

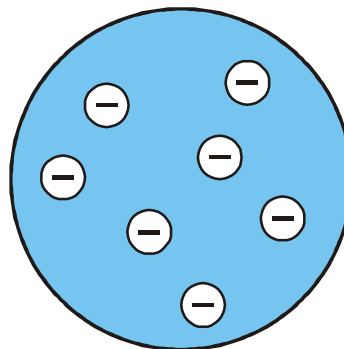
7. Jaderná a částicová fyzika

7.1 Základní vlastnosti atomových jader

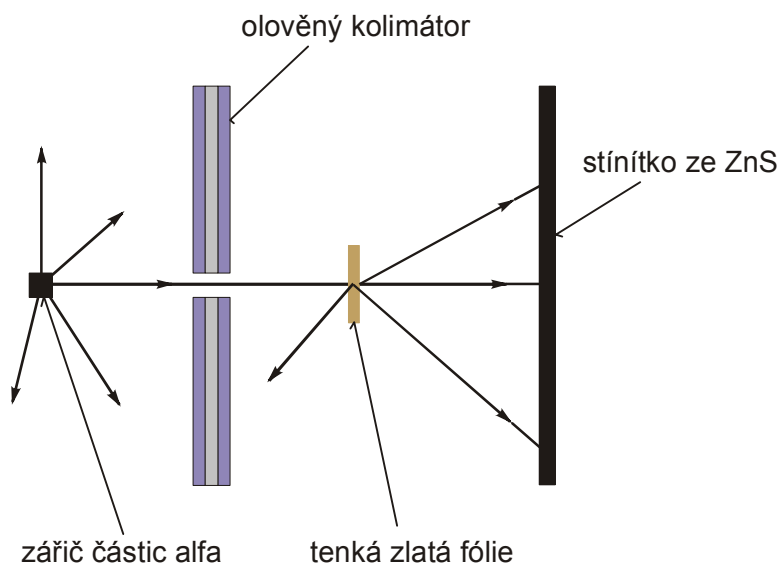
7.1.1 Složení atomových jader

V roce 1903 navrhl anglický fyzik J. J. Thomson první model atomu, podle kterého je v celém objemu atomu spojitě rozložený kladný náboj a v něm „plavou“ elektrony (obr. 7.1). Elektrostatické síly mezi kladným nábojem a elektrony jsou vykompenzovány. Pro tento model se ujal název pudinkový.

V roce 1911 pozoroval E. Rutherford rozptyl α -částic (jader ${}^4\text{He}$) na zlaté folii (obr. 7.2) a zjistil, že se tyto částice rozptylují i na úhly větší než 90° . Podle Thomsonova modelu atomu je však rozptyl α -částic na velké úhly málo pravděpodobný. Proto Rutherford navrhl nový model atomu: Kladně nabitě jádro je asi 10^5 krát menší než poloměr atomu. Náboj jádra a velikost náboje elektronů, které kolem jádra obíhají, je roven Ze (e je elementární náboj).



Obr. 7.1 Thomsonův model atomu



Obr. 7.2 Rutherfordův experiment s rozptylem α -částic na zlaté fólii.

Původní představa o složení atomových jader (20. léta 20. stol.) vycházela z tehdy známých elementárních částic: protonu a elektronu. Podle ní se jádra skládají pouze z protonů a elektronů, např. ${}^4\text{He}$ by se mělo skládat ze 4 protonů a 2 elektronů, čímž by byl vysvětlen náboj jádra i jeho hmotnost přibližně rovná hmotnosti 4 protonů (hmotnost elektronů můžeme zanedbat). Tato představa byla podporována i pozorováním β -rozpadu některých jader, při kterém jsou emitovány elektrony.

Uvedeme si dva argumenty proti této představě:

1. Pokud by byl deutron d (jádro těžkého vodíku ${}^2\text{H}$ s přibližně dvojnásobnou hmotností než jádro lehkého vodíku ${}^1\text{H}$ neboli proton p) složen ze 2 protonů a 1 elektronu (proton i elektron mají spin $\frac{1}{2}$ *), musí mít poločíselný spin jako částice složená z lichého počtu částic s poločíselným spinem. Experiment ale dává hodnotu spinu deutronu 1.
2. Velikost magnetického momentu protonu je asi 0,15 % velikosti magnetického momentu elektronu. Pokud by uvedený model platil, byl by magnetický moment jader srovnatelný s magnetickým momentem elektronu. Experiment ale ukazuje, že magnetické momenty jader jsou srovnatelné s magnetickým momentem protonu.

Tyto rozpory vedly německého fyzika W. Heisenberga (1932) k formulaci hypotézy, podle které jsou jádra složena z kladně nabitých protonů a přibližně stejně těžkých neutrálních částic – neutronů n . Tato hypotéza byla experimentálně potvrzena.

7.1.2 Označování a klasifikace atomových jader

Jádra označujeme symbolem ${}^A_Z\text{X}_N$, kde X je symbol pro prvek z Mendělejevovy tabulky, A hmotnostní číslo (počet nukleonů), Z atomové (protonové) číslo (počet protonů), N neutronové číslo (počet neutronů), $A = Z + N$.

Podle Z , A , N rozlišujeme **izotopy** (stejně Z), **izobary** (stejně A) a **izotony** (stejně N). Zrcadlová jádra mají stejné A a vzájemně prohozené hodnoty N a Z .

Izoméry jsou jádra, která mohou existovat ve vzbuzeném (excitovaném) stavu delší dobu (ms a déle).

Dále jádra rozdělujeme na stabilní a nestabilní, sudo-sudá (Z i N sudé), lichá (buď Z nebo N liché) a licho-lichá (Z i N liché), sférická a deformovaná.

7.1.3 Základní stavební kameny atomových jader: proton a neutron

7.1.3.1 Proton

Klidová hmotnost protonu: $m_p = 938,2720 \text{ MeV}/c^2 = 1,672622 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Náboj protonu je shodný s elementárním nábojem: $q_p = 1,602177 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Spin protonu: $s_p = \frac{1}{2}$.

Proton je stabilní. Existují teorie, které předpovídají jeho rozpad, ale experimentálně nebyl dosud rozpad protonu pozorován.

7.1.3.2 Neutron

Klidová hmotnost neutronu: $m_n = 939,5654 \text{ MeV}/c^2 = 1,674927 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Náboj neutronu: $q_n = (-0,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-21} e$, tj. neutron je neutrální. Spin neutronu: $s_n = \frac{1}{2}$.

* Spinem nazýváme v této kapitole v souladu s terminologií obvyklou v jaderné a částicové fyzice číslo s , které je maximální hodnotou spinového kvantového čísla m , daného jádra či částice.

Střední doba života neutronu $\tau_n = 886$ s (poločas rozpadu $t_{1/2} = 10,23$ min), rozpadá se na proton, elektron a elektronové antineutrino (viz kap. 7.5.1): $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ což lze, protože $m_n > m_p + m_e$.

