe: električki nabijene čestice (teške električki nabijene čestice i elektroni) i neutralne čestice (neutroni i fotoni).

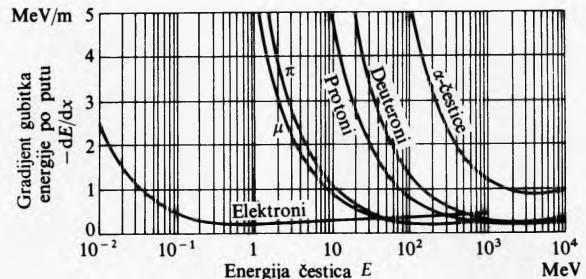
Električki nabijene čestice izravnim međudjelovanjem snažnim Coulombovim silama prenose energiju i impuls pretežno na elektrone u atomima. Brza električki nabijena čestica mnoštvo sudara postepeno gubi energiju i zaustavlja se. Razlika je između relativno teških čestica i elektrona u njihovim masama. Teške električki nabijene čestice, kojima je masa mnogo puta veća od mase elektrona, u sudarima s elektronima malo mijenjaju smjer gibanja, a njihova putanja je gotovo pravocrtna. Tek poneka čestica, zbog bliskog sudara s jednom atomskom jezgrom (događa se vrlo rijetko), naglo skrene i zatim nastavi pravocrtno gibanje. Nasuprot tomu, elektroni u sudarima s atomskim jezgrama i s elektronima često i jako mijenjaju smjer. Trag putanje brzog elektrona pokazuje mnogo naglih skretanja.

Neutralne čestice prolaze kroz tvari bez promjene svog stanja (energije i impulsa) sve dok u pojedinačnom međudjelovanju ne promijene (najčešće bitno) to stanje. Često u pojedinačnom sudaru nestanu iz snopa, proizvodeći pri tom druge brze čestice. Stoga snop fotona ili neutrona, nakon prolaska kroz sloj tvari velike debljine, sadrži (uz raspršene) te čestice u istom stanju kao u upadnom snopu. Značajke međudjelovanja neutralnih čestica u tvarima jesu vrlo male vjerojatnosti njihovih sudara, stanje čestice ne mijenja se prije sudara, a ako se sudar desi, čestica se uklanja iz snopa (znatno rasprši ili apsorbira). Neutroni međudjeluju praktički samo s nukleonima u atomskim jezgrama, a fotoni s atomskim elektronima i električnim poljem atomskih jezgara.

Zaustavljanje teških električki nabijenih čestica u tvarima. Tu grupu čine mnoge čestice: tzv. elementarne čestice koje imaju električni naboj (protoni, pioni, mioni, kaoni, drugi mezoni, različiti hiperoni) i ioni atoma sa složenim jezgrama (deuteroni, triton, α -čestice, različiti teški ioni, uključujući i fizijske fragmente). Mase tih čestica mnogo su veće od mase elektrona (najmanji omjer imaju mioni, $m_\mu/m_e = 206,77$, za protone je $m_p/m_e = 1836,15$, itd.). Nepochodno nakon ulaska takve brže čestice u neku tvar ona svojim električnim nabojem međudjeluje s mnogo elektrona u tvari. Prijenos impulsa između čestice i elektrona u biti je jednak umnošku sile i vremena međudjelovanja. Kako je električna sila neovisna o brzini, elektroni primaju *manji impuls* ako je *brzina čestice veća*. Energija koju postiže pojedini elektron (koju gubi upadna čestica) proporcionalan je kvadratu njegova impulsa. Stoga je osnovna značajka gubitka energije brzih nabijenih čestica u tvarima približna proporcionalnost kvadratu recipročnog iznosa brzine tih čestica (sl. 16). Ta je ovisnost točnije prikazana Betheovom relacijom za gradijent gubitka energije

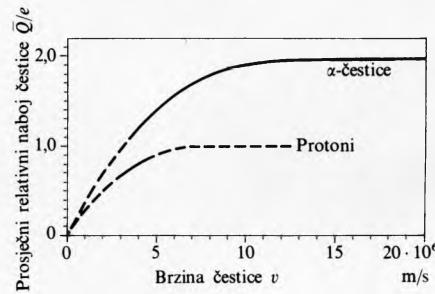
$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{4\pi z^2}{mv^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 NZ \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right], \quad (36)$$

gdje je z broj elementarnih naboja upadne čestice (npr. za protone $z = 1$, za α -čestice $z = 2$), v brzina tih čestica, m masa elektrona, e elementarni naboj, N atomska gustoća (broj atoma



Sl. 16. Gradijent gubitka energije teških čestica i elektrona u nekim tvarima u ovisnosti o energiji čestica. Minimum ionizacije za sve je čestice pri istoj brzini koja iznosi $\sim 0,95 c = 2,815 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

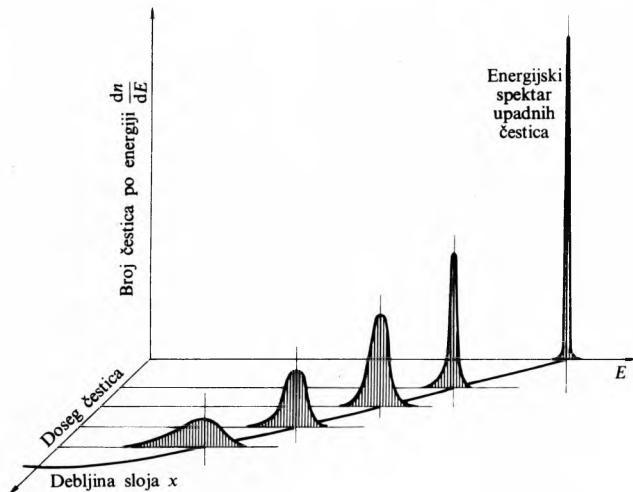
u tvari po kubnom metru), Z broj elektrona po atomu tvari, c brzina svjetlosti, a srednji ionizacijski potencijal atoma u tvari $I = Z/14 \text{ eV}$. Predznak minus u relaciji (36) dolazi stoga što čestica prolazeći kroz tvar gubi energiju (dE je negativan). Betheova formula daje vrlo dobre rezultate za gradijent gubitka energije u različitim tvarima i za različite čestice u vrlo širokom opsegu energije. Odstupanja postaju znatna za male energije pozitivnih čestica, posebno kada se brzina čestica smanji na iznose brzina elektrona u atomima tvari. Tada se javljaju procesi izmjene elektrona između čestice i atoma u tvari. Čestica veže elektron, pa ga u kasnijem sudaru izgubi, i to se ponavlja mnogo puta (npr. zaustavljanje α -čestice popraćeno je s približno tisuću izmjena elektrona). Efektivni naboј čestice smanji se od z na vrijednosti koje su to manje što je čestica sporija (sl. 17). Zbog toga maksimum gradijenta gubitka energije čestica nije na kraju njihova traga, već nešto ranije. Energija koju brza čestica gubi prenosi se na atomske elektrone u tvari, koji prelaze u viša energijska stanja. Poneki elektroni dobiju veću energiju, pa i oni sudarima pobuđuju atomske elektrone. Pobuđeni elektroni većinom napuštaju atome, pa se uzduž putanje čestice dobivaju parovi ion—slobodni elektroni. Ti parovi, ili fotoni koji nastaju njihovom rekombinacijom, najčešće se upotrebljavaju za detekciju nuklearnog zračenja. Pokusom se dobije da je prosječna energija koju upadna čestica izgubi za tvorbu jednog para ion–elektron praktički neovisna o njenoj brzini i o vrsti čestice. Stoga je broj parova koji se proizvede pri zaustavljanju čestice proporcionalan njenoj upadnoj energiji. Na tom važnom svojstvu zasnovaju se različite metode mjerenja energije čestica.



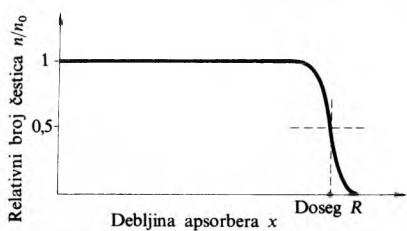
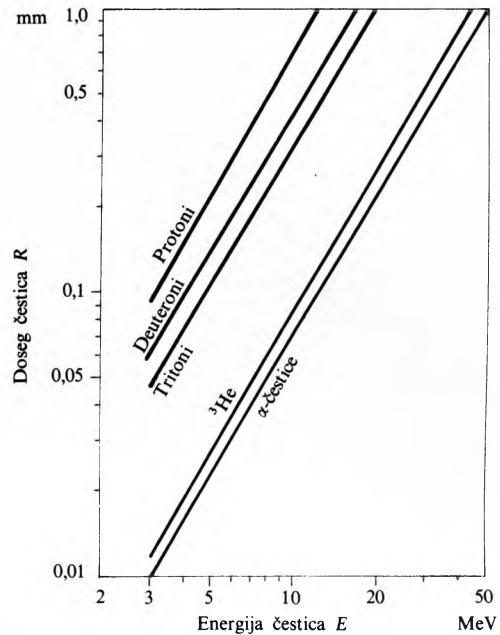
Sl. 17. Prosječni električni naboj protona i α -čestica u zraku u elementarnim nabojskim prikazan u ovisnosti o brzini tih čestica

Istovrsne nabijene čestice jednake početne energije nakon prolaska kroz sloj tvari, u kojemu se ne zaustave, neće imati istu energiju, zbog slučajnih sudara s elektronima (sl. 18). Ako se promatra takav snop čestica, koji se potpuno zaustavlja u tvari, može se ustanoviti da je broj čestica u snopu stalan (iako one postepeno gube energiju) dok se ne približe kraju svojih putanja (sl. 19). Kada se duljina puta u tvari približi vrijednosti dosega, broj se čestica naglo smanjuje. Debljina sloja nakon kojeg se broj čestica smanji na polovicu naziva se *dosegom čestica*. Doseg se računa pomoću (36) iz relacije

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{(dE/dx)} = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{(-dE/dx)}. \quad (37)$$

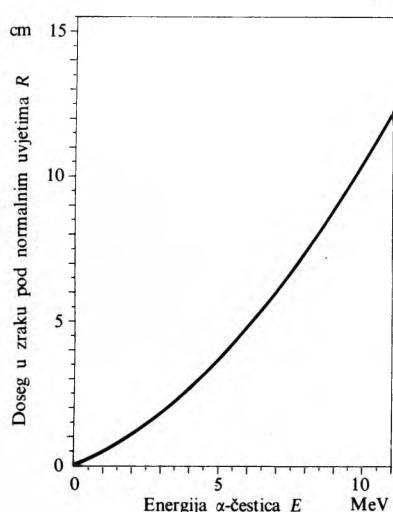


Sl. 18. Prikaz proširenja energijskog spektra teških nabijenih čestica s porastom debljine sloja tvari kroz koju prolaze



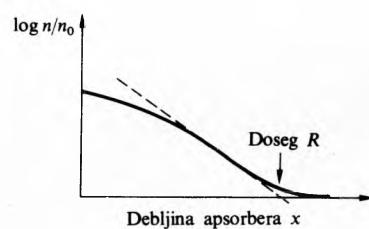
Sl. 19. Relativni broj čestica u ovisnosti o debljini apsorbera

Doseg nekih teških nabijenih čestica kao funkcija početne energije prikazan je za neke materijale na sl. 20 i 21. Teški ioni (ioni atoma periodskog sustava od litija do najtežih elemenata), zbog mnogo stupnjeva ionizacije u tvarima neprekidno zahvaćaju i gube elektrone. Pri većoj brzini njihov srednji stupanj ionizacije je viši, a kako se usporuju, smanjuje se. Umanjeni efektivni naboj uzrokuje pad gubitka energije koji nadmašuje porast zbog ovisnosti $1/v^2$. Stoga tragovi teških iona počinju s vrlo visokom ionizacijom koja se smanjuje prema kraju putanje iona.



Sl. 20. Doseg α -čestica u zraku pod normalnim uvjetima, prikazan u ovisnosti o energiji

Zaušavljanje brzih elektrona. Dio gubitka energije brzih elektrona, kojim se ionizira tvar, manji je nego za protone iste brzine (sl. 18). Relacija slična Betheovoj opisuje tu ovisnost



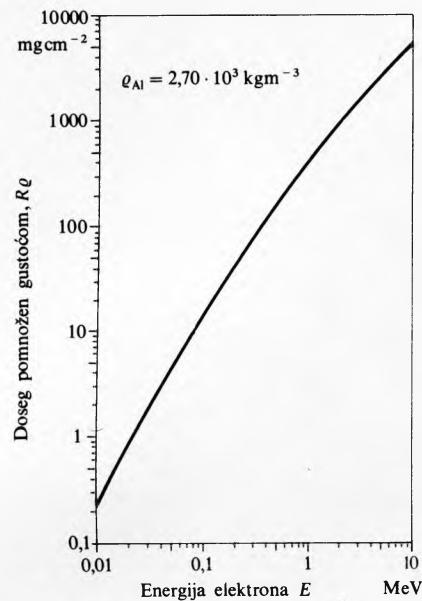
Sl. 22. Broj elektrona pri prolazu kroz tvar smanjuje se eksponencijalno s debljinom sloja tvari. Zato je u linearno-logaritamskom dijagramu ta ovisnost prikazana krivuljom koja se može aproksimirati pravcem

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{2\pi}{mv^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 NZ \left[\ln \left(\frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} \right) - \ln 2 \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) - 1 + \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right], \quad (38a)$$

gdje je E energija elektrona, $\beta = v/c$, a ostali simboli imaju isto značenje. Međutim, elektroni u tvarima često mijenjaju smjer gibanja. Razlog su sudari sa česticama iste mase (atomskim elektronima) kao i jaka ubrzanja (zbog male mase) u snažnim električnim poljima atomskih jezgri. Posljedica tih skretanja jesu: a) intenzivnost usporenog snopa elektrona približno eksponencijalno slabi kada se debljina apsorbirajućeg sloja tvari linearne povećavaju; b) taj eksponencijalni pad broja elektrona ograničen je maksimalnim dosegom, koji je put što ga prevali elektron praktički pravocrtno putanje (sl. 22); b) elektroni zbog snažnih ubrzanja pri skretanju zrače zakočno zračenje, elektromagnetske valove kontinuiranog spektra.

Gradijent gubitka energije brzih elektrona procesom zakočnog zračenja raste s njihovom energijom i na većim energijama (granica ovisi o rednom broju tvari u kojoj se elektron usporuje) premašuje gradijent gubitka energije na ionizaciju (sl. 24). Pri relativističkim brzinama prosječni gradijent gubitka energije elektrona za zakočno zračenje po putu jednak je

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \frac{NEZ(Z+1)}{137m^2c^4} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(4\ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{4}{3} \right). \quad (38b)$$

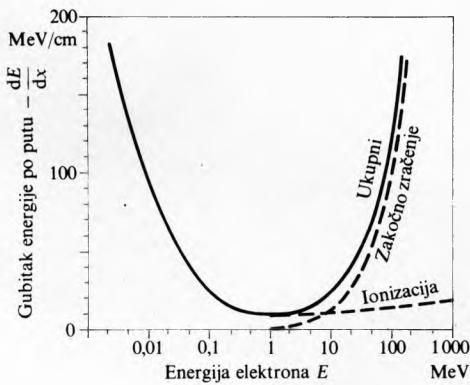


Sl. 23. Doseg elektronâ u aluminiju pomnožen gustom a. minija, u ovisnosti o njihovoj energiji. Zbog maloga atomskog broja ($Z_{Al} = 13$) i relativno niskih energija elektrona zakočno zračenje nema znatan doprinos

Ukupni gradijent gubitka energije elektrona jednak je zbroju doprinosu od ionizacije i zakočnog zračenja (sl. 23)

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}. \quad (39)$$

Zbog mnogih promjena smjera gibanja elektroni nemaju dobro određen doseg u tvarima. Obično se upotrebljava tzv. maksimalni doseg elektrona (sl. 22). Ovisnost maksimalnog doseg elektrona u aluminiju o njihovoj energiji prikazan je na sl. 23.



