

43-44-45. Jaderná fyzika, energie z jádra, standardní model

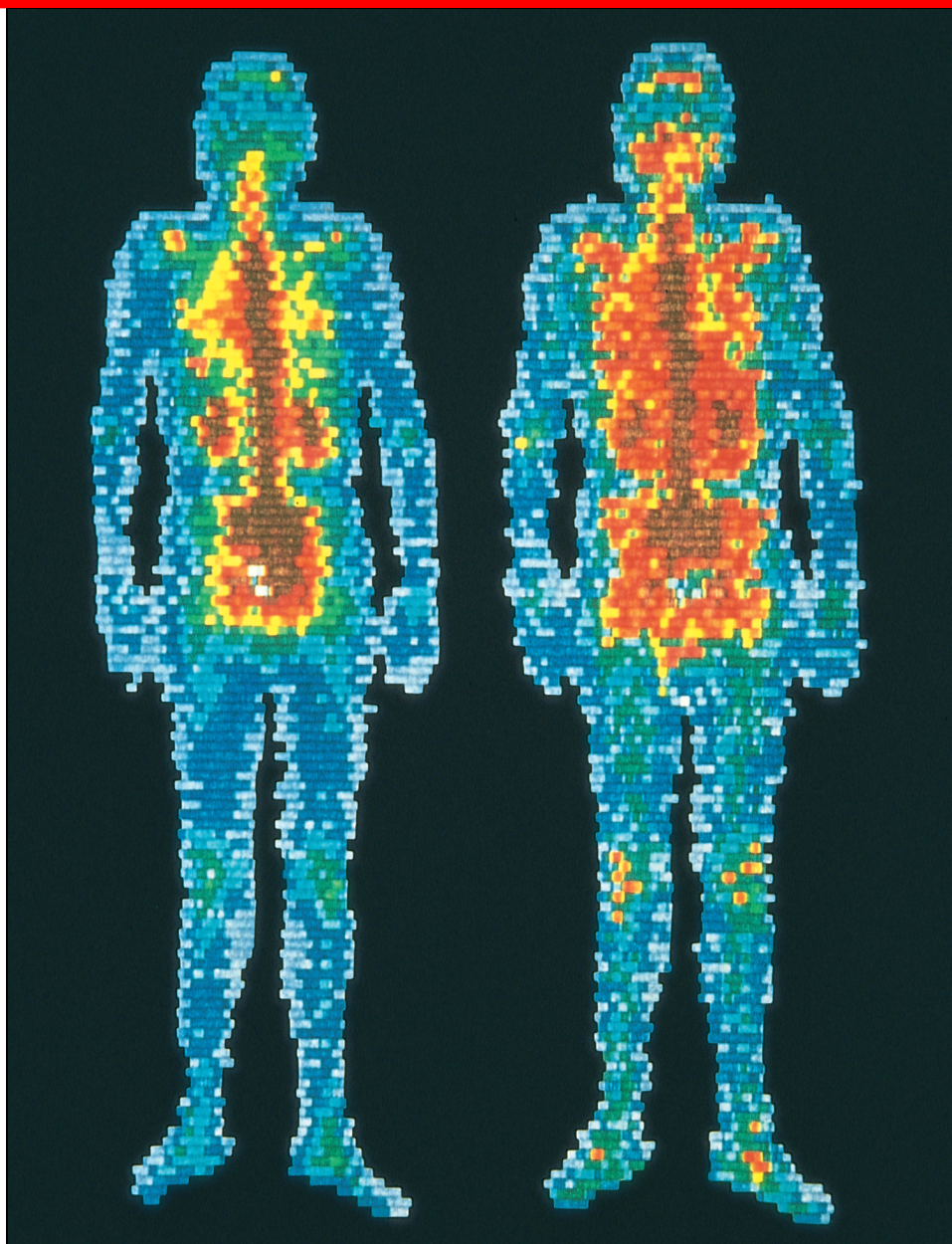
Základní informace o atomové jádru.

Využití jaderné energie.

Standardní model atomového jádra

43

Jaderná fyzika



Radioaktivní jádra podaná pacientovi v injekci se shromažďují na určitých místech těla, rozpadají se a vysílají fotony záření γ . Ty jsou zaznamenány detektorem a po zpracování počítačem můžeme na monitoru pozorovat barevně kódovaný obraz pacientova těla. Na uvedených obrazech (levý představuje pohled zepředu a pravý pohled zezadu) je po zakódování hnědou a oranžovou barvou zřetelně vidět, jak se radioaktivní jádra shromáždila v páteři, pánvi a žebrech. Co se děje s jádrem při radioaktivním rozpadu a co přesně slovo „rozpad“ označuje?

43.1 OBJEVENÍ JÁDRA

V prvních letech dvacátého století se o struktuře atomů nevědělo o mnoho víc, než že obsahují elektrony. Ani hmotnost elektronu objeveného v roce 1897 J. J. Thomsonem nebyla tehdy ještě známa a nevědělo se ani, kolik vlastně atom těchto záporně nabitých částic obsahuje. Atom jako celek je elektricky neutrální a musí tedy obsahovat i kladný náboj, ale o tom, jakou formu takový kompenzující náboj má, nebylo v té době také nic známo.

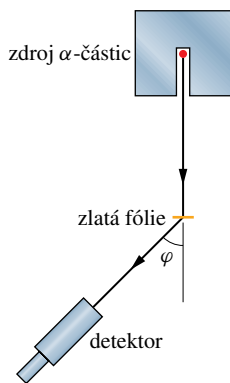
V roce 1911 Ernest Rutherford navrhl model, ve kterém je kladný náboj atomu zhuštěn kolem jeho středu, takže vytváří **jádro** atomu, v němž je většina hmotnosti atomu. Rutherfordův model nebyl pouhou hypotézou, ale byl podložen výsledky experimentu, který sám navrhl a který úspěšně provedli jeho spolupracovníci Hans Geiger (ten je slavný díky Geigerovu čítači) a Ernest Marsden, dvacetiletý student, který ještě neměl ani bakalářský diplom.

V Rutherfordově době bylo známo, že se některé prvky, nazývané **radioaktivní**, samovolně přeměňují na jiné a emitují přitom nějaké částice. Jeden z těchto prvků je radon, který emituje α -částice s energií asi 5,5 MeV. Dnes víme, že tyto užitečné částice jsou jádra heliových atomů.

Rutherford navrhl, aby se svazkem α -částic s dostatečně velkou energií ostřeloval terčík ve tvaru tenké fólie a měřila se velikost úhlové odchylky α -částic od původního směru po průchodu terčíkem. Částice α mají hmotnost přibližně 7 300krát větší než hmotnost elektronu a kladný náboj $+2e$.

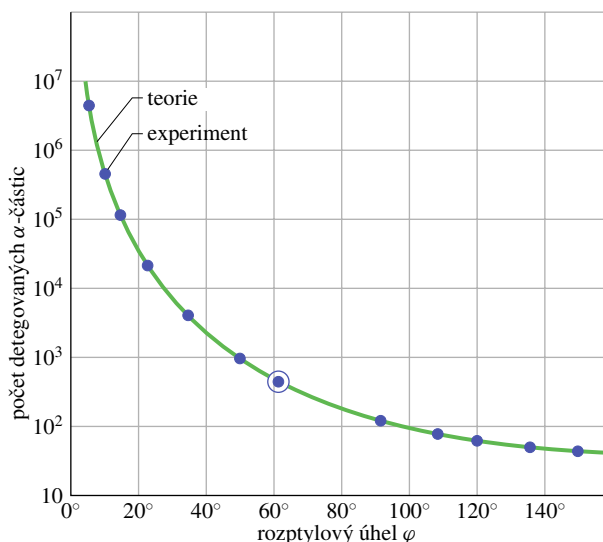
Na obr. 43.1 je uspořádání Geigerova a Marsdenova pokusu. Zdrojem α -částic byla tenkostěnná skleněná trubice naplněná plynným radonem. V pokusu se zjišťoval počet α -částic odchýlených do různých rozptylových úhlů φ .

Obr. 43.1 Pohled shora na experimentální zařízení užívané v letech 1911–1913 v Rutherfordově laboratoři ke studiu rozptylu α -částic tenkými kovovými fóliemi. Detektor se může otáčet do různých úhlů rozptylu φ . Zdrojem α -částic byl plynný radon, který vzniká při rozpadu radia. Tímto jednoduchým „stolním“ experimentálním zařízením bylo objeveno jádro.



Obr. 43.2 ukazuje výsledky pokusu. Povšimněme si, že svislá stupnice je logaritmická. Vidíme, že většina částic se rozptyluje pod malými úhly, ale — a to bylo velice překvapivé — malinká část částic se rozptyluje do velkých

úhlů, až do 180° . Řečeno Rutherfordovými slovy: „Byla to nejneuvěřitelnější událost, jakou jsem v životě zažil. Bylo to stejně neuvěřitelné, jako kdybyste vypálili patnáctipalcovou střelou proti kusu jemného papíru, a ona se vrátila zpět a zasáhla vás.“



Obr. 43.2 Tečky udávají experimentální hodnoty pro rozptyl α -částic zlatou fólií, které získali Geiger a Marsden na zařízení z obr. 43.1. Plná křivka je teoretická předpověď, založená na předpokladu, že atom má malé, hmotné a kladně nabitě jádro. Povšimněme si, že svislá stupnice je logaritmická a pokrývá šest řádů. Experimentální hodnoty jsou normovány tak, aby se ztotožnila teoretická křivka a experimentálně získaná hodnota v bodě vyznačeném kroužkem.

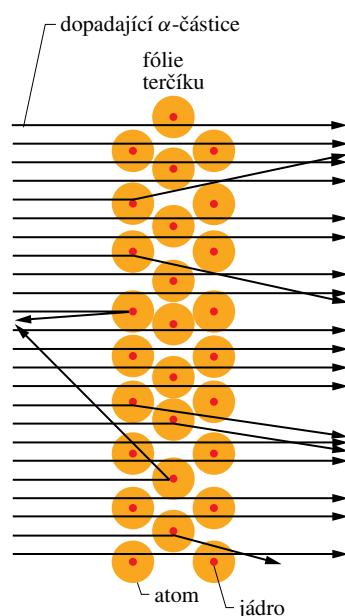
Proč vlastně byl Rutherford tak překvapen? V době, kdy se experimenty prováděly, většina fyziků přijímala platnost modelu „švestkového pudinku“, který rozvinul J. J. Thomson. Podle tohoto modelu byl kladný náboj rozprostřen v celém objemu atomu. Předpokládalo se, že elektrony („švestky“) kmitají kolem pevných bodů uvnitř koule vyplněné kladným nábojem („pudink“).