Příklad 7.1:

Určení hmotnosti neutronu. Předpokládejme dokonale pružnou srážku neutronu s protonem nebo jádrem dusíku ${}^{14}_7\text{N}$, které jsou v klidu. Srážka probíhá v přímce. Určete hmotnost neutronu m_n na základě známých hmotností jádra dusíku m_N a protonu m_p a známých rychlostí jader dusíku v'_N a protonu v'_p po srážce s neutronem.

Řešení:

Při dokonale pružné srážce (dokonale pružném rázu) platí zákon zachování kinetické energie a zákon zachování hybnosti. Ze zákona zachování kinetické energie dostáváme

$$m_n v_n^2 = m_n v_n'^2 + m_x v_x'^2 \rightarrow m_n (v_n^2 - v_n'^2) = m_x v_x'^2 \quad (7.1)$$

a ze zákona zachování hybnosti dostáváme

$$m_n v_n = m_n v_n' + m_x v_x' \rightarrow m_n (v_n - v_n') = m_x v_x' \quad (7.2)$$

kde $x = p$ nebo N , v_n je počáteční rychlost neutronu.

Rovnice (7.1) a (7.2) podělíme a dostaneme: $v_x' = v_n + v_n'$

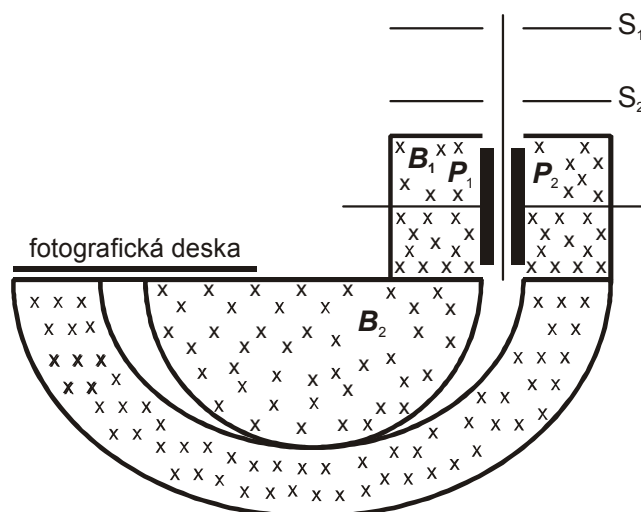
Nakonec: $2m_n v_n = (m_n + m_p) v_p'$, $2m_n v_n = (m_n + m_N) v_N' = (m_n + m_p) v_p'$

Můžeme tedy vyjádřit m_n :

$$m_n = \frac{m_N v_N' - m_p v_p'}{v_p' - v_N'}$$

7.1.4 Měření hmotností atomových jader: hmotnostní spektroskopie

Na obr. 7.3 máme schematicky znázorněn Bainbridgeův spektrograf. Do spektrografu vstupují jádra (kladně nabitě ionty).



Obr. 7.3 Bainbridgeův spektrograf.

Bainbridgeův spektrograf se skládá z rychlostního filtru, ve kterém jsou navzájem kolmá homogenní pole: elektrické s intenzitou E a magnetické s indukcí B_1 , která vybírají ze svazku ionty s rychlostí $v = E/B_1$, kolmou k E i B . Ionty pak vstupují s touto rychlostí v do homogenního magnetického pole o indukcii B_2 . V něm se pohybují po kruhových drahách o různém poloměru R , ze kterého můžeme určit jejich hmotnost m podle vztahu:

$$m = \frac{ZeRB_2}{v} = \frac{ZeRB_1B_2}{E}$$

kde Ze je náboj iontů a poloměr R určíme z místa dopadu na fotografickou desku.

Hmotnostní spektrograf lze rovněž využít k určování izotopového složení prvků. Vzhledem k různým hmotnostem jsou dráhy jednotlivých izotopů a tím i místa jejich dopadu na fotografickou desku prostorově odděleny. Procentní zastoupení izotopu stanovíme na základě intenzity zčernání fotografické desky v místě dopadu. Moderní spektrografy nevyužívají fotografické emulze, ale polohově citlivé detektory, které přímo počítají dopadající izotopy. Pro zvýšení citlivosti je třeba používat mnohem složitější spektrografy s komplikovanějšími elektrickými a magnetickými poli.

7.1.5 Rozměry atomových jader

Příklad 7.2:

E. Rutherford bombardoval tenkou zlatou fólií α -částicemi s maximální energií $E_k = 7,7$ MeV a pozoroval rozptýlené α -částice. Na jakou nejmenší vzdálenost r_{\min} k jádru zlata se α -částice přiblížily?

Řešení:

α -částice s nábojem $Q_\alpha = 2e$ a jádro zlata s nábojem $Q_{\text{Au}} = 79e$ na sebe působí odpudivou elektrostatickou silou. Ze zákona zachování energie dostaneme:

$$E_k = E_p = k \frac{Q_\alpha Q_{\text{Au}}}{r_{\min}}$$

Tedy

$$r_{\min} = \frac{k Q_\alpha Q_{\text{Au}}}{E_k} = 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}$$

Jelikož Rutherford nepozoroval odchylky od elektrostatického rozptylu na bodovém jádře zlata, musel být poloměr jádra zlata menší než r_{\min} .

Později byly α -částice urychleny na energie vyšší než 7,7 MeV a pronikly do menší vzdálenosti od středu jádra zlata, než je jeho poloměr. Zde nad elektrostatickou interakcí dominuje silná jaderná interakce mezi nukleony α -částice a jádra zlata. Při rozptylu α -částic pozorujeme odchylky od elektrostatického (Rutherfordova) rozptylu. Tak bylo možno určit rozměr jádra.

Další metody určování rozměrů jader:

1. rozptyl neutronů na jádrech,
2. rozptyl elektronů na jádrech: je-li kinetická energie elektronu $E_k = 1$ GeV, je jeho de Broglieova vlnová délka $\lambda = h/p = 1,2$ fm srovnatelná s rozměrem protonu nebo atomového jádra,
3. spektra mionových atomů: elektron je nahrazen mionem, částicí se stejnými vlastnostmi jako elektron ale větší hmotností ($m_\mu = 207 m_e$). Pro olovo ($Z = 82$) je poloměr 1. Bohrova

orbitu (pro $n = 1$) $r = \hbar^2 / (Ze^2mk) = 6,5 \cdot 10^{-13}$ m pro elektron a 3 fm pro mion. V případě mionu je poloměr 1. Bohrova orbita menší, než je poloměr jádra, a mion se tedy pohybuje uvnitř objemu jádra, kde je elektrostatická potenciální energie soustavy mion – jádro Pb jiná než vně objemu jádra. Odlišná elektrostatická potenciální energie se projeví v odlišných energetických hladinách a tedy i v odlišných spektrálních čarách mionových atomů, jejichž poloha závisí na poloměru jádra.

