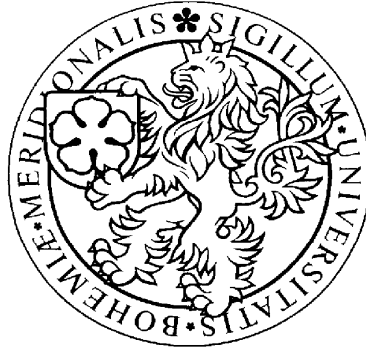


**JIHOČESKÁ UNIVERZITA
V ČESKÝCH BUDĚJOVICÍCH
Zdravotně sociální fakulta**



RADIOLOGICKÁ FYZIKA II.

*doplňkové texty pro posluchače kombinované formy studia
studijního programu „B5345 – Specializace ve zdravotnictví“*

studijního oboru „Radiologický asistent“

Doc.RNDr. Přemysl Záškodný,CSc.

ČESKÉ BUDĚJOVICE 2007

Radiologická fyzika 2

(Jaderná fyzika a její aplikace v radiologii)

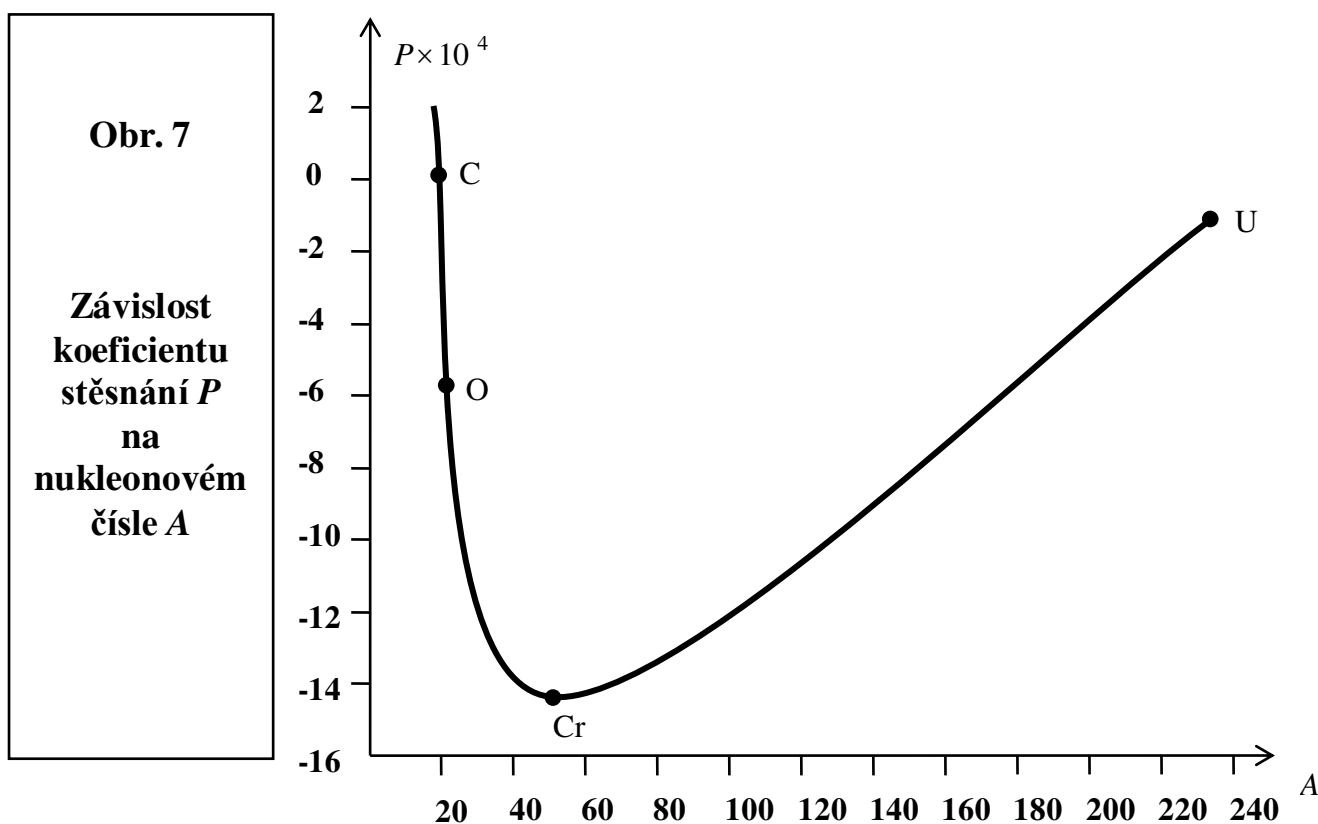
Literatura, klíčová slova a kontrolní otázky ke každé kapitole uvedeny na konci textu

1. Stavba atomového jádra

a) **Jádro je složeno** z protonů a neutronů, tj. z nukleonů. Protonové (atomové) číslo Z udává počet protonů, nukleonové (hmotnostní) číslo A udává počet nukleonů. Prvek je charakterizován protonovým číslem Z . Různé izotopy prvku jsou určeny stejným Z a odlišným A , různé izobary jsou určeny stejným A a odlišným Z , nuklid je dán stejným Z a stejným A , izomer je dán vedle stejného Z a stejného A odlišnými radioaktivními vlastnostmi.

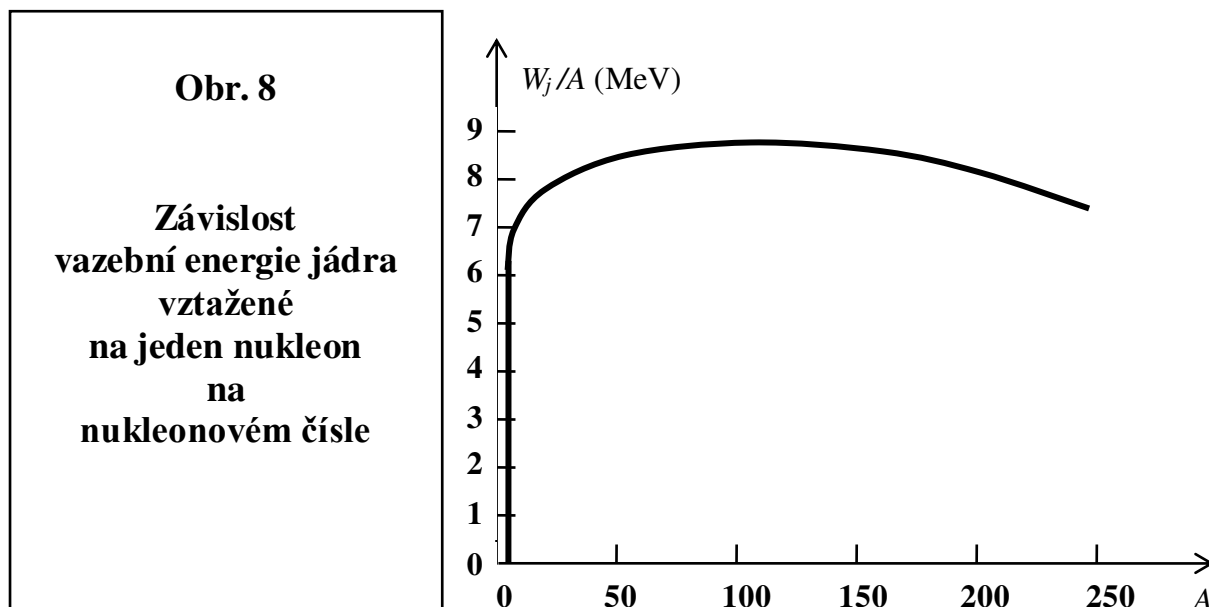
b) **Koeficient stěsnání jádra P** je bezrozměrné číslo definované vztahem $P = (A_r - A)/A$. A_r je relativní atomová hmotnost, která udává, kolikrát je atom hmotnější než 1/12 nuklidu uhlíku $^{12}_6\text{C}$. Hmotnost 1/12 nuklidu uhlíku $^{12}_6\text{C}$ definuje atomovou hmotnostní konstantu (atomovou hmotnostní jednotku) m_u a má hodnotu $m_u = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg. Hmotnost m atomu s relativní atomovou hmotností A_r je $m = A_r \cdot m_u$. Relativní atomová hmotnost protonu je 1,007, neutronu 1,009, elektronu 0,00055, lehkého vodíku 1,00755.

Koeficient stěsnání P je roven nule jen pro izotop uhlíku $^{12}_6\text{C}$, schematické znázornění závislosti P na nukleonovém čísle na obrázku Obr. 7 jeví výrazné minimum pro středně těžké prvky ($A \sim 50$).



c) **Hmotnostní defekt jádra B_j** je dán vztahem $B_j = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_j$, kde m_p a m_n jsou klidové hmotnosti protonu a neutronu, m_j je klidová hmotnost jádra.