Sl. 24. Gradijent gubitka energije elektrona na ionizaciju i na zakočno zračenje, te ukupni gradijent po putu u olovu

Proces zakočnog zračenja primjenjuje se za dobivanje snažnih snopova fotona visoke energije. Tako se za liječenje tumorâ upotrebljavaju snopovi fotona dobiveni u betatronu udarnom elektrona energije $10 \dots 40 \text{ MeV}$ u metu načinjenu od, npr., platine.

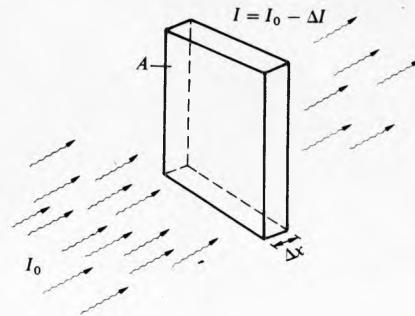
Zaustavljanje pozitrona u tvarima gotovo je isto kao i zaustavljanje elektrona. Bitna je razlika u tome što se svaki pozitron, neposredno nakon što se zaustavi, poništi s jednim atomskim elektronom. U procesu poništenja para e^+e^- proizvedu se dva (katkada i tri) fotona, koji su vrlo prodorni.

Apsorpcija γ -zračenja u tvarima posljedica je njihova međudjelovanja s atomskim elektronima i (na višim energijama) s poljem atomske jezgre. Ta su međudjelovanja relativno malo vjerojatni slučajni procesi, koji, ako se dese, bitno promijene

stanje fotona. Te značajke međudjelovanja fotona bitno su različite od međudjelovanja nabijenih čestica u tvarima koje neprekidno međudjeluju s mnogo čestica i postepeno gube energiju. Stanje fotona ne mijenja se dok se ne desi neki proces, pa je i vjerojatnost međudjelovanja primarnih fotona neovisna o deblijini sloja kroz koji su prošli. Stoga je broj međudjelovanja koji uklanjaju fotone iz primarnog snopa proporcionalan broju fotona, što uzrokuje eksponencijalni pad intenzivnosti primarnog snopa

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (40)$$

gdje je I_0 početna intenzivnost snopa, I intenzivnost nakon prolaska snopa kroz sloj tvari deblijine x , a μ je linearni atenuacijski koeficijent. Tumačenje tog rezultata zasniva se na pojmu udarnog presjeka (sl. 25). Ako se razmatra sloj deblijine Δx i površine A , u njemu će biti $A \Delta x N$ atoma, gdje je N broj atoma po jedinici obujma tvari. Na površinu A okomito pada snop fotona, pa ako se za slabljenje snopa svakom atomu pridjeli efektivna površina σ , ukupna će efektivna površina iznositi $A \Delta x N \sigma$. Omjer te površine i površine sloja, $N \sigma \Delta x$,



Sl. 25. Pad intenzivnosti fotonskog snopa pri prolazu kroz sloj tvari deblijine Δx i ploštine A

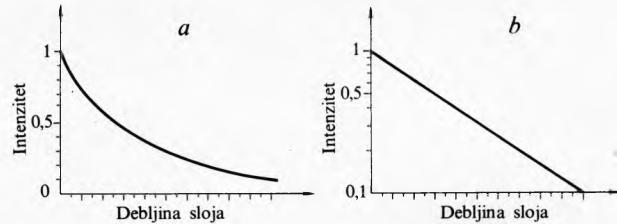
jednak je vjerojatnosti da se pojedini foton ukloni iz snopa, a ta je jednaka omjeru iznosa promjene intenzivnosti $-\Delta I$ u prolazu kroz sloj deblijine Δx i intenzivnosti u sloju, dakle

$$\frac{-\Delta I}{I_0} = \frac{N A \Delta x \sigma}{A} = N \sigma \Delta x. \quad (41)$$

Rješavanjem te jednadžbe dobiva se eksponencijalni pad intenzivnosti snopa s deblijinom

$$I = I_0 e^{-N \sigma x}. \quad (42)$$

Eksponencijalni pad intenzivnosti fotonskog snopa pri linearном povećanju deblijine sloja apsorbera prikazan je u linearno-linearnom dijagramu padajućom eksponencijalnom funkcijom (sl. 26a). U linearno-logaritamskom dijagramu ta je ovisnost prikazana pravcem (sl. 26b).



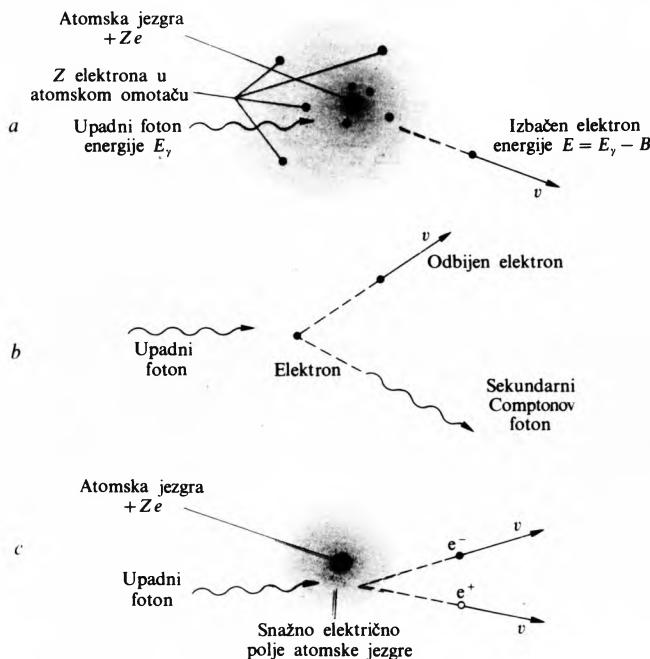
Sl. 26. Pad intenzivnosti fotonskog snopa s povećanjem deblijine apsorbera prikazan u linearno-linearnom dijagramu (a) i u linearno-logaritamskom dijagramu (b)

Iz usporedbi relacija (40) i (42) proizlazi da je linearni atenuacijski koeficijent jednak umnošku atomske gustoće N i efektivnog udarnog presjeka po atomu σ , dakle $\mu = N \sigma$.

Fotoni mogu međudjelovati s tvarima na više načina. Za njihovu apsorpciju i detekciju važna su tri procesa: fotoelektrični efekt, Comptonov efekt i tvorba parova. Ukupni udarni presjek po atomu jednak je zbroju udarnih presjeka za ta tri procesa.

Fotoelektrični efekt je proces međudjelovanja fotona s atmom, u kojem se foton apsorbira, a jedan elektron izbaci iz atoma (sl. 27a). Energija elektrona jednaka je razlici energije fotona E_γ i energije vezanja elektrona B_e .

Impuls fotona dijelom preuzme elektron, a dijelom nastali ion. Slobodni elektron ne može apsorbirati foton. Udarni presjek za fotoelektrični efekt, σ_{FE} , jednak je zbroju doprinosa svih elektrona ako energija fotona premašuje energiju vezanja K -elektrona. Na nižim energijama moguće je izbacivanje elektrona samo iz ljsaka kojima je energija vezanja manja od energije fotona. Ako se promatra ovisnost σ_{FE} za neki element kao funkcija energije fotona, onda se u intervalima koji ne obuhvaćaju energije vezanja elektrona nalazi postepeno, ali dosta brzo, smanjivanje: $\sigma_{FE} \approx E^{-n}$, gdje je $2,4 \leq n \leq 3,1$. Međutim, na mjestima energija vezanja (kada se pojedina ljska ili podljuska uključi u fotoelektrični proces) nalaze se nagla povećanja, skokovi, koji se nazivaju K -rub, L_1 -rub itd., prema oznakama ljsaka, odnosno podljusaka (sl. 28d). Ovisnost udarnog presjeka za fotoelektrični efekt o atomskom broju elemenata vrlo je snažna, $\sigma_{FE} \approx Z^n$, gdje je n' između 4 i 5.



Sl. 27. Shematski prikaz triju važnih procesa apsorpcije raspršenja fotona u tvarima. a) fotoelektrični efekt, b) Comptonov efekt i c) tvorba para elektron-pozitron.

Comptonov efekt je proces sudara fotona s elektronom. Dio energije i impulsa prenese se na elektron, a dio odnosi sekundarni Comptonov foton (sl. 27b). Taj je proces moguć na slobodnim i na vezanim elektronima. Energija sekundarnog Comptonova fotona ovisi o kutu pod kojim je raspršen s obzirom na smjer upadnog fotona. Stoga se i energija odbijenog elektrona mijenja kontinuirano. Za sudar fotona sa slobodnim elektronima, koji početno miruju, iz zakona održanja energije i impulsa proizlazi energija sekundarnih fotona:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (43)$$

gdje je E_γ energija upadnog fotona, $mc^2 = 0,511 \text{ MeV}$ energetski ekvivalent mase mirovanja elektrona, a θ kut raspršenja fotona. Energija odbijenog elektrona jednaka je $E_\gamma - E'_\gamma$ i (prema kutu raspršenja) može primiti vrijednosti od nule do

$$E_{e\max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{mc^2}{2E}}. \quad (44)$$

Udarni presjek za Comptonovo raspršenje na slobodnom elektronu iznosi

$$(\sigma_C)_e = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+a}{a^2} \left[\frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{1}{a} \ln(1+2a) \right] + \frac{1}{2a} \ln(1+2a) - \frac{1+3a}{(1+2a)^2} \right\}, \quad (45)$$

gdje je $a = E_\gamma/(mc^2)$, a $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ je tzv. klasični polujmjer elektrona. Udarni presjek za Comptonovo raspršenje na slobodnom elektronu postepeno se smanjuje ako se energija fotona povećava. Za energije fotona, koje znatno premašuju energiju vezanja elektrona u atomima, utjecaj vezanja je malen. Tada je udarni presjek za Comptonovo raspršenje po atomu zbroj doprinosa svih elektrona

$$\sigma_C = Z(\sigma_C)_e \quad (46)$$

Na nižim energijama ovisnost je zamršenija. Ako je energija fotona manja od energije vezanja elektrona u nekim ljskama atoma, ti elektroni ne doprinose Comptonovu raspršenju.

Tvorba para elektron-pozitron moguća je samo ako energija fotona premašuje energiju $2mc^2 = 1,002 \text{ MeV}$, koja je potrebna za stvaranje dviju čestica mase m . Foton u međudjelovanju sa snažnim električnim poljem atomske jezgre, osobito u teškim atomima, proizvede par $e^+ e^-$ i nestane (sl. 27c). Zbroj kinetičke energije elektrona E_- i pozitrona E_+ jednak je energiji upadnog fotona, umanjenoj za $2mc^2$,

$$E_+ + E_- = E_\gamma - 2mc^2. \quad (47)$$

Vjerojatnost za tvorbu parova raste s povećanjem energije fotona, pa taj proces prevladava na visokim energijama fotona. Udarni presjek za proces tvorbe para može se aproksimativno izraziti za energije fotona koje znatno nadmašuju $2mc^2$ relacijom:

$$\sigma_{TP} = \alpha^2 r_0^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} - \frac{218}{27} \right), \quad (48)$$

gdje je konstanta fine strukture $\alpha = 1/137$, a r_0 klasični polujmjer elektrona.

Atenuacijski koeficijent γ -zračenja. Ukupni linearни koeficijent atenuacije (slabljena) snopa fotona jednak je zbroju doprinosa od fotoelektričnog efekta, Comptonova raspršenja i procesa tvorbe parova

$$\mu = N(\sigma_{FE} + \sigma_C + \sigma_{TP}). \quad (49)$$

Često se umjesto linearnog atenuacijskog koeficijenta upotrebljava maseni atenuacijski koeficijent

$$\mu_\varrho = \frac{\mu}{\varrho}, \quad (50)$$

gdje je ϱ gustoća tvari. Razlog je u tome što je apsorpcija fotona ponajviše razmjerna gustoći tvari.

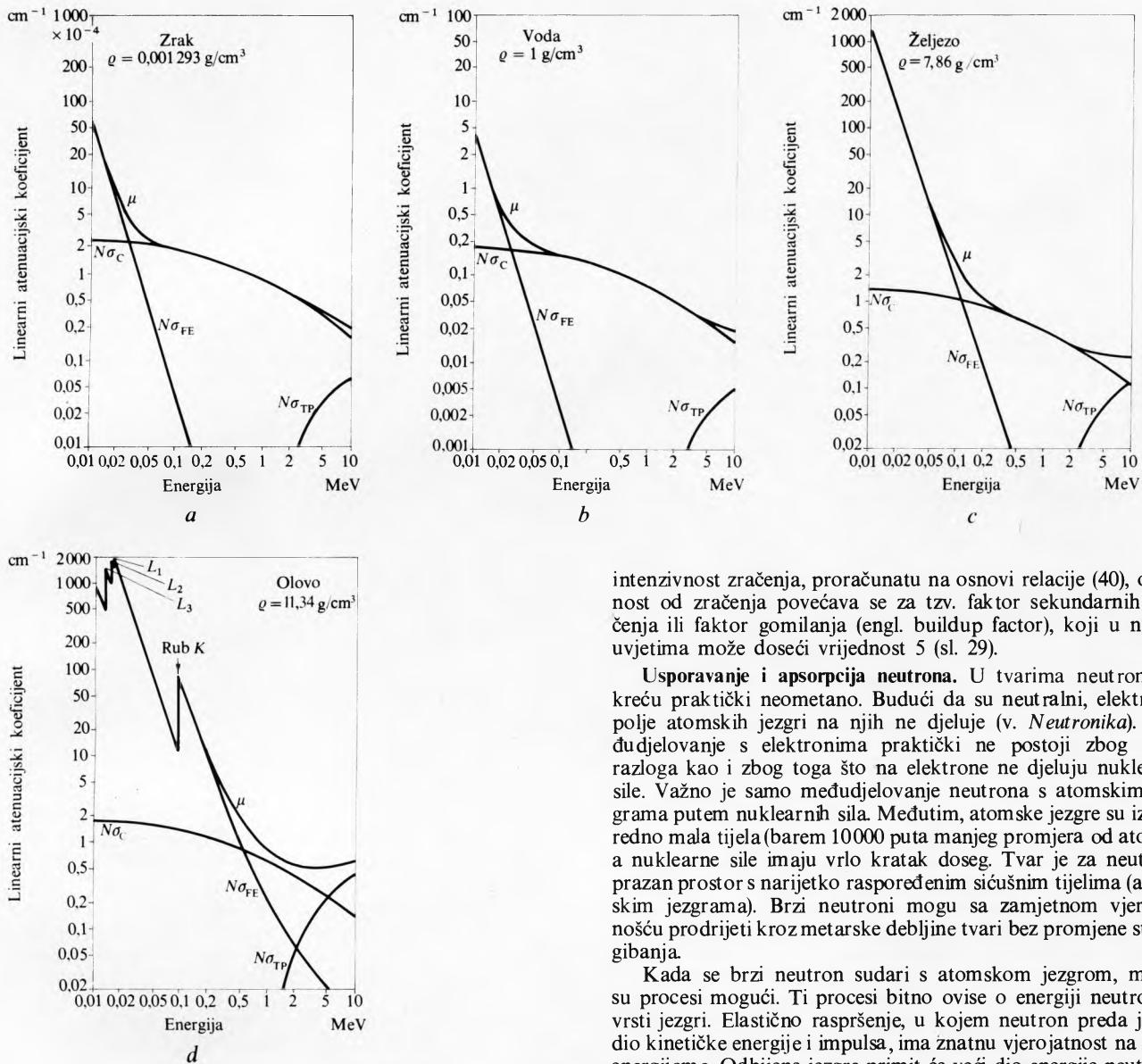
Linearni maseni atenuacijski koeficijent za fotone u nekim tvarima prema energiji fotona grafički je prikazan na sl. 28. Posebno su prikazani doprinosi fotoelektričnog efekta, Comptonova efekta i procesa tvorbe parova, te ukupni atenuacijski koeficijent. U olovu su energije vezanja elektrona L_3 , L_2 , L_1 i K veće od 10 keV . Kad energija fotona dosegne vrijednosti energije vezanja pojedine ljske ili podljuske, opažaju se izrazita povećanja atenuacijskog koeficijenta, koja se nazivaju rub L_3 , L_2 , L_1 ili K (sl. 28d).

