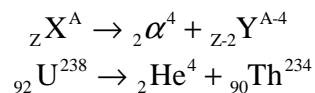


Radioaktivnost

α - raspad

$$A \rightarrow A-4$$

$$Z \rightarrow Z-2$$



- elementi sa velikim Z

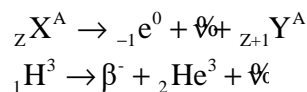
β^- - raspad

$${}_0 n^1 \rightarrow {}_{-1} e^0 + {}_1 p^1 + \bar{\nu} \quad (\beta^-)$$

$\bar{\nu}$ - antineutrino

$$A \rightarrow A$$

$$Z \rightarrow Z+1$$



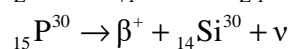
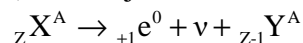
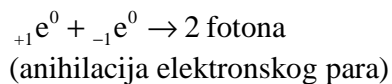
β^+ - raspad

$${}_1 p^1 \rightarrow {}_{+1} e^0 + {}_0 n^1 + \nu \quad (\beta^+)$$

ν - neutrino

$$A \rightarrow A$$

$$Z \rightarrow Z-1$$



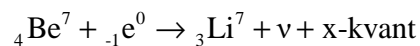
K-zahvat

(zahvat elektrona iz ljuske najbliže jezgru)

$${}_{-1} e^0 + {}_1 p^1 \rightarrow {}_0 n^1 + \nu$$

$$A \rightarrow A$$

$$Z \rightarrow Z-1$$



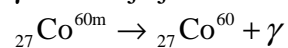
x - zračenje je elektro-magnetno zračenje koje potiče iz orbite

Spontana fisija

Verovatnoća spontane fisije U^{238} je milion puta manja od verovatnoće α raspada.

γ -raspad

γ - zračenje je elektro-magnetno zračenje koje potiče iz jezgra



${}_{27} \text{Co}^{60m}$ - izomer – ima isti Z i A ali je jezgro na višem energetsom nivou

Radioaktivnost: Prosti raspad

Statistički zakon:

- verovatnoća radioaktivnog raspada jezgra u jedinici vremena je konstantna.

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = -\lambda$$

N - ukupan broj jezgara

λ - konstanta radioaktivnog raspada

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

N_0 - početni broj radioaktivnih jezgara

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

t - vreme

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Aktivnost:

- broj raspada u jedinici vremena. Jedinica aktivnosti je Bq – Bekerel (Becquerel), $[1\text{Bq}] = [1\text{s}^{-1}]$. Aktivnost izvora $1\text{Bq} = 1$ raspad u sekundi. Stara jedinica za merenje aktivnosti je Ci – Kiri (Curie), $[1\text{Ci}] = [3,7 \cdot 10^{10} \text{Bq}]$ i to odgovara aktivnosti $1\text{g } {}_{88}\text{Ra}^{226}$ (Ra - Radijum). Postoji i jedinica za aktivnost Rd – Raderford (Rutherford), $[1\text{Rd}] = [10^6 \text{Bq}]$.

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N$$

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

Vreme poluraspada $T_{1/2}$

- vreme za koje će doći do raspada polovine od ukupnog broja jezgara.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

Određivanje aktivnosti 1 g radijuma $A(1\text{gRa})$:

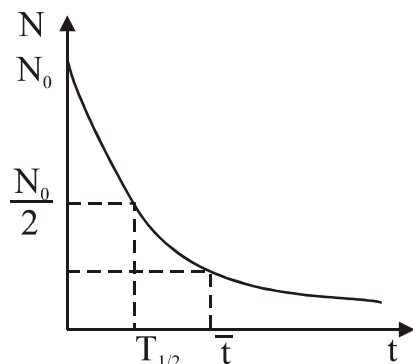
$$T_{1/2} = 1590 \text{ god}$$

$$\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{1590 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} = 1,38 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$$

$$N = \frac{N_A}{a} = \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{226} = 2,66 \cdot 10^{21} \frac{\text{at}}{\text{g}}$$

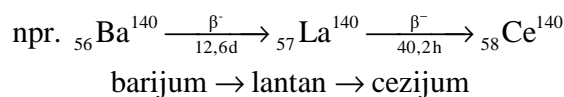
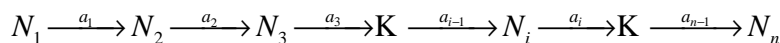
$$A(1\text{gRa}) = \lambda N \approx 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

Ukupna količina radijuma u prirodi iznosi nekoliko kilograma.