Vazební energie jádra je pak dána podle (B49) vztahem $W_j = B_j c^2$ (tuto energii je třeba jádru dodat, aby se již vytvořené jádro rozložilo na volné nukleony). Vazební energie jádra vztažená na jeden nukleon je mírou stability jádra a jeví maxima pro jádra s plně obsazenými slupkami protony a neutrony (viz magická čísla vyjadřující plně obsazení slupek ve slupkovém modelu jádra), pro $A > 30$ se vazební energie vztažená na jeden nukleon již příliš nemění. Tento fakt je v souladu s poznatkem, že jaderné síly jsou síly krátkého dosahu a uplatňují se hlavně mezi dvěma sousedními nukleony. Schematicky znázorněná závislost vazební energie vztažené na jeden nukleon (bez maxim pro jádra s nižšími nukleonovými čísly a s plně obsazenými slupkami protony a neutrony) je na obrázku Obr. 8.



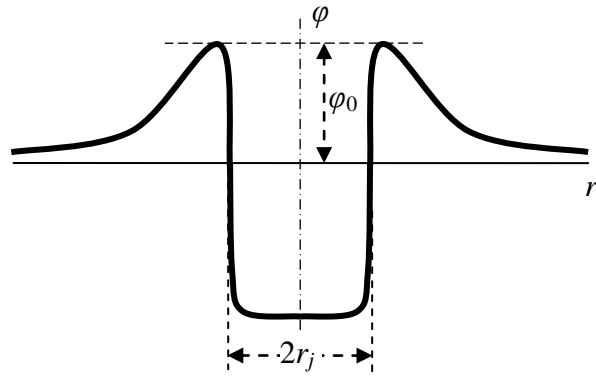
d) **Poloměr jádra** má úzkou vazbu např. na Hamiltonův operátor $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$ pro protony a neutrony v jádře (viz slupkový model jádra v 9.kap., odst.9.4. v uvedené literatuře).

Operátor potenciální energie \hat{V} je složen ze záporné potenciální energie přitažlivé jaderné síly a z kladné potenciální energie odpudivé Coulombovské síly. Průběh celkové potenciální energie V v závislosti na vzdálenosti od „středu“ jádra odráží velkou převahu jaderných sil nad silami Coulombovskými v rámci krátkého dosahu jaderných sil a převahu Coulombovských sil ve větších vzdálenostech, v nichž již jaderné síly nepůsobí. Grafické znázornění průběhu výsledného potenciálu φ (potenciální energie V vztažené na jednotkový náboj) v okolí jádra s nábojem Ze má na obrázku Obr. 9 v první části (dominují jaderné síly) tvar pravoúhlé jámy, která je obklopena elektrostatickým potenciálovým valem pomalu ubývajícím se vzdáleností od okraje pravoúhlé jámy.

Výška potenciálového valu na okraji potenciálové jámy je rovna elektrostatickému potenciálu φ_0 ve vzdálenosti r_j , kde r_j je poloměr potenciálové jámy

$$\varphi_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze}{r_j}$$

Obr. 9
**Průběh výsledného
 potenciálu v okolí jádra
 s nábojem Ze
 (potenciálová jáma
 jádra)**

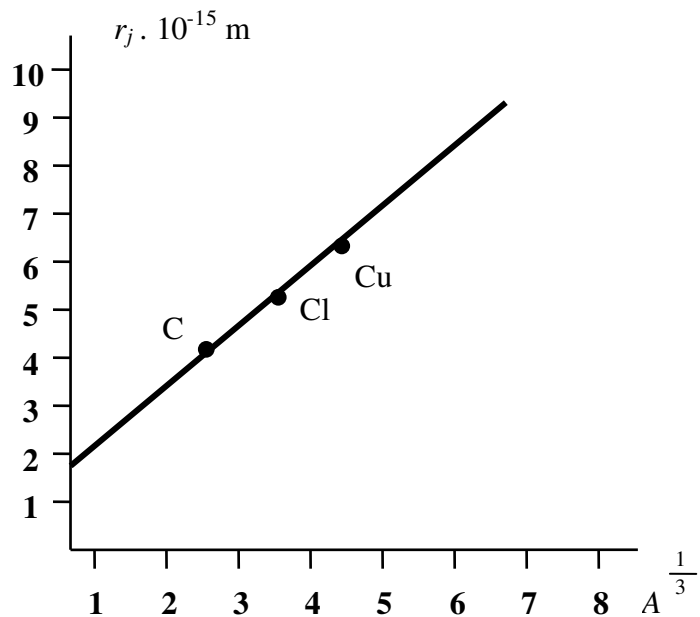


Právě poloměr r_j potenciálové jámy lze prohlásit za poloměr jádra. Empiricky zjištěný vztah pro poloměr jádra, schematicky znázorněný na obrázku Obr. 10, je dán závislostí

$$r_j = R \sqrt[3]{A},$$

kde konstanta $R \sim 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 1,3 \text{ fm}$ má význam dosahu jaderných sil.

Obr. 10
**Závislost
 poloměru jádra r_j
 na
 nukleonovém čísle A**



e) **Spin jádra** je spojen se zjištěním, že protony i neutrony jsou fermiony s velikostí spinového momentu hybnosti $\hbar / 2$. Otázky celkového spinu jádra a spinorbitální interakce byly naznačeny v 9.kap., odst.9.4. v rámci výkladu slupkového modelu jádra. Např. celkový spin a magnetický moment jader hélia (alfa částic) je nulový, jádra hélia se chovají jako bosony

2. Jaderné záření

2.1. Přírozená a umělá radioaktivita

Procesy v jádře atomu jsou často spojeny s přeměnou nestabilních jader v jádra stabilní (někdy i se změnou chemické podstaty prvku) - průvodním jevem je vysílání jaderného záření. **Vysílání jaderného záření se nazývá radioaktivitou.** Při vysílání jaderného záření se obvykle mění původní prvky (mateřské prvky) na prvky dceřinné.

Radioaktivita se dělí na přírozenou (vysílání jaderného záření spontánně se měnícími jádry, která se vyskytují v přírodě) **a umělou** (vysílání jaderného záření měnícími se jádry, která byla vyrobena uměle např. v urychlovačích částic nebo jaderných reaktorech).

Přírozeně radioaktivní prvky byly objeveny v r. 1896 Becquerelem. Při přírozené radioaktivní přeměně jsou vysílána záření alfa, beta a gama. Přírozeně radioaktivní prvky tvoří čtyři radioaktivní rozpadové řady končící stabilními izotopy olova nebo vismutu. Nukleonová čísla členů thoriové řada odpovídají vzorci $4n$, řady neptuniové vzorci $4n+1$, řady urano-rádiové vzorci $4n+2$ a řady aktiniové vzorci $4n+3$. Při vysílání alfa záření se zmenšuje nukleonové číslo o 4, protonové číslo o 2 (alfa částicemi jsou jádra hélia, všechny alfa částice vysílané radioaktivním prvkem mají stejnou energii). Při vysílání negativního beta záření se nukleonové číslo nemění a protonové se zvětšuje o 1 (beta částicemi jsou elektrony, v jádru se při emisi beta částice mění neutron na proton za současného vyslání elektronu a elektronového antineutrína, beta záření má spojité spektrum). Posouvání prvku v Mendělejevově periodické tabulce v důsledku radioaktivní alfa a beta přeměny je nazýváno Fajansovým-Soddyho posuvným pravidlem. Zatímco alfa a beta záření jsou prvotními jevy, vysílání gama záření (gama částicemi jsou gama fotony, gama záření má nespojitě čárové spektrum) je jevem průvodním. Obvykle vzniká při obnovování rovnováhy jádra porušené alfa nebo beta radioaktivitou.

K doložení kvantově mechanického charakteru přírozeně radioaktivních rozpadů lze krátce uvést teorii alfa rozpadu. Alfa částice se nachází v potenciálové jámě jádra (viz Obr. 9), která je pro těžká jádra obklopena potenciálovým valem o výši asi 25 MeV. Alfa částice mají při rozpadu energie jen od 4 do 9 MeV (podle konkrétního přírozeně radioaktivního prvku) - tato energie je podstatně menší než je výška potenciálového valu, která představuje podle klasických představ energii potřebnou k úniku z jádra.

Na základě použití hlavní metody kvantové mechaniky pro stacionární stavy (viz 9.kap., odst.9.2.) lze snadno prokázat existenci tunelového jevu - existuje nenulová pravděpodobnost „přechodu“ částice potenciálovým valem, i když energie E (reprezentovaná Hamiltonovým operátorem) této částice je nižší než výška potenciálového valu. Lze také prokázat existenci nadbariérového odrazu od valu - existuje nenulová pravděpodobnost „odrazu“ částice od potenciálového valu, i když energie E částice je vyšší než výška potenciálového valu.