Výsledky měření poloměru R jader:

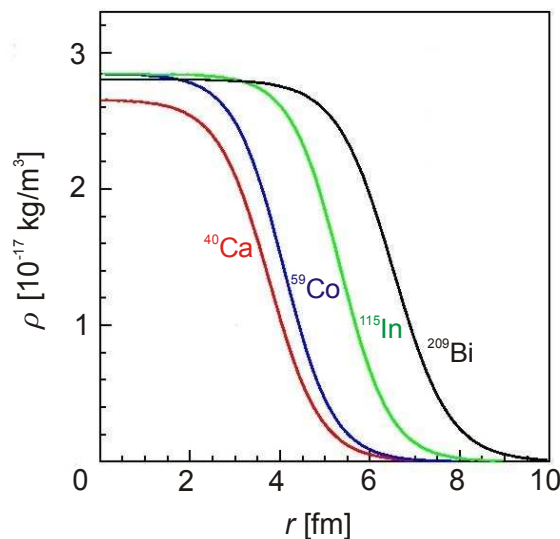
$$R = r_0 A^{1/3}$$

kde A je počet nukleonů, $r_0 \approx 1,1$ fm z rozptylu elektronů, 1,3 fm z rozptylu α -částic a neutronů. Obvykle se používá střední hodnota $r_0 = 1,2$ fm.

Za předpokladu kulového tvaru jader, můžeme spočítat hustotu ρ jader:

$$\rho = \frac{m}{V} \approx \frac{Au}{\frac{4}{3}\pi(r_0 A^{1/3})^3} = \frac{3u}{4\pi r_0^3} = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$$

Vidíme, že jaderná hustota ρ je pro všechna známá jádra konstantní a nezávisí na počtu nukleonů (obr. 7.4). Můžeme tedy říci, že jaderná hmota se chová jako nestlačitelná kapalina.



Obr. 7.4 Průběh hustoty jader ρ v závislosti na vzdálenosti r od středu jádra.

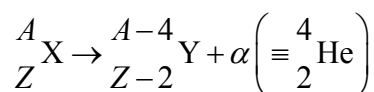
7.1.6 Tvar atomových jader

Deformovaná jádra (v oblasti $150 < A < 190$, $A > 226$) mají tvar protáhlého rotačního elipsoidu. Ostatní jádra mají sférický tvar (koule). Podle kvantové mechaniky mohou vykonávat rotační pohyb pouze deformovaná jádra, která nemají kulový tvar.

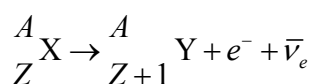
7.2 Radioaktivita atomových jader

7.2.1 Stabilita jader

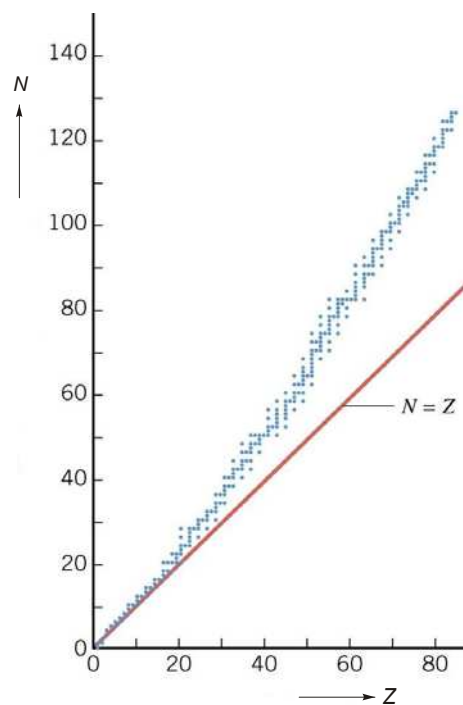
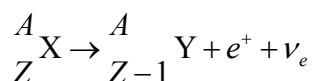
Na obr. 7.5 máme zachycena stabilní jádra (nuklidy). Oblast stabilních jader se nazývá údolí stability. Posun údolí oproti $N = Z$ do oblasti $N > Z$ je důsledkem elektrostatického odpuzování protonů. Neexistují stabilní nuklidy se $Z = 43, 61, N = 19, 35, 39, 45, 61, 89, 115, 126$ nebo s $A = Z + N = 5$ nebo 8 . Všechny nuklidy se $Z > 83, N > 126$ a $A > 209$ jsou nestabilní. Nestabilní jádra se rozpadají α -rozpadem:



β^- -rozpadem:



nebo β^+ -rozpadem (příp. elektronovým záchytem, viz kap. 7.2.4):



Obr. 7.5 Neutron-protonový diagram pro stabilní nuklidy.

7.2.2 Rozpadový zákon

Nestabilní jádra se rozpadají obvykle některým z výše uvedených rozpadů α , β či γ . Rozpad je statistická záležitost. Rozpadový zákon, který platí pro střední hodnoty veličin, byl formulován na základě experimentálních výsledků Rutherfordem a Soddym v diferenciálním tvaru:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (7.3)$$

kde $-dN/dt$ je úbytek počtu jader za jednotku času, N počet nerozpadlých jader v určitém čase a λ rozpadová konstanta typická pro počáteční stav daného jádra a typ rozpadu; λ je nezávislá na teplotě, tlaku či jiných charakteristikách okolního prostředí.

Rozpadový zákon můžeme zapsat rovněž v integrálním tvaru:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t)$$

kde N_0 je počet nerozpadlých jader v čase $t = 0$ s. Rozpadový zákon v integrálním tvaru udává počet mateřských jader (tzn. jader, která se rozpadají) v čase t .

Pro počet N_R dceřiných jader (vznikají rozpadem mateřských jader) v čase t neboli počet rozpadů mateřských jader za čas t platí:

$$N_R = N_0 - N = N_0 [1 - \exp(-\lambda t)]$$

Poločas rozpadu $t_{1/2}$ je definován jako doba, za kterou se rozpadne polovina jader:

$$N(t_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 \exp(-\lambda t_{1/2}), \quad t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Střední doba života τ je definována vztahem:

$$\tau = \int_0^{\infty} t dP(t) = \lambda \int_0^{\infty} t \exp(-\lambda t) dt = \frac{1}{\lambda}$$

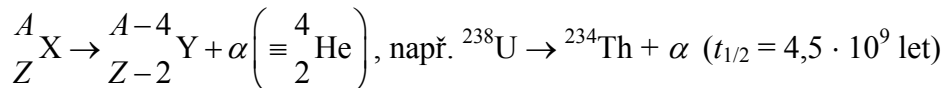
kde $dP(t) = [N(t) - N(t + dt)] / N_0$ je pravděpodobnost rozpadu v intervalu $(t, t + dt)$.

Aktivita A je definována jako počet rozpadů za jednotku času. Z rozpadového zákona v diferenciálním tvaru (7.3) pro aktivitu dostáváme:

$$A = \lambda N$$

Jednotkou aktivity je 1 becquerel = 1 Bq = 1 rozpad za 1 s. Starší jednotkou je curie, 1 Ci = 37 GBq.

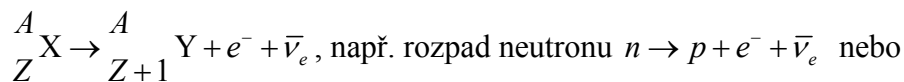
7.2.3 α -rozpad



Za α -rozpad je zodpovědná silná (jaderná) interakce. Setkáváme se s ním u aktinidů, v okolí ${}^{208}\text{Pb}$ a u vzácných zemin. Vyletující α -částice jsou monoenergetické (jejich kinetická energie je jednoznačně určena zákonem zachování hybnosti a energie). Poločasy rozpadu se pohybují mezi 10^{-20} s a 10^{18} let. Toto velké rozmezí poločasů rozpadu je možné vysvětlit pomocí tunelového jevu.