Debljina sloja tvari koja smanjuje intenzivnost primarnog zračenja na polovicu, tzv. atenuacijska poludebljina X , pogodan je način izražavanja apsorpcione moći neke tvari. Proizlazi iz uvjeta $I(X) = \frac{1}{2} I_0$, koji uvršten u (42) daje

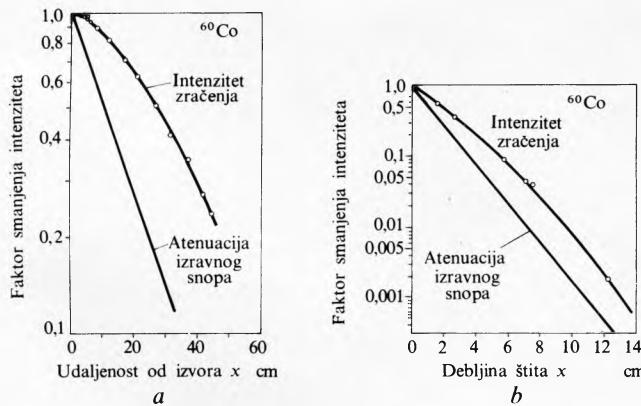
$$X = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\varrho \mu_\varrho}. \quad (51)$$

Nakon prolaska kroz sloj debljine nX intenzivnost primarnog snopa smanji se za faktor 2^n .

Eksponencijalan pad intenzivnosti primarnog snopa pri linearном povećanju debljine apsorbera ne prikazuje realno slab-



Sl. 28. Linearni maseni atenuacijski koeficijent za fotone u ovisnosti o energiji fotona. a) u zraku, b) u vodi, c) u željezu i d) u olovu



Sl. 29. Faktor sekundarnih zračenja za γ -zračenje nuklida ^{60}Co fotonike energije 1,173 MeV i 1,332 MeV. a) u vodi, b) u olovnom štitu

ljenje ukupne intenzivnosti zračenja koje prolazi kroz štit od zračenja. Sekundarni Comptonovi fotoni i anihilacijski fotoni (ako je prisutna tvorba parova e^+e^-), koji se stvaraju unutar apsorbera, također prolaze kroz štit. S obzirom na atenuiranu

intenzivnost zračenja, proračunatu na osnovi relacije (40), opasnost od zračenja povećava se za tzv. faktor sekundarnih zračenja ili faktor gomilanja (engl. buildup factor), koji u nekim uvjetima može doseći vrijednost 5 (sl. 29).

Usporavanje i apsorpcija neutrona. U tvarima neutroni se kreću praktički neometano. Budući da su neutralni, električno polje atomskih jezgri na njih ne djeluje (v. Neutronika). Međudjelovanje s elektronima praktički ne postoji zbog istog razloga, kao i zbog toga što na elektrone ne djeluju nuklearne sile. Važno je samo međudjelovanje neutrona s atomskim jezgrama putem nuklearnih sile. Međutim, atomske jezgre su izvanredno mala tijela (barem 10000 puta manje promjera od atoma), a nuklearne sile imaju vrlo kratak doseg. Tvar je za neutrone prazan prostor s narijetko raspoređenim sičušnim tijelima (atomskim jezgrama). Brzi neutroni mogu sa zamjetnom vjerovatnošću prodrjeti kroz metarske debljine tvari bez promjene stanja gibanja.

Kada se brzi neutron sudari s atomskom jezgrom, mnogi su procesi mogući. Ti procesi bitno ovise o energiji neutrona i vrsti jezgri. Elastično raspršenje, u kojem neutron preda jezgri dio kinetičke energije i impulsa, ima znatnu vjerovatnost na svim energijama. Odbijene jezgre primit će veći dio energije neutrona ako su mase podjednake. Kako je masa protiona gotovo jednak masa neutrona, kao i zbog relativno velikih udarnih preseka za sudare neutrona i protiona, neutroni relativno brzo gube energiju u tvarima koje sadrže mnogo vodika. Stoga se voda često upotrebljava za usporavanje neutrona, a brzi su neutroni veoma opasni za žive organizme.

Raspršenje neutrona na jezgrama može također biti neelastično. U tim sudarima jezgra bude odbijena i pobudena u više energijsko stanje. Brzi neutroni mogu pobuditi mnoge nuklearne reakcije, npr. (n,p) , (n,d) , $(n,2n)$, (n,α) itd., u kojima se neutroni rasprše ili apsorbiraju u jezgri, a iz jezgre izleti jedna ili više čestica.

Elastično i neelastično raspršenje i reakcije u kojima se u konačnom stanju dobivaju neutroni jesu procesi usporavanja neutrona. Nakon nekoliko sudara energija se neutrona toliko smanji da su praktički mogući samo elastični sudari. U pogodno izabranim tvarima (moderatorima neutrona) dosežu neutroni s velikom vjerovatnošću energije termičkog gibanja atoma u tvari ($\sim 0,025 \text{ eV}$). Obično se uzima da je gornja granica energije termičkih neutrona $0,5 \text{ eV}$. U tvarima kojima jezgre ne apsorbiraju (ili malo apsorbiraju) neutronne termički neutroni gibaju se poput plina. Razlika je jedino u tome što ne postoje stijenke kroz koje termički (kao i brzi) neutroni ne prolaze. Vijek slobodnih neutrona ograničen je njihovim raspadom. Vrijeme poluraspana neutrona iznosi 10,6 min. Međutim, u svim tvarima, izuzev tvari koje uopće ne apsorbiraju neutronne (npr. helij),

njihov je život mnogo kraći zbog apsorpcije (npr. u vodi, zbog tzv. radijacijskog np uhvata, tj. reakcije $n + p \rightarrow d + \gamma$, život termičkih neutrona, tj. reakcije (n, γ) , za neke jezgre poprima goleme vjerojatnosti. Tome su uzrok rezonancije u sustavu jezgra-termički neutron. Reakcije (n, γ) vode do izotopa istog elementa koji imaju jedan neutron više u jezgri. Te reakcije primjenjuju se za proizvodnju mnogih umjetnih radioaktivnih izotopa.

NOVIJE METODE DETEKCIJE NUKLEARNOG ZRAČENJA

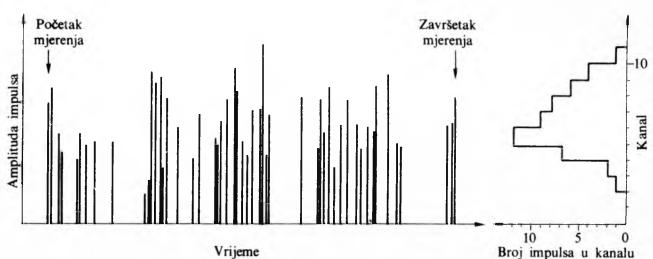
Pojedinačne čestice nuklearnog zračenja međudjelovanjem s tvarima proizvedu ionizaciju više atoma ili uzbudivanje mnogih elektrona. Ako se izabere pogodna tvar i uspostave prikladni radni uvjeti, može se mjeriti učinak zračenja u tvari i tako odrediti intenzivnost zračenja. Takve naprave zovu se *detektori nuklearnog zračenja*. Metode koje se upotrebljavaju mogu se razvrstati u dvije grupe: metode određivanja skupnog učinka mnogo čestica zračenja i metode mjerjenja učinaka pojedinačnih čestica. Otkrića rendgenskog zračenja i radioaktivnosti te cijelo rano razdoblje istraživanja tih pojava i njihovih efekata načinjeni su primjenom prve metode. Ukupne intenzivnosti zračenja ili jakosti izvora određivale su se pomoću fotografiskih ploča ili pomoću ionizacijskih komora. Te se metode i danas često upotrebljavaju, npr. za određivanje intenzivnosti i doza zračenja (v. *Dozimetrija ionizujućih zračenja*, TE 3, str. 387), u autoradiografiji i u defektoskopiji (v. *Defektoskopija*, TE 3, str. 183). Druga metoda, brojanje pojedinačnih čestica, uvedena je kasnije kada je ustanovljeno da α -čestice proizvode scintilacije (kratko-trajne bljeskove svjetlosti) koje su se s pomoću mikroskopa moglo vidjeti. Rutherford je sa svojim suradnicima H. Geigerom i E. Marsdenom pomoću spintariskopa, naprave za promatranje tih scintilacija, proučavanjem raspršenja α -čestica otkrio atomsku jezgru. Zatim je otkriven niz novih metoda detekcije pojedinačnih čestica: opaženi su tragovi α -čestica u fotografiskim emulzijama (Reinganum 1911), razvijena je Wilsonova komora (1912), Geiger-Müllerov brojač (1928) itd. U modernim istraživanjima u prirodnim znanostima, medicini i tehniči, u kojima se proučava ili primjenjuje nuklearno zračenje, najčešće se primjenjuje metoda pojedinačnog brojenja čestica zračenja (v. *Detekcija nuklearnog zračenja*, TE 3, str. 140). U posljednje vrijeme neke metode mnogo su unaprijedene, a uvedene su i neke nove.

Zahtjevi su za mjerjenje nuklearnog zračenja vrlo različiti. Jednostavno mjerjenje intenzivnosti zračenja može se načiniti pomoću strujne ionizacijske komore, ili, za manje intenzivnosti, pomoću Geiger-Müllerova brojača. U mnogim mjerjenjima potrebno je također odrediti energije čestice zračenja radi razdvajanja komponenten različitih energija, smanjenja efekata šuma, ili radi proučavanja izvora zračenja. U tom pogledu veoma se napredovalo razvojem poluvodičkih detektora. Određivanje prostorne raspodjele zračenja, odnosno izvora zračenja, čest je zahtjev u mjerjenjima. Klasična metoda jest određivanje intenzivnosti zračenja na različitim mjestima pomicanjem jednog detektora. Upotrebljavaju se također sustavi s više nezavisnih detektora. U posljednje vrijeme razvijeno je više vrsta položajnoosjetljivih detektora, kojima je moguće uz određivanje energije čestice utvrditi i mjesto na kojem je ona apsorbirana (gama-kamera, mnogoanodni proporcionalni brojači, povlačne komore i folije s jetkanim tragovima).

Usporedio sa snažnim razvojem detekcijskih metoda izvanredno su usavršene metode analize i registracije podataka iz detektora. Golem razvoj elektroničkih elemenata, posebno integriranih sklopova, mikroprocesora i memorija, zatim elektroničkih sklopova i računala omogućio je razvoj njihovih primjena za analizu i registraciju podataka iz vrlo kompleksnih detektorskih sustava. Na primjer, u visokoenergijskoj fizici upotrebljavaju se detektorski sustavi s nekoliko stotina detektora, iz kojih pojedini podatak katkada iznosi 30...40 desetoznamenkastih brojeva. I u jednostavnim mjerjenjima s jednim ili dva detektora znatno su poboljšane metode mjerjenja, a posebno je usavršena metoda amplitudne analize.

Iz mnogih detektora, kao što su $\text{NaI}(\text{Tl})$ scintilacijski detektor, proporcionalni brojač, detektori $\text{Si}(\text{Li})$ i $\text{Ge}(\text{Li})$, dobivaju

se električni impulsi koji na je amplituda funkcija energije koju pojedina čestica zračenjem i izgubi u osjetljivom sloju detektora. U ranoj fazi rada sa scintilacijskim i proporcionalnim brojačima upotrebljavali su se jednokanalni analizatori da bi se odredio broj impulsa koji je stigao na ulaz analizatora u određenom (promjenljivom po amplitudi i širini) intervalu amplitude (tzv. kanalu) i u određenom vremenskom intervalu (sl. 30). Višekanalni amplitudni analizatori mogu analizirati i brojati impulse u više kanala (redovno niz uzastopnih intervala amplitude). Kad pojedini impuls dođe na ulaz višekanalnog analizatora, njegova se amplituda izmjeri, i to se elektronički prikaže brojem (v. *Elektronička instrumentacija u nuklearnoj fizici*, TE 4, str. 443). Zatim se u pripadnom mjestu u memoriji koje odgovara tom broju sadržaj poveća za jedan, te analizator pripremi za prihvatanje sljedećeg impulsa. Sve te radnje analizator obavlja u vrijeme od 5...10 μs . Za mjerjenje amplitudnih spektara impulsa iz detektora obično se upotrebljavaju analizatori sa 512 do 8196 kanala.

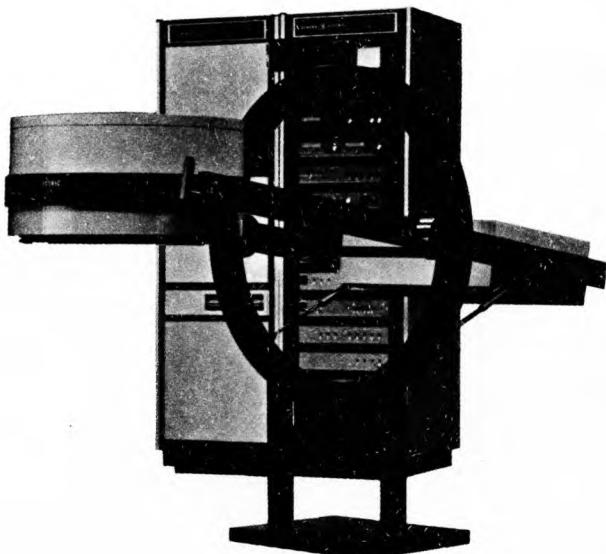


Sl. 30. Grafički prikaz amplitude impulsa tijekom vremena i pripadnog broja impulsa u pojedinim kanalima

Veoma se napredovalo i u vremenskom razlučivanju detekcije dvaju događaja, jer nove fotomultiplikatorske cijevi omogućuju vremensko razlučivanje do 10^{-10} s.