Bude-li uvažován jednorozměrný případ (pohyb alfa částice ve směru kladné poloosy x), lze Hamiltonovy operátory $\hat{H}_I, \hat{H}_{II}, \hat{H}_{III}$ alfa částice před valem, ve valu a za valem zapsat podle (B37) ve tvarech

$$\hat{H}_I = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2}, \quad \hat{H}_{II} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V, \quad \hat{H}_{III} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2}.$$

Pro tyto Hamiltonovy operátory lze napsat podle (B38) stacionární Schrödingerovy rovnice. Řešením stacionárních Schrödingerových rovnic lze podle (B38) nalézt systémy vlastních funkcí a systémy vlastních hodnot před valem, ve valu a za valem. Za potenciálovým valem (schematicky znázorněným pravoúhlým tvarem) lze nalézt vlastní funkci ψ_{III} , která vynásobená komplexním sdružením ψ_{III}^* dává hustotu pravděpodobnosti výskytu alfa částice za potenciálovým valem. Tato hustota pravděpodobnosti $\psi_{III} \cdot \psi_{III}^*$ vychází

nenulová. „Průchod“ potenciálovým valem jádra je možný, navíc dojde po průchodu k urychlení odpuzivým elektrostatickým potenciálem. Tím jsou experimentálně pozorované alfa rozpady teoreticky zdůvodněny.

Alfa částice jsou emitovány (na rozdíl např. od protonů nebo jader ${}^3_2\text{He}$) na základě přirozeně radioaktivního rozpadu proto, že mají vysokou vazební energii (viz 12.kap., odst.12.1.). Např. alfa rozpad ${}^{235}_{92}\text{U}$ je provázen uvolněním energie 5,4 MeV. Kdyby měl být emitován proton, musela by být dodána z vnějšího zdroje energie asi 6,1 MeV, kdyby mělo být emitováno jádro ${}^3_2\text{He}$, musela by být zevně dodána energie dokonce 9,6 MeV.

Mezi jiné případy tunelových jevů lze uvést např. studenou emisi elektronů z kovu (jen několik elektronů má energii E větší než výška potenciálového valu kovu - termoemise je tedy nepatrná) nebo autoionizace atomů (po přiložení silného vnějšího pole se šíře potenciálového valu pro elektrony v kovu zúží a „tunelová“ autoionizace jako tunelový „průchod“ elektronu valem se stane pravděpodobnější).

Pravděpodobnost P průchodu konkrétní alfa částice potenciálovým valem jádra je velmi malá. Nechť alfa částice existuje samostatně uvnitř těžkého jádra a nechť koná kmitavý pohyb s frekvencí $\nu = \nu/2r_j$, kde ν je rychlost alfa částice uvnitř potenciálové jámy o poloměru r_j (viz Obr. 9). Pak lze rozpadovou konstantu λ jako pravděpodobnost rozpadu za jednotku času vyjádřit vztahem $\lambda = \nu \cdot P$. Jestliže budou vzaty v úvahu typické hodnoty pro $\nu = 2 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ a $r_j = 10^{-14} \text{ m}$, pak frekvence ν „nárazů“ na potenciálový val vychází $\nu \sim 10^{21} \text{ Hz}$. Přes obrovskou frekvenci čeká alfa částice v průměru až 10^{10} let, než z některého jádra unikne (tj. $\lambda \sim 3 \cdot 10^{-17}$). To vypovídá o nepatrnosti pravděpodobnosti P tunelového jevu alfa částice.

Uměle radioaktivní prvky lze získat transmutací (jadernou reakcí jádra s jinými částicemi) původně stabilního jádra. Transmutace lze docílit ostřelováním prvků např. protony, deuterony, alfa částicemi, elektrony, ionty, zvláště účinné je ostřelování neutrony. Uměle radioaktivní jaderná zařízení mohou mít rozmanitou povahu (např. při pozitivním beta záření jsou beta částicemi pozitrony, v jádru se pak mění proton na neutron za současného vyslání pozitronu a elektronového neutrina).

2.2. Rozpadový zákon

Rozpadový (přeměnový) zákon popisuje ubývání mateřského prvku s časem. Vychází z předpokladu, že pravděpodobnost radioaktivní přeměny jádra během zvoleného časového intervalu je pro každý mateřský prvek konstantní (bez ohledu na poloze časového intervalu na časové stupnici). Nechť λ označuje pravděpodobnost přeměny mateřského prvku v jednotkovém časovém intervalu, nechť dn označuje počet mateřských prvků přeměněných v dečinné za čas dt a nechť n je počet mateřských prvků v čase t . Pak lze pro pravděpodobnost dp přeměny v intervalu dt napsat vztah (viz Dodatek 5, Příklad 14)

$$dp = \lambda dt = - \frac{dn}{n} \quad (\text{znaménko minus popisuje ubývání mateřských prvků s časem}).$$

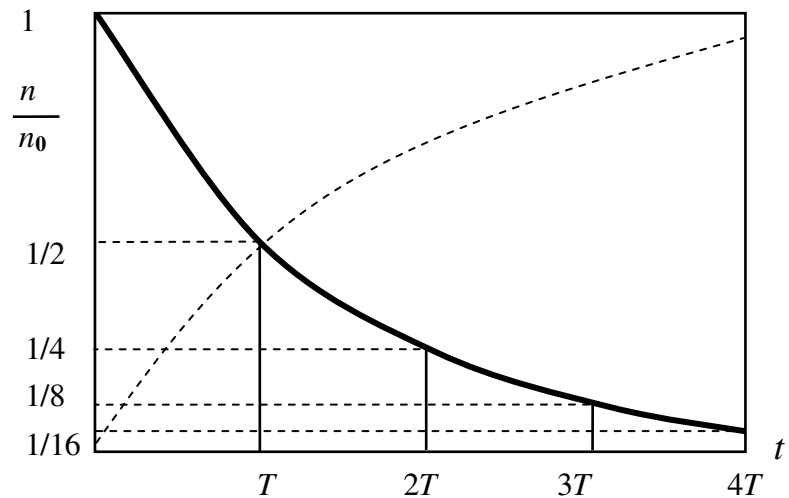
Integrací této diferenciální rovnice lze získat rozpadový exponenciální zákon ve tvaru

$$(B57) \quad n = n_0 \exp(-\lambda t) = n_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{T} t\right) = n_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}} \quad (\text{viz Dodatek 5, Příklad 14 v uvedené literatuře}).$$

V rozpadovém zákoně je n_0 počet mateřských prvků v čase $t=0$, λ se nazývá rozpadovou (přeměnovou) konstantou, T je poločas rozpadu jako doba, za kterou se pravděpodobně přemění polovina mateřských prvků v prvky dceřinné (tj. za čas $t=T$ bude $n=n_0/2$). Rozpadový (přeměnový) zákon se potvrzuje nejen pro přirozeně radioaktivní záření, ale i pro všechny druhy záření uměle radioaktivních (pozitronová, protonová, neutronová). Na obrázku Obr. 11 je schematicky znázorněna závislost poměrného množství mateřských prvků (plná křivka) a dceřinných prvků (čárkovaná křivka) na počtu poločasů rozpadu.