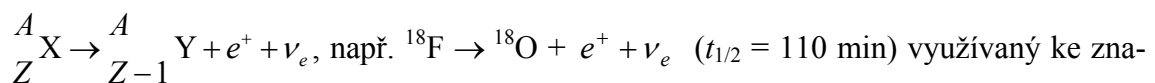
7.2.4 β -rozpad

Za β -rozpad je zodpovědná slabá interakce. Rozlišujeme β^- -rozpad

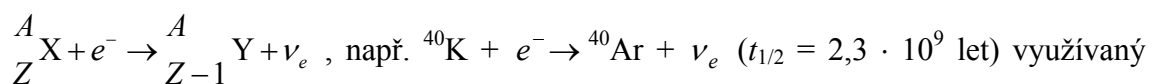


${}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e$ ($t_{1/2} = 5730$ let) využívaný k datování biologických vzorků radiouhlíkovou (radiokarbonovou) metodou,

a β^+ -rozpad



čení molekul v pozitronové emisní tomografii, se spojitým spektrem vyletujících elektronů (pozitronů) a **elektronový záchyt**

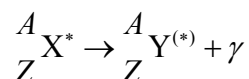


k určování stáří hornin, s monoenergetickým spektrem vyletujících částic. Elektronový záchyt převažuje nad β^+ -rozpadem u těžších jader, kdy jsou elektrony z vnitřních slupek atomu dostatečně blízko jádru a mohou jím být zachyceny.

β -rozpady jsou spojeny se vznikem elektronových neutrin ν_e či antineutrin $\bar{\nu}_e$. Protože neutrino jsou neutrální částice, nemůžeme je přímo detekovat. Můžeme je detekovat pouze

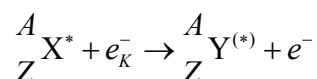
pomocí jejich interakcí, při kterých vznikají nabitě částice, které ionizují náplň detektorů. Klidová hmotnost elektronového neutrina $m_{\nu_e} < 7 \text{ eV}/c^2$, náboj elektronového neutrina $q_{\nu_e} = 0$ a spin elektronového neutrina $s_{\nu_e} = \frac{1}{2}$. Neutrina velice slabě interagují a proto jsou obtížně detekovatelná. Střední volná dráha neutrina v železe je přibližně 100 světelných let.

7.2.5 γ -rozpad



Pro γ -rozpady (deexcitace jádra emisí fotonu) je charakteristické monoenergetické spektrum. Za γ -rozpady je zodpovědná elektromagnetická interakce. Skutečnost, že dané jádro je v excitovaném (vzbuzeném) stavu, značíme hvězdičkou u symbolu příslušného prvku.

7.2.6 Vnitřní (elektronová) konverze



U vnitřní (elektronové) konverze neprobíhá deexcitace jádra emisí fotonu, nýbrž emisí jednoho z elektronů atomového obalu. Vnitřní konverze je pravděpodobnější u těžších jader, u kterých se vnitřní atomární elektrony s dostatečně velkou pravděpodobností nacházejí v objemu jádra. Pro vnitřní konverzi je charakteristické monoenergetické spektrum vyletujících elektronů a tím ji lze odlišit od β -rozpadu.

7.2.7 Aplikace radioaktivity

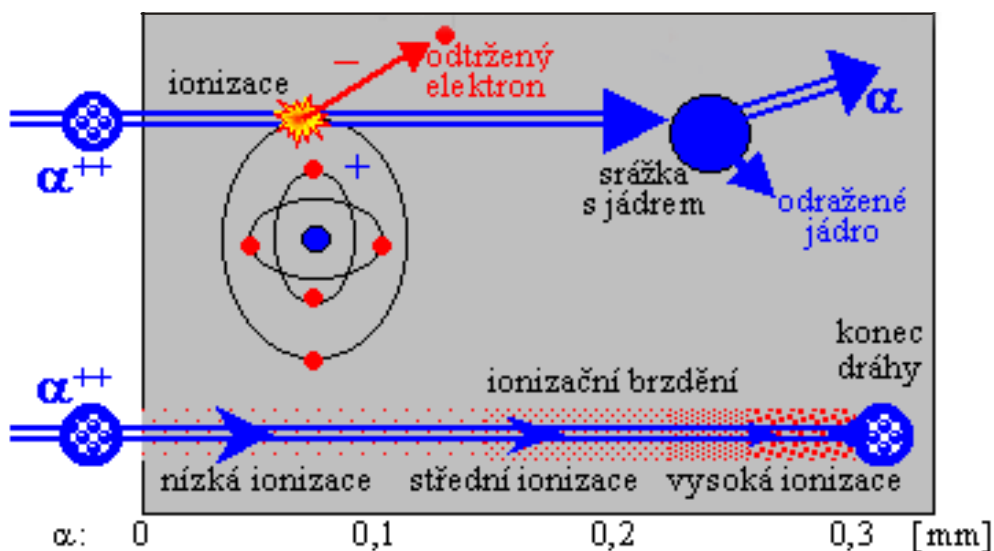
Radioaktivita se dá využít např. k určování stáří hornin. Metoda je založena na tom, že v hornině uvažované jako uzavřená soustava klesá s časem obsah mateřského izotopu a roste obsah dceřiného izotopu. Radioaktivita se rovněž využívá k datování biologických vzorků (radiouhlíková metoda), značení atomů a molekul radioaktivními izotopy (ke studiu jejich pohybu a chemických reakcí či v diagnostických metodách jako je např. pozitronová emisní tomografie).

7.3 Interakce záření s hmotou, radiační dávka, ochrana před zářením

7.3.1 Interakce nabitých a neutrálních částic s hmotou

Při radioaktivním rozpadu jader se nejčastěji uvolňují tři druhy záření:

α -částice jako nabitě částice při průchodu hmotou ionizují atomy a tím ztrácí svou energii (obr. 7.6). Dolet α -částice závisí na její počáteční kinetické energii a na vlastnostech prostředí, ve kterém se pohybuje. V pevných látkách proniká jen velmi tenkou vrstvou materiálu.