Největší možná velikost síly vychylující α -částici z původního směru při průchodu velkou koulí kladného náboje by byla příliš malá dokonce i na vychýlení α -částice o 1° . (Očekávané hodnoty vychýlení bylo možno přirovnat k tomu, co by se dělo při průchodu vystřelené kulky pytlím plným sněhových koulí.) Elektrony atomu také nemohou mít podstatný vliv na pohyb α -částic o velké hmotnosti a energii. Naopak elektrony samy by se měly silně odchýlit, jako když se roj komárů rozežene letícím kamenem.

Rutherfordovi bylo jasné, že pro odchýlení α -částice do zpětného směru je potřebná velká síla; tato síla by se mohla projevit, kdyby kladný náboj atomu nebyl rozptýlen

po jeho objemu, ale byl zcela soustředěn v jeho středu. Potom se α -částice může přiblížit velmi těsně ke kladně nabitému bodovému jádru, kterým ale nemůže projít; právě tato situace vede k velkým hodnotám síly.

Na obr. 43.3 jsou nakresleny typické dráhy α -částic při průchodu atomy terče ve tvaru tenké fólie. Jak vidíme, většina částic se buď nevychýlí vůbec, nebo jen slabě, ale malá část z nich (ty, které přicházejí po dráze, která se náhodně dostane do těsné blízkosti jádra) je vychýlena do velkých úhlů. Analýzou experimentálních dat došel Rutherford k závěru, že poloměr jádra je desettisíckrát menší než poloměr atomu. Jinými slovy, atom je v podstatě prázdný prostor!



Obr. 43.3 Úhel, do kterého jsou rozptýleny α -částice, závisí na tom, jak blízko se dráhy dopadajících α -částic dostanou k atomovému jádru. Větší výchylky nastanou pouze při velmi těsném přiblížení.

PŘÍKLAD 43.1

Náhodou dojde k tomu, že α -částice s energií 5,30 MeV dopadá čelně na jádro atomu zlata ($Z = 79$). Jak blízko ke středu jádra je α -částice v okamžiku, kdy se zastaví a obrátí směr pohybu? Zanedbejte zpětný ráz relativně velmi hmotného jádra.

ŘEŠENÍ: Na počátku je celková mechanická energie těchto dvou interagujících těles rovna počáteční kinetické energii α -částice $E_{k,\alpha} = 5,30$ MeV. V okamžiku, kdy se α -částice zastaví, je celková energie rovna elektrické potenciální energii α -částice a jádra atomu zlata. Protože se energie zachovává, musí být velikosti těchto dvou energií stejné, takže

z rov. (25.43) plyne

$$E_{k,\alpha} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_\alpha Q_{\text{Au}}}{d},$$

kde $Q_\alpha = 2e$ je náboj α -částice, $Q_{\text{Au}} = 79e$ je náboj jádra atomu zlata a d je vzdálenost mezi středy těchto těles. Dosazením za náboje a řešením rovnice vzhledem k d dostaneme

$$\begin{aligned} d &= \frac{(2e)(79e)}{4\pi\epsilon_0 E_{k,\alpha}} = \\ &= \frac{(2 \cdot 79)(1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}{4\pi(8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m})(5,30 \text{ MeV})} \cdot \left(\frac{1 \text{ MeV}}{1,60 \cdot 10^{-13} \text{ J}} \right) = \\ &= 4,29 \cdot 10^{-14} \text{ m} = 42,9 \text{ fm}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

V atomovém měřítku je to velmi malá vzdálenost, nikoli však v jaderném měřítku. Například tato vzdálenost je podstatně větší než je součet poloměrů α -částice a jádra atomu zlata. Částice α se po zastavení začne pohybovat zpět, aniž se ve skutečnosti „dotkla“ jádra atomu zlata.

43.2 NĚKTERÉ VLASTNOSTI ATOMOVÝCH JADER

V tab. 43.1 jsou uvedeny některé vlastnosti několika atomových jader. Pokud se o jádra atomů zajímáme jen z hlediska různých jaderných vlastností, nikoli jako o části atomů, nazýváme je obecně **nuklidy**.

Něco jaderné terminologie

Jádro se skládá z protonů a neutronů. Počet protonů v jádře (**atomové číslo** nebo také **protonové číslo** jádra) je označováno symbolem Z ; počet neutronů (**neutronové číslo**) symbolem N . Celkovému počtu neutronů a protonů v jádře říkáme **hmotnostní číslo** A , takže

$$A = Z + N. \quad (43.1)$$

Máme-li na mysli jak neutrony, tak protony, používáme společného pojmenování **nukleony**.

Způsob značení nuklidů je vidět z prvního sloupce tab. 43.1. Vezměme například ^{197}Au . Levý horní index (197) udává hmotnostní číslo A . Chemická značka nám říká, že jde o zlato, jehož atomové číslo je 79. Z rov. (43.1) vidíme, že neutronové číslo tohoto nuklidu je $197 - 79 = 118$.

Nuklidy se stejným atomovým číslem Z , ale rozdílným neutronovým číslem N se nazývají **izotopy** prvku. Zlato má 32 izotopů v rozmezí od ^{173}Au do ^{204}Au . Pouze jeden z nich (^{197}Au) je stabilní, zbývajících 31 je radioaktivních. U těchto **radionuklidů** dochází k **rozpadu**, při kterém je emitována nějaká částice a původní nuklid se změní na jiný.

Tabulka 43.1 Vlastností vybraných nuklidů

NUKLID	Z	N	A	STABILITA ^a	HMOTNOST ^b (u)	SPIN ^c	VAZEBNÍ ENERGIE (MeV/NUKLEON)
¹ H	1	0	1	99,985 %	1,007 825	$\frac{1}{2}$	—
⁷ Li	3	4	7	92,5 %	7,016 003	$\frac{3}{2}$	5,60
³¹ P	15	16	31	100 %	30,973 762	$\frac{1}{2}$	8,48
⁸⁴ Kr	36	48	84	57,0 %	83,911 507	0	8,72
¹²⁰ Sn	50	70	120	32,4 %	119,902 199	0	8,51
¹⁵⁷ Gd	64	93	157	15,7 %	156,923 956	$\frac{3}{2}$	8,21
¹⁹⁷ Au	79	118	197	100 %	196,966 543	$\frac{3}{2}$	7,91
²²⁷ Ac	89	138	227	21,8 y	227,027 750	$\frac{3}{2}$	7,65
²³⁹ Pu	94	145	239	24 100 y	239,052 158	$\frac{1}{2}$	7,56

^a Pro stabilní nuklidy je uveden *výskyt izotopu*; je to podíl počtu atomů tohoto typu v typickém vzorku daného prvku. Pro radioaktivní nuklidy je uveden *poločas rozpadu*.
^b Standardně se uvádí hmotnost neutrálního atomu a ne hmotnost jádra.
^c Spin v jednotkách $\hbar$.

Klasifikace nuklidů

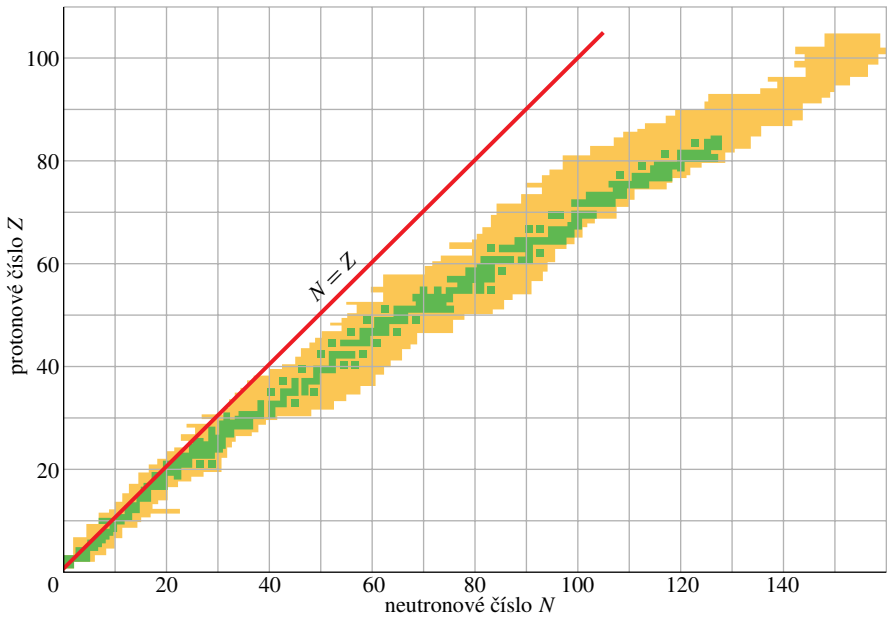
Neutrální atomy všech izotopů téhož prvku (všechny mají stejné Z) mají stejný počet elektronů a stejné chemické vlastnosti, všechny je možno umístit do jediného políčka periodické tabulky prvků. *Jaderné* vlastnosti různých izotopů téhož prvku jsou však velmi rozdílné. Periodická tabulka prvků má pro jaderného fyzika, jaderného chemika nebo jaderného inženýra jen omezené použití.

Nuklidy klasifikujeme pomocí **nuklidového diagramu**, jak znázorňuje obr. 43.4, kde na vodorovné ose je neutronové číslo a na svislé ose protonové číslo nuklidu. Stabilní izotopy jsou na tomto obrázku zakresleny zelenou,

radionuklidy béžovou barvou. Jak je z obrázku vidět, radionuklidy se nacházejí po obou stranách dobře definovaného pásu stability a také nad jeho koncem. Všimněme si také, že lehké stabilní nuklidy leží blízko přímky $N = Z$, což znamená, že mají stejný počet protonů a neutronů. Naopak těžší nuklidy mají mnohem více neutronů než protonů. Například pro zlato ¹⁹⁷Au jsme již viděli, že má 118 neutronů a pouze 79 protonů, *neutronový nadbytek* činí v tomto případě 39.