Obr. 11

**Časový průběh
radioaktivní
přeměny**



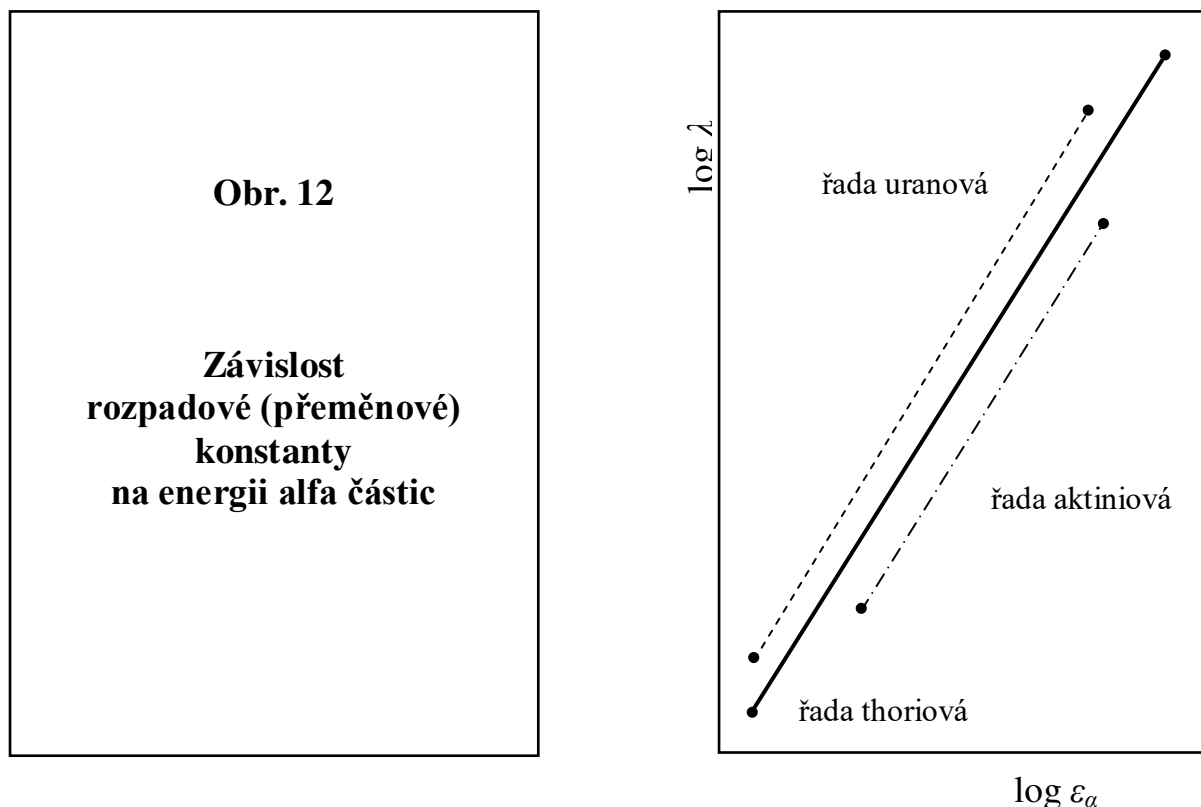
Např. při přeměnách mateřských prvků spojených s alfa zářením dosahují alfa částice rychlosti kolem 2 % rychlosti světla a jejich energie leží zhruba mezi 4 MeV a 9 MeV. Srovnání energie ε_α alfa částic s pravděpodobností rozpadu mateřského prvku jako alfa zářiče (tj. s rozpadovou či přeměnovou konstantou λ) ukazuje, že mezi těmito veličinami existuje přímá závislost. Kvantitativně je tato závislost vystižena Geigerovým-Nuttalovým zákonem

$$\log \lambda = A_1 + A_2 \log \varepsilon_\alpha$$

(A_1 , A_2 jsou empirické konstanty). Energii ε_α alfa částic lze s dostatečnou přesností vyjádřit jejich počáteční kinetickou energií T_α . Pak lze Geigerův-Nuttalův zákon přepsat ve tvaru

$$\log \lambda = A_1 + A_2 \log T_\alpha.$$

Obrázek Obr. 12 jen schematicky ukazuje, že empirická konstanta A_2 má přibližně stejnou hodnotu pro všechny přirozené alfa zářiče, kdežto empirická konstanta A_1 se pro radioaktivní řady urano-rádiovou, thoriovou a aktiniovou poněkud liší.



Nechť dolet D je délka dráhy, na níž ionizující látková částice ztratí při interakci s prostředím počáteční kinetickou energii a zastaví se. Jelikož pro daný alfa zářič mají všechny alfa částice stejnou energii T_α , má každý alfa zářič svůj charakteristický dolet. Proto lze dolet D zavést do Geigerova-Nuttalova zákona místo počáteční kinetické energie např. v podobě $\log \lambda = A_1 + A_3 \log D$, kde A_3 je nová empirická konstanta.

Je-li i dceřinný prvek radioaktivní (s rozpadovou konstantou λ' , s poločasem rozpadu T' a s počtem n' dceřinných prvků v čase t), může pro něj nastat radioaktivní rovnováha (počet dceřinných prvků se dlouhodobě nemění) za podmínky $\lambda n = \lambda' n'$, tj. $n/T = n'/T'$. Podmínku radioaktivní rovnováhy lze snadno odvodit z (B57).

2.3. Absorpční zákon

Jaderná záření interagují s prostředím - jeho částice jsou při těchto interakcích pohlcovány, přeměňovány, rozptylovány. Nechť n_0 je počet částic n_0 , který dopadne na rozhraní s danou látkou (tj. pro $x = 0$). Počet n částic pronikajících do vzdálenosti x od rozhraní s danou látkou se zmenšuje s rostoucí tloušťkou x průniku do příslušné látky.

Odvození absorpčního zákona vychází z předpokladu, že pravděpodobnost úbytku částice s původními parametry je během zvoleného intervalu tloušťky pro každou částici konstantní (bez ohledu jak na polohu intervalu vzdálenosti na stupnici tloušťky, tak i na energii částice). Nechť μ označuje pravděpodobnost úbytku částice v jednotkovém intervalu tloušťky, nechť dn označuje úbytek částic na tloušťce dx a nechť n je počet částic, které pronikly do tloušťky x vrstvy příslušné látky. Pak lze matematicky cestou identickou cestě odvození rozpadového zákona (i když fyzikální obsah je diametrálně odlišný) získat tvar absorpčního zákona (viz Dodatek 5. Příklad 15 v uvedené literatuře)

$$(B58) \quad n = n_0 \exp(-\mu x) = n_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{a} x\right) = n_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{x}{a}}, \quad I = I_0 \exp(-\mu x).$$

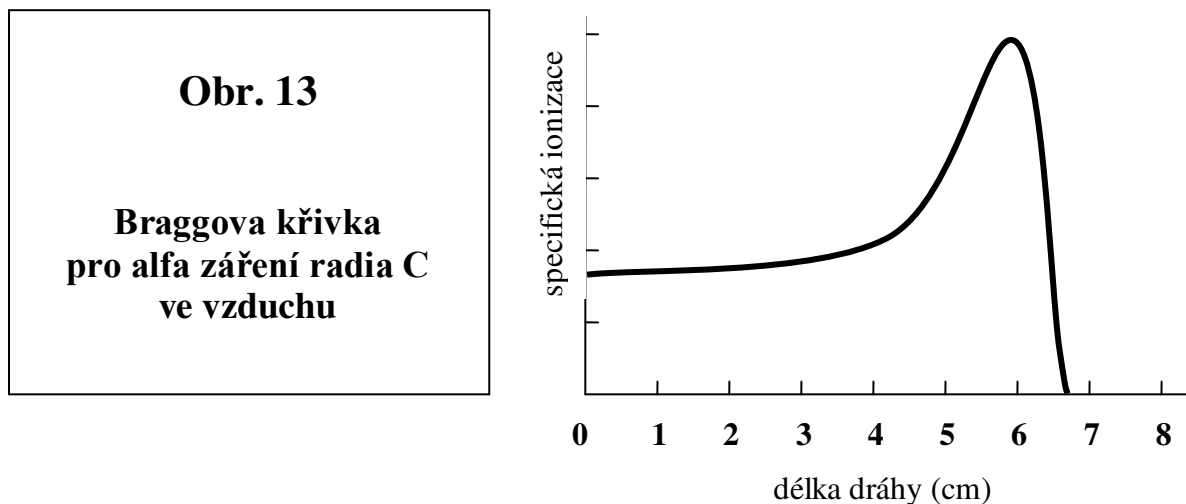
V absorpčním zákoně se μ nazývá koeficientem absorpce, a je polotloušťka (polovrstva) příslušné látky jako tloušťka vrstvy, na které bude úbytek částic pravděpodobně roven polovině původního počtu částic (tj. na tloušťce $x = a$ bude $n = n_0/2$).

Absorpční zákon se nepotvrzuje v exponenciálním tvaru pro záření tvořená těžkými částicemi. Velmi přesně platí pro beta záření a gama záření. Pro elektromagnetická záření (např. gama záření) se obvykle místo počtu částic používá intenzita záření I udávaná např. ve W/cm^2 (intenzitu I lze zavést zjednodušeně následující úvahou - jde o počet částic násobený energií jedné částice, který projde kolmo jednotkovou plochou za jednotku času).

Jevy spojené s průchodem jaderných záření prostředím (příslušnou látkou) mají často úzkou vazbu na absorpční zákon. Např. při průchodu gama záření prostředím se odehrává absorpce a zeslabování gama záření prostřednictvím tří jevů - fotoelektrickým jevem podle (B53) (koeficient absorpce μ_f), Comptonovým jevem podle (B55) (koeficient absorpce μ_c) a obráceným anihilačním jevem podle (B56) (koeficient absorpce μ_a). Absorpční zákon (B58) pak lze pro gama záření zapsat ve tvaru $I = I_0 \exp [-(\mu_f + \mu_c + \mu_a)x]$. Při interakci gama záření s jádry atomů prostředí je zapotřebí zkoumat jevy spojené s fotodezintegrací jader (např. emise nukleonu spojená s přeměnou jádra) nebo s excitací jader (absorpce gama fotonu se jádro převede do vzbuzeného stavu). Obdobně je zapotřebí zkoumat zeslabení alfa záření při průchodu prostředím (ionizace prostředí, rozptyl alfa částic) nebo zeslabení beta záření (ionizace prostředí, rozptyl beta částic).