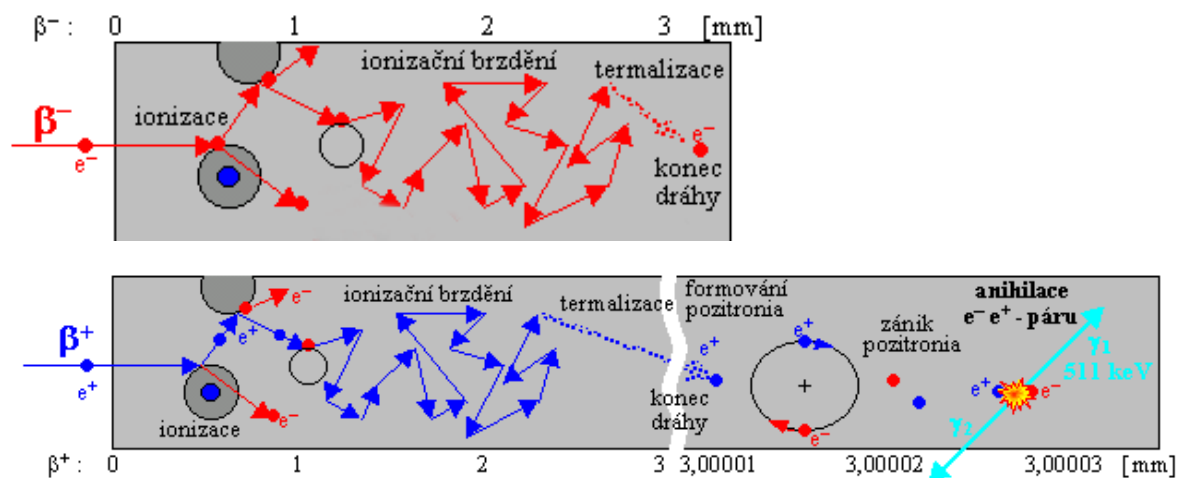
Obr. 7.6 Interakce α -částic s hmotou.

β -záření představuje proud elektronů nebo pozitronů. Obě tyto nabitě částice při průchodu hmotou vyvolávají ionizaci, ovšem mnohem nižší než těžké α -částice, a také dochází k rozptylu elektronů (pozitronů) na atomech hmotného prostředí. V důsledku těchto procesů klesá intenzita svazku elektronů (pozitronů) při průchodu hmotným prostředím se vzrůstající hloubkou průniku přibližně exponenciálně a rovněž se snižuje energie elektronů (pozitronů). Absorpční zákon má tvar:

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

kde I_0 je intenzita svazku dopadajícího na absorbátor a I je intenzita v hloubce x absorbátoru. Absorpční koeficient μ závisí na energii absorbovaného β -záření a jen nepatrně na druhu absorbujícího materiálu.

Pozitrony na konci své trajektorie mohou vytvořit před anihilací s elektronem vázaný systém elektron-pozitron, tzv. pozitronium (obr. 7.7).



Obr. 7.7 Interakce elektronů a pozitronů s hmotou.

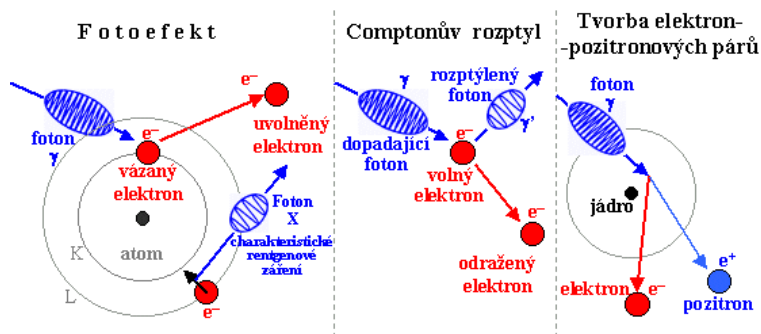
γ -záření je krátkovlnným elektromagnetickým zářením (proudem fotonů) s vlnovými délkami menšími než 10^{-10} m, jehož zdrojem jsou atomová jádra. V hmotném prostředí může γ -záření vyvolat tři druhy procesů (obr. 7.8):

1. **Fotoelektrický jev:** K fotoelektrickému jevu dochází na vnitřních elektronových slupkách atomu. Dopadající foton je absorbován elektronem z K, L, ... slupky atomového obalu, který pak opouští atom. Energie fotonu $h\nu$ se spotřebuje na kinetickou energii E_k elektronu a překonání vazebné energie E_v elektronu v atomovém obalu:

$$h\nu = E_k + E_v = \frac{1}{2}mv^2 + E_v.$$

Uvolněná místa po elektronech jsou zaplňována elektrony z vnějších slupek a tak vzniká při fotoelektrickém jevu kromě uvolněných elektronů ještě charakteristické rentgenové záření. Fotoelektrický jev převládá hlavně u měkkého, tj. nízkoenergetického γ -záření ($h\nu < 0,8$ MeV).

2. **Comptonův jev:** V tomto případě dochází k rozptylu fotonu na atomárním elektronu. Energie rozptýleného fotonu E'_γ je nižší než energie původního fotonu $h\nu$. Za předpokladu, že $E_v \ll E_\gamma$, platí: $h\nu = E'_\gamma + E_k$, kde E_k je kinetická energie rozptýleného elektronu.
3. **Tvoření párů elektron–pozitron:** V tomto procesu zaniká foton a vzniká dvojice elektron a pozitron. Může k němu dojít teprve tehdy, když je energie fotonu $h\nu$ větší než celková klidová energie elektron - pozitronového páru $2mc^2 \approx 1$ MeV (m je klidová hmotnost elektronu i pozitronu).



Obr. 7.8 Interakce γ -záření s hmotou.

Při průchodu γ -záření hmotou dochází díky uvedeným procesům k zeslabení intenzity původního svazku, tj. k absorpci γ -záření. Experimentálně bylo zjištěno, že absorpci γ -záření ve hmotě lze popsat exponenciálním vztahem

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

kde I_0 je intenzita γ -záření dopadajícího na absorbátor, I je intenzita γ -záření po průchodu absorbátorem o tloušťce x a μ je absorpční koeficient, který se udává v cm^{-1} . Někdy se také uvádí tzv. polotloušťka absorbátoru $x_{1/2}$, což je tloušťka, která sníží intenzitu záření na polovinu. To znamená, že platí:

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

Uvedené druhy záření vyvolávají při průchodu hmotným prostředím ionizaci atomů prostředí, proto se nazývají **ionizační záření**. Přímou ionizují atomy pouze nabitě částice (α -částice, protony, elektrony, pozitrony), neutrální částice (fotony, neutrony) ionizují atomy nepřímo prostřednictvím nabitých částic, které vznikají při jejich interakci s hmotným prostředím. Při interakci fotonů s atomy se při fotoelektrickém či Comptonově jevu uvolňují elektrony, které ionizují atomy, nebo při tvorbě párů elektron-pozitron vznikají elektrony a pozitrony, které rovněž ionizují atomy. Při interakci neutronů s atomovými jádry vznikají fotony, protony nebo jiná kladně nabitá atomová jádra, které mohou ionizovat atomy.

7.3.2 Dozimetrické veličiny

K popisu účinků ionizačního záření na organismus se používají tyto veličiny:

Radiační dávka nebo zkráceně **dávka** D je podíl střední energie dE předané ionizačním zářením hmotnostnímu elementu dm organismu, $D = dE/dm$ jednotkou dávky je gray (1 Gy = 1 J kg⁻¹). Pokud dosáhne radiační dávka hodnoty 3 Gy, zemře 50 % zasažené populace. Dříve se pro radiační dávku používala jednotka rad (zkratka z anglického „radiation absorbed dose“), 1 Gy = 100 rad.