Nuklidové diagramy jsou dostupné jako velké nástěnné mapy, kde každé políčko diagramu je vyplněno charakteristikami příslušného nuklidu. Na obr. 43.5 je výřez diagramu se středem u ¹⁹⁷Au. Pro stabilní nuklidy se udávají rela-

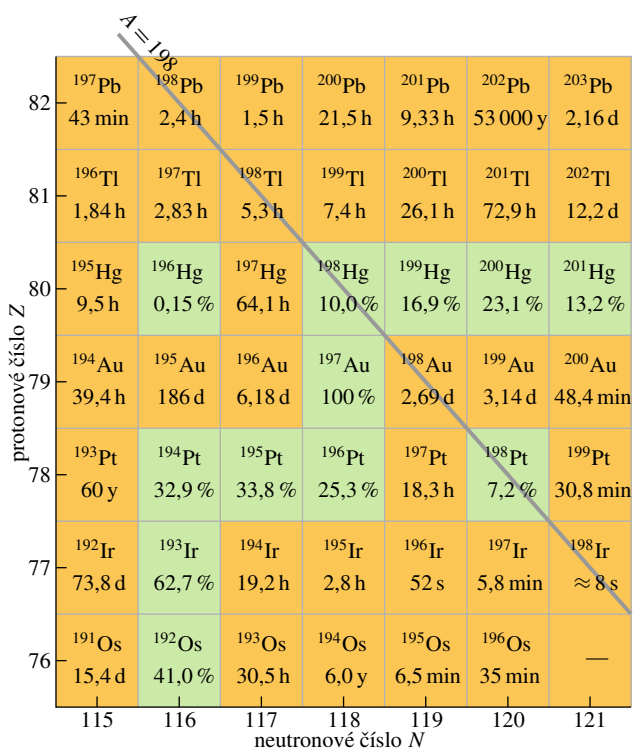
Obr. 43.4 Graf známých nuklidů. Zelené vybarvení označuje pás stabilních nuklidů, béžové vybarvení oblast radionuklidů. Stabilní nuklidy s malou hmotností mají v podstatě stejný počet neutronů a protonů, ale s narůstající hmotností nuklidů vzrůstá nadbytek neutronů. Obrázek ukazuje, že pro $Z > 83$ (bismut) již neexistují stabilní nuklidy.



tivní četnosti výskytu, pro radionuklidy poločasy rozpadu (míra rychlosti rozpadu). Nakloněná přímka představuje **izobaru** — nuklidy na této přímce mají stejné hmotnostní číslo, v tomto případě $A = 198$.

Do roku 2000 byly nalezeny nuklidy s atomovým číslem až $Z = 114$. Nuklidy s tak velkou hodnotou Z jsou velmi nestabilní a na jejich přítomnost se obvykle usuzuje až z produktů jejich radioaktivního rozpadu. Tyto nuklidy vytváříme v laboratořích na urychlovači jádro po jádru; v jednom experimentu se to stávalo tak zřídka, že si v laboratoři pořídili gong a zvonili pokaždé, když se vytvořilo nové jádro nuklidu! V roce 1999 Lawrence Berkeley Laboratory oznámila vytvoření (tří!) nuklidů prvku 118, které se během milisekundy přeměnily α -rozpadem na nuklidy 116 a pak 114.

KONTROLA 1: Vyjděte z obr. 43.4 a rozhodněte, které z následujících nuklidů nebudou pravděpodobně nalezeny: ^{52}Fe ($Z = 26$), ^{90}As ($Z = 33$), ^{158}Nd ($Z = 60$), ^{175}Lu ($Z = 71$), ^{208}Pb ($Z = 82$)?



Obr. 43.5 Zvětšený výřez z nuklidového diagramu na obr. 43.4 se středem u ^{197}Au . Zelené čtverce označují stabilní nuklidy s údajem o relativní četnosti výskytu. Běžové čtverce označují radionuklidy s hodnotou poločasu rozpadu. Nakloněná přímka představuje izobarickou čáru nuklidů o stejném hmotnostním čísle, v tomto případě $A = 198$.

Jaderné poloměry

Vhodnou jednotkou pro měření vzdáleností v jaderném měřítku je **femtometr**. Této jednotce se často říká *fermi*; oba názvy mají stejnou zkratku. Tedy

$$1 \text{ femtometr} = 1 \text{ fermi} = 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}. \quad (43.2)$$

Informace o velikosti a struktuře jádra můžeme získat ostřelováním elektrony o vysoké energii a pozorováním, jak jádra odchylují dopadající elektrony. Energie elektronů musí být tak velká (nejméně 200 MeV), aby jejich de Broglieho vlnová délka byla menší než detaily jaderné struktury, které chceme studovat.

Stejně jako atom není ani jádro tuhé těleso s dobře definovaným povrchem. Navíc některé nuklidy mají tvar elipsoidu, ačkoli většina nuklidů je sférická. Přesto nám experimenty s rozptylem elektronů (stejně jako další experimenty) dovolují připsat každému nuklidu efektivní poloměr vztahem

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (43.3)$$

kde A je hmotnostní číslo a $R_0 \approx 1,2 \text{ fm}$. Vidíme, že objem jádra, který je úměrný R^3 , je přímo úměrný hmotnostnímu číslu A a nezávisí na samotných hodnotách Z a N .

Jaderné hmotnosti

Hmotnosti atomů lze měřit s velkou přesností pomocí moderních hmotnostních spektrometrů a z jaderných reakcí. Připomeňme si z čl. 1.6, že tyto hmotnosti udáváme pomocí jednotky atomové hmotnosti u , která je zvolena tak, že hmotnost atomu ^{12}C (nikoli hmotnost jádra) je přesně 12 u . Vztah této jednotky k jednotce hmotnosti SI je přibližně

$$1 u \doteq 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}. \quad (43.4)$$

Veličině A říkáme hmotnostní číslo nuklidu, neboť vyjadřuje hmotnost nuklidu v jednotkách atomové hmotnosti zaokrouhlenou na nejbližší celé číslo. Například atomová hmotnost ^{197}Au je 196,966 573 u , což zaokrouhlujeme na 197 u .

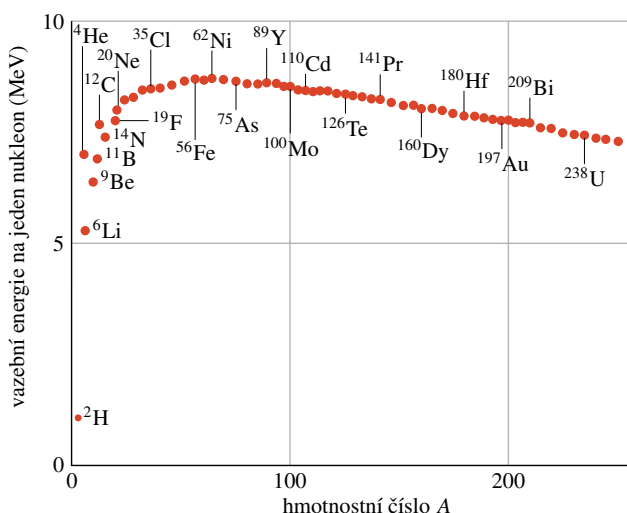
Při popisu jaderných reakcí je běžným a nepostradatelným nástrojem Einsteinův vztah mezi hmotností a energií (rov. (8.39)). Při popisu jaderných reakcí jej obvykle vyjadřujeme ve tvaru $Q = \Delta mc^2$ (srov. rov. (8.40)), kde Q je energie, která se uvolní nebo pohltí, když se změní hmotnost uzavřené soustavy interagujících částic o Δm . Znaménko je věcí dohody. Veličina Δm je obvykle definována tak, že při výpočtu vazební energie odečítáme hmotnost vázané soustavy od součtu hmotností oddělených částic; při výpočtu energie rozpadu naopak odečítáme součet hmotností

vzniklých produktů od hmotnosti před rozpadem vázané soustavy.

Energie odpovídající hmotnosti 1 u je 931,5 MeV. Můžeme tedy psát c^2 jako 931,5 MeV/u a užívat tuto hodnotu vždy, když potřebujeme najít energii (v milionech elektronvoltů) ekvivalentní libovolné hmotnosti (nebo rozdílu hmotností).

Jaderná vazební energie

Celkovou energii potřebnou k roztrhání jádra až na jednotlivé protony a neutrony můžeme vypočítat ze vztahu $Q = \Delta mc^2$; nazýváme ji **vazební energie jádra**. Vydělíme-li vazební energii jádra jeho hmotnostním číslem, dostaneme *vazební energii na jeden nukleon*. Na obr. 43.6 je zobrazena tato veličina v závislosti na hmotnostním čísle. „Povadnutí“ křivky vazebních energií na obou koncích, tj. pokles pro velmi nízká i velmi vysoká hmotnostní čísla, má neobyčejně významné praktické důsledky.



Obr. 43.6 Vazební energie na jeden nukleon pro některé typické nuklidy. Nuklid ^{62}Ni má největší hodnotu vazební energie na jeden nukleon ze všech stabilních nuklidů ($8,794\,60 \pm 0,000\,03$ MeV/nukleon). Všimněme si také, že α -částice (^4He) má výrazně větší vazební energii na jeden nukleon než její sousedé v periodické tabulce, a je tedy obzvlášť stabilní.

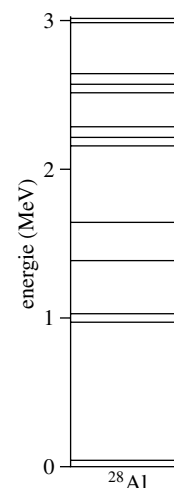
Pokles křivky vazebních energií pro velká hmotnostní čísla říká, že nukleony budou pevněji vázány ve dvou středně hmotných nuklidech než v jednom nuklidu s velkým hmotnostním číslem. Jinak řečeno, energie se může uvolnit při **jaderném štěpení** (rozdělení jednoho hmotného nuklidu na menší fragmenty).

Pokles křivky vazebních energií pro malá hmotnostní čísla naopak říká, že k uvolnění energie může dojít i při sloučení dvou nuklidů s malým hmotnostním číslem do

jednoho středně hmotného. Tento proces, opak jaderného štěpení, se nazývá **jaderná fúze**. Probíhá uvnitř Slunce a dalších hvězd a také při termojaderném výbuchu. V současnosti se věnuje velká pozornost řízené termojaderné fúzi jako prakticky použitelnému zdroji energie.

Jaderné energiové hladiny

Hodnoty energie jádra jsou podobně jako hodnoty energie atomu kvantovány. To znamená, že se jádro může nacházet pouze v diskrétních kvantových stavech, které mají určitou energii. Na obr. 43.7 jsou zakresleny energiové hladiny pro ^{28}Al , který představuje typický málo hmotný nuklid. Energie na svislé ose je v milionech elektronvoltů (místo elektronvoltů v případě energiových hladin elektronů v atomu). Když jádra přecházejí z vyšší energiové hladiny na nižší, je emitován foton v oblasti γ -záření elektromagnetického spektra.



Obr. 43.7 Hladiny energie pro nuklid ^{28}Al . Hodnoty jsou získány z experimentů s jadernými reakcemi.

Jaderný spin a magnetismus

Mnoho nuklidů má vnitřní *jaderný moment hybnosti* neboli spin a s ním spojený vlastní, vnitřní *jaderný magnetický moment*. Ačkoli jsou jaderné momenty hybnosti velikostí zhruba srovnatelné s momenty hybnosti elektronů v atomu, jsou jaderné magnetické momenty mnohem menší (řádově 1 000krát) než typické atomové magnetické momenty.

Jaderná síla

Síla, která určuje pohyb elektronů v atomu, je známá elektromagnetická síla. Pro udržení jádra pohromadě však musí působit přitažlivá jaderná síla zcela jiného charakteru. Musí být dostatečně silná, aby překonala odpudivou elektrickou sílu působící mezi (kladně nabitými) protony, a zároveň musí udržet jak protony, tak neutrony v nepatrném objemu

jádra. Jaderná síla musí být také silou krátkého dosahu, protože její působení nesahá příliš daleko za hranice „povrchu“ jádra.