K zeslabení beta záření přispívá vedle ionizace rozptyl jak na elektronech v atomovém obalu, tak na jádrech. V obou případech má jev velký význam u nerelativistických elektronů. K zeslabení beta záření přispívá také vznik brzděného elektromagnetického záření vlivem silného přibrzdění elektronu při průchodu elektrickým polem jádra i celého atomu. Brzdění elektronů při jejich průchodu těmito elektrickými poli je spojeno se vznikem brzděného rentgenového záření.

Zeslabení alfa záření je spojeno především s ionizací (při každé srážce např. s molekulou plynu ztrácí alfa částice energii na ionizaci). Při zkoumání počtu iontových párů (přesněji: kladných iontů a elektronů) vytvořených alfa částic např. na 1 mm délky dráhy se ukáže, že na počátku dráhy si tato specifická ionizace udržuje přibližně konstantní hodnotu a pomalu stoupá. Ke konci doletu alfa částice však specifická ionizace vzrůstá více než dvakrát. Křivka specifické ionizace je popsána Braggovou křivkou. Křivka specifické ionizace dosahuje maxima několik mm od konce doletu alfa částice. Na obrázku Obr. 13 je jen schematicky vykreslena Braggova křivka pro alfa záření radia C ($^{214}_{83}\text{RaC}$) ve vzduchu.



Alfa částice mají jako i jiné těžké nabitě částice vysokou specifickou ionizaci (vznikají tisíce iontů na dráze 1 mm). Specifická ionizace beta částic je podstatně nižší než u alfa částic. Z tohoto důvodu se u beta částic při vzniku ztrát energie vlivem interakce s prostředím uplatňují vedle ionizace a excitace také procesy rozptylu a vzniku brzděného elektromagnetického záření. Gama částice ionizují jen nepřímo prostřednictvím sekundárních

elektronů. Jejich specifická ionizace je malá a tyto částice mají podstatně vyšší pronikavost (a tím i dolety) než jiné druhy záření.

3. Veličiny a jednotky jaderného záření

Vedle dalších veličin (např. dávková rychlost, ozařovací rychlost, integrální dávka) jsou nejdůležitější veličiny popisující jaderné záření uvedeny v následujícím přehledu:

a) Aktivita A radioaktivního zdroje (zářiče, nositele mateřských prvků)

Aktivita A zářiče je mírou radioaktivity zářiče, je definována jako četnost, s níž zářič uvolňuje částice jaderného záření. Odtud plyne definiční vztah a jeho úprava podle (B57)

$$(B59) \quad A = - \frac{dn}{dt} = \lambda n.$$

U dlouhodobých radionuklidů lze aktivitu A nahradit počtem přeměn za jednotku času, obecněji jde o součin rozpadové konstanty λ a okamžitého počtu n radioaktivních jader mateřského prvku. Jednotkou aktivity A je becquerel (Bq) - aktivita 1 Bq odpovídá u dlouhodobých radionuklidů přeměně jednoho radioaktivního jádra za 1 s. Často se používá jednotka curie (Ci). 1 Ci odpovídá $3,7 \cdot 10^{10}$ přeměn za 1 s. Rovněž se používá jednotka rutherford (Rd). Platí převodní vztah 1 mCi = 37 Rd.

b) Intenzita I jaderného záření

Intenzita I je energie záření, která projde plošnou jednotkou kolmou ke směru postupu záření za 1 s. Jednotkou intenzity I je $W \cdot m^{-2}$. Měrnou ztrátu intenzity záření lze definovat jako poměr intenzity záření I v dané tloušťce prostředí pod jeho povrchem k počáteční intenzitě záření I_{\max} na povrchu prostředí. Specifickou ionizaci jako počet iontových párů vytvořených ionizující částicí na jednotkové tloušťce prostředí, např. na 1 mm dráhy, lze vhodným způsobem charakterizovat pomocí převrácené hodnoty měrné ztráty intenzity.

c) Pohlčená dávka D , expozice (ozáření) X

Praktický význam má jen ta část jaderného záření, která se v ozařované látce pohlcuje a způsobuje v ní nějaké změny. To lze posoudit podle výsledné ionizace vyvolané zářením v jednotkové hmotnosti příslušné látky (veličina „expozice-ozáření X “ s jednotkou $C \cdot kg^{-1}$) nebo podle úhrnné energie pohlčené jednotkovou hmotností příslušné látky za dobu ozařování (veličina „pohlčená dávka D “ s jednotkou $J \cdot kg^{-1}$ - tato jednotka nese název gray se zkratkou Gy). V praxi se často používá pro expozici X jednotka rentgen (R), kde $1 R = 2,58 \cdot 10^{-4} C \cdot kg^{-1}$. Pro pohlčenou dávku se používá také jednotka „fyzikální ekvivalent rentgenu (rep - roentgen equivalent physical)“, kde $1 rep = 0,84 \cdot 10^{-2} Gy$.

d) Dávkový ekvivalent H

Dávkový ekvivalent H kvantifikuje biologické účinky jaderného záření. Dávkový ekvivalent H závisí nejen na pohlčené dávce D , ale také na bezrozměrných modifikujících faktorech, které charakterizují jednak druh záření z hlediska jeho biologických účinků na člověka, jednak prostorovou distribuci dávky. Jednotkou je sievert (Sv), rozměr jednotky je $J \cdot kg^{-1}$. Pro biologické účinky se používá také jednotky rem (roentgen equivalent man). Jednotka „rem“ je definována jako dávka libovolného záření, které způsobí u člověka týž účinek jako 1 R rentgenového nebo gama záření. Např. pro gama a beta záření je $1 rep = 1 rem$, ale pro protony a rychlé neutrony je $1 rep = 10$ až $20 rem$. Odtud je vidět, že těžké částice působí při stejné pohlčené energii mnohem silněji než elektrony a fotony.

e) Účinný průřez σ interakce

Účinný průřez σ interakce je obvykle definován pro volné atomy prostředí (tj. pro atomy, které spolu interagují při srážkách jen jako tuhé koule) vztahem

$$(B60) \quad \sigma = \pi r_j^2,$$

kde r_j je poloměr jádra atomu prostředí a veličina πr_j^2 vyjadřuje geometrický průřez jádra. Pro přitahující se částice prostředí je $\sigma > \pi r_j^2$, pro odpuzující se částice prostředí je $\sigma < \pi r_j^2$. Jednotkou účinného průřezu je m^2

v soustavě SI, praktické použití má jednotka barn (bn) definovaná $1 \text{ bn} = 10^{-28} \text{ m}^2$, která je řádově velikosti geometrického průřezu jádra. Účinný průřez σ , který je schopen vyjádřit pravděpodobnost, že ostřelující částice jaderného záření bude jistým způsobem interagovat s jádrem terčové částice, má úzkou vazbu na koeficient absorpce μ . Tato vazba souvisí s pravděpodobností obsaženou v definici koeficientu absorpce μ . Obvykle je zapotřebí tuto pravděpodobnost rozčlenit podle možných druhů ztráty energie při interakci jaderného záření s prostředím.

Účinný průřez σ interakce je významnou charakteristikou interakce např. ionizujících částic s jádry atomů prostředí. Jeho význam lze vyložit následujícím postupem:

- Plošná hustota ρ počtu atomů (jde o atomy ve zkoumané rovině o ploše S a o tloušťce x) je počet atomů v plošce dS dělený touto ploškou dS

- Pro tenkou vrstvičku roviny o tloušťce dx lze plošnou hustotu $d\rho$ počtu atomů (necht' N_0 je počet atomů v jednotkovém objemu absorbujícího prostředí) zavést vztahem

$$d\rho = N_0 dV / S = N_0 S dx / S = N_0 dx$$

- Pravděpodobnost p , že s některým terčovým atomem zkoumané roviny interaguje ionizující částice, je přímo úměrná plošné hustotě ρ . Koeficient úměrnosti lze označit σ a pak platí vztah $p = \sigma \cdot \rho$. Pravděpodobnost p je také podílem celkového průřezu atomů ve zkoumané rovině ($\rho \cdot S \cdot \pi r_j^2$, kde r_j je poloměr jádra atomu zavedený v 12.kap., odst.12.1.) a plochy S zkoumané roviny, tj.

$$p = \pi r_j^2 \cdot \rho.$$

- Srovnáním obou vztahů pro pravděpodobnost p lze získat vztah $\sigma = \pi r_j^2$, tj. vztah (B60), který je vztahem pro účinný průřez σ interakce pro ionizující částice ostřelující jádra volných atomů daného prostředí

- Ze vztahu $p = \sigma \cdot \rho$ plyne pro vrstvičku tloušťky dx pravděpodobnost pohlcení ionizující částice $dp = \sigma \cdot d\rho = -dn/n$ (vztah $dp = -dn/n$ viz odvození absorpčního zákona (B58)). Po dosazení za $d\rho = N_0 dx$ a po provedení integrace lze získat tvar absorpčního zákona

$$n = n_0 \cdot \exp(-\sigma N_0 x),$$

který po srovnání s (B58) vede k důležitému vztahu mezi koeficientem absorpce μ a účinným průřezem σ ve tvaru

$$(B61) \quad \mu = \sigma N_0.$$

Tím je potvrzeno, že účinný průřez σ interakce (viz vztah (B60)) je schopen vyjádřit pravděpodobnost interakce ostřelující částice ionizujícího záření s jádrem terčové částice.