Scintilacijski detektori svestrano se primjenjuju u istraživanjima u fizici, kemiji, medicini i tehniči. Upotrebljavaju se standardni scintilatori kao $\text{NaI}(\text{Tl})$, organski kristali (antracen, stilben) i mnogo vrsta plastičnih scintilatora. U posljednje vrijeme uvedeni su i novi scintilatori vrlo visoke djelotvornosti za γ -zračenje: CdWO_4 i $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. Razvijeni su mnogi kompleksni detektorski sustavi koji uključuju scintilacijske brojače različitih tipova.

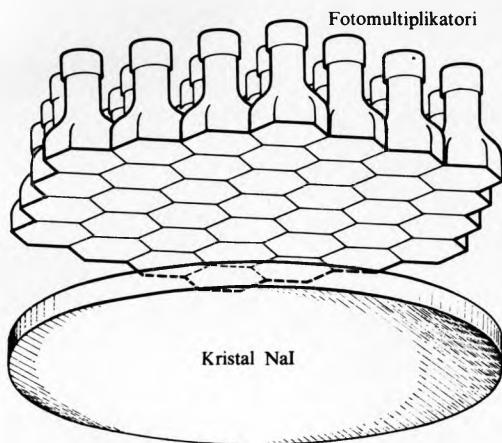
Gama-kamere (sl. 31) važan su razvoj scintilacijskih brojača. Najviše se upotrebljavaju u medicini. Neki kemijski spojevi veoma se nakupljaju u određenim tkivima u tijelu. Radi utvrđivanja određene vrste tkiva (npr. tumora) ispitniku se daje primjereni spoj koji je označen (markiran) tako što sadrži



Sl. 31. Gama-kamera za medicinske pretrage

radioaktivni nuklid koji se raspada γ -zračenjem. Određivanjem prostorne raspodjele izvora γ -zračenja pomoću gama-kamere može se ustanoviti lokacija i veličina tkiva u kojima su se nakupili radionuklidi.

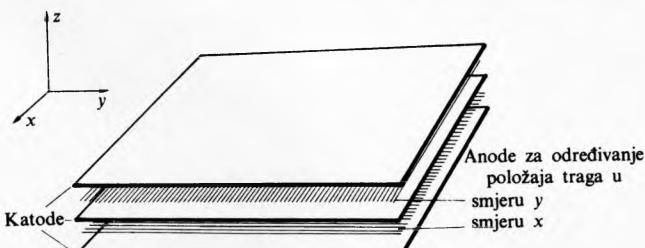
Osnovni dio gama-kamere je monokristal NaI(Tl) promjera 20...30 cm i debljine 12...20 mm na koji je pripojeno više fotomultiplikatora (sl. 32). Gama-kamere su u ranoj fazi imale 19 fotomultiplikatora u šesterokutnom rasporedu, no u novije vrijeme grade se sa 37, 61 i čak 91 fotomultiplikatorom, također u šesterokutnom rasporedu. Apsorpcija fotona u kristalu uzrokuje svjetlosni bljesak, kojemu se intenzivnost razdjeli na fotomultiplikatore prema mjestu gdje se bljesak desio. Iz raspodjele amplituda električnih impulsa, koji se istodobno dobivaju na izlazima fotomultiplikatora scintikamere, izračunava se pomoću električnog računala mjesto bljeska, a prikazuje se obično kao točkica na ekranu katodne cijevi. Mjeranjem kroz neko vrijeme dobiva se slika koja prikazuje nakupinu radioaktivne tvari u jednoj projekciji. Radi dobivanja prostorne slike ispitnik se snima u nekoliko položaja.



Sl. 32. Detekcijski dio gama-kamere. Na monokristal NaI(Tl) optički je spojen sustav šesterokutnih fotomultiplikatorskih cijevi (radi jasnoće prikazani su na slici razdvojeno). Na osnovi amplituda električnih impulsa iz fotomultiplikatorskih cijevi u elektroničkom računalu određuje se mjesto apsorpcije zračenja

Višanodni proporcionalni brojači predstavljaju važan razvoj pozicijski osjetljivih detektora. Proporcionalni brojači obično su naprave koaksijalnog geometrijskog rasporeda: tanka žica (anoda), postavljena je uzduž osi cilindrične katode. Sustav je hermetički zatvoren i puni se plinom (obično smjesa argona i ugljičnog dioksida, argona i metana, itd.). G. Charpak i suradnici razvili su 1968. god. višanodni proporcionalni brojač u kojem je niz usporednih tankih žica (anoda) bilo razapeto simetrično između dviju paralelnih ploča (katoda).

Prolaskom čestice kroz sustav (okomito na ravnicu anoda) stvore se parovi elektron-ion u području dviju anodnih žica, uz koje se sekundarnom ionizacijom (kao i u običnom proporcionalnom brojaču) stvara lavina parova elektron-ion. Omjer električnih impulsa na dvjema anodama je mjera mjesto prolaska čestica između njih. Kako je razmak žica malen (~ 2 mm), moguće je u dimenziji okomito na anode odrediti položaj putanja električki nabijene čestice s točnošću $\sim 0,5$ mm.

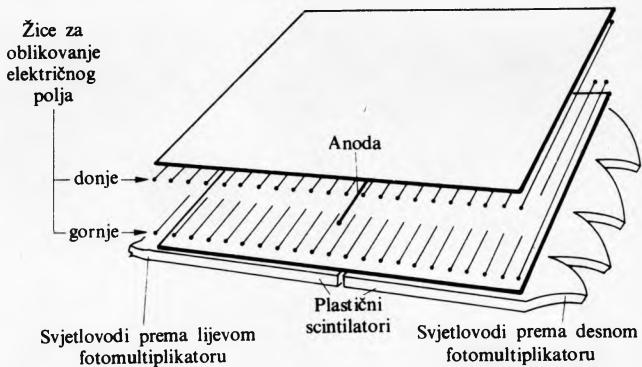


Sl. 33. Shematski prikaz dvaju mnogoanodnih proporcionalnih brojača s ukrštenim žičanim anodama i pločastim katodama

Postavljanjem dvaju višanodnih proporcionalnih brojača blizu jedan uz drugi, s ukrštenim anodama određuju se vrlo precizno točke prolaska čestica kroz ravnicu anoda. Na sl. 33 shematski je prikaz dvaju mnogoanodnih proporcionalnih brojača s ukrštenim žičanim anodama i pločastim katodama. Radi preglednosti nisu prikazana učvršćenja anoda, priključci itd. Između anoda i katoda je napon ~ 5 kV. Svaka anoda je spojena na posebno prepojačalo, a impulsi iz prepojačala vode se u električko računalo radi obradbe i registriranja. Donje anode određuju trag čestice u smjeru x, a gornje u smjeru y. Takvi detekcijski sustavi upotrebljavaju se u mnogim kompleksnim detektorskim sustavima za istraživanja u fizici čestica i u fizici srednjih energija. Dalje su upotrebe u magnetskim spektrometrima koji se primjenjuju u istraživanjima nuklearnih reakcija u području energije iznad ~ 20 MeV, te za određivanje prostorne raspodjele rendgenskog zračenja (npr. u istraživanjima difracije rendgenskog zračenja).

Povlačne komore (engl. drift chambers) imaju slična svojstva i primjene kao višanodni proporcionalni brojači. Jednostavnije su po konstrukciji, a nešto sporije u radu. Sastoje se od komore s električnim poljem, koje služi za povlačenje elektrona, proporcionalnog brojača, kojim se određuje trenutak dolaska elektrona na kraj komore, i scintilacijskog detektora u pozadini komore, kojim se utvrđuje trenutak ulaska čestice u sustav, tj. trenutak početka povlačenja elektrona.

Na sl. 34 shematski je prikaz povlačnog brojača. Radi preglednosti nisu prikazani učvršćenja anode, priključci itd. Žice za oblikovanje polja na različitim su potencijalima kako bi proizvodile približno homogeno električno polje, usmjereno prema anodi proporcionalnog brojača. Između anode i katode visok je napon (~ 5 kV), pa je u neposrednoj blizini anode električno polje vrlo snažno, te ona služi kao anoda proporcionalnog brojača. Prolaskom električki nabijene čestice kroz sustav scintilacijski detektor daje impuls koji označuje trenutak prolaska čestica. Elektroni koji se uz ione proizvode prolaskom čestice povlače se električnim poljem prema anodi i sa zakašnjnjem proizvode električni impuls. Kašnjenjem tog impulsa prema impulsu iz scintilacijskog detektora određuje se položaj traga čestice u smjeru poprečno na anodu. Vrijeme povlačenja elektrona (od mesta ulaska čestice do dolaska elektrona u proporcionalni brojač) služi za određivanje mjesto prolaska čestice u dimenziji u smjeru električnog polja. Povlačne se komore također upotrebljavaju u parovima s ukrštenim poljima radi određivanja točke u ravni komore kroz koju je čestica prošla. Točnost određivanja mjesto prolaska upadne čestice doseže 0,1 mm.



Sl. 34. Shematski prikaz povlačne komore

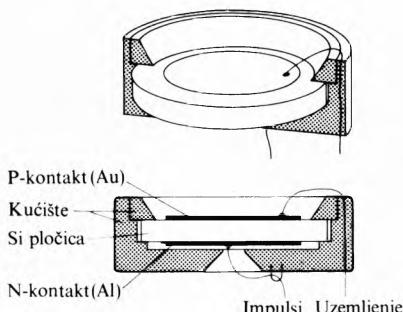
Poluvodički detektori. Izvanredni rezultati u detekciji fotona i električki nabijenih čestica postižu se poluvodičkim detektorma. Glavna odlika tih detektora je vrlo visoko energijsko razlučivanje. Izrađuju se od monokristala silicija ili germanija visoke čistoće (v. *Poluvodiči*). Ti su detektori poluvodičke diode, spojevi N-P ili spojevi N-I-P, (tip N, tip P i intrinski tip). Izbor kvalitete silicijskih i germanijskih monokristala, od kojih se detektori izrađuju, i metode izradbe usmjeruju se tako da bi se postigli pogodni osjetljivi slojevi. U radnim su uvjetima poluvodički detektori spojeni na visok napon u zapornom smjeru,

kojim se postiže električno polje u osjetljivom sloju detektora. Teži se u izradbi i upotrebi tih detektoru da se postignu što je moguće manje zaporne struje, jer se time smanjuje šum brojača i poboljšava razlučivanje. Prolaskom električki nabijene čestice kroz osjetljiv sloj detektora (iz kojeg su zapornim električnim poljem uklonjeni pokretni nosioci naboja) stvaraju se pokretni nosioci, elektroni u vodljivoj vrpci i šupljine u valentnoj vrpci, koji se pod djelovanjem električnog polja kreću prema pozitivnoj, odnosno negativnoj elektrodi detektora. Stvara se električni impuls, koji je proporcionalan gubitku energije čestice u osjetljivom sloju detektora.

U upotrebi je mnogo tipova poluvodičkih detektora, a ovdje će se opisati silicijski detektori s površinskom barijerom, silicijski detektori s povlačenim litijem tzv. Si(Li) detektori, germanijski detektori s povlačenim litijem, tzv. Ge(Li) detektori i detektori od germanija posebno visoke čistoće, tzv. HPGe detektori (HP skraćenica od engl. high purity).

Silicijski detektori s površinskom barijerom izrađuju se od monokristala silicija tipa N na kojemu se oksidacijom stvara sloj tipa P. Kontakt na sloju P načinjen je naparavanjem zlata ili rodija, a na osnovnom sloju N naparavanjem aluminija. Priključivanjem detektora na zaporni napon (tip N na pozitivan, a tip P na negativan priključak naponskog izvora) stvara se uz spoj N-P osjetljivi sloj iz kojeg su uklonjeni pokretni nosioci naboja.

Silicijski detektor s površinskom barijerom izrađen u Institutu Ruđer Bošković prikazan je na sl. 35 i 36. Silicijska pločica tipa N ($G \approx 70 \Omega\text{m}$) ima kontakt N načinjen naparavanjem aluminija i kontakt P načinjen naparavanjem zlata. Priključi su tanke žice. Kućište detektora je od teflona.



Sl. 35. Presjek i shematski prikaz silicijskog detektora s površinskom barijerom



Sl. 36. Izgled silicijskog detektora s površinskom barijerom (izrađeno u Institutu Ruđer Bošković)

Debljina d osjetljivog sloja određena je relacijom

$$d = \sqrt{2 \epsilon \mu_n \varrho U}, \quad (52a)$$

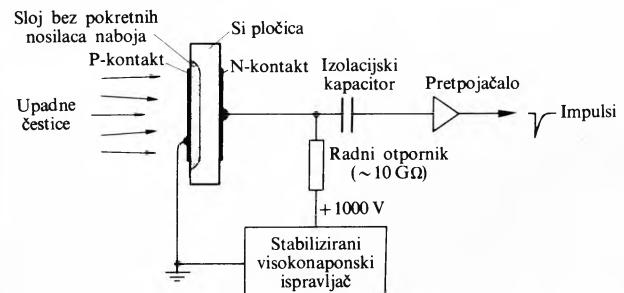
gdje je ϵ permitivnost osnovnog monokristala, μ_n pokretljivost elektrona u vodljivoj vrpci, ϱ otpornost, a U zaporni napon. Parametri na koje se može utjecati su ϱ i U , pa je

$$d = a \sqrt{\varrho U}. \quad (52b)$$

Za silicij ($\epsilon_r = 12$) je $\epsilon = 1,04 \cdot 10^{-10} \text{ F/m}$, $\mu_n = 0,13 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, pa je $a = 5,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{1/2} \text{ V}^{-1/2} \Omega^{-1/2}$. Za postizanje veće debljine osjetljivog sloja potreban je silicij veće čistoće (otpornosti u području $10 \dots 100 \Omega\text{m}$) i kvalitetna obradba i izolacija kako bi se mogao primijeniti visok zaporni napon. Za neke primjene, npr. detekciju teških iona kojima je doseg relativno kratak, upotrebljavaju se detektori male debljine osjetljivog sloja.