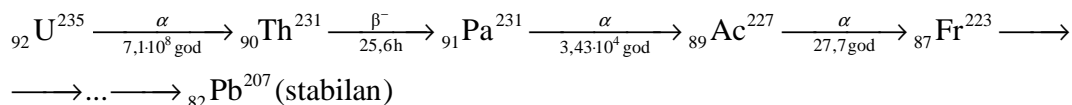


Lanac radioaktivnog raspada formira veći broj jezgara. Krajnji produkt radioaktivnog raspada je stabilno jezgro N_n .

$a_1 \dots a_{n-1}$ – elementarne čestice koje se emituju pri radioaktivnom raspadu



Ili



gde je: U – uranijum, Th – torijum, Pa – protaktinijum, Ac – aktinijum, Fr – francijum, Pb – olovo.

Prolaz zračenja kroz materijalnu sredinu

Sudar naelektrisane čestice i atoma

- Eksitacija

naelektrisana čestica (α , p^+ , e^-) u kontaktu sa atomom izaziva prebacivanje elektrona (e^-) sa orbite niže energije ϵ_1 na orbitu više energije ϵ_2 . Upraznjeno mesto na nižem energetskom nivou se

ponovo popunjava pri čemu se pri prelasku e^- sa orbite više na orbitu niže energije emituje x- zrak energije

$$\nu = \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{h}$$

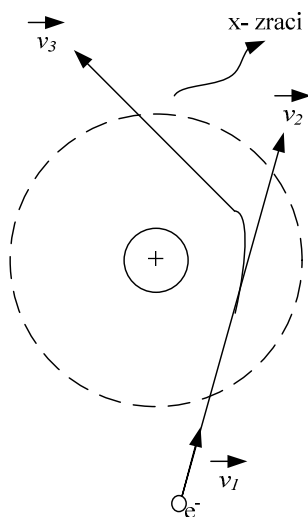
gde je \mathcal{E}_2 - energija na višoj orbiti, \mathcal{E}_1 - energija na nižoj orbiti, $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ Plankova konstanta.

- Jonizacija

Ako naelektrisana čestica ima veću energiju, tada e^- može biti potpuno izbačen pa atom postaje pozitivan jon.

- Zakočno zračenje (Bremsstrahlung)

javlja se pri višim energijama elektronskog zračenja, odnosno ako elektron ima dovoljno energije da prodre u elektronski omotač atoma



jezgro privlači elektron, elektron se ubrzava $v_2 > v_1$

kada elektron napusti jezgro dolazi do njegovog usporavanja $v_3 < v_2$, pri ovom usporavanju javlja se zakočno zračenje (x zračenje)

$$\nu = \frac{\Delta \mathcal{E}}{h}$$

$\Delta \mathcal{E}$ - razlika kinetičke energije

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{m_e v_2^2}{2} - \frac{m_e v_3^2}{2}$$

primena kod rendgenske cevi

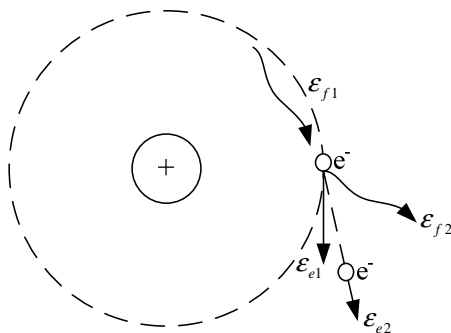
Sudar fotona sa atomom

- Foto-električni efekat

ako je niska energija fotona ($\varepsilon_f < 0,1 \text{ MeV}$) doći će do foto-električnog efekta. Foton se apsorbuje na orbitalnom elektronu i dolazi do emisije elektrona na određenim energetskim nivoima, koji su jednaki energiji koju je elektron imao u omotaču.

- Komptonov efekat

javlja se ako je viša energija fotona. Posle sudara fotona i orbitalnog elektrona foton nastavlja da se kreće energijom ε_{f2} , a elektron biva izbačen sa orbite.



Ovo je potvrda da elektromagnetno zračenje može biti korpuskularne prirode.

$$\varepsilon_{f1} + \varepsilon_{e1} = \varepsilon_{f2} + \varepsilon_{e2} + \varepsilon_v$$

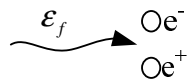
ε_v - energija veze u elektronskom omotaču

$$v_2 < v_1$$

Kompton je pojavu objasnio sudarom dva elastična tela, što je bio dokaz da se elektromagnetno zračenje može posmatrati kao kretanje korpuskula.