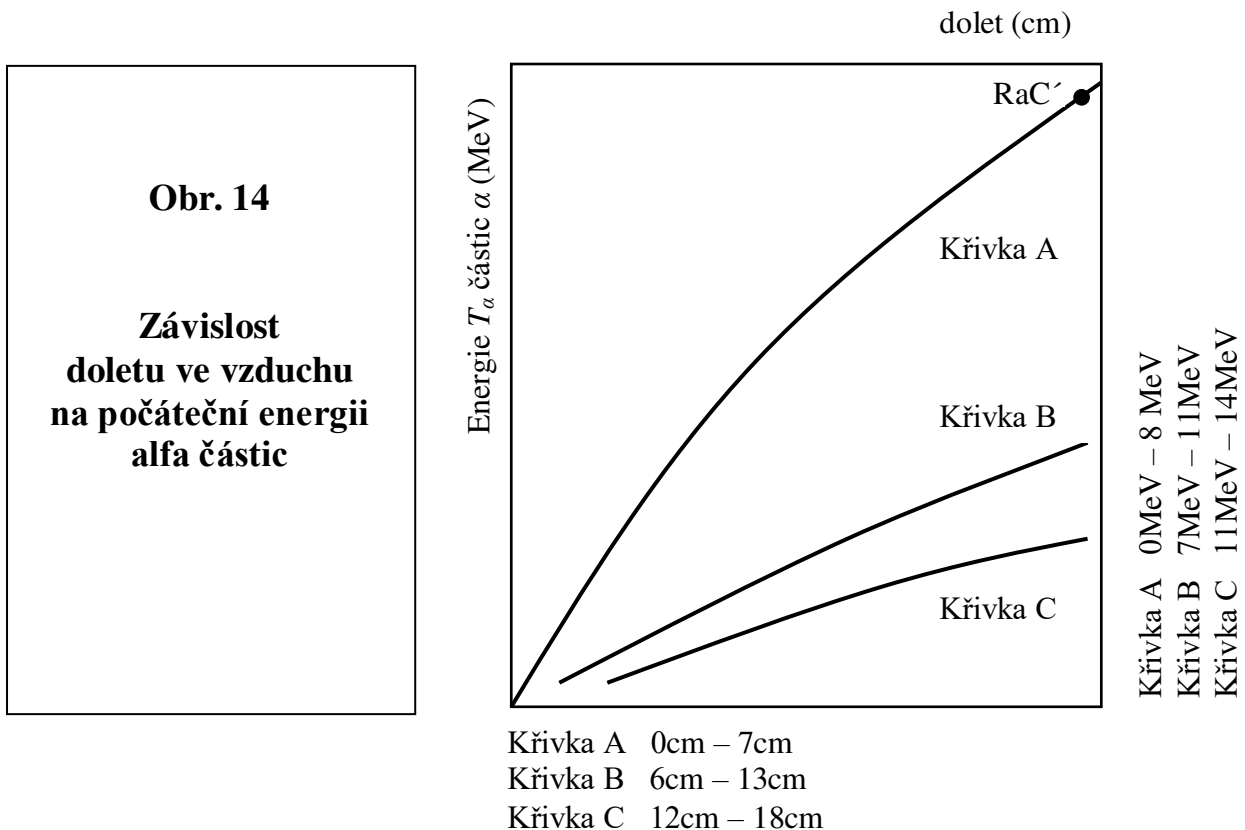
f) Dolet D látkové částice jaderného záření

Dolet D je délka dráhy, na níž látková částice ztratí při interakci s prostředím (většinou procesem ionizace atomů prostředí) počáteční kinetickou energii a zastaví se.

Např. ztráta kinetické energie $-dT$, kterou **alfa částice** ztratila ionizací na dráze dx , je při vztažení na jednotkovou dráhu v daném prostředí funkcí $f(T)$ jen okamžitě kinetické energie T (křivka vyjadřující závislost $-dT/dx = f(T)$ prostřednictvím závislosti měrné ztráty energie $-dT/dx$ na uražené dráze je již dříve zmíněná Braggova křivka s výrazným Braggovým maximem a s poklesem na nulu ve vzdálenosti, která je doletem D alfa částice). Teoreticky byl nejobecněji tvar funkce $f(T)$ odvozen Blochem. Bude-li počáteční kinetická energie alfa částice označena T_α , pak lze dolet D alfa částice vypočítat pomocí integrálu

$$D = \int_0^D dx = \int_0^{T_\alpha} \frac{dT}{f(T)}.$$

Dolet D alfa částice ve vzduchu jsou řádově centimetry, ve tkáni mikrometry. Dolety D jsou v tkáních u běžných beta záření řádově milimetry. Závislost středního doletu D ve vzduchu na počáteční energii T_α alfa částic je schematicky znázorněna třemi křivkami na obrázku Obr. 14. Těchto křivek lze použít k určení počáteční energie alfa částic (např. pro $^{214}_{84}\text{Ra C}'$ lze přibližně odečíst pomocí křivky A pro dolet $D \sim 7$ cm počáteční energii $T_\alpha \sim 8$ MeV).



4. Detekce a dozimetrie jaderného záření

a) Ionizační komůrky, plynové počítače ionizujících částic

Ionizační komůrky jsou v podstatě plynové kondenzátory, které jsou vystaveny ionizačním účinkům záření. Je-li na desky kondenzátoru vloženo napětí, jsou ionty vzniklé ionizací uváděny elektrickým polem do pohybu, mezi deskami kondenzátoru protéká ionizační proud. Ionizační komůrka se vybíjí a pomocí poklesu napětí lze měřit intenzitu záření a srovnávat aktivity zářičů.

Při dostatečně velkém vloženém napětí se objeví ionizace nárazem, vyvolaná ionty vzniklými při ionizaci plynové náplně komůrky primárními částicemi jaderných záření. Pak začíná ionizační komůrka po vhodném uzpůsobení plnit funkci počítačů primárních částic.

Počítače částic jaderného záření jsou schopny zjistit počet primárních částic, které v jednotce času ionizaci vyvolaly - a to je možnost ke stanovení absolutní hodnoty aktivity radioaktivního zdroje přímo v jednotkách aktivity.

Závislost ionizačního proudu I na vloženém napětí U odhaluje při svém grafickém znázornění na obrázku Obr. 15 několik oblastí vyplývajících z průběhu závislosti:

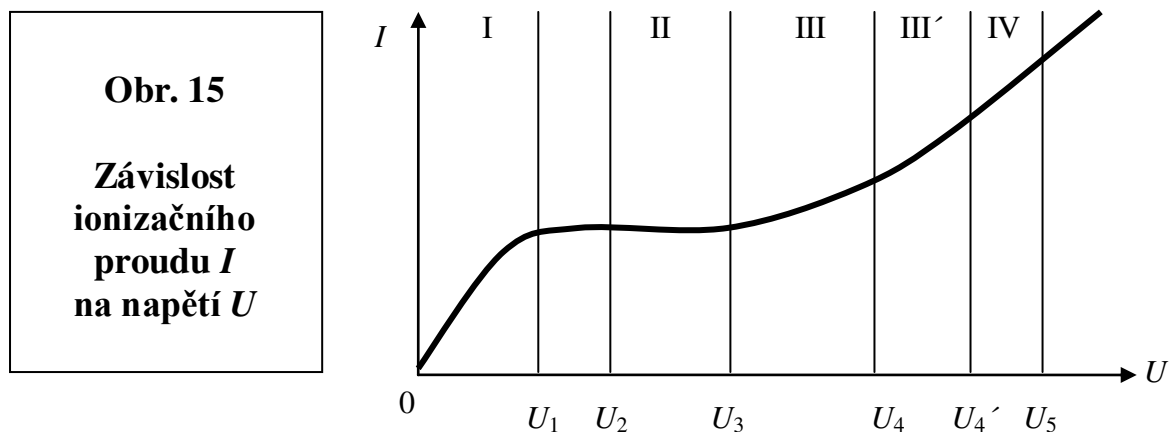
- **Oblast Ohmova zákona I** platí pro malá napětí $U < U_1$ a vyznačuje se úměrností ionizačního proudu s napětím, s rostoucím napětím roste počet přitažených iontů. Stoupání proudu se zpomaluje, při napětí U_2 se proud ustálí.