Podle současných představ nepatří jaderná síla, která váže protony a neutrony v jádře, mezi fundamentální fyzikální síly, ale jedná se až o druhotný (vedlejší) projev **silné síly**, která váže kvarky do neutronů a protonů (čl. 2.9 a 45.8). Je to velmi podobné vzniku přitažlivé van der Waalsovy síly mezi neutrálními molekulami, která je vlastně vedlejší projev Coulombovy elektrické síly svazující atomy v molekule.

PŘÍKLAD 43.2

Nuklidy si můžeme představit jako *jadernou hmotu* tvořenou směsí neutronů a protonů. Jaká je její hustota?

ŘEŠENÍ: Víme, že tato hustota je značně vysoká, protože téměř všechna hmotnost atomu je soustředěna v malém jádře. Objem jádra (předpokládejme, že je sférické) s hmotnostním číslem A a poloměrem R je

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi (R_0 A^{1/3})^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A,$$

kde jsme užili rov. (43.3) při výpočtu třetího výrazu. Jádro obsahuje A nukleonů, takže číselná hustota nukleonů n (počet nukleonů na jednotkový objem) je rovna

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \frac{3}{4\pi (1,2 \text{ fm})^3} = 0,138 \text{ fm}^{-3}.$$

V tomto vztahu se vykrátí A . Můžeme proto uvažovat, že jaderná hmotu má pro všechny nuklidy konstantní hustotu. Hmotnost nukleonu (neutronu *nebo* protonu) je přibližně $1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Hustota jaderné hmoty v jednotkách SI je potom

$$\rho = (0,138 \text{ fm}^{-3})(1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}) \left(10^{15} \frac{\text{fm}}{\text{m}}\right)^3 \doteq 2 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3. \quad (\text{Odpověď})$$

To je hustota zhruba $2 \cdot 10^{14}$ krát větší než hustota vody.

PŘÍKLAD 43.3

(a) Kolik energie je třeba k oddělení všech nukleonů, které tvoří typické středně hmotné jádro ^{120}Sn ?

ŘEŠENÍ: Energii spočteme ze vztahu $Q = \Delta mc^2$. Podle standardního postupu budeme uvažovat hmotnosti neutrálních atomů a ne hmotnosti holých jader. Podle tab. 43.1 má atom ^{120}Sn (jádro plus 50 elektronů) hmotnost $119,902\,199 \text{ u}$. Tento atom rozdělíme na 50 vodíkových atomů (50 protonů, každý s jedním z 50 elektronů) a 70 neutronů. Každý vodíkový atom má hmotnost $1,007\,825 \text{ u}$ a každý neutron hmot-

nost $1,008\,665 \text{ u}$. Celková hmotnost částic tvořících atom ^{120}Sn je tedy

$$m = 50 \cdot 1,007\,825 \text{ u} + 70 \cdot 1,008\,665 \text{ u} = 120,997\,80 \text{ u}.$$

To je hodnota přesahující hmotnost ^{120}Sn o

$$\Delta m = 120,997\,80 \text{ u} - 119,902\,199 \text{ u} = 1,095\,601 \text{ u} \doteq 1,096 \text{ u}.$$

Vzhledem k tomu, že se hmotnosti 50 elektronů přičetly i odečetly, je tento výsledek pro rozdíl hmotností platný i pro případ, kdy je (holé) jádro ^{120}Sn rozděleno na 50 (holých) protonů a 70 neutronů. Rozdíl hmotností vyjádřený jako energie je

$$Q = \Delta mc^2 = (1,096 \text{ u})(931,5 \text{ MeV/u}) = 1\,021 \text{ MeV}. \quad (\text{Odpověď})$$

(b) Jaká je hodnota vazební energie na jeden nukleon v tomto nuklidu?

ŘEŠENÍ: Celková vazební energie Q je celková energie potřebná pro úplné rozebrání jádra. Vazební energie na jeden nukleon je pak

$$E_n = \frac{Q}{A} = \frac{(1\,021 \text{ MeV})}{(120)} = 8,51 \text{ MeV}, \quad (\text{Odpověď})$$

v souladu s hodnotou z tab. 43.1.

43.3 RADIOAKTIVNÍ ROZPAD

Jak je vidět z obr. 43.4, je většina známých nuklidů radioaktivní. Radioaktivní nuklid samovolně emituje nějakou částici a přeměňuje se na jiný nuklid, který zaujímá odlišné políčko na diagramu nuklidů.

Radioaktivní rozpad poskytl první důkaz toho, že zákony řídící subatomový svět mají statistický charakter. Vezměme například jako vzorek 1 mg kovového uranu. Ten obsahuje $2,5 \cdot 10^{18}$ atomů ^{238}U s velmi dlouhou dobou života. Jádra těchto atomů existovala bez rozpadu od doby, kdy vznikla — dlouho před utvářením naší sluneční soustavy. Během každé sekundy se v našem vzorku rozpadne pouhých 12 jader. Při rozpadu emituje jádro α -částice a přeměňuje se na ^{234}Th .

Neexistuje vůbec žádný způsob, jak předpovědět, jestli určité jádro ze vzorku bude mezi jedním z malého počtu jader, která se rozpadnou v následující sekundě. U všech jader je pravděpodobnost rozpadu stejná.

Statistickou podstatu procesu rozpadu můžeme vyjádřit tvrzením, že pro vzorek s N radioaktivními jádry je rychlost rozpadu $-dN/dt$ úměrná N :

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (43.5)$$

kde **konstanta rozpadu** λ má charakteristickou hodnotu pro každý radionuklid. Její jednotkou v soustavě SI je převrácená sekunda (s^{-1}). Rov. (43.5) lze integrovat na tvar

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{radioaktivní rozpad}), \quad (43.6)$$

kde N_0 je počet radioaktivních jader ve vzorku v čase $t = 0$ a N je počet zbylých jader v libovolném následujícím okamžiku t . Všimněme si, že třeba žárovky (pro příklad) se při zkouškách životnosti v žádném případě nechovají podle zákona exponenciálního rozpadu. Vezmeme-li vzorek 1 000 žárovek, očekáváme, že k jejich „rozpadu“ (přepálení vlákn) dojde u všech přibližně po stejné době. Rozpady radionuklidů se řídí zcela rozdílnými zákony.

Často nás více zajímá rychlost rozpadu $R = -dN/dt$ než samotné N . Derivováním rov. (43.6) dostaneme

$$R = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

neboli

$$R = R_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{radioaktivní rozpad}), \quad (43.7)$$

což je jiná forma zákona radioaktivního rozpadu (rovnice (43.6)). Zde $R_0 = \lambda N_0$ je rychlost rozpadu v čase $t = 0$ a R je rychlost rozpadu v libovolném následujícím čase t .

Celková rychlost rozpadu R vzorku radionuklidu se nazývá **aktivita** vzorku. Jednotkou aktivity v soustavě SI je **becquerel**, podle objevitele radioaktivity Henriho Becquerela:

$$1 \text{ becquerel} = 1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad za sekundu.}$$

Starší jednotkou, která se stále často používá, je **curie**:

$$1 \text{ curie} = 1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq.}$$

Příklad na užití těchto jednotek je následující věta: „Aktivita vyhořelé palivové tyče číslo 5658 dne 15. ledna 1997 činila $3,5 \cdot 10^{15} \text{ Bq} = 9,5 \cdot 10^4 \text{ Ci}$.“ Zmíněného dne se tedy v palivové tyči rozpadlo každou sekundu $3,5 \cdot 10^{15}$ radioaktivních jader. Pro takto zavedenou míru

aktivity vzorku není podstatné, jaké je složení radionuklidů, jaké jsou hodnoty rozpadových konstant ani jaké částice jsou při rozpadu emitovány.

Často je radioaktivní vzorek umístěn blízko detektoru, který nedokáže, ať už kvůli geometrii uspořádání nebo kvůli nedostatečné účinnosti detektoru, zaznamenat všechny rozpady ve vzorku. Údaje detektoru jsou v takovém případě úměrné aktivitě a jsou menší, než je skutečná aktivita vzorku. Výsledky měření se pak neuvádějí v becquerelech, ale prostě jako počet impulzů za jednotku času.

Velmi důležitou veličinou je **poločas rozpadu** τ definovaný jako doba, po které jak N , tak R poklesnou na polovinu své původní hodnoty. Když v rov. (43.7) položíme $R = R_0/2$ a dosadíme $t = \tau$, dostaneme

$$\frac{1}{2} R_0 = R_0 e^{-\lambda \tau}.$$

Řešení pro τ dává vztah mezi poločasem rozpadu τ a konstantou rozpadu λ

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (43.8)$$

KONTROLA 2: Nuklid ^{131}I je radioaktivní s poločasem rozpadu 8,04 dne. V poledne 1. ledna byla aktivita daného vzorku 600 Bq. Na základě definice poločasu rozpadu určete bez počítání, zda aktivita vzorku bude 24. ledna o něco menší než 200 Bq, o něco větší než 200 Bq, o něco menší než 75 Bq, nebo o něco větší než 75 Bq.

PŘÍKLAD 43.4

Následující tabulka udává některá měření rychlosti rozpadu vzorku ^{128}I . Tento radionuklid se často používá v lékařství pro měření rychlosti usazování jodu ve štítné žláze.

ČAS (min)	R (IMPULZŮ/s)	ČAS (min)	R (IMPULZŮ/s)
4	392,2	132	10,9
36	161,4	164	4,56
68	65,5	196	1,86
100	26,8	218	1,00

Najděte rozpadovou konstantu a poločas rozpadu uvedeného radionuklidu.

ŘEŠENÍ: Jestliže vezmeme přirozený logaritmus obou stran rov. (43.7), máme

$$\ln R = \ln R_0 - \lambda t.$$

Vyneseme-li tedy $\ln R$ v závislosti na t , musíme dostat přímku se směrnici $-\lambda$. To je provedeno na obr. 43.8, ze kterého

dostaneme

$$-\lambda = -\frac{(6,2 - 0)}{(225 \text{ min} - 0 \text{ min})}$$

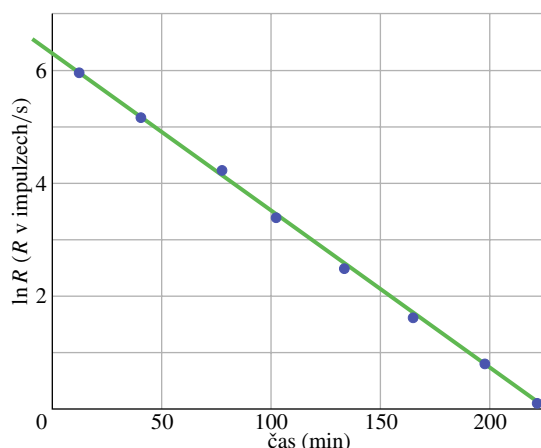
neboli

$$\lambda = 0,0275 \text{ min}^{-1} \doteq 1,7 \text{ h}^{-1}. \quad (\text{Odpověď})$$

Poločas rozpadu najdeme snadno z rov. (43.8):

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{0,0275 \text{ min}^{-1}} \doteq 25 \text{ min}. \quad (\text{Odpověď})$$

Aktivita daného vzorku ^{128}I poklesne na polovinu počáteční hodnoty za 25 min bez ohledu na to, jaká byla počáteční aktivita. Stejně tak poklesne za 25 min na polovinu počáteční hodnoty počet jader ^{128}I ve vzorku, bez ohledu na to, kolik jader ^{128}I vzorek na počátku obsahoval.