Průběh ozařování charakterizuje **dávkový příkon** $D' = dD/dt$, což je dávka absorbovaná v organismu za jednotku času. Jednotkou dávkového příkonu je Gy s⁻¹ (z praktických důvodů se dávkový příkon často udává také v mGy h⁻¹). Dávku a dávkový příkon měříme dozimetrem.

Odezva živého organismu na záření závisí nejen na absorbované dávce, ale také na druhu záření. Tuto skutečnost zohledňuje **dávkový ekvivalent** $H = DQN$, kde D je absorbovaná dávka, Q je jakostní faktor, který závisí na druhu záření (pro γ -záření $Q = 1$), a N je součin ostatních modifikujících faktorů, např. rozložení dávky v čase (pro vnější ozáření můžeme obvykle brát $N = 1$). Jednotkou dávkového ekvivalentu je sievert (1 Sv = 1 J kg⁻¹), veličiny Q a N jsou bezrozměrné. Dříve se pro dávkový ekvivalent používala jednotka rem (zkratka z anglického „radiation equivalent man“), 1 Sv = 100 rem.

Příkon dávkového ekvivalentu $H' = dH/dt$ udává přírůstek dávkového ekvivalentu za jednotku času, jeho jednotkou je Sv s⁻¹ (z praktických důvodů se často používá mSv h⁻¹).

V praxi se často místo dávkového ekvivalentu H používá **ekvivalentní dávka** $H_T = w_R \bar{D}$, kde w_R je radiační váhový faktor zohledňující druh absorbovaného záření ($w_R = 1$ pro β -záření a γ -záření, $w_R = 20$ pro α -záření, pro neutrony se w_R pohybuje od 5 do 20 v závislosti na jejich energii) a \bar{D} je střední absorbovaná dávka v určitém orgánu či tkáni. Jednotkou ekvivalentní dávky je sievert (Sv). Různá střední absorbovaná dávka může mít v určitém orgánu či tkáni stejný biologický účinek, např. střední absorbovaná dávka 100 mGy od γ -záření či 5 mGy od α -záření má za následek stejnou ekvivalentní dávku $H_T = 100$ mSv.

Pro stanovení radiační zátěže pro různé skupiny obyvatelstva se používá **efektivní dávka** $E = \sum_T w_T H_T$, kde sčítání probíhá přes všechny ozářené tkáně a orgány, w_T je tkáňový váhový faktor zohledňující relativní zdravotní újmu spojenou s účinky záření v určitém orgánu či tkáni při rovnoměrném ozáření celého těla (w_T nabývá hodnot od 0,01 pro kůži či povrch kostí až po 0,20 pro pohlavní žlázy). Jednotkou efektivní dávky je sievert (Sv).

7.3.3 Ochrana před zářením

Práce s radioaktivními látkami je možno provádět jen za zvláštních bezpečnostních opatření a platí pro ně předpisy, které zajišťují ochranu pracovníků před působením ionizačního záření. Nejčastější způsob ochrany spočívá v odstínění nebezpečného záření pomocí absorbátoru.

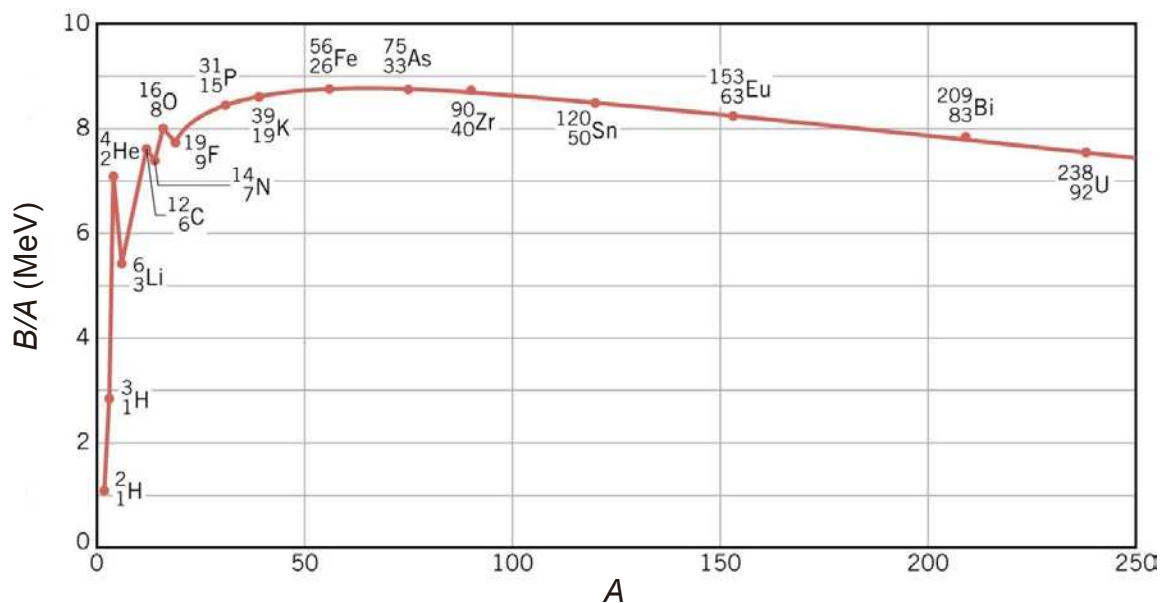
Dolet α -částic ve vzduchu je menší než 10 cm a do tkáně pronikají jen povrchově - do hloubky přibližně 0,02 mm. K poškození může tedy dojít jen na povrchu kůže, oka apod. K odstínění stačí dostatečná vzdálenost od zářiče.

Pronikavost β -záření závisí na jeho energii (tvrdosti). Dostatečnou ochranou je poměrně tenká vrstva z lehkého materiálu. Stačí, aby tloušťka stínění d v mm byla větší než dvojnásobek maximální energie β -částic v MeV: $d \text{ (mm)} \geq 2 E_{\text{max}} \text{ (MeV)}$.

Pro zajištění ochrany proti velmi pronikavému γ -záření se používá stínění z těžkých materiálů, zejména olova. Pro potřeby praxe se obvykle udává tloušťka olova potřebná pro desetinásobné zeslabení intenzity γ záření (např. 3,5 cm pro γ -záření o energiích 1,17 MeV a 1,33 MeV, které vysílá zdroj ^{60}Co).

7.4 Štěpení a fúze atomových jader

7.4.1 Vazebná energie jader



Obr. 7.9 Vazebná energie na nukleon B/A v závislosti na počtu nukleonů A .