- **Oblast nasyceného proudu II** je pro napětí $U_2 < U < U_3$ charakterizována přibližně stálou hodnotou ionizačního proudu, všechny ionty vzniklé za 1 s v celém objemu plynové náplně komůrky jsou přitaženy, rychlosti iontů jsou již velké proti rychlosti tepelného neuspořádaného pohybu.

- **Oblast proporcionalnosti III** je spojena s dosažením hodnoty napětí U_3 , při kterém ionty vzniklé průchodem jaderného záření jsou urychleny do té míry, že jsou samy schopny nárazy na neutrální molekuly vytvářet další ionty - objevuje se ionizace nárazem. Každý urychlený ion vytvoří až do napětí U_4 stejný počet nových iontů, který nezávisí na napětí kondenzátoru ionizační komůrky. Proporcionalita poukazuje na úměrnost mezi počtem iontů, které dopadly na desky kondenzátoru, a energií primárních částic.

- **Geigerova oblast IV** je spojena s dosažením hodnoty napětí U_4' a končí napětím U_5 , při němž již vznikne samostatný výboj. Částice jaderného záření plní prostřednictvím původní vyvolané ionizace již jen funkci spouštěče lavinovité ionizace. Ionizační proud již není proporcionalní počtu iontů vzniklých přímým působením záření a tudíž ani intenzitě záření.

K měření intenzity jaderného záření je nejvhodnější ionizační komůrka např. v režimu oblasti nasyceného proudu (např. nízkotlaké statické komůrky).



b) Další typy počítačů částic jaderných záření

Jiskrový počítač využívá k počítání ionizačních částic jiskrového výboje mezi elektrodami uloženými za normálního tlaku ve vzduchu - po vložení dosti vysokého napětí na elektrody se projeví průlet ionizující částice jiskrovým výbojem.

Krystalový počítač je tvořen dokonalým krystalem (např. CdS, AgCl), v němž se při ozáření alfa nebo beta zářením uvolňují elektrony z mřížkových atomů krystalu a tím se výrazně zvyšuje elektrická vodivost.

Scintilační počítače jsou založeny na zonální teorii krystalů, podle níž je u izolantu vodivostní zóna VOZ oddělena od valenční zóny VAZ širokou zakázanou zónou ZZ. Vniknutím iontů cizích prvků do krystalové mřížky krystalu mohou vzniknout v zakázané zóně ZZ luminiscenční centra - krystal se tak stává aktivovaným scintilátorem (např. krystal ZnS se aktivuje Ag nebo Cu). Při vniknutí částice jaderného záření do aktivovaného scintilátoru mohou elektrony z VAZ nebo z luminiscenčních center přejít do VOZ. Při zpětném přechodu jsou pak zachyceny luminiscenčními centry se současným vyzářením fotonu fluorescenčního záření. Slabé „záblesky“ (scintilace) jsou fotonásobičem zesíleny a registračním zařízením zachyceny. Používají se rovněž organické scintilátory a kapalinové scintilátory.

Čerenkovovy počítače používají k registraci jaderného záření místo luminiscence (viz scintilační počítače) Čerenkovova záření. Toto optické záření vzniká průchodem nabitě částice izolantem tehdy, jestliže je rychlost částice větší než rychlost světla v izolantu. Nejde o druh brzdného elektromagnetického záření, neboť Čerenkovovo záření vzniká i při rovnoměrném pohybu nabitě částice.

5. Pozorování a urychlování nabitých částic jaderných záření

a) Pozorování drah nabitých částic

Studium vlastností částic tvořících jaderná záření (ale také např. částic kosmického záření) je možné také prostřednictvím stopování jejich pohybu a zviditelňování drah. Mezi „dráhové“ detektory patří různé typy komor. **Wilsonova (mlžná) komora** s adiabatickou expanzí je založena na srážení drobných kapiček na iontech ve vzduchu s přesycenými parami vhodného druhu (vodní, alkoholové páry). Sled takových iontů zanechává za sebou při průletu ionizující částice (foton sice také ionizuje, ale může ionizovat po absorpci jen jeden atom, proto nelze zviditelňovat jeho dráhu). **Bublínková komora** pracuje proti mlžné komoře na principu opačném - místo přesycených par obsahuje pod tlakem drženou přehřátou kapalinu (např. kapalný vodík). Při nepatrném snížení tlaku se v místech průchodu ionizující částice začne přehřátá kapalina bouřlivě vypařovat a drobné bublinky páry lemují dráhu ionizující částice. **Jiskrová komora** spojuje princip jiskrového počítače plněného neónem a hodoskopické komory tvořené baterií jiskrových počítačů. Uzavírací doba jiskrové komory je tisíckrát kratší než u komory bublinkové (bublínková komora má zase vyšší rozlišovací schopnost) - to umožňuje pozorovat i dosti vzácné jevy.

Mezi dráhové detektory patří dále např. jaderné emulze, v nichž zanechávají nabitě částice charakteristické stopy, nebo také dosti jednoduchá metoda koincidenční a antikoincidenční.

b) Urychlovače elektronů a iontů

Zjednodušený teoretický základ lineárních a kruhových urychlovačů byl vyložen na příkladě urychlování klasické nabitě částice v 8.kap., odst.8.3. uvedené literatury a na příkladě urychlování relativistického elektronu v 11.kap., odst.11.5. této literatury. Moderní urychlovače lze dělit např. na urychlovače lineární a kruhové, na urychlovače elektrostatické a elektromagnetické, na urychlovače elektronů a iontů. Pro jadernou fyziku jsou urychlovače elektronů méně významné.

O urychlovačích elektronů byl podán výklad ve výše uvedených kapitolách a odstavcích. Vedle klasických a relativistických lineárních urychlovačů byla učiněna rovněž zmínka o kruhových urychlovačích - o betatronech, pracujících na principu indukčního urychlování, a elektronových synchrotronech, pracujících na principu fázové stability a spojujících výhody elektrostatického lineárního urychlování a indukčního urychlování.

Mezi urychlovači iontů a elektronů je zásadní rozdíl. Zatímco elektron již při urychlujícím napětí 3,1 MV dosahuje relativistické rychlosti $2,97 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ (téměř rychlosti světla) při vzrůstu hmotnosti až na sedminásobek klidové hmotnosti, proton si ještě při urychlujícím napětí 10 MV pohodlně zachovává klasické vlastnosti (jeho hmotnost se stále příliš neliší od hmotnosti klidové, rychlost dosahuje hodnoty $4,37 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$).

Lineární urychlovače urychlují částice (elektrony i ionty) přímočaře v evakuované urychlovací trubici a lze je dělit na elektrostatické a vysokofrekvenční s elektrodami nebo vysokofrekvenční s „nosnou“ elektromagnetickou vlnou.

Prvním kruhovým urychlovačem iontů byl klasický cyklotron. Ionty krouží v cyklotronu se stálou frekvencí ν ve dvou duantech, v nichž je odstíněno elektrické pole. S touto frekvencí musí souhlasit frekvence střídavého napětí v mezerách mezi duanty, v nichž je iont urychlován. Tuto rezonanční podmínku lze pomocí výsledků 8.kap. odst.8.3. zapsat ve tvaru $\nu = ZeB / 2\pi m_0$, kde Z je protonové číslo urychlovaného iontu, B je magnetická indukce homogenního magnetického pole, které udržuje ionty na kruhové dráze v duantech, m_0 je klidová hmotnost urychlovaného iontu. K dosažení vyšších energií několika desítek MeV u urychlovaných iontů lze zajistit splnění rezonanční podmínky pomocí cyklotronů s modulovanou frekvencí. Tyto cyklotrony jsou stručně nazývány synchrociklotrony nebo také fázotrony. Konstrukce protonových synchrotronů (zvaných také synchrofázotrony) je podobně jako u elektronových synchrotronů spojena s využitím principu fázové stability.