Obr. 43.8 Příklad 43.4. Semilogaritmické zobrazení dat z tabulky měření rozpadu vzorku ^{128}I . Poločas rozpadu uvedeného radionuklidu (25 min) lze získat ze směrnice přímky.

PŘÍKLAD 43.5

Vzorek KCl o hmotnosti 2,71 g je radioaktivní a rozpadá se s konstantní aktivitou 4490 Bq. Ukazuje se, že se rozpadá draslík, přesněji jeho izotop ^{40}K , který tvoří 1,17 % normálního složení draslíku. Vypočítejte poločas rozpadu tohoto nuklidu.

ŘEŠENÍ: Poločas rozpadu určíme podle rov. (43.8). Poněvadž aktivita je téměř konstantní, musí být poločas rozpadu velmi dlouhý a nemůžeme pro jeho určení použít metodu z př. 43.4. Musíme proto dosadit hodnoty N a dN/dt do rov. (43.5).

V dodatku F najdeme pro molární hmotnost KCl hodnotu $74,6 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$, takže počet draslíkových atomů ve vzorku je

$$N_{\text{K}} = \frac{(6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1})(2,71 \text{ g})}{(74,6 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1})} = 2,187 \cdot 10^{22}.$$

Z tohoto počtu je počet atomů ^{40}K

$$N_{40} = (2,187 \cdot 10^{22})(0,0117) = 2,559 \cdot 10^{20}.$$

Z rov. (43.5) plyne

$$\lambda = -\frac{dN/dt}{N} = \frac{R_{40}}{N_{40}} = \frac{(4490 \text{ s}^{-1})}{(2,559 \cdot 10^{20})} = 1,755 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}.$$

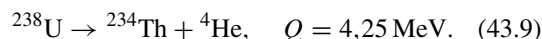
Podle rov. (43.8) je poločas rozpadu

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{(\ln 2)(1 \text{ y}/3,16 \cdot 10^7 \text{ s})}{(1,755 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1})} = \\ &= 1,25 \cdot 10^9 \text{ y}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

To je srovnatelné se stářím vesmíru! Není divu, že poločas rozpadu tohoto radionuklidu nemůžeme měřit z poklesu jeho aktivity. Je zajímavé, že i draslík v našem těle obsahuje obvyklý podíl radionuklidu; jsme tedy všichni trochu radioaktivní.

43.4 ROZPAD α

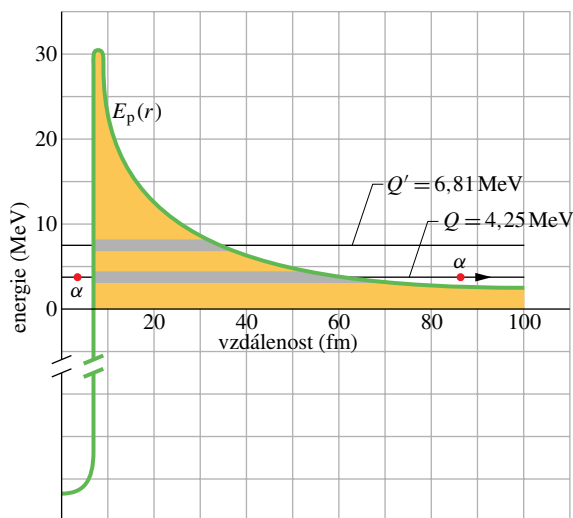
Radionuklid ^{238}U se rozpadá tak, že emituje α -částici (jádro atomu helia) podle vzorce



Th je symbol pro prvek thorium $Z = 90$; jeho poločas rozpadu je $4,47 \cdot 10^9 \text{ y}$. Q je energie reakce (v tomto případě rozpadu), tedy množství energie uvolněné při jednom rozpadu. Můžeme se oprávněně ptát: uvolní-li se při každém rozpadu energie, proč se jádra ^{238}U nerozpadla již krátce potom, co vznikla? Proč tak dlouho vyčkávají? Odpověď najdeme až při hlubším pohledu na mechanismus α -rozpadu.

Zvolíme si model, ve kterém se α -částice vytvoří uvnitř jádra již předtím, než z jádra unikne. Na obr. 43.9 je znázorněn přibližný průběh potenciální energie $E_p(r)$ soustavy α -částice a zbytkového jádra ^{234}Th v závislosti na jejich vzdálenosti r . Tento průběh je dán součtem (1) potenciálové jámy dané (přitažlivou) silnou jadernou silou působící uvnitř jádra a (2) Coulombova potenciálu odpuzivé elektrické síly, která působí mezi dvěma částicemi před rozpadem i po něm.

Vodorovná černá přímka označená $Q = 4,25 \text{ MeV}$ ukazuje energii rozpadu. Jestliže předpokládáme, že tato energie představuje celkovou energii α -částice při rozpadu, potom část křivky $E_p(r)$ nad touto přímkou představuje potenciálovou bariéru, podobně jako na obr. 39.13. Přes tuto bariéru nelze přelézt. Kdyby se α -částice vyskytla v oblasti



Obr. 43.9 Potenciální energie při emisi α -částice jádrem ^{238}U . Vodorovná černá přímka označená $Q = 4,25 \text{ MeV}$ ukazuje energii rozpadu. Tlustá šedá část této přímky ukazuje vzdálenosti r , které jsou pro α -částici klasicky zakázané. Částice α je znázorněna jako bod, jak uvnitř potenciálové jámy (nalevo), tak vně (napravo) poté, co protunelovala. Vodorovná černá přímka označená $Q' = 6,81 \text{ MeV}$ ukazuje energii rozpadu pro α -rozpad ^{228}U . (Oba izotopy mají stejnou křivku potenciální energie, protože mají stejný náboj jádra.)

bariéry, byla by její potenciální energie E_p větší než celková energie E . To by znamenalo, že její kinetická energie E_k (která je rovna $E - E_p$) by byla záporná. Podle klasické fyziky je tedy oblast bariéry pro částici nedostupná.

Nyní už vidíme, proč nedochází k okamžité emisi α -částice z jádra ^{238}U ! Jádro je obklopeno výraznou potenciálovou bariérou, která zaujímá — uvažováno ve třech rozměrech — objem mezi dvěma kulovými slupkami (o poloměrech 8 fm a 60 fm). Tento argument je tak přesvědčivý, že nyní obrátíme otázku a budeme se ptát: Jak je možné, že α -částice, trvale uvězněná uvnitř jádra ^{238}U potenciálovou bariérou, alespoň někdy toto jádro opustí? Odpověď známe z čl. 39.9, odkud víme, že existuje konečná pravděpodobnost tunelování částice potenciálovou bariérou, kterou by klasicky překonat nešlo. Rozpad α je tedy ve skutečnosti výsledkem tunelování potenciálovou bariérou.

Poněvadž poločas rozpadu ^{238}U je velmi dlouhý, nemůže být potenciálová bariéra příliš „prostupná“. Částice α , která poskakuje sem a tam uvnitř jádra, musí narazit na vnitřní stěnu bariéry zhruba 10^{38} krát, než se jí podaří uniknout tunelováním. Toto číslo odpovídá 10^{21} nárazům za sekundu po dobu $4 \cdot 10^9$ let. My ovšem čekáme na vnější straně a můžeme zaznamenat jen ty α -částice, kterým se podařilo uniknout.

Naše vysvětlení mechanismu α -rozpadu můžeme ověřit

na dalších případech. Abychom uvažovali výrazně odlišný případ, vezměme α -rozpad jiného izotopu uranu ^{228}U , který má energii reakce $Q' = 6,81 \text{ MeV}$, zhruba o 60 % vyšší než ^{238}U . (Hodnota Q' je také vyznačena jako vodorovná černá přímka na obr. 43.9). Vzpomeňme si na výsledky z čl. 39.9, které ukazují velmi silnou závislost koeficientu průchodu potenciálovou bariérou na celkové energii pronikající částice. Očekáváme tedy, že α -rozpad bude mnohem snadnější pro tento nuklid než pro ^{238}U . A skutečně tomu tak je. Podle tab. 43.2 je jeho poločas rozpadu pouhých 9,1 minut! Vzrůst hodnoty Q na 1,6 násobek vede k poklesu poločasu rozpadu (tj. účinnosti bariéry) $3 \cdot 10^{14}$ krát. To už je opravdu silná závislost.

Tabulka 43.2 Srovnání dvou zdrojů α -částic

RADIONUKLID	Q	POLOČAS ROZPADU
^{238}U	4,25 MeV	$4,5 \cdot 10^9 \text{ y}$
^{228}U	6,81 MeV	9,1 min

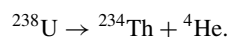
PŘÍKLAD 43.6

Máme dány následující hodnoty hmotností atomů:

^{238}U	238,050 79 u	^4He	4,002 60 u
^{234}Th	234,043 63 u	^1H	1,007 83 u
^{237}Pa	237,051 21 u		

Symbol Pa označuje prvek protaktinium, $Z = 91$.

(a) Spočítejte energii uvolněnou při α -rozpadu ^{238}U . Rozpadová reakce je



Povšimněme si, jak se v tomto vztahu projevuje zachování jaderného náboje: atomová čísla thoria (90) a helia (2) dávají v součtu atomové číslo uranu (92). Zachovává se i počet nukleonů: $238 = 234 + 4$.

ŘEŠENÍ: Celková hmotnost atomů vzniklých po rozpadu ($234,043 63 \text{ u} + 4,002 60 \text{ u}$) je menší než hmotnost atomu uranu ^{238}U o $\Delta m = 0,004 56 \text{ u}$. Energiový ekvivalent hmotnostního rozdílu je

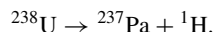
$$Q = \Delta mc^2 = (0,004 56 \text{ u})(931,5 \text{ MeV/u}) = 4,25 \text{ MeV.} \quad (\text{Odpověď})$$

Tato energie rozpadu se projeví jako kinetická energie vyletující α -částice a odraženého atomu ^{234}Th .