Pro hmotnost jader $M(Z, N)$ platí:

$$M(Z, N) = Zm_p + Nm_n - B(Z, N)/c^2$$

kde $B(Z, N)$ je vazebná energie jádra, m_p hmotnost protonu a m_n hmotnost neutronu. Z experimentu vyplývá, že $B(Z, N)$ je přímo úměrná celkovému počtu nukleonů A , $B(Z, N)/A \approx 8 \text{ MeV}$. Z toho plyne, že jaderné síly, které působí mezi nukleony mají krátký dosah. Pokud by měly dlouhý dosah, byla by jejich vzájemná interakce úměrná počtu dvojic interagujících nukleonů:

$$\binom{A}{2} = \frac{A(A-1)}{2}$$

Na obr. 7.9 vidíme graf závislosti vazebné energie na nukleon $B(Z,N)/A$ na počtu nukleonů A . Tato závislost není konstantní. Důsledkem je možnost získávat energii štěpením těžkých jader (jaderné elektrárny) nebo fúzí lehkých jader (ve stadiu výzkumu).

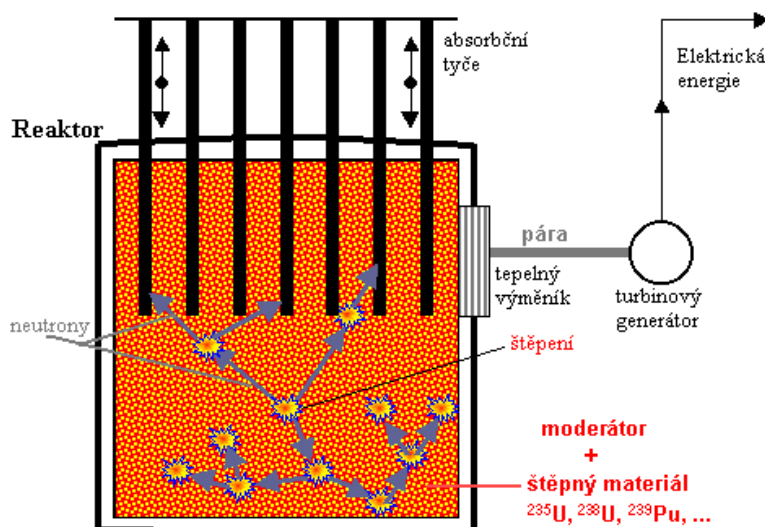
7.4.2 Zdroje energie

7.4.2.1 Jaderné reaktory

Využívají štěpení uranu neutronem, při kterém se jádro uranu rozpadne s největší pravděpodobností na dvě přibližně stejně velká jádra a uvolní se několik neutronů, které mohou dále štěpit jádra uranu (řetězová reakce). ^{235}U se nejpravděpodobněji štěpí pomalými neutrony s kinetickou energií $E_k \approx 0,02 \text{ eV}$, což se využívá v klasických reaktorech, ^{238}U se štěpí rychlými neutrony s minimální kinetickou energií 1,1 MeV, což se využívá v rychlých reaktorech. Schéma reaktoru je na obr. 7.10.

V 1 kg ^{235}U je energie $8 \cdot 10^{13} \text{ J}$, což odpovídá $3 \cdot 10^6 \text{ kg}$ uhlí. Na 1 akt štěpení se uvolní v průměru 2,51 neutronů se střední kinetickou energií 2 MeV. Nejvhodnější energie neutronů pro štěpení ^{235}U je 0,02 eV. Na tuto energii je třeba neutrony zpomalit. K tomu slouží moderátor (H_2O , D_2O , C – grafit), ve kterém se neutrony srážkami zpomalují. Při tomto procesu dochází ke ztrátám: k záchytu neutronů na ^{235}U nebo ^{238}U – v přírodním uranu je izotopu ^{238}U 99,3 %, v klasických reaktorech méně díky obohacení izotopem ^{235}U ; může také docházet k záchytu neutronů na příměsích či k jejich úniku.

Aby nenastal lavinovitý průběh štěpení, je nutná regulace. Regulovat nelze počet primárních neutronů vznikajících přímo při štěpení, protože ty vznikají v rozmezí $10^{-6} \div 0,1 \text{ s}$. V tak krátkém čase nelze regulaci provádět. Regulovat ale můžeme počet sekundárních neutronů, které vznikají při rozpadu produktů štěpení v rozmezí $0,07 \div 80,2 \text{ s}$ a které tvoří 0,75 % celkového počtu neutronů na 1 akt štěpení. Regulace se provádí pomocí kadmiových tyčí (na Cd dochází s velkou pravděpodobností k záchytu neutronů). Aby se reakce udržela a zároveň reaktor zůstal pod kontrolou, musí se počet neutronů z jednoho aktu štěpení využitelný k dalšímu štěpení (po odečtení ztrát) pohybovat v rozmezí $1 \div 1,0075$.

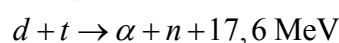


Obr. 7.10 Schéma jaderného reaktoru.

7.4.2.2 Termojaderná fúze

K termojaderné fúzi v pozemských podmínkách může dojít dvěma způsoby:

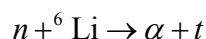
1. **vodíková bomba** s rozbuškou z ^{235}U , která vytvoří dostatečnou teplotu a tlak, aby během $1\ \mu\text{s}$ proběhla fúze deuteria a tritia ($d = {}^2\text{H}$ a $t = {}^3\text{H}$):



Uvolněná energie odpovídá $5 \cdot 10^5$ kg TNT či 2500 prvním uranovým bombám.

2. **řízená termojaderná reakce**

$d + t \rightarrow \alpha + n + 17,6\ \text{MeV}$, kde nestabilní tritium se vyrábí v plášti reaktoru reakcí:



Výhody:

- (a) V oceánech je $5 \cdot 10^{16}$ kg deuteria (0,3 g/l), v $1\ \text{km}^3$ mořské vody je energie srovnatelná s energií ve veškeré ropě na Zemi. Zásoby deuteria při spotřebě na úrovni roku 1970 vystačí na 10^9 let.
- (b) Množství radioaktivního odpadu (β -radioaktivní t a neutrony aktivované konstrukční materiály) je srovnatelné s jadernými elektrárnami, ale poločasy rozpadu se pohybují v rozmezí $1 \div 100$ let (u jaderných elektráren $100 \div 10000$ let).
- (c) Nebezpečí výbuchu je nulové, jakákoli nestabilita plazmatu ve fúzním reaktoru způsobí ukončení fúze.

Experimentálně k fúzi došlo v TOKAMAKu, kde je vysokoteplotní plazma magnetickým polem stlačována a tím zahřívána na dostatečně vysoké teploty. Aby fúze s jistotou nastala, je třeba plazmu udržet po 1 s při teplotě ($10^7 \div 10^8$) K při hustotě 10^{20} jader na m^3 . V roce 1997 se podařilo na TOKAMAKu JET v anglickém Abingdonu dosáhnout stabilního výkonu 4 MW po dobu 5 s, přičemž celková energie uvolněná při termojaderné fúzi byla 22 MJ. Na tomto TOKAMAKu byl také krátkodobě dosažen maximální výkon 16,1 MW.

7.5 Subnukleární částice a jejich interakce

7.5.1 Přehled elementárních částic

V tabulce 7.1 je uveden přehled elementárních částic podle současného stavu poznání. Bosony jsou částice s celočíselným spinem, které zprostředkují interakce mezi fermiony, říká se jim rovněž polní částice. Fermiony jsou částice s poločíselným spinem, které spolu interagují prostřednictvím (výměnou) bosonů.