Si(Li) detektori izrađuju se s većom debljinom osjetljivog sloja i poboljšanim energijskim razlučivanjem. Osnovni postupci u izradbi tih detektora jesu: nanošenje metalnog litija na monokristal silicija tipa P, zagrijavanje radi pospešivanja difuzije litijevih iona u monokristal, te povlačenje litijevih iona kroz kristal na temperaturi $\sim 400^\circ\text{C}$ primjenjujući snažno električno polje. Posljednji postupak je važan, jer se pri povlačenju litijevih iona kroz monokristal postiže kompenzacija akceptorskih stanja (litijevi ioni vežu se uz ta stanja) i postignuti sloj debljine $\sim 5 \text{ mm}$ ima svojstva intrinskih silicija. Kada se na monokristal, nakon ugradnje u detekcijski sustav, priključi zaporni napon, u cijeloj debljini sloja kroz koji je povlačen litij javlja se električno polje. Tako se postiže debljine osjetljivih slojeva od $\sim 5 \text{ mm}$. Zbog veće debljine osjetljivog sloja smanjuje se kapacitet detektora, aako se hladni (obično na temperaturu tekućeg dušika, 77 K) bitno smanjuje zaporna struja. Rezultat je znatno smanjenje šuma i izvanredno visoko energijsko razlučivanje. Za energije upadnih fotona $5,9 \text{ keV}$ (manganovo rendgensko zračenje K_{α} koje se upotrebljava kao standard za ispitivanje) postiže se razlučivanje bolje od 150 eV . Primjenom tih detektora veoma se napredovalo u mjerjenjima fotonskih spektara u području energije $1 \dots 30 \text{ keV}$. Posebno treba istaknuti metodu elementarne analize uzorka mjerjenjem intenzivnosti karakterističnih rendgenskih linija. Uzbudjenje atoma u uzorku, da bi zračili karakteristično rendgensko zračenje, postiže se različito: ozračivanjem uzorka fotonom (često se upotrebljavaju radioaktivni izvori ^{241}Am , ^{109}Cd i ^{57}Co), protonima energije $1 \dots 5 \text{ MeV}$, α -česticama i dr. Ta metoda je izvanredno osjetljiva i vrlo brzo dobiva se rezultat. Si(Li) detektori upotrebljavaju se također za detekciju elektrona, protona i drugih nabijenih čestica.

Shema električnog sklopa koji se obično upotrebljava s planarnim silicijskim ili germanijskim detektorm prikazana je na sl. 37. Sličan je sklop i za upotrebu koaksijalnoga germanijskog detektora, samo je radni napon viši, obično iznosi $2 \dots 5 \text{ kV}$.

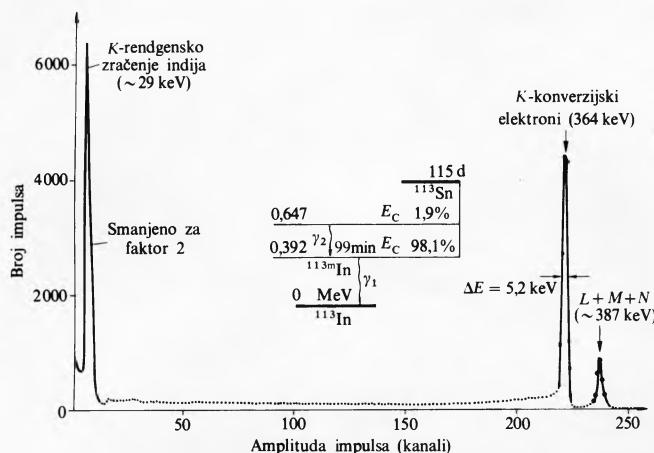


Sl. 37. Shema električnog sklopa poluvodičkog detektora

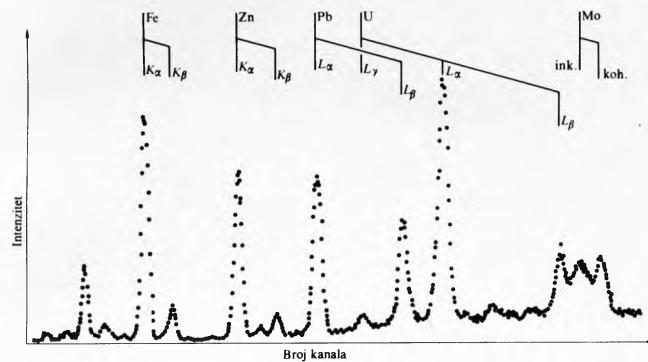
Energijski spektar konverzijskih elektrona i rendgenskog zračenja K koje nastaje u raspodu $^{113}\text{Sn} \rightarrow {}^{113m}\text{In} \rightarrow {}^{113}\text{In}$, i koji je izmjerena detektora (sl. 35), prikazan je na sl. 38. Energija konverzijskih elektrona K iznosi 364 keV , a razlučivanje (širina vrha na polu visine) na toj energiji iznosi $5,2 \text{ keV}$.

Spektar karakterističnog rendgenskog zračenja uzorka koji se sastoji od nekoliko elemenata prikazan je na sl. 39. Po intenzivnostima linija može se odrediti sastav tog uzorka.

Silicijski detektori izrađuju se i kao položajno osjetljivi detektori. Jedna je od metoda da se kontakt N silicijskog detektora s površinskom barijerom načini tako da ima relativno



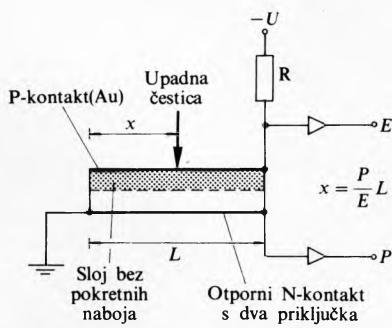
Sl. 38. Energijski spektar konverzijских elektrona i rendgenskog zračenja u raspadu ^{113}Sn , izmjerjen poluvodičkim detektorom



Sl. 39. Spektar rendgenskog zračenja uranove rudače u kojoj (uz željezo, cink i olovu) ima urana u većoj koncentraciji. Uzorak je uzbuden molibdenskim rendgenskim zračenjem, a detektira se Si(Li) detektrom (ink. Comptonski raspršeno i koh. elastično raspršeno uzbudno zračenje)

velik otpor, a umjesto jednog stavlju se dva priključka na suprotnim stranama kontakta. Otporna dioba električnog naboja između tih dvaju priključaka služi za određivanje mesta prolaska čestice koja je oslobođila taj naboј. Impuls sa kontakta P upotrebljava se kao i u običnim silicijskim detektorima za određivanje energije čestice. Shema položajno osjetljivoga silicijskog detektora s površinskom barijerom prikazana je na sl. 40. Amplituda impulsa iz kontakta E proporcionalna je energiji upadne čestice ako je čestica zaustavljena u detektoru, a ako je čestica prošla kroz detektor, tada je amplituda proporcionalna gubitku energije čestice. Omjer amplitude impulsa iz kontakta D i amplitude impulsa iz kontakta E određuje položaj mesta na koje je čestica udarila.

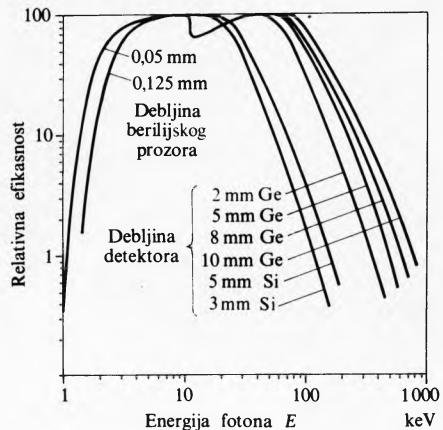
$\text{Ge}(Li)$ detektori upotrebljavaju se za detekciju fotona u području energije 3 keV do ~ 3 MeV, te za detekciju različitih električki nabijenih čestica (npr. protona energije 1...60 MeV, deuterona 1...80 MeV). Germanij ima mnogo veću gustoću od



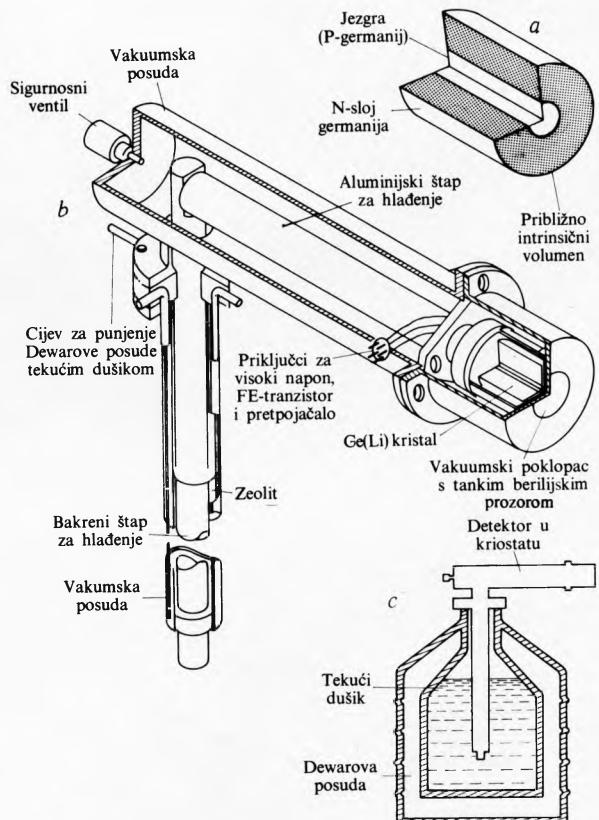
Sl. 40. Shema položajno osjetljiva silicijskog detektora s površinskom barijerom

silicija ($d_{\text{Ge}} = 5,33 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, $d_{\text{Si}} = 2,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$) i mnogo veći atomski broj ($Z_{\text{Ge}} = 32$, $Z_{\text{Si}} = 14$). Stoga je apsorpcija fotona u germaniju, kao i zaustavljanje brzih iona, mnogo veća nego u siliciju. Povlačenjem litija u monokristalima germanija metodom koja se samo u detaljima razlikuje od opisane metode za izradbu $\text{Si}(\text{Li})$ detektora, postiže se znatno deblji kompenzirani slojevi, debljine 10...15 mm.

Relativna djelotvornost za vrh ukupne energije fotona, tj. omjer broja impulsa u tom vrhu i broja fotona koji ulaze u detektor na površinu osjetljivog sloja, prema energiji fotona, za pločaste silicijske i germanijske detektore prikazana je na sl. 41. Na niskim energijama djelotvornost je smanjena zbog apsorpcije fotona u ulaznom prozoru, a na višim energijama zbog toga što fotoni produži kroz detektor bez međudjelovanja s osjetljivim slojem, ili se samo djelomice apsorbira njihova energija (npr. Comptonovim efektom). Pad djelotvornosti germanijskih detektora za područje energije neposredno iznad energije vezanja K-elektrona u germaniju ($B_K = 11,104 \text{ keV}$) pos-



Sl. 41. Relativna osjetljivost poluvodičkih detektora u ovisnosti o energiji fotona



Sl. 42. Shematski prikaz koaksijalnog germanijskog detektora. a) presjek kroz monokristal, b) presjek kroz kriostat u kojem je smješten kristal, c) smještaj kriostata na posudi s tekućim dušikom

ljedica je bijega germanijskih rendgenskih fotona K iz osjetljivog sloja detektora.

Osjetljiv sloj može biti različitog oblika, a dva su najčešća u upotrebi: planarni (pločica kao silicijski detektori) i koaksijalni (cilindrični). Koaksijalni oblik omogućuje izradbu Ge(Li) detektora relativno velikog volumena (do $\sim 100 \text{ cm}^3$), pa je njihova djelotvornost za detekciju fotona energije $\sim 1 \text{ MeV}$ usporediva s djelotvornošću standardnih NaI(Tl) scintilacijskih detektora. Međutim, energijsko razlučivanje Ge(Li) detektora mnogo je bolje. Npr. za energije fotona 1,332 MeV (γ -zračenje ^{60}Co , koje se upotrebljava kao standard za ispitivanje detektora) sa Ge(Li) detektorima postiže se razlučivanje 1,8 keV, a sa scintilacijskim detektorima $\sim 60 \text{ keV}$.

Shematski je prikaz koaksijalnog Ge(Li) detektora na sl. 42. U monokristal germanija tipa P radikalno je prema osi kristala povlačen litij (sl. 42a). Sloj debljine 10–15 mm ima svojstva vrlo bliska intrinsičnom germaniju. Prikљučci su na jezgri detektora i na sloju N. Kristal se ugrađuje u vakuumsku posudu (kriostat) koja ima bakreni ili aluminijski štap za hlađenje kristala (sl. 42b). Za priključivanje visokog napona i za vođenje impulsa iz Ge(Li) kristala upotrebljava se više-struki vakuumski provodnik. Donji dio kriostata, iz kojeg pro-viruje bakreni štap za hlađenje, uranja se u tekući dušik koji se drži u tzv. Dewarovoј posudi (sl. 42c).

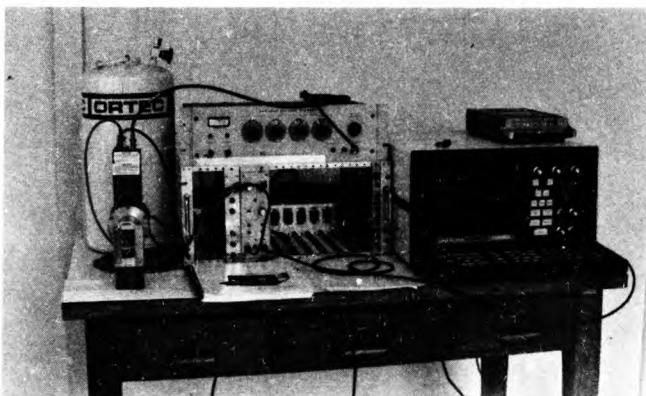
Zračenje se mjeri tako da ono ulazi u detektor kroz vrlo tanki prozor od berilija na poklopacu kristala. Pomoću Ge(Li) detektora mogu se razlučiti vrlo kompleksni spektri zračenja i precizno odrediti intenzivnosti zračenja pojedinog radionuklida kada izvor sadrži više radionuklida.

Na sl. 43 spektri su zračenja iz radioaktivnih izvora ^{108}Ag i ^{110m}Ag , koji su dobiveni (n, γ) reakcijom u prirodnom srebru, izmjereni (radi usporedbe) pomoću NaI(Tl) scintilacijskog detektora i Ge(Li) detektora. Vidi se da je djelotvornost germanijskog detektora malo manja, ali je razlučivanje mnogo bolje.

Nedostatak Ge(Li) detektora je u tome što se ne smiju zagrijati na sobnu temperaturu. Difuzija litijevih iona u germaniju na sobnoj temperaturi toliko je intenzivna da se u kratkom vremenu od samo nekoliko minuta uništi kompenzirani sloj. Stoga se Ge(Li) detektori redovno drže u Dewarovim posudama s tekućim dušikom.

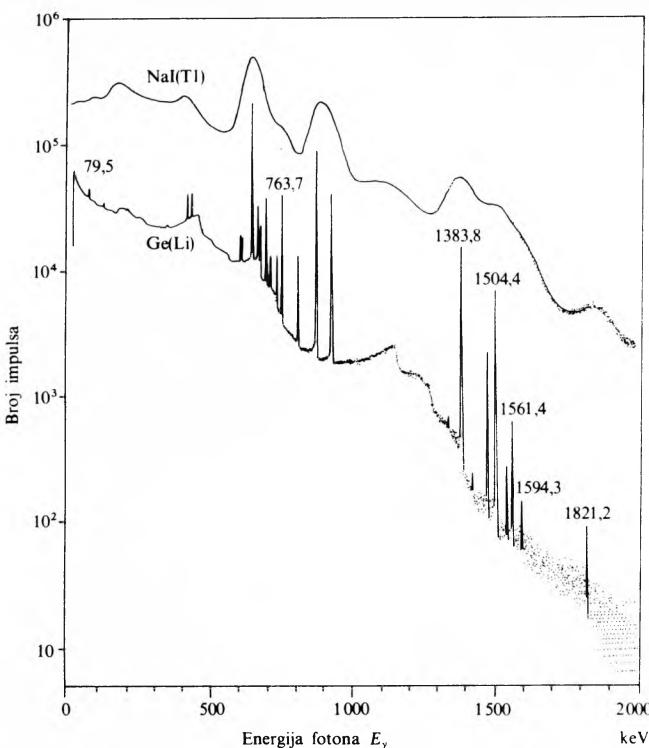
HPGe detektori izrađuju se od germanija visoke čistoće (primjese su u tim monokristalima oko 1:10¹²), pa su to izrazito

najčistije poznate tvari). Kako je njihova otpornost na temperaturu tekućeg dušika vrlo velika, na zapornim naponima 1000 V postiže se osjetljivi slojevi debljine oko 7 mm, a na 3500 V i do 12 mm. Izvedbe HPGe detektora vrlo su slične izvedbama Ge(Li) detektora, a i njihova su detekcijska svojstva podjednaka (sl. 44). Mnogo su skupljii, međutim mogu se (kada se duže vremena ne mjeri) zagrijati i držati na sobnoj temperaturi. Preporučuje se da se HPGe detektori ne zagrijavaju i ne hlade često zbog mogućih strukturalnih oštećenja nosača monokristala, kontakata i sl.