Ještě jednou uvádíme, že pracujeme podle zavedených zvyklostí s hmotnostmi neutrálních atomů a nikoli s hmotnostmi holých jader. Při výpočtu Δm se hmotnosti elektronů vypočítají.

(b) Ukažte, že ^{238}U se nemůže spontánně rozpadnout tak, aby emitoval proton.

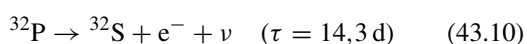
ŘEŠENÍ: Kdyby k rozpadu s emisí protonu mohlo dojít, měl by tvar



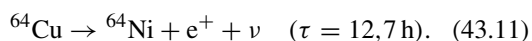
(Můžeme se přesvědčit, že se i v této reakci zachovává jak jaderný náboj, tak počet nukleonů.) Hmotnost obou atomů po rozpadu ($237,051\,21\,\text{u} + 1,007\,83\,\text{u}$) je ale větší než hmotnost atomu uranu ^{238}U , $\Delta m = -0,008\,25\,\text{u}$ a energie rozpadu je $Q = -7,68\,\text{MeV}$. Znaménko minus ukazuje, že je potřeba dodat jádru ^{238}U energii $7,68\,\text{MeV}$ k tomu, aby mohlo emitovat protony; určitě k tomu nedojde spontánně.

43.5 ROZPAD β

Říkáme, že jádro prodělává spontánní **β -rozpad**, když emituje elektron nebo pozitron (pozitron je antičástice k elektronu; má tedy stejnou hmotnost, ale kladný náboj). Podobně jako α -rozpad probíraný v předchozím článku, je i β -rozpad spontánní proces charakterizovaný energií rozpadu a poločasem rozpadu. Stejně jako α -rozpad je i β -rozpad statistický jev s časovým průběhem popsaným rov. (43.6) a (43.7). Jako dva příklady vezměme



a



Symbol ν představuje neutrino, neutrální částici s téměř (pokud ne přesně) nulovou hmotností, kterou během rozpadu emituje jádro zároveň s elektronem nebo pozitronem. Neutrino interagují s hmotou jen velmi slabě a z tohoto důvodu se dají neobyčejně obtížně zachytit, takže zůstávala po dlouhou dobu nepovšimnuta.*

V obou popsáných reakcích se zachovává náboj a nukleonové číslo. Například při rozpadu podle rov. (43.10) můžeme zachování náboje zapsat jako

$$(+15e) = (+16e) + (-1e) + (0e)$$

a zachování počtu nukleonů jako

$$(32) = (32) + (0) + (0),$$

kde jsme vzali v úvahu, že ani elektron, ani neutrino nepatří mezi nukleony a že neutrino má nulový elektrický náboj.

* Mezi jevy β -rozpadu patří také záchyt elektronu, při kterém se při rozpadu jádra pohltí jeden z elektronů jeho atomu a emituje se neutrino. Tímto případem se nebudeme zabývat. Poznamenejme ještě, že neutrální částice emitovaná při rozpadu podle rov. (43.10) je ve skutečnosti antineutrino, tohoto rozdílu si však v této úvodní části nebudeme všimnat.

Může se zdát podivné, že jádro emituje elektrony, pozitrony a neutrino, poněvadž jsme tvrdili, že se jádro skládá pouze z neutronů a protonů. Viděli jsme však již dříve, že atomy emitují fotony, a určitě neuvažujeme o tom, že atomy „obsahují“ fotony. Fotony prostě vznikají v průběhu procesu emise.

Podobně je to s elektrony, pozitrony a neutrinami emitovanými jádry při β -rozpadu: vznikají v průběhu emise. Uvnitř jádra se neutron změní na proton podle vztahu

$$n \rightarrow p + e^- + \nu, \quad (43.12)$$

nebo proton na neutron podle vztahu

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu. \quad (43.13)$$

Oba typy β -rozpadu podávají důkaz toho, že — jak už jsme se zmínili — neutrony a protony nejsou skutečné fundamentální částice. Všimněme si (v rov. (43.10) a (43.11)), že se při β -rozpadu nemění hmotnostní číslo A nuklidu; pouze jeden z nukleonů jádra změní svůj charakter podle rov. (43.12), nebo rov. (43.13), ale celkový počet nukleonů zůstává stejný.

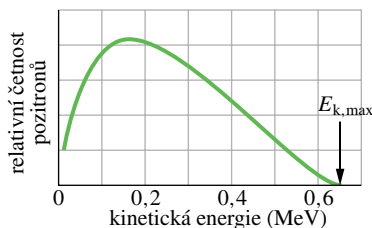
Při každém rozpadu α i β se uvolní množství energie charakteristické pro danou reakci. Při α -rozpadu daného radionuklidu má každá emitovaná α -částice přesně definovanou kinetickou energii. (Někdy může radionuklid emitovat několik skupin α -částic, pak má každá skupina přesně definovanou kinetickou energii.) Při β -rozpadu podle rov. (43.12), která popisuje rozpad s emisí elektronu, je však energie rozpadu Q rozdělena mezi elektron a neutrino, a to v různých poměrech. Někdy získá téměř všechnu energii elektron, jindy neutrino. Vždy však dává součet energie elektronu a neutrino stejnou hodnotu Q . Takové sdílení energie, kdy součet dává vždy stejnou hodnotu, nastává i v případě β -rozpadu podle rov. (43.13), která popisuje rozpad s emisí pozitronu.

Při β -rozpadu může tedy energie emitovaného elektronu nebo pozitronu nabývat hodnot od nuly do nějaké maximální hodnoty $E_{k,\max}$. Na obr. 43.10 je rozdělení energií pozitronů emitovaných při β -rozpadu ^{64}Cu (rov. (43.11)). Maximální hodnota energie pozitronů $E_{k,\max}$ musí být rovna energii rozpadu Q , když neutrino neodnáší žádnou energii a pozitron odnáší celou energii $E_{k,\max}$. Platí tedy

$$Q = E_{k,\max}. \quad (43.14)$$

Neutrino

Jako první předpokládal existenci neutrino Wolfgang Pauli v roce 1930. Jeho neutrinová hypotéza nejen umožnila



Obr. 43.10 Rozdělení kinetických energií pozitronů emitovaných při β -rozpadu ^{64}Cu . Maximální hodnota kinetické energie v tomto rozdělení ($E_{k,\text{max}}$) je 0,653 MeV. V obecném případě rozpadu jádra ^{64}Cu je tato energie rozdělena mezi pozitron a neutrino. Nejpravděpodobnější energie emitovaného pozitronu je 0,15 MeV.

porozumět energiovému rozdělení elektronů nebo pozitronů při β -rozpadu, ale vyřešila také jinou dřívější záhadu β -rozpadu, totiž „chybějící“ moment hybnosti.

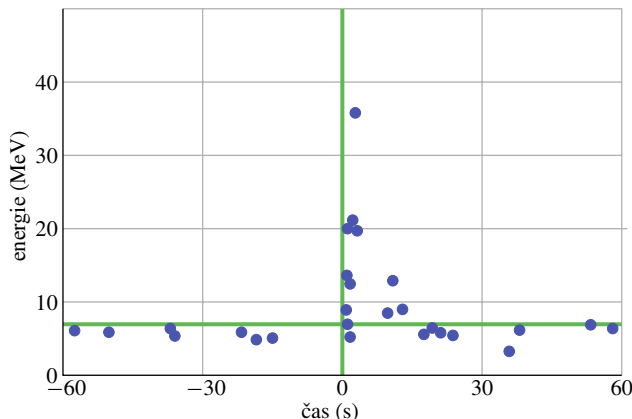
Neutrino je vskutku nepolapitelná částice; vypočítaná střední volná dráha neutrina s vysokou energií je několik tisíc světelných let. Přitom neutrina zbylá po Velkém třesku, který asi označuje stvoření vesmíru, jsou nejpočetnější částice ve fyzice. Miliardy jich procházejí každou sekundu našimi těly, aniž by zanechaly jedinou stopu.

Bez ohledu na jejich nepolapitelnost byla nakonec neutrina v laboratořích detegována. Poprvé to dokázali v roce 1953 F. Reines a C.L. Cowan se svazkem neutrin vytvořených v jaderném reaktoru o velkém výkonu. (V roce 1995 obdržel za tuto práci Reines Nobelovu cenu, Cowan v té době již nebyl naživu.) Přes velké obtíže s detekcí je dnes experimentální neutrinová fyzika značně rozvinutá oblast experimentální fyziky, s nadšenými badateli v několika laboratořích po celém světě.

Slunce emituje neutrina velmi hojně z jaderné pece ve svém nitru, a to i v noci, kdy k nám přicházejí tyto poslové ze středu Slunce zdola, neboť Země je pro ně téměř zcela průhledná. V únoru 1987 k nám dorazilo světlo z hvězdného výbuchu ve Velkém Magellanově mračnu (blízká galaxie) po cestě trvající 170 000 let. Při výbuchu vzniklo také obrovské množství neutrin a asi 10 z nich bylo zachyceno velmi citlivým detektorem v Japonsku; záznam tohoto průchodu neutrin je na obr. 43.11.

Radioaktivita a nuklidový diagram

Zkoumání rozpadu α i β nám umožňuje získat nový pohled na nuklidový diagram z obr. 43.4. Přidejme k diagramu třetí rozměr, a nanášíme na osu kolmou k rovině NZ **hmotnostní nadbytek** příslušného nuklidu. Hmotnostní nadbytek nuklidu je (nehledě na název) energie, která je přibližně rovna celkové vazebné energii nuklidu. Je definován jako $(m - A)c^2$, kde m je atomová hmotnost nuklidu a A je jeho



Obr. 43.11 Sprška neutrin ze supernovy SN 1987A, zaznamenaná v (relativním) čase 0, výrazně číná nad obvyklými případy detekce neutrin. (Pro neutrina je 10 už „pořádná sprška“!) Částice byly detegovány velmi komplikovaným detektorem v hlubokém podzemním dole v Japonsku. Supernova byla viditelná pouze na jižní polokouli, takže neutrina musela před vstupem do detektoru projít napříč Zemí (ta je pro ně jen nepatrnou překážkou).

hmotnostní číslo, obě veličiny uvádíme v jednotkách atomové hmotnosti u , a c^2 vyjádříme ve tvaru 931,5 MeV/ u .

Takto vytvořená plocha vytváří grafickou představu o stabilitě jádra. Jak je vidět na obr. 43.12 (pro málo hmotné nuklidy), tato plocha popisuje „údolí nuklidů“, kde pás stability z obr. 43.4 běží po jeho dnu. Nuklidy na stěně bohaté na protony se do údolí rozpadají emisí pozitronů, nuklidy na stěně bohaté na neutrony tak činí emisí elektronů.