-Efekat stvaranja parova

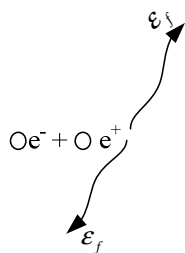
$$\varepsilon_f \geq 1,02 \text{ MeV}$$



Ako se foton sudari sa atomom može nastati elektron ili pozitron

$$2m_{e,0}c^2 = 1,02 \text{ MeV}$$

$m_{e,0}$ - masa mirovanja elektrona ili pozitrona

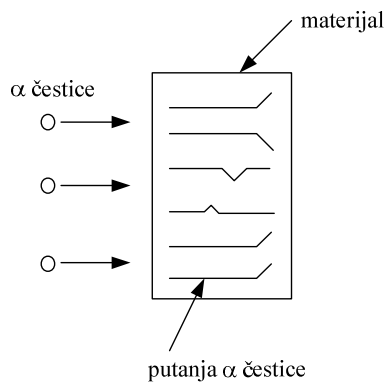


dolazi do anihilacije elektronskog para

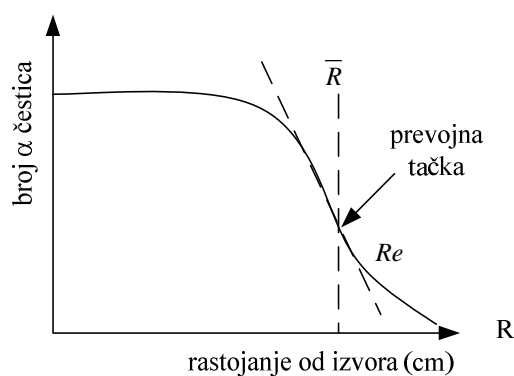
Prolaz α čestice kroz materijalnu sredinu

Pri prolasku α čestice kroz materijalnu sredinu mogu se očekivati eksitacija i jonizacija atoma, a ređe se javljaju rasejanje i transmutacija.

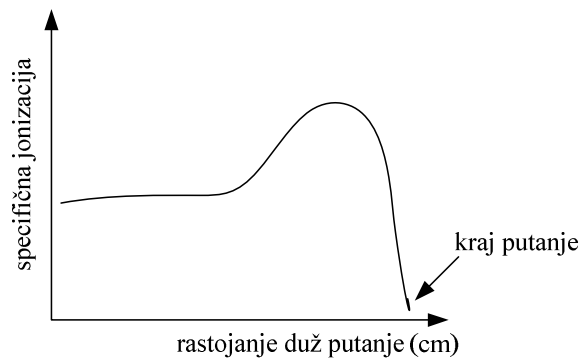
Posle gubitka kinetičke energije, α čestica se zaustavlja i postaje atom He (uzima 2 elektrona).



Putanja α čestice je u početku pravolinijska, zbog njene inercije, a kada joj opadne kinetička energija α čestica skreće.



Pri svom kretanju α čestice izaziva jonizaciju i eksitaciju.



$$\frac{dE}{dx} = -\omega I$$

I – specifična jonizacija $\left(\frac{\text{broj proizvedenih jonskih parova}}{\text{jedinica dužine putanje}} \right)$

E – energija čestice

ω – energija koja se troši za stvaranje jednog jonskog para

ω ne zavisi od energije čestice, to je konstantna vrednost za određenu vrstu gasa (za vazduh $\omega \approx 34$ eV/jonski par)

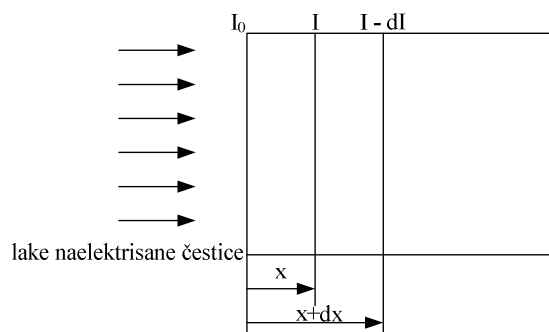
$\omega = \text{const}$ u argonu (Ar) za sve čestice α , β , p^+ , lake čestice. Zbog toga je Ar pogodan za jonske komore.

Dometa produkata fisije manji od dometa α čestice, većina produkata fisije ostaje u gorivnom elementu.