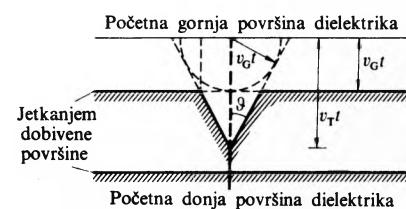


Sl. 44. Detekcijski sustav s planarnim HPGe detektorem (lijevo), visokonaponskim stabilizatorom i pojčalima (sredina) i 8192-kanalnim analizatorom (desno). (Fizički zavod Prirodoslovno-matematičkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu)

Dielektrični detektori ionskih tragova upotrebljavaju se za opažanje putanje čestice u čvrstim dielektrima, odnosno za određivanje mesta prolaska čestice kroz tanak list takva detektora. Brz ion prolaskom kroz čvrsti dielektrik uzduž svoje putanje ostavlja lokalna oštećenja, tzv. latentni trag. Poznato je oko 200 čvrstih dielektrika u kojima se, na različite načine, mogu opažati latentni tragovi iona: oko 150 minerala (najpoznatiji su tinjac i biotit), oko 20 vrsta stakala (npr. flintske i kremeno staklo) i oko 25 vrsta polimera (npr. celulozni nitrat, celulozni triacetat, te niz drugih polimera koji se mogu komercijalno nabaviti). Za opažanje ionskih tragova u tim detektora primjenjuju se različiti načini: u elektronskom mikroskopu (prva metoda) promatranjem dielektrika pomoću optičkog mikroskopa osvjetljavanjem ultraljubičastim zračenjem ili svjetlosti određene boje, te jetkanjem dielektrika kemijskim metodama (u kiselinama ili lužinama). Posljednja metoda upotrebljava se često, a ima poseban naziv: *tehnika jetkanih tragova*. Na mjestima oštećenja dielektrika proces jetkanja je ubrzan, pa se nakon nekog vremena pojavljuju sitni krateri, a ako se jetkanje nešto produži, u listu detektora nastane rupica.



Sl. 43. Spektri zračenja iz radioaktivnog izvora izmjereni pomoću NaI(Tl) scintilacijskog detektora i Ge(Li) detektora



Sl. 45. Presjek kroz dielektrični sloj, okomit na površinu koja se jetka. v_G brzina jetkanja neoštećene površine, v_T brzina jetkanja uzduž traga, t vrijeme jetkanja

Brzina jetkanja dielektričnog detektora tragova uzduž traga v_T veća je od brzine jetkanja ravne površine v_G . Ako je trag iona okomit na površinu, dobiva se konična rupica (sl. 45). Polukut otvora određen je omjerom tih brzina jetkanja

$$\sin \theta = \frac{v_G}{v_T}. \quad (53)$$

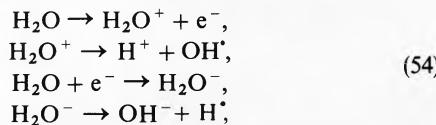
Nastali krateri mogu se pod mikroskopom brojati.

K. Ilakovac

BIOLOŠKO DJELOVANJE NUKLEARNOG ZRAČENJA

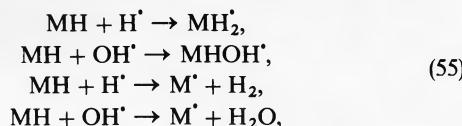
Prolazom kroz tvar zračenje predaje atomima energiju i tako ih ionizira ili samo ekscitira (tj. dovodi ih u pobuđeno stanje). Prema tome da li je energija apsorbirana u biomolekuli ili u molekuli okolne tvari (to je uglavnom voda koja sačinjava 70...90% stanične tvari), razlikuje se direktno (izravno) ili indirektno (posredno) djelovanje zračenja na žive stanice.

Indirektno djelovanje zračenja očituje se prvo u ionizaciji molekule vode i u stvaranju radikala (vodikovog i hidroksidnog) u procesima



gdje točka označuje nespareni elektron.

Važan produkt niza kemijskih procesa jest vodik-peroksid H_2O_2 . Radikali i vodik-peroksid mogu reducirati i oksidirati biomolekule. Tipične su reakcije

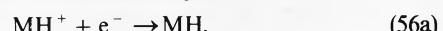


gdje MH označuje biomolekulu.

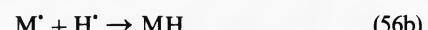
Indirektno se djelovanje pojačava povišenjem temperature. Primarno oštećenje biomolekule, npr. njezino cijepanje, nastaje direktnom apsorpcijom energije, intermolekularnim prijenosom energije ili interakcijom s radikalima. Zračenje direktno djeluje na proteine i na molekule dezoksiribonukleinske kiseline (DNK). Djelovanje na proteine može, ali ne mora imati bitne posljedice, iako veće doze zračenja mogu inaktivirati enzime i time sprječiti normalno funkciranje stanice. Djelovanje na molekule DNK je bitno, jer nuklearno zračenje može uzrokovati zamjenu jednog para baza drugim ili više njih, ispuštanje jednog para baza ili više njih, ili ubacivanje više parova. Time je redoslijed baza, dakle i genetski zapis promijenjen.

Neki kemijski spojevi, ako se nalaze u biološkom materijalu, mogu djelovati kao zaštitno sredstvo. Među njima se ističu aminotoli, npr. aminokiselina cistein i 2-merkaptoetilamin. Njihovo djelovanje nije sasvim protumačeno, ali svakako uključuje hvatanje slobodnog radikala, vraćanje vodikova atoma oštećenoj molekuli ili spajanje s biomolekulom tako da zračenje oštećuje zaštitni spoj umjesto biomolekulu. Međutim, svi su ti spojevi toksični u količinama koje bi bile potrebne za efikasnu zaštitu.

Biomolekula koja je posredno oštećena zračenjem može se oporaviti i bez dodatnog kemijskog sredstva, i to hvatanjem slobodnog elektrona iz okoline reakcijom



ili reakcijom s atomom vodika



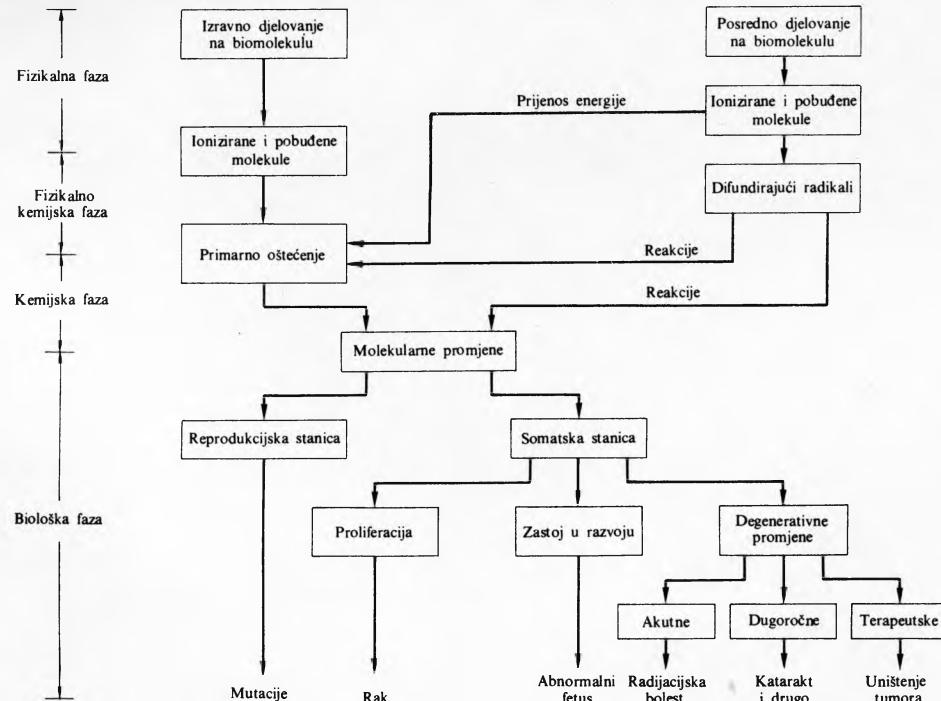
Oporavak molekule sprečava molekularni kisik od kojeg zračenjem nastaje ion O_2^- . Taj ion uklanja organske radikale stvaranjem peroksida. Zato se uz suvišak kisika u tkivu povećavaju oštećenja zračenjem, i to onim zračenjem koje ima znatno indirektno djelovanje (elektroni i γ -zračenje).

Opisane fizikalno-kemijske promjene u bilo kojem dijelu složene stanične strukture mogu imati štetne posljedice, kao što je sprečavanje diobe, poremećaj funkcije i smrt stanice te mutacija gena. Prema tome, da li su napadnute somatske ili reproduksijske stanice, posljedice snosi ili jedinka ili potomstvo. Mutacije nastaju kad se djelovanjem zračenja prekine kromatida ili kromosom, pa se kraj koji nije vezan uz centromer izgubi. Odvojeni krakovi mogu se opet spojiti u kromosom, ali se pri tom dio niti može izgubiti, ili se po dva kraka spajaju u prsten. I u prvom i u drugom slučaju redoslijed je gena u kromosomu poremećen.

Somatski efekti najčešće nastaju oštećenjem stanica vezanih za funkciranje organizma, u prvom redu krvnih stanica i stanica koštane srži. Pojavljuju se u sustavu koji kontrolira diobu stanice, pa nastaje nekontrolirano umnožavanje i degeneracija, kao što je smanjena sposobnost stanice za diobu i rast. Fetus je najosjetljiviji na zračenje, koje može zaustaviti diferencijaciju stanica i njegov rast. Somatski se efekti mogu razvratiti u nekoliko skupina:

Lokalni akutni efekti jesu oštećenja kože, eritem, epilacija, privremena ili stalna sterilnost zbog ozračenja gonada te smanjena reprodukcija tkiva kao što je gastro-intestinalni epitel i tkivo koje stvara krv.

Opći akutni efekti očituju se, već prema primljenoj dozi zračenja, u promjeni krvne slike, mučnini, umoru, epilaciji, gubitku apetita, proljevu, upali grla i usta (tzv. akutna bolest zračenja).



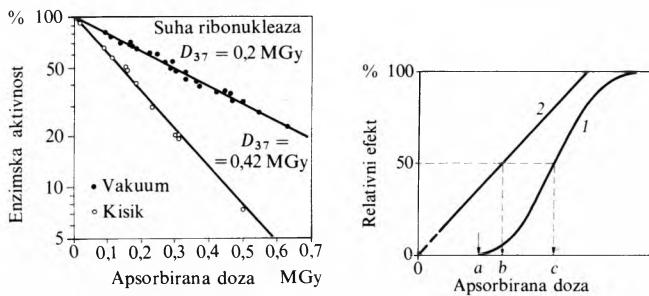
Sl. 46. Shema pojedinih pojava pri djelovanju zračenja na živi organizam te raspodjela tih pojava po fazama

Efekti uzrokovani jednokratnom intenzivnom ekspozicijom ili dugotrajnom ekspozicijom jesu kronično oštećenje kože (ulcerozno ili kancerozno), katarakt očne leće, rak kostiju, aplastične anemije, leukemije itd.

Efekti koji se pojavljuju neko vrijeme poslije ozračivanja (opaženi su na pokušnim životinjama, ali nisu dokazani u ljudi) jesu učestalost ostalih vrsta tumora, prerano starenje i skraćenje života. Opisano djelovanje zračenja shematski je prikazano na sl. 46.

Općenito se može reći da biološko djelovanje zračenja ovisi o fizikalnim činiocima kao što su vrsta i količina zračenja, energija koju zračenje prenosi, vrijeme ozračivanja, rasprostranjenost zračenja po različitim dijelovima tijela te smještaj izvora u tijelu ili izvan tijela.

Biološko djelovanje ovisi i o biološkim uvjetima kao što su koncentracija vode i kisika te metaboličko stanje tkiva (sl. 47). Ako je radionuklid koji je ugrađen u organizam podložan transmutaciji, osim eventualne ionizacije njegova kemijska promjena na važnom mjestu u molekuli može imati bitne posljedice za stabilnost stanice.



Sl. 47. Inaktiviranje suhe ribonukleaze γ -zračenjem iz ^{60}Co (smanjenje njezine enzimske aktivnosti) u ovisnosti o apsorbiranoj dozi zračenja, i to u vakuumu i u atmosferi kisika

Sl. 48. Ovisnost efekta zračenja o apsorbiranoj dozi. 1 za efekte s pragom, 2 za efekte bez praga: a minimalna doza, b i c pedesetpostotne doze za pojedine efekte

Ovisnost efekta o apsorbiranoj dozi zračenja. Kako neka populacija stanica ili bioloških jedinki reagira na zračenja, izravna se ovisnošću efekta o dozi zračenja. Pri tom se efekt definira statistički. Tako se, npr., pedesetpostotnom (D-50) ili srednjom dozom naziva ona doza zračenja, koja u 50% jedinki neke skupine uzrokuje promatrani efekt. Kao pokazatelj djelotvornosti nekog zračenja ili nekog sredstva za postizanje određenog učinka najčešće se navodi D-50. Doza koja uzrokuje smrt 50% ozračenih jedinki naziva se pedesetpostotnom letalnom dozom (LD-50). Bitan podatak je i vrijeme koje je potrebno da se očituje djelovanje zračenja, pa se uz letalnu dozu navodi često i vrijeme. Tako, npr., ako 50% pokušnih životinja ugine unutar 30 dana, doza se označuje LD-50/30 d. Tako se u radiobiologiji i toksikologiji označuje relativna biološka opasnost (štetnost) zračenja, odnosno relativna toksičnost neke tvari.

Postoje efekti s pragom i bez praga (sl. 48). Za efekte s pragom potrebna je neka minimalna doza da bi se djelovanje uopće pokazalo. Efekti bez praga pojavljuju se uz ma kako male doze, pa za njih, dakle, nije ustanovaljena minimalna doza. Smatra se da su efekti bez praga posljedica direktnog oštećenja molekule.