Ke každé částici (vyjma elementárních bosonů) existuje antičástice se stejnou hmotností a opačným nábojem. Neutrální neutrino a antineutrino se liší pouze helicitou. V klasické mechanice zavádíme helicitu h jako projekci úhlové rychlosti $\vec{\omega}$ rotující střely do směru pohybu (rychlosti \vec{v}):

$$h = \frac{\vec{v} \cdot \vec{\omega}}{|\vec{v}| \cdot |\vec{\omega}|} = \pm 1$$

Pohybuje-li se bod na povrchu kulové rotující střely po pravotočivé šroubovici, má střela helicitu kladnou, pohybuje-li se po levotočivé šroubovici, má helicitu zápornou. V kvantové mechanice můžeme analogicky zavést helicitu jako projekci spinu \vec{s} do směru pohybu:

$$h = \frac{2\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} = \pm 1$$

Tabulka 7.1: Přehled elementárních částic.

částice	označení	klidová energie	náboj (e)	spin	stabilita	interakce
bosony						
gluon	g	0	0	1	vázaný	silná
foton	γ	0	0	1	stabilní	elektromag.
W^\pm -boson	W^\pm	80 GeV	± 1	1	nestabilní	slabá
Z-boson	Z^0	91 GeV	0	1	nestabilní	slabá
higgs	H^0	> 48 GeV	0	0		elektroslabá
higgs	H^\pm	> 41,7 GeV	± 1	0		elektroslabá
graviton		0	0	2		gravitační
fermiony						
kvarky						
up	u	~ 5 MeV	+ 2/3	1/2	vázaný	všechny
down	d	~ 10 MeV	- 1/3	1/2	vázaný	všechny
charm	c	$\sim 1,5$ GeV	+ 2/3	1/2	vázaný	všechny
strange	s	~ 200 MeV	- 1/3	1/2	vázaný	všechny
top	t	~ 180 GeV	+ 2/3	1/2	vázaný	všechny
bottom	b	$\sim 4,7$ GeV	- 1/3	1/2	vázaný	všechny
leptony						
elektronové neutrino	ν_e	< 7 eV	0	1/2	nestabilní	slabá
elektron	e^-	0,511 MeV	-1	1/2	stabilní	kromě silné
mionové neutrino	ν_μ	< 0,3 MeV	0	1/2	nestabilní	slabá
mion	μ^-	106 MeV	-1	1/2	nestabilní	kromě silné
tauonové neutrino	ν_τ	< 30 MeV	0	1/2	nestabilní	slabá
tauon	τ^-	1777 MeV	-1	1/2	nestabilní	kromě silné

Rozlišujeme tzv. 3 rodiny (generace) fermionů:

1. u, d, ν_e, e^-
2. c, s, ν_μ, μ^-
3. t, b, ν_τ, τ^-

Probíhá-li určitá interakce v jedné rodině, probíhá rovněž v dalších rodinách.

Hmota ve vesmíru je složena pouze z těchto částic: u, d a e^- (proton se skládá ze tří kvarků uud , neutron rovněž ze tří kvarků udd).

7.5.2 Složené subnukleární částice

Interakci mezi kvarky zprostředkovávají gluony. Volné kvarky a gluony v přírodě neexistují, jsou vázány v **hadronech**. Existují dva typy vázaných stavů kvarků:

1. **mezony** (vázané stavy kvarku s antikvarkem) s celočíselným spinem, tj. bosony (Tabulka 7.2), a
2. **baryony** (vázané stavy tří kvarků) s poločíselným spinem, tj. fermiony. Mezi baryony patří proton a neutron (Tabulka 7.3).

Tabulka 7.2: Přehled mezonů.

MEZON $q\bar{q}$		kvarky	elektrický náboj	hmotnost (GeV/c ²)	spin
π^+	pion	$u\bar{d}$	+1	0,140	0
K^-	kaon	$s\bar{u}$	-1	0,494	0
K^0	kaon	$d\bar{s}$	0	0,498	0
ρ^+	ró	$u\bar{d}$	+1	0,770	1
D^+	D	$c\bar{d}$	+1	1,869	0
η_c	éta-c	$c\bar{c}$	0	2,980	0

Tabulka 7.3: Přehled baryonů.

Baryony qqq		kvarky	elektrický náboj	hmotnost (GeV/c ²)	spin
p	proton	$u u d$	+1	0,938	1/2
\bar{p}	antiproton	$\bar{u} \bar{u} \bar{d}$	-1	0,938	1/2
n	neutron	$u d d$	0	0,940	1/2
Λ_0	lambda	$u d s$	0	1,116	1/2
Ω^-	omega	$s s s$	-1	1,672	3/2
Σ_c	sigma-c	$u u c$	+2	2,455	1/2

7.5.3 Interakce mezi subnukleárními částicemi

S gravitační interakcí mezi hmotnými částicemi a elektromagnetickou interakcí mezi nabitými částicemi jsme se již seznámili. Některé částice (kvarky a gluony) nesou také náboj jiného typu než elektromagnetický. Dostal název barevný náboj nebo barva. Síla mezi částicemi nesoícími barevný náboj je nesmírně velká, proto se nazývá silná interakce. Tato interakce drží pohromadě kvarky v hadronech, a proto její nosiče dostaly jméno gluony (z anglického glue - lepidlo). Atomová jádra drží pohromadě zbytková silná interakce, která má dostatečnou sílu na to, aby překonala vzájemné elektromagnetické odpuzování protonů.

Zbývá ještě jedna interakce - slabá. Existuje 6 typů kvarků a 6 typů leptonů. Všechna stabilní hmota ve vesmíru se skládá z nejméně hmotných kvarků a nabitých leptonů (u, d, e^-), protože kvarky a leptony s vyšší hmotností se na ně právě díky slabé interakci rozpadají. Když se nějaký kvark nebo lepton rozpadne na jiný (změní se jeho typ, např. z mionu se stane elektron), říkáme, že se změnila jeho vůně (slabý náboj). Slabá interakce zodpovídá např. za rozpad neutronu i za β -rozpady atomových jader. Síly čtyř základních interakcí v přírodě jsou porovnány v Tabulce 7.4.

Tabulka 7.4: Srovnání interakcí mezi subnukleárními částicemi

INTERAKCE	gravitační	slabá	elektro- magnetická	silná	
		elektroslabá		fundamentální	zbytková
působí na	hmotnost	slabý náboj („vůně“)	elektrický náboj	barevný náboj	viz text
interagující částice	všechny	leptony kvarky	elektricky nabité	kvarky gluony	hadrony
nosiče interakce	graviton (dosud nebyl pozorován)	W^+ W^- Z^0	γ (foton)	gluony	mezony
síla mezi 2 kvarky { na 10^{-18} m na $3 \cdot 10^{-17}$ m (v poměru k elektromagnetické síle)	10^{-41} 10^{-41}	0,8 10^{-4}	1 1	25 60	nelze vyjádřit
síla mezi 2 protony v jádru	10^{-36}	10^{-7}	1	nelze vyjádřit	20