6. Jaderné reakce (transmutace prvků)

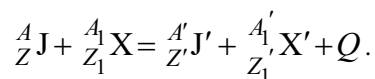
Vedle samovolné přeměny přirozeně radioaktivních prvků lze přivodit přeměnu prvků i uměle - přirozeně i umělé přeměně prvku se říká jaderná reakce nebo také transmutace prvku.

a) Zákony zachování při jaderných reakcích

Nechť m a m' jsou hmotnosti za pohybu (viz (B48)) látkových částic (prvků) vstupujících a vystupujících z jaderné reakce, nechť ν a ν' jsou frekvence polní částice (fotonu) vstupující a vystupující z jaderné reakce. Pak lze zákony zachování energie a hmotnosti napsat pomocí vztahů (B49) a (B52) ve tvarech

$$\sum mc^2 + h\nu = \sum m'c^2 + h\nu', \quad \sum m + h\nu/c^2 = \sum m' + h\nu'/c^2.$$

Nechť A, Z, A_1, Z_1 a A', Z', A_1', Z_1' jsou protonová a nukleonová čísla prvků a dalších mikroobjektů (které lze charakterizovat protonovými a nukleonovými čísly - jiné mikroobjekty nebudou pro zjednodušení zápisu uvažovány) vstupujících a vystupujících z jaderné reakce, nechť Q je např. přebytek energie, který se reakcí uvolní. Pak lze jadernou reakci zapsat ve tvaru



Z tohoto zápisu lze snadno vyvodit zjednodušené zápisy zákonů zachování nukleonového čísla (hmotnosti) a protonového čísla (náboje) ve tvaru $A + A_1 = A' + A_1'$, $Z + Z_1 = Z' + Z_1'$.

Mezi další zákony zachování při jaderných reakcích patří např. zákon zachování hybnosti nebo zákon zachování spinu.

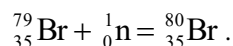
b) Přehled typů jaderných reakcí

- **Jaderné reakce vyvolané přirozeným radioaktivním zářením.** Mezi historicky nejvýznamnější reakce tohoto typu patří Rutherfordův objev protonu (ostřelování dusíku alfa částicemi s produkcí kyslíku a protonu), Chadwickův objev neutronu (ostřelování berylia alfa částicemi s produkcí uhlíku a neutronu), objev umělé radioaktivity Joliotovými (ostřelování hliníku alfa částicemi se vznikem radioaktivního fosforu a neutronu,

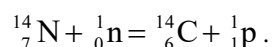
radioaktivní fosfor se transmutuje s poločasem rozpadu 3 min 15 s na křemík za vysílání pozitivního beta záření).

- **Transmutace urychlenými částicemi.** Mezi historicky významnou transmutací (r. 1941) patří ostřelování lithia urychlenými protony se vznikem dvou alfa částic. Kromě ostřelování urychlenými protony je produktivní také ostřelování např. urychlenými deuterony nebo jádry helia.

- **Transmutace prvků neutrony.** Neutrony jsou velmi užitečné střely pro transmutaci prvků. Zdrojem ostřelujících neutronů je řada transmutací, které uvolňují při jaderných reakcích rychlé neutrony se značnými energiemi. Ostřelováním neutrony lze změnit téměř všechny známé prvky na jejich radioizotopy. Kromě pohlcení neutronu bez emise částice je někdy vniknutí neutronu do jádra provázeno emisí alfa částice nebo protonu. Jako příklady těchto reakcí lze uvést:

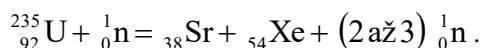
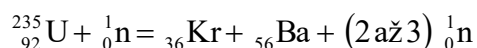


Vzniká radioaktivní bróm v podobě dvou izomerů s poločasy rozpadu 4,4 hod. a 18 min.



Při této reakci vzniká radioaktivní uhlík ${}_{6}^{14}\text{C}$, který vysílá negativní beta záření s poločasem rozpadu řádu 10^4 let. Vzhledem ke značnému poločasu rozpadu je tento radioizotop vynikajícím časovým indikátorem v biologii.

- **Štěpení jader.** Některé těžké radionuklidy pohlcují pomalé neutrony a rozpadají se na dvě téměř stejně těžké části za současné produkce 2 až 3 pomalých neutronů. Příkladem štěpné reakce je štěpení izotopu uranu 235:



- **Štěpná řetězová reakce.** Řízené uvolňování jaderné energie vychází z použití přírodního uranu, který je směsí tří izotopů s nukleonovými čísly 234, 235 a 238 a s procentuálním zastoupením 0,006 %, 0,7 % a 99,3 %. Při určitém kritickém množství uranu se uplatní štěpná reakce u izotopu uranu 235, jejímž výtěžkem jsou nejen 2 až 3 pomalé neutrony udržující štěpnou reakci v řetězovém chodu, ale také značný energetický výtěžek. Např. v jaderných elektrárnách se uvolněná jaderná energie přeměňuje na energii elektrickou. Radioaktivním odpadem při štěpné řetězové reakci je výsledek transmutace izotopu uranu 238 na neptunium, které se s poločasem rozpadu 23 min transmutuje na plutonium. Plutonium má však poločas rozpadu kolem 24 000 let.

Klíčová slova k 1.kapitole:

Stavba atomového jádra, Složení jádra a koeficient stěsnání jádra, Hmotnostní defekt jádra, Poloměr jádra, Spin jádra

Kontrolní otázky k 1.kapitole:

- 1) Co je to protonové a nukleonové číslo
- 2) Co je to izotop, izobar, nuklid, izomer
- 3) Jak je definován koeficient stěsnání jádra
- 4) Co je to hmotnostní defekt jádra
- 5) Jak je definována vazební energie jádra
- 6) Co je to poloměr jádra
- 7) Popište potenciálovou jámu jádra

Klíčová slova k 2.kapitole:

Radioaktivita, Rozpadový (přeměnový) zákon, Poločas rozpadu, Absorpční zákon, Polovrstva příslušné látky

Kontrolní otázky k 2.kapitole:

- 1) Co je to přirozená a umělá radioaktivita
- 2) Popište rozpadové řady přirozeně radioaktivních prvků
- 3) Odvoďte rozpadový zákon
- 4) Zaveďte poločas rozpadu do rozpadového zákona
- 5) Odvoďte absorpční zákon
- 6) Zaveďte polovrstvu do absorpčního zákona
- 7) Vyjádřete graficky rozpadový a absorpční zákon

Klíčová slova k 3.kapitole:

Aktivita zářiče, Intenzita záření, Pohlčená dávka, Dávkový ekvivalent, Účinný průřez interakce, Dolet látkové částice záření

Kontrolní otázky k 3.kapitole:

- 1) Definujte aktivitu zářiče a příslušnou jednotku
- 2) Definujte intenzitu záření a příslušnou jednotku
- 3) Definujte pohlčenou dávku a příslušnou jednotku
- 4) Definujte dávkový ekvivalent a příslušnou jednotku
- 5) Definujte účinný průřez interakce a příslušnou jednotku
- 6) Definujte dolet látkové částice záření a příslušnou jednotku
- 7) Popište Braggovu křivku

Klíčová slova k 4.kapitole:

Detekce záření, Dozimetrie záření, Ionizační komůrka, Plynové počítače ionizujících částic, Další typy počítačů částic záření

Kontrolní otázky k 4.kapitole:

- 1) Co je to detekce a dozimetrie
- 2) Co je podstatou ionizační komůrky
- 3) Popište závislost ionizačního proudu na napětí
- 4) Co je to proporcionální a Geigerův-Müllerův počítač
- 5) Popište jiskrový počítač
- 6) Popište krystalový a scintilační počítač
- 7) Popište Čerenkovův počítač

Klíčová slova k 5.kapitole:

Pozorování nabitých částic záření, Urychlování nabitých částic záření, Mlžná a bublinková komora, Urychlovače iontů a elektronů, Lineární a kruhové urychlovače

Kontrolní otázky k 5.kapitole:

- 1) Popište princip mlžné komory
- 2) Popište princip bublinkové komory
- 3) Jaký je rozdíl mezi urychlovači elektronů a iontů
- 4) Jaký je teoretický princip lineárních urychlovačů
- 5) Jaký je teoretický princip kruhových urychlovačů
- 6) Jaké jsou typy lineárních urychlovačů
- 7) Jaké jsou typy kruhových urychlovačů

Klíčová slova k 6.kapitole:

Jaderná reakce, Zákony zachování při jaderných reakcích, Typy jaderných reakcí, štěpná reakce, Řetězová reakce

Kontrolní otázky k 6.kapitole:

- 1) Co je to transmutace prvků
- 2) Zapište zákon zachování energie při jaderných reakcích
- 3) Zapište zákon zachování hmotnosti a náboje při jaderných reakcích
- 4) Objev protonu, neutronu a umělé radioaktivity
- 5) Popište typy jaderných reakcí
- 6) Popište štěpnou reakci
- 7) Popište řetězovou reakci

Literatura:

Záškodný,P.: Přehled základů teoretické fyziky (s aplikací na radiologii).

Didaktis, Bratislava, 2005

Záškodný,P.: Survey of Principles of Theoretical Physics (with application to radiology). Algoritmus, Avenir Foundation, 2006

Kozlovská,D., Skalická,Z., Záškodný,P.: Úvod do praktika z radiologické fyziky. JU, České Budějovice, 2005