Prolaz lake naelektrisane čestice (β) kroz materijalnu sredinu

Interakcija β čestica sa materijalom:

- elastični sudar
- konverzija β^- i β^+ u dva fotona (anihilacija elektrona)
- neeleastično rasipanje (jonizacija, ekscitacija)
- Bremsstrahlung



Intenzitet zračenja je broj čestica koji proolazi po jedinici površine u jedinici vremena $I(\frac{\text{čestica}}{m^2 s})$

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

μ - linearni koeficijent apsorpcije ($\frac{1}{m}$)

$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$ - masni koeficijent apsorpcije

$$I = I_0 e^{-\mu_m d}, \quad d\left(\frac{kg}{m^2}\right)$$

Ovakav zakon apsorpcije u materijalnoj sredini se odnosi na zračenje koje ulazi u materijal.

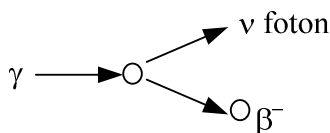
Da bi se uzelo u obzir i rasejanje koje dovodi do ponovnog usmeravanja čestice duž prvobitnog pravca i smera kretanja, uvodi se faktor nagomilavanja – faktor debljine $B \geq 1$ i određuje se eksperimentalno.

$$I = BI_0 e^{-\mu x}$$

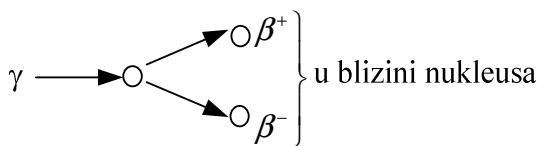
Gama (γ) i x - zraci

Interakcija γ zračenja sa materijalom:

- foto-električni efekat (u 80% slučajeva K- elektron biva izbačen iz atoma, a elektron sa više ljuske prelazi na K – ljusku uz emisiju x - zarka); $\varepsilon_\gamma \leq 0,1 \text{ MeV}$
- Kompton-ov (Compton) efekat
 $\varepsilon_\gamma \geq 0,1 \text{ MeV}$



- proizvodnja para



$$\varepsilon_\gamma \geq 2m_0 c^2 = 1,022 \text{ MeV}$$

srednji domet

$$\overline{R} = \frac{\int_0^{I_0} x dI}{\int_{I_0}^0 dI} = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} \mu dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} \mu dx} = \frac{1}{\mu}$$

Polu-debljina je debljina zaštite koja smanjuje intenzitet zračenja za $\frac{1}{2}$.

$$\frac{I}{I_0} = 0,5 = e^{-\mu x_{1/2}}$$

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

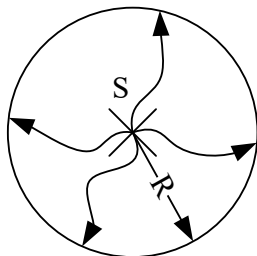
Prolaz neutrona kroz materiju

Interakcija neutrona sa materijom:

- elastični sudar (moderacija neutrona)
- nenelastični sudar (eksitirano jezgro emituje γ -zračenje)
- radioaktivni zahvat (n, γ): najverovatnije sa termalnim i epitermalnim neutronima
- emisija naelektrisane čestice (tarnsmutacija): (n, p) sa brzim neutronima
(n, α) termalni neutroni $B^{10} + n^1 \rightarrow Li^7 + \alpha$
- fisija
- $\epsilon_n \geq 100$ MeV : rasejanje /neut. raspad na fotone i lake čestice

Zračenje iz tačkastog izvora zračenja

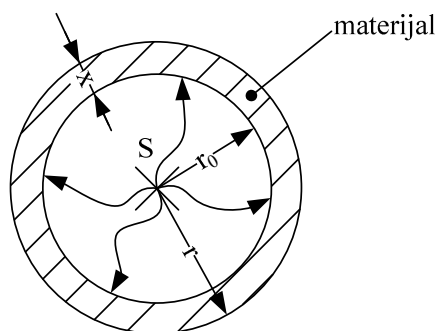
Čestice se mogu kretati sa podjednakom verovatnoćom u svim pravcima



Intenzitet zračenja slabi sa kvadratom rastojanja

$$I = \frac{S}{4\pi r^2} \left(\frac{1}{m^2 s} \right), \quad S \left(\frac{\text{čestica}}{s} \right)$$

tačkasti izotropski izvor u prostoru materijalne sredine



$$I = \frac{BS}{4\pi r^2} e^{-\mu x} \left(\frac{1}{m^2 s} \right)$$