Ovisnost efekta o dozi za više organizme i za čovjeka različita je za različite vrste zračenja. Genetski efekti rastu s povećanjem doze zračenja i smatra se da nemaju prag, a doza se akumulira i jednom nastala mutacija se ne ispravlja. Efekti kao što je cijepanje kromosoma i njihovo spajanje znatno ovise o brzini doze i veći su što je doza primljena u kraćem vremenu.

Dozimetrija nuklearnog zračenja. Prolazom kroz tvar nuklearno zračenje gubi energiju predajući je atomima i molekulama. Apsorbirana energija uzrokuje različite efekte, npr. fotoelektrične, fotografске, svjetlosne, kemijske, toplinske itd. Ti se efekti oapažaju neposredno ili posredno, i pomoću njih se zračenje detektira i mjeri. Apsorbirana energija u tvari ovisi o vrsti zračenja i o njegovoj energiji. U živom organizmu različite vrste zračenja i uz jednaku apsorbiranu energiju uzrokuju različite biološke učinke. Fizikalne veličine koje opisuju djelovanje zračenja dijele se na one koje karakteriziraju upadni snop (npr. broj čestica, energija koju one prenose) i na one koje opisuju međudjelovanje zračenja i tvari (npr. predana energija i efekti zračenja). Sve te veličine mogu ovisiti o prostoru, vremenu i drugim faktorima. Da bi se veličina koja opisuje istu fizikalnu pojavu (neka je ta veličina označena F) mogla usporediti u različitim eksperimentima, treba je svesti ili na jednaku površinu (npr. broj upadnih čestica dijeli se s presjekom A snopa), na jednaku masu (npr. energija koju zračenje predaje tijelu dijeli se s njegovom masom m) ili na jednake vremenske intervale (npr. dijeleći broj upadnih čestica s vremenom t). Tako definirani kvocijenti prosječe su vrijednosti od F , a grafičnim prijelazom na diferencijalne kvocijente, dakle prijelazom na derivacije $\frac{dF}{dA}$, $\frac{dF}{dm}$ i $\frac{dF}{dt}$, dobiva se brzina promjene funkcije F s varijablim A , m i t . Ako se radi o fizikalnim veličinama, tada su u izrazu $\frac{dF}{dx}$ veličine dF i dx konačne. Ipak se ostaje pri diferencijalima, žeće naglasiti da se radi o procesu smanjivanja vrijednosti elementa dx do granice na kojoj se daljim smanjivanjem ne mijenja vrijednost kvocijenta. Element dx ipak ne smije biti toliko malen da statističke fluktuacije postanu signifikantne.

U dozimetriji se često u nazivima spominje brzina kad se radi o promjeni funkcije s vremenom, dakle o derivaciji po vremenu (iako se ne radi o brzini gibanja). Derivacija po vremenu može se, kao i u mehaniči, označavati $\dot{F} = \frac{dF}{dt}$.

Izvori nuklearnog zračenja, zračenja, međudjelovanje zračenja i tvari te posljedice ozračivanja opisuju se nizom fizikalnih veličina (v. Dozimetrija jonizujućih zračenja, TE 3, str. 387; v. Metrologija, zakonska, TE 8, str. 496), od kojih će biti navedene samo one koje se najčešće upotrebljavaju.

Veličine koje opisuju upadno zračenje:

Fluencija čestica ili čestični tok omjer je broja čestica dN koje upadaju u sferni element i njegova presjeka dA

$$\Phi = \frac{dN}{dA}. \quad (57)$$

Fluencija energije ili energijski tok omjer je energije dE_N svih čestica koje ulaze u sferni element i njegova presjeka

$$F = \frac{dE_N}{dA}, \quad (58)$$

pri tom se misli na ukupnu energiju umanjenu za mase mirovanja tih čestica.

Brzina kojom se mijenjaju te veličine s vremenom naziva se *gustoća fluencije čestica* (gustoća čestičnog toka) $\phi = \dot{\Phi}$, odnosno *gustoća fluencije energije* (gustoća energijskog toka, zvana i intenzitet zračenja $\psi = \dot{F}$). Ako je $\frac{dN}{dt}$ tok ili struja čestica, onda je derivacija te veličine po vremenu plošna gustoća toka.

Veličine koje opisuju međudjelovanje zračenja i tvari:

Predana energija E_D jest razlika ukupne energije E_u svih čestica koje su ušle u promatrani element tvari i energije E_i svih čestica koje su ga napustile, umanjena za defekt mase zbog nuklearne interakcije i međudjelovanja elementarnih čestica

$$E_D = E_u - E_i - mc^2. \quad (59)$$

Apsorbirana doza omjer je energije dE_D koju je zračenje predalio tvari i mase te tvari

$$D = \frac{dE_D}{dm}. \quad (60)$$

Jedinica apsorbirane doze je grej (Gy = J/kg).

Kerma je omjer zbroja kinetičkih energija dE_K svih nabijenih čestica koje su oslobodene interakcijom indirektno ionizirajućeg

zračenja u elementu tvari i mase tog elementa

$$K = \frac{dE_K}{dm}. \quad (61)$$

Jedinica kerme je također grej. Samo ako je promatrani uzorak beskonačno velik, apsorbirana doza i kerma su jednake.

Brzina doze D i brzina kerme K zovu se još i *snaga doze*, odnosno *snaga kerme*, jer su omjer energijske veličine i vremena.

Ekspozicija je omjer zbroja naboja svih iona jednog predznaka stvorenih u zraku kad su svi elektroni i pozitroni oslobođeni u interakciji fotona u elementu tvari i njegove mase

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (62)$$

Tu nije uključena ionizacija od sekundarnog zakočnog zračenja, a nadalje svi elektroni treba da budu zaustavljeni u promatranom elementu tvari. Jedinica ekspozicije je kulon po kilogramu (C/kg).

Ekspozicija i *brzina ekspozicije X* upotrebljavaju se samo za rendgensko i γ -zračenje. Kerma se, međutim, može upotrijebiti za sva indirektna ionizirajuća zračenja, pa se ona može smatrati generaliziranom ekspozicijom.

Ekvivalent doze (dozni ekvivalent) umnožak je apsorbirane doze i faktora kvalitete koji ovisi o mikroskopskoj raspodjeli apsorbirane energije, pa zato tek taj dozni ekvivalent karakterizira biološko djelovanje raznovrsnog zračenja. *Faktor kvalitete* jedan je od tzv. *faktora modifikacije* kojim se u određenim okolnostima opisuje biološki učinak zračenja na tkiva, organe ili organizme. Tako faktor distribucije opisuje promjene uzrokovane nejednolikom raspodjelom izotopa u različitim organima. Ekvivalent je doze

$$H = QND, \quad (63a)$$

gdje je Q faktor kvalitete, a N umnožak svih ostalih faktora modifikacije. Ako je $N = 1$, što se može uzeti za biološki uzorak, tada je ekvivalent doze

$$H = QD. \quad (63b)$$

Faktor kvalitete mijera je biološke efikasnosti zračenja, ovisan o linearnom prijenosu energije, dakle o lokalno predanoj energiji na putu čestice ili fotona kroz tkivo (tabl. 4). U radiobiologiji faktor se kvalitete po tradiciji zove faktor RBE (engl. Relative Biological Effectiveness). Faktor kvalitete obično je normaliziran prema nekom određenom zračenju, najčešće prema rendgenskom zračenju proizvedenom uz napon 200 kV (tabl. 5).

Tablica 4
OVISNOST FAKTORA KVALITETE O LINEARNU PRIJENOSU ENERGIJE

Linearni prijenos energije L_∞ (u vodi) keV μm	Faktor kvalitete Q
do 3,5	1
3,5...7	1...2
7...23	2...5
23...53	5...10
53...175	10...20

Ekvivalent doze definiran je množenjem apsorbirane doze bezdimenzijskom veličinom, dakle ima jednaku dimenziju (energija po masi) kao i apsorbirana doza, pa bi mogao imati i jednaku jedinicu. Ipak, da bi se jače razlikovalo kad se radi o jednoj, a kad o drugoj od tih veličina, te da bi se izbjegle moguće pogreške kobne za ljudsko zdravlje, odstupilo se od pravila da jednake jedinice imaju i jednakе nazive. Iznimno je ekvivalent doze u području radioioličke zaštite dana posebna jedinica sivert ($Sv = J/\text{kg}$). Apsorbirana doza i ekvivalent doze općenito imaju različite brojčane iznose, osim u specijalnom slučaju kad su svi faktori modifikacije jednakici.

Primjer: Apsorbirano dozi 0,02 Gy koju je uzrokovalo γ -zračenje, za biološki učinak je, prema relaciji (63b) i tabl. 5, ekvivalentna doza 0,02 Sv.

Tablica 5
FAKTOR KVALITETE ZA RAZLIČITE VRSTE ZRAČENJA

Zračenje	Faktor kvalitete Q
γ -zračenje iz radija*	1
Rendgensko zračenje	1
β -zračenje	1...2
Termički neutroni	3
Brzi neutroni	10
Protomi	10
α -zračenje	10
Teški ioni	20

* Radij u ravnoteži sa svojim produktima raspara; zračenje filtrirano kroz filter od platine debljine 0,5 mm.

Ali, ako je tu apsorbiranu dozu uzrokovalo α -zračenje, tada je zbog 10 puta većeg biološkog učinka ($Q = 10$) ekvivalentna doza 0,2 Sv.

Veličine koje opisuju izvor zračenja:

Aktivnost radioaktivne tvari omjer je broja N nuklearnih pretvorbi (raspada) ili prijelaza i vremena

$$A = \frac{N}{t}. \quad (64)$$

Specifična aktivnost radioaktivne tvari jest omjer aktivnosti i mase

$$a = \frac{A}{m}. \quad (65)$$

Specifična aktivnost se može izraziti vremenom poluraspađa

$$a = \frac{k}{MT}, \quad (66)$$

gdje je M atomska masa radionuklida, T vrijeme poluraspađa a koeficijent proporcionalnosti iznosi $k = 4,17 \cdot 10^{26} \text{ kg}^{-1}$.

Brzina ekspozicije γ -zračenja izražava se često tzv. specifičnom konstantom γ -zračenja Γ

$$\dot{X} = \Gamma \frac{A}{l^2}, \quad (67)$$

gdje je A aktivnost izvora, a l udaljenost od izvora.

Tablica 6
OSNOVNE DOZIMETRIJSKE VELIČINE I NJIHOVE JEDINICE

Veličina		Dimenzija	SI jedinica	
Naziv	Znak		Naziv	Znak
Fluencija čestica (čestični tok)	Φ	l^{-2}	po četvornom metru	m^{-2}
Gustoća fluencije čestica	ϕ	$l^{-2} t^{-1}$	po četvornom metru i sekundi	$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$
Fluencija energije (energijski tok)	F	$E l^{-2}$	džul po četvornom metru	J m^{-2}
Gustoća fluencije energije (intenzitet zračenja)	ψ	$P l^{-2}$	vat po četvornom metru	W m^{-2}
Apsorbirana doza	D	$E m^{-1}$	grej	Gy
Brzina aps. doze (snaga doze)	\dot{D}	$P m^{-1}$	grej u sekundi	Gy s^{-1}
Kerma	K	$E m^{-1}$	grej	Gy
Brzina kerme (snaga kerme)	\dot{K}	$P m^{-1}$	grej u sekundi	Gy s^{-1}
Ekvivalent doze	H	$E m^{-1}$	sivert	Sv
Brzina ekvivalenta doze	\dot{H}	$P m^{-1}$	sivert u sekundi	Sv s^{-1}
Ekspozicija	E	$Q m^{-1}$	kulon po kilogramu	C kg^{-1}
Brzina ekspozicije	\dot{E}	$Q m^{-1} t^{-1}$	kulon po kilogramu i sekundi	$\text{C kg}^{-1} \text{s}^{-1}$

Znakovi dimenzija su: l za duljinu, m za masu, t za vrijeme, E za energiju, P za snagu, Q za naboj.

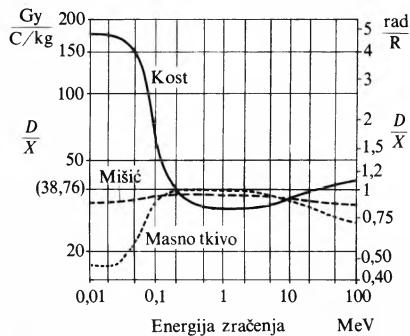
Osnovne dozimetrijske veličine, njihove dimenzijske i jedinice navedene su u tabl. 6.

Stare dozimetrijske jedinice, koje su se upotrebljavale do kraja 1980. god (v. *Metrologija, zakonska, TE 8*, str. 496), bile su:

- za apsorbiranu dozu $rad = 10^{-2} \text{ Gy}$,
- za ekvivalent doze $rem = 10^{-2} \text{ Sv}$,
- za ekspoziciju $rendgen = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$,
- za aktivnost $kiri, Ci = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$,

te njihove decimalne jedinice, odnosno mješovite jedinice za specifične ili vremenske veličine.

Prosječna energija za stvaranje ionskog para u zraku iznosi 34 keV, a u vodi 38 keV, pa se može izračunati da ekspozicija zračenja 1 rendgen uzrokuje u zraku apsorbiranu dozu zračenja 0,87 rada, a u vodi 0,98 rada. Prema tome, ekspozicija izražena u rendgenima i pripadna apsorbirana doza u zraku, vodi pa i u tkivu, izražena u radima, imaju gotovo jednakе iznose, odnosno njihov je omjer približno jednak jedinici (sl. 49). Zato su se mijesale fizikalne veličine i njihove jedinice, pa se ponekad ekspozicija izražavala radima, a apsorbirana doza rendgenima.



Sl. 49. Omjer apsorbirane doze i ekspozicije izražen u $\text{Gy}/\text{C/kg}$ i u rad/R za razna tkiva u ovisnosti o energiji zračenja

To nije ispravno, ali je račun bio u redu. Primjenom jedinica SI ta jednakost iznosa ekspozicije i pripadne apsorbirane doze ne postoji. Tako npr. za većinu tkiva i energije zračenja veće od $\sim 0,1 \text{ MeV}$ ekspozicija 1 C/kg uzrokuje apsorbiranu dozu $\sim 38 \text{ Gy}$.

Zaštita od zračenja

Ionizirajuće zračenje općenito uzrokuje neželjene učinke u tvarima, a posebno u živim tkivima. Samo se kontroliranim ozračivanjem mogu postići željeni učinci (medicinska terapija, medicinska i tehnička dijagnostika, radiobiološke primjene). Zato se u radu sa zračenjem mora zaštitići osoblje, pa i mnogi uređaji. Pri tom se razlikuju dvije opasnosti od zračenja, opasnost od vanjskih i opasnost od unutrašnjih izvora zračenja.

Svi izvori nuklearnog zračenja (radioaktivni materijali, akceleratori, reaktori, dijagnostički i terapeutski uređaji) potencijalna su opasnost za osoblje koje s njima radi i za okolno stanovništvo. Iskustvo je pokazalo da je vjerojatnost bitnih oštećenja (somatskih ili genetskih) zanemarljivo malena ili barem podnošljiva ako je izloženost zračenju ograničena, ili ako se u organizam unose dovoljno male količine radioaktivnog materijala (kao npr. u dijagnostici). Zato su ustanovljene maksimalno dozvoljene doze zračenja, međunarodno preporučene ili standardizirane te propisane državnim standardima ili zakonomima.