KONTROLA 3: ^{238}U se rozpadá na ^{234}Th emisí α -částice. Pak následuje celý řetězec radioaktivních rozpadů, a to jak α , tak β . Nakonec řada dojde ke stabilnímu nuklidu a potom již k žádnému radioaktivnímu rozpadu nemůže dojít. Který z následujících stabilních nuklidů je na konci rozpadové řady ^{238}U : ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb , nebo ^{209}Pb ? (Tip: Řešení najdete, uvážíte-li, o kolik se při rozpadu α i β mění hmotnostní číslo A .)

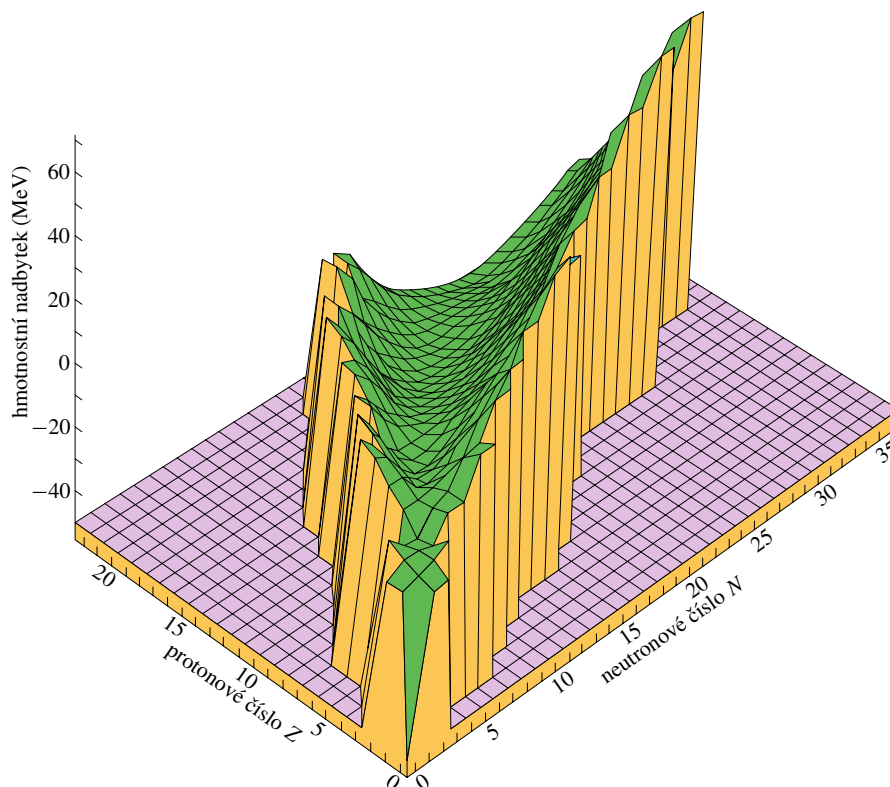
PŘÍKLAD 43.7

Spočítejte energii Q při β -rozpadu ^{32}P , který je zapsán v rov. (43.10). Potřebné atomové hmotnosti jsou 31,973 91 u pro ^{32}P a 31,972 07 u pro ^{32}S .

ŘEŠENÍ: Poněvadž je při rozpadu emitován elektron, musíme pečlivě rozlišovat jaderné a atomové hmotnosti. Označme tučným písmem $\mathbf{m}_P$ a $\mathbf{m}_S$ jaderné hmotnosti ^{32}P a ^{32}S a kurzívou m_P a m_S příslušné atomové hmotnosti. Energie rozpadu Q je Δmc^2 , kde pro rozpad podle rov. (43.10):

$$\Delta m = \mathbf{m}_P - (\mathbf{m}_S + m_e),$$

Obr. 43.12 Část údolí nuklidů zahrnující pouze málo hmotné nuklidy. Deuterium, tritium a helium leží v nejbližším rohu grafu, helium je z nich nejvyšší. Údolí se táhne směrem od nás až ke konci grafu kolem hodnot $Z = 22$ a $N = 35$. Nuklidy s velkou hodnotou A , které by v grafu ležely daleko mimo údolí, se mohou přemístit do údolí opakovanými α -rozpady nebo štěpením (rozdělením nuklidu).



kde m_e je hmotnost elektronu. Jestliže na pravé straně přičteme a odečteme $15m_e$, dostaneme

$$\Delta m = (m_P + 15m_e) - (m_S + 16m_e).$$

Veličiny v závorkách jsou atomové hmotnosti ^{32}P a ^{32}S , takže

$$\Delta m = m_P - m_S.$$

Vidíme tedy, že odečítáme-li atomové hmotnosti, bereme automaticky v úvahu hmotnost emitovaného elektronu. (Tento postup tedy neplatí při emisi pozitronu.)

Energie uvolněná při β -rozpadu ^{32}P je tedy

$$\begin{aligned} Q &= \Delta mc^2 = \\ &= (31,973\,91\,\text{u} - 31,972\,07\,\text{u})(931,5\,\text{MeV/u}) = \\ &= 1,71\,\text{MeV}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

Vypočtená hodnota Q by podle rov. (43.14) měla být rovna maximální energii emitovaných elektronů $E_{k,\max}$, což je skutečně experimentálně potvrzeno. Ačkoli je při každém rozpadu ^{32}P uvolněna energie 1,71 MeV, elektrony odnášejí jen její část. Zbývající část získávají neutrino a nepozorovatelně ji odnášejí pryč z laboratoře.

43.6 RADIOAKTIVNÍ DATOVÁNÍ

Známe-li poločas rozpadu určitého radionuklidu, můžeme v principu použít takový rozpad jako hodiny pro měření časových intervalů. Rozpad nuklidu s velmi dlouhým poločasem rozpadu může sloužit pro měření stáří hornin, tedy doby, která uplynula od jejich vzniku. Měření hornin ze Země, Měsíce a také meteoritů dávají konsistentně maximální hodnotu stáří těchto těles zhruba $4,5 \cdot 10^9$ y.

Radionuklid draslíku ^{40}K se například rozpadá na stabilní izotop vzácného plynu argonu ^{40}Ar s poločasem rozpadu $1,25 \cdot 10^9$ y. Měřením poměru ^{40}K a ^{40}Ar v dané hornině je možno vypočítat její stáří. Ověřit výsledek lze pak užitím jiného dlouho žijícího nuklidu, například uranu ^{235}U , který se po řadě mezistavů přemění na stabilní izotop olova ^{207}Pb .

Pro měření kratších časových intervalů, zajímavých třeba z historických důvodů, je neocenitelný nástroj radiouhlíkové datování. Radionuklid ^{14}C ($\tau = 5730$ y) je s konstantní rychlostí produkován v horních vrstvách atmosféry při ostřelování atmosférického dusíku částicemi kosmického záření. Tento radiouhlík se mísí s uhlíkem normálně přítomným v atmosféře (jako CO_2), takže se vyskytuje jeden atom ^{14}C na každých 10^{13} atomů běžného stabil-

ního ^{12}C . Při biologických procesech, jako je fotosyntéza nebo dýchání, dochází k náhodné výměně atomů atmosférického uhlíku s atomy uhlíku v živých organismech, jako je brokolice, houby, tučňáci nebo lidé. Po jisté době je dosaženo rovnováhy, při které uhlíkové atomy každého živého organismu obsahují jistou malou část radioaktivního nuklidu ^{14}C .

Výměna uhlíkových atomů trvá, jen dokud je organismus naživu. Po smrti se výměna s atmosférou zastaví a radiouhlík uvězněn v organismu se z něj vytrácí s poločasem 5 730 let. Měřením obsahu radiouhlíku v jednotce hmotnosti organické látky lze určit dobu, která uplynula od smrti organismu. Dřevěné uhlí z dávných ohnišť, Kumránské svitky a mnoho dalších prehistorických artefaktů bylo datováno tímto způsobem.

PŘÍKLAD 43.8

Měření vzorku horniny z Měsíce na hmotnostním spektrometru ukázala, že poměr počtu přítomných (stabilních) atomů argonu ^{40}Ar k počtu (radioaktivních) atomů draslíku ^{40}K je 10,3. Předpokládejme, že všechny argonové atomy vznikly rozpadem draslíku s poločasem rozpadu $\tau = 1,25 \cdot 10^9$ y. Jaké je stáří horniny?

ŘEŠENÍ: Jestliže hornina obsahovala N_0 atomů draslíku v čase, kdy se tvořila tuhnutím z roztavené látky, bude v čase analýzy počet draslíkových atomů dán rov. (43.6)

$$N_K = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (43.15)$$

kde t je stáří horniny. Každý rozpadlý atom draslíku vytvořil atom argonu. V čase analýzy je tedy počet argonových atomů

$$N_{\text{Ar}} = N_0 - N_K. \quad (43.16)$$

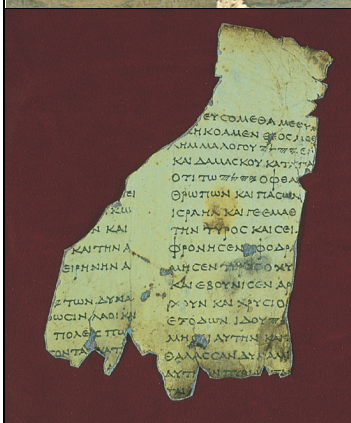
Hodnotu N_0 nemůžeme měřit; vyloučíme ji proto z rovnic (43.15) a (43.16). Po úpravách tak dostaneme rovnici

$$\lambda t = \ln \left(1 + \frac{N_{\text{Ar}}}{N_K} \right), \quad (43.17)$$

ve které je možné poměr N_{Ar}/N_K měřit. Vyjádříme t z rov. (43.17) a použijeme rov. (43.8) pro nahrazení λ . Máme tedy

$$\begin{aligned} t &= \frac{\tau \ln(1 + N_{\text{Ar}}/N_K)}{\ln 2} = \\ &= \frac{(1,25 \cdot 10^9 \text{ y})[\ln(1 + 10,3)]}{\ln 2} = \\ &= 4,37 \cdot 10^9 \text{ y}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

U měsíčních nebo pozemských vzorků bylo zjištěno i menší stáří, ale nikdy podstatně větší. Podle toho můžeme říci, že sluneční soustava je stará asi 4 miliardy let.



Fragment Kumránských svitků a jeskyně blízko Mrtvého moře, kde byly svitky nalezeny. Stáří svitků bylo určeno pomocí radiouhlíkového datování vzorku látky, která uzavírala nádoby se svitky.

43.7 MĚŘENÍ RADIAČNÍ DÁVKY

Působení různých druhů záření, jako je γ -záření, elektrony nebo α -částice, na živé tkáně (zejména na naše vlastní) je věcí veřejného zájmu. Zmíněné druhy záření můžeme nalézt i v přírodě: přicházejí jako kosmické záření nebo vznikají rozpadem radioaktivních prvků v zemské kůře. K tomu přispívá i záření vznikající lidskou činností, jako je užití rentgenového záření nebo radionuklidů v medicíně nebo průmyslu. Odstraňování radioaktivního odpadu a stanovení pravděpodobnosti nehod při provozu jaderných zařízení je předmětem značné pozornosti v národním i mezinárodním měřítku.