Osnovni su principi zaštite od nuklearnog zračenja: uklanjanje opasnog izvora, postavljanje zaštite oko izvora te zaštita radnika koji rade s izvorima zračenja ili u njihovoј blizini.

Osoblje koje radi sa zračenjem mora se medicinski kontrolirati, a ispravnost instrumenata kojima se kontrolira ozračivanje mora se periodički provjeravati. Lječnička kontrola ne može se provoditi jednako za čitavo stanovništvo kao za radnike koji rade s izvorima zračenja, pa zaštita pri projek-

tiranju i smještaju takvih izvora i njihova kontrola moraju biti još stroži kad se radi o djelovanju na okoliš.

Opasnost od vanjskih izvora zračenja smanjuje se na podnošljivu mjeru primjenom sljedećih principa: a) uzimanjem najmanje količine radioaktivnog materijala ili primjenom zračenja najmanje jakosti, kojima se može izvesti potrebna operacija, b) održavanjem najveće moguće udaljenosti između izvora i osoblja, c) ograničivanjem vremena provedenog u polju zračenja na minimum, d) postavljanjem štitova između izvora i radnika.

Uspješnost tih postupaka kontrolira se redovnim mjerjenjem intenzivnosti zračenja, doze i ekspozicije.

Za zaštitu od unutrašnjih izvora potrebne su još dodatne zaštite. S otvorenim izvorima zračenja, kao što su različiti aktivni izotopi, treba raditi u zatvorenom i od okoliša izoliranom prostoru. Ako se ipak radna površina, zrak ili voda kontaminiraju, treba odmah provesti njihovu dekontaminaciju.

Štitovi. Štitovima se nazivaju materijalne prepreke koje se postavljaju na put zračenju i koje ga potpuno ili dovoljno apsorbiraju.

α -zračenje ima veliku moć ionizacije, pa već na kratkom putu kroz tvar predaje svu svoju energiju česticama tvari. Zato vanjski izvori α -zračenja nisu veoma opasni. Domet α -zračenja ovisi o njegovoj energiji i tvari kroz koju prolazi, pa će α -zračenje iz većine izvora koji se upotrebljavaju zaustaviti bilo koji materijal (guma, plastika, karton, tkanina) tanji i od jednog milimetra. Zbog toga α -zračenje nije veoma opasno (osim iz izvora visokih energija), jer će ga zaustaviti već i površinski sloj kože. Međutim, zbog velike ionizacije na malom obujmu izvori su α -zračenja opasni ako uđu u organizam ili pojedine organe (udisanjem, hranom i sl.).

β -zračenje ima veći domet od α -zračenja, pa je potreban nešto deblji štit (obično nekoliko centimetara). Za štitove od β -zračenja upotrebljavaju se laki materijali, sastavljeni od elemenata niskog atomskog broja. Osim ionizacijom, β -zračenje gubi energiju i emisijom zakočnog zračenja. Vjerojatnost te emisije opada sa smanjenjem atomskog broja elementa od kojeg je načinjen apsorber. Zakočno zračenje postaje znatno samo ako je β -zračenje visokih energija pa se tada upotrebljavaju štitovi načinjeni od elemenata velikog atomskog broja (metali, posebno olovlo).

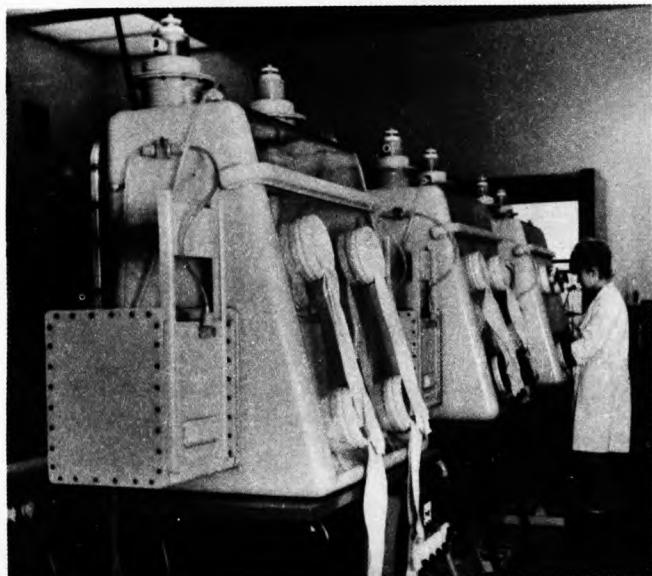
Neutronsko zračenje ima mnogo veću prodornost nego α -zračenje i β -zračenje, pa su potrebni mnogo deblji apsorberi. Neutron gubi najviše energije u elastičnom sudaru s česticom jednakom mase. Zato se štitovi grade od materijala bogatog vodikom (voda, parafin). Proton koji je preuzeo dio energije (samo pri centralnom sudaru s česticom jednakom mase predaje svu energiju) gubi energiju ioniziranjem. U elastičnim i neelastičnim sudarima neutroni gube energiju i tako se termaliziraju, tj. energija im je u području vrijednosti kinetičke energije molekulā na temperaturi okoliša. Dodavanjem elemenata koji imaju velik udarni presjek za reakciju s termičkim neutronima (npr. bor) u štitove bogate vodikom postiže se još potpunija apsorpcija neutrona.

Rendgensko i γ -zračenje slabu u štitu zbog triju procesa međudjelovanja s tvari: fotoelektričnog efekta, Comptonova efekta i tvorbe parova elektron-pozitron. Vjerojatnost međudjelovanja raste s povećanjem atomskog broja elementa od kojeg je štit, pa su najpogodniji štitovi od olova ili željeza. Na zračenje srednjih energija ($0,5 \dots 0,75 \text{ MeV}$) gustoća materijala više utječe nego atomski broj. Za zaštitu od zračenja viših i nižih energija djelotvorniji su štitovi od elemenata s velikim atomskim brojem.

Zaštita u prostoriji. Kad se gradi laboratorij u kojemu će se upotrebljavati izvori nuklearnog zračenja, treba razvrstati prostorije prema veličini opasnosti i radioaktivnoj toksičnosti. Pri tom je pristup u najopasniji dio (u tzv. vruću komoru) postepen, tj. iz prostorije u kojoj nema radioaktivnosti u prostorije sa sve većom aktivnosti, dakle i sa sve većom vjerojatnosti kontaminacije. Izlaženje mora imati suprotan redoslijed da bi se smanjila mogućnost kontaminacije. Tim se smanjuje vjerojatnost kontaminacije okoliša i omogućuje njena bolja kontrola. Maxisnost štitova oko nuklearnih instalacija (reaktor, kobaltna

bomba, akcelerator) može se smanjiti primjenom nekih jednostavnih postupaka, npr. posrednim ulaćenjem kroz labirint, tj. prilaz unutar zaštitnih zidova u kojemu se nekoliko puta skreće pod pravim kutom. Zaštitni se zidovi na sastavu moraju preklapati da zračenje ne bi prodrihalo kroz pukotine. Prozor kroz koji se promatra rad u prostoriji s izvorom zračenja mora biti od olovnog stakla i ne smije biti pod udarom snopa zračenja. U mnogim pogonima danas postoji interna televizija, tako da se bez opasnosti može promatrati sve što se događa i u neposrednom okolišu opasnih izvora zračenja. U prostorijama u kojima je velika ionizacija zraka zrak se prisilno mijenja, filtrira i stalno kontrolira. Slično je s tekućinama, otpadnim vodama i sl.

Kad se radi s otvorenim izvorima zračenja, izvori su smješteni u posebnim kutijama s ugrađenim rukavicama ili umjetnim rukama (sl. 50). Radne površine u laboratoriju moraju biti potpuno glatke, od kemijski inertnih materijala, a prikladno je da se gornji sloj može lako skinuti i tako jednostavno dekontaminirati.



Sl. 50. Kutija s rukavicama za rad s otvorenim izvorima α -zračenja

Prema vrsti i jakosti izvora upotrebljava se zaštitna odjeća koja se sastoji od radnih odijela, pregača, rukavica, gumenih cipela ili čizama. Kad je potrebna dekontaminacija, upotrebljavaju se posebna odijela kojima se pokrivaju svi dijelovi tijela osim šake, stopala, glave i vrata. Glava se pokriva kapuljačom s maskom u kojoj je uređaj za disanje iz rezervoara čistog zraka koji se nosi na leđima. Rukavice i čizme prekrivaju rukave, odnosno hlače. Odijelo je bez džepova i pojasa, sa što manje nabora i šavova u kojim bi se mogao zadržati radioaktivni materijal.

M. Turk

LIT.: E. Rutherford, J. Chadwick and C. D. Ellis, Radiations from Radioactive Substances. Cambridge Univ. Press, London 1930. — R. D. Evans, The Atomic Nucleus. McGraw-Hill, New York 1955. — E. Segré (editor), Experimental Nuclear Physics I, II, III. Wiley, New York 1959. — K. Siegbahn (editor), Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy. North Holland, Amsterdam 1965. — A. J. Taverdale, Annual Reviews of Nuclear Science 17 (1967) 73—96. — H. Cember, Introduction to Health Physics. Pergamon Press, Oxford 1969. — Radiation Protection Procedures. Safety Series No 38. International Atomic Energy Agency, Vienna 1973. — G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement. Wiley, New York 1979. — A. E. Profio, Radiation Shielding and Dosimetry. John Wiley and Sons, New York 1979. — V. Valković, Spektroskopska karakteristika X-zraka. Školska knjiga, Zagreb 1980. — Z. Jakobović, Leksikon mjernih jedinica. Školska knjiga, Zagreb 1981. — M. Brezinčák, O definiciji jedinice doznog ekvivalenta siver. Zbornik radova X jugoslovenskog simpozijuma o mjerenjima i mjerenoj opremi, Budva 1982. — V. Paić, G. Paić, Osnove radijacione dozimetrije i zaštite od zračenja. Liber, Zagreb 1983.

K. Ilakovac M. Turk

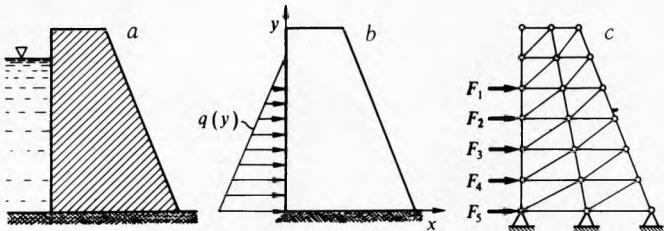
NUMERIČKE METODE U MEHANICI, postupci kojima se jednadžbe nekog zadatka mehanike rješavaju približno kada je egzaktno rješenje, zbog složenosti geometrijskog oblika promatranog tijela i njegova opterećenja, teško ili nemoguće pronaći. Numeričke metode, osim analitičkih, dio su približnih postupaka rješavanja koji se u jednakom ili nešto izmijenjenom obliku primjenjuju u najrazličitijim područjima matematičke fizike. Dok se u analitičkim postupcima uvode matematička pojednostavljenja, a kao rješenja traže se funkcije koje približno zadovoljavaju osnovne jednadžbe zadatka, numeričke metode daju kao konačni rezultat približne brojčane vrijednosti nepoznatih veličina konkretnog zadatka, a osim matematičkih uvode se i pojednostavljenja oblika tijela i načina opterećenja. Za pojave kojima su nepoznance kontinuirane veličine (npr. pomaci, deformacije i naprezanja napregnutog tijela), numeričkim se metodama određuju nepoznate veličine samo u konačnom broju diskretnih točaka promatranog tijela. Svaki numerički postupak ima određenu matematičku formulaciju, a samo numeričko računanje obično se provodi na digitalnim električkim računalima.

Povijesni razvoj usko je vezan uz razvoj numeričke matematike. Usporedno sa sustavnim razvojem diferencijalnog i integralnog računa javili su se početkom XVIII stoljeća i prvi postupci za numeričko deriviranje i integriranje koji se u mehanici primjenjuju da određivanje brzine i ubrzanja gibanja čestica. Pojavom složenijih zadataka balistike (gibanje projektila u zraku), teorije vibracija i teorije elastičnosti potkraj XVIII i početkom XIX stoljeća rješavaju se diferencijalne jednadžbe primjenom postupka konačnih diferencija, a veliki sustavi algebarskih linearnih jednadžbi pomoću već dobro razvijene Gaussove metode eliminacije. Premda se u XIX i u prvoj polovici XX stoljeća obilno primjenjuje numerička matematika u mehanici, veća primjena te grane matematike počinje pojavom digitalnih računala, koja omogućuju rješavanje i najvećih sustava algebarskih linearnih jednadžbi, primjenu iterativnih postupaka, metoda relaksacije i ostalih vrsta numeričkog računanja, mnogo točnije nego što je potrebno za inženjersku praksu. Pedesetih godina XX stoljeća razvija se u mehanici, iz do tada dobro poznatih postupaka za rješavanje štapnih konstrukcija, metoda konačnih elemenata za zadatke vezane uz elastična i plastična tijela, a ubrzo i za probleme mehanike fluida. Ta metoda, za koju se danas smatra da je jedno od najvećih otkrića tog desetljeća u području proračuna inženjerskih konstrukcija, brzo se razvila u mehanici i u drugim područjima matematičke fizike.

U mehanici se danas numeričke metode najviše primjenjuju za rješavanje problema svojstvenih vrijednosti (određivanje vlastitih frekvencija mehaničkih vibracija, problemi stabilnosti konstrukcija), za određivanje naprezanja i deformacija elastičnih, plastičnih, elasto-plastičnih i viskoelastičnih stanja, u dinamici složenog gibanja tijela, u nelinearnim problemima velikih deformacija i drugdje. Pri tom se gotovo isključivo upotrebljavaju električna računala, za koja se postupak formulira primjenom matričnog računa. Za niz postupaka postoje gotovi programi i potprogrami, koji su sastavni dijelovi programskih biblioteka računarskih središta, čime je numeričko računanje postalo pristupačno i inženjeru manje upućenom u algoritam pojedine metode.

METODA KONAČNIH ELEMENATA

Metoda konačnih elemenata spada među najvažnije numeričke postupke za rješavanje različitih problema tehnike i fizike, u kojima se kao objekt promatranja javlja kontinuum, polje ili mreža, a primjenjuje se kada je analitičko rješavanje egzaktnih jednadžbi problema složeno ili nemoguće. Suštinu metode sastoji se u tome da se objekt zamisli rastavljen u konačni broj područja (konačni elementi) koja su međusobno vezana samo u određenom konačnom broju točaka (čvorovi) (sl. 1). Raspodjela nepoznate veličine unutar elementa prikazuje se prikladnom matematičkom funkcijom, u kojoj se parametri izražavaju čvornim vrijednostima nepoznate veličine. Te čvorne vrijednosti uzimaju se kao osnovne nepoznance, koje se izračunavaju pomoću sustava linearnih algebarskih jednadžbi. Tako



Sl. 1. Određivanje modela konačnih elemenata. a presjek jednostavne brane, b mehanički model kontinuiranim opterećenjem vode $q(y)$, gdje je brana predložena kao uklješteni konzolni nosač, c model konačnih elemenata gdje je nosač podijeljen u trokutne elemente, opterećenje raspodijeljeno u čvorove, a uklještenje zamijenjeno nepomičnim osloncima u čvorovima