Naším úkolem zde nebude studovat různé zdroje záření, ale prostě jen popsat jednotky, kterými můžeme vyjádřit vlastnosti a účinky záření. Již dříve jsme zmínili *aktivitu* radioaktivního zdroje. Ještě zbývají dvě důležité veličiny.

1. Pohlčená dávka. Je to míra radiační dávky (energie na jednotku hmotnosti) skutečně pohlčené určitým objektem, například pacientovou rukou nebo hrudníkem. Jednotkou v soustavě SI je **gray** (Gy). Stále se však užívá i starší jednotky **rad** (radiation absorbed dose — pohlčená radiační dávka). Jednotky jsou definovány jako

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rad}.$$

Typický výrok pak vypadá takto: „Celotělová, krátkodobá

dávka gama záření 3 Gy (300 rad) zapříčiní smrt 50 % populace, která jí byla vystavena.“ Pro jisté uklidnění uvedme, že dnešní střední roční absorbovaná dávka záření ze zdrojů přírodních i vytvořených lidskou činností je asi $2 \text{ mGy} = 0,2 \text{ rad}$.

2. Ekvivalentní dávka. Ačkoli různé druhy záření (například záření gama a neutrony) mohou tělu dodat stejné množství energie, nemusí mít stejný biologický účinek. Ekvivalentní dávka nám umožňuje určit biologický účinek záření tak, že vynásobíme pohlcenou dávku (udanou v jednotkách gray nebo rad) číselným **RBE** faktorem relativní biologické účinnosti (relative biological effectiveness). Pro rentgenové záření a elektrony je $\text{RBE} = 1$, pro pomalé neutrony $\text{RBE} = 5$, pro α -částice $\text{RBE} = 10$ atd. Běžné osobní měřicí pomůcky registrují právě ekvivalentní dávku.

Jednotkou pro ekvivalentní dávku v soustavě SI je **sievert** (Sv). Užívá se i starší jednotky **rem**. Platí

$$1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}.$$

Příklad správného použití těchto jednotek je ve větě: „Národní úřad pro ochranu před zářením doporučuje, aby nikdo vystavený působení záření (kromě osob pracujících se zářením) neobdržel v žádném roce ekvivalentní dávku větší než $5 \text{ mSv} = 0,5 \text{ rem}$.“ To se týká všech druhů záření: přirozeně musíme pro každý druh záření použít příslušný RBE faktor.

PŘÍKLAD 43.9

Uvedli jsme, že dávka γ -záření 3 Gy pohlcená v těle je smrtelná pro polovinu zasažených osob. Jestliže by byla energie obsažená v této dávce pohlcena ve formě tepla, o kolik by se zvýšila teplota těla?

ŘEŠENÍ: Pohlcená dávka 3 Gy odpovídá energii na jednotku hmotnosti $3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$. Předpokládejme, že měrná tepelná kapacita c lidského těla je stejná jako vody, tj. $c = 4180 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Z rov. (19.15) spočteme přírůstek teploty

$$\Delta T = \frac{Q/m}{c} = \frac{(3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1})}{(4180 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})} = 7,2 \cdot 10^{-4} \text{ K} \doteq 700 \mu\text{K}. \quad (\text{Odpověď})$$

Je zřejmé, že poškození způsobené ionizujícím zářením nemá nic společného s tepelným ohřevem. Škodlivé účinky jsou důsledkem toho, že záření poruší molekulární vazby a naruší tak normální funkci tkání, kterými bylo pohlceno.

43.8 JADERNÉ MODELY

Jádra jsou složitější než atomy. Pro atomy má základní síla (Coulombova síla) velmi jednoduchý tvar a v atomu pro ni existuje přirozený střed, nabitě jádro. Pro jádra není popis silového působení jednoduchý a nelze jej ani v úplnosti explicitně vypsát. Navíc v jádře, které je směsicí protonů a neutronů, nemá síla žádný přirozený středový bod, který by usnadňoval výpočty.

Nemáme-li k dispozici úplnou jadernou *teorii*, obrátíme se k budování jaderných *modelů*. Jaderný model je jednoduše způsob pohledu na jádro, který nám dovoluje popsat pokud možno nejširší třídu vlastností jader. Užitečnost modelu testujeme podle schopnosti dávat předpovědi, které můžeme experimentálně ověřit v laboratoři.

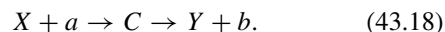
Dva jaderné modely se ukázaly jako velmi užitečné. Ačkoli jsou založeny na předpokladech, které se naprosto vzájemně vylučují, každý z nich velmi dobře popisuje určitou třídu jaderných vlastností. Nejdřív popíšeme každý model zvlášť, a potom ukážeme, jak je můžeme kombinovat tak, abychom získali jediný nerozporný popis atomového jádra.

Kolektivní model

V *kolektivním modelu*, který zformuloval Niels Bohr, se nukleony pohybují chaoticky a silně spolu interagují, podobně jako molekuly v kapce tekutiny. Každý nukleon se uvnitř jádra velmi často sráží s dalšími nukleony; jeho střední volná dráha je podstatně kratší než činí průměr jádra. Toto stálé „poskakování“ nám připomíná tepelný pohyb molekul v kapce tekutiny.

Kolektivní model nám umožňuje dát do souvislosti řadu poznatků o jaderných hmotnostech a vazebních energiích; pomůže nám také vysvětlit (jak uvidíme později) jaderné štěpení. Umožňuje nám také pochopit velkou třídu jaderných reakcí.

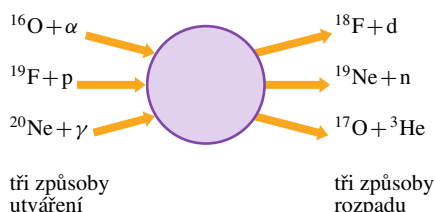
Vezměme například obecnou reakci typu



Reakce může představovat jev, kdy částice a vytvoří s jádrem terče X **složené jádro** C , kterému přitom předá jisté množství energie. Částice a ostřelujícího svazku, například neutron, je náraz polapena náhodně se pohybujícími nukleony uvnitř jádra. Rychle ztratí svou identitu — obrazně řečeno — a jí přinesená excitační energie se tedy rychle rozloží mezi všechny nukleony jádra C .

Kvazistabilní stav označený v rov. (43.18) jako C se může udržet po dobu až 10^{-16} s , než se rozpadne na Y a b . V jaderném měřítku je to doba velmi dlouhá, neboť je

například milionkrát delší než doba, kterou potřebuje nukleon s energií několika milionů elektronvoltů k cestě napříč jádrem. V kolektivním modelu jádra předpokládáme, že vznik jádra a jeho případný rozpad jsou zcela nezávislé jevy. V době, kdy se jádro rozpadá, již „zapomnělo“ na to, jak bylo vytvořeno. Způsob, kterým se jádro rozpadá, nezávisí na způsobu, jak se utvářelo. Jako příklad jsou na obr. 43.13 ukázány tři způsoby vzniku složeného jádra neonu ^{20}Ne a tři způsoby jeho rozpadu. Každý ze tří způsobů vzniku může vést k libovolnému ze tří způsobů rozpadu.



Obr. 43.13 Způsoby vzniku a rozpadu složeného jádra neonu ^{20}Ne .

Model nezávislých částic

V kolektivním modelu jsme předpokládali, že se nukleony pohybují náhodně a že dochází k jejich častým vzájemným srážkám. *Model nezávislých částic* je založen na opačném předpokladu, totiž že každý nukleon uvnitř jádra zaujímá nějaký dobře definovaný kvantový stav a že se jen velmi zřídka sráží s jiným nukleonem! Na rozdíl od atomu nemá jádro pevný střed, kde by byl usazen náboj; v modelu se předpokládá, že se každý nukleon pohybuje v potenciálové jámě, která je určena časově středovanou polohou všech ostatních pohybujících se nukleonů.

Nukleonu v jádře přísluší podobně jako elektronu v atomu soubor kvantových čísel, který definuje jeho pohybový stav. Nukleony se stejně jako elektrony řídí Pauliho vylučovacím principem. To znamená, že se v jednom stavu nemohou současně nacházet dva nukleony. V tomto ohledu jsou neutrony a protony chápány jako různé druhy částic, každý s vlastní množinou možných kvantových stavů.

Skutečnost, že se nukleony řídí Pauliho vylučovacím principem, nám umožňuje pochopit příčinu relativní stability jejich stavů. Když se uvnitř jádra sráží dva nukleony, musí energie každého z nich po srážce odpovídat energii *neobsazeného stavu*. Kdyby tyto stavy již byly obsazeny nukleony stejného typu, nemůže prostě k uvažované srážce dojít. Každý nukleon, procházející řadou „pokažených příležitostí ke srážce“, tak zůstává v původním pohybovém stavu po dostatečně dlouhou dobu, abychom ho mohli pokládat za částici v kvantovém stavu s určitou energií.

Ve světě atomů je opakování fyzikálních a chemických vlastností, které nacházíme v periodické tabulce prvků, spo-

jeno s chováním elektronů v atomu, přesněji řečeno s jejich ukládáním do slupek. Ty jsou pak velmi stabilní, pokud jsou zcela zaplněny. Atomová čísla vzácných plynů

2, 10, 18, 36, 54, 86, ...

můžeme považovat za *magická elektronová čísla*, která označují úplnost (nebo také uzavření) takových slupek.

I jádra mají něco jako „uzavřené slupky“ a **magická nukleonová čísla** jsou

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ...

Každý nuklid, jehož protonové číslo Z nebo neutronové číslo N má jednu z těchto hodnot, vykazuje výraznou stabilitu, která se může projevit rozmanitým způsobem.

Příklady „magických“ nuklidů jsou ^{18}O ($Z = 8$), ^{40}Ca ($Z = 20$, $N = 20$), ^{92}Mo ($N = 50$) a ^{208}Pb ($Z = 82$, $N = 126$). Nuklidy ^{40}Ca a ^{208}Pb jsou „dvojnásobně magické“, protože mají uzavřenou neutronovou slupku a zároveň uzavřenou protonovou slupku.

Magické číslo 2 se projevuje ve výjimečné stabilitě α -částice (^4He), která je se $Z = N = 2$ dvojnásobně magická. Například na křivce vazební energie na jeden nukleon z obr. 43.6 vyčnívá tento nuklid hodně nad své sousedy z periodické tabulky vodík, lithium a beryllium. Částice α je ve skutečnosti tak pevně vázána, že je nemožné přidat k ní jinou částici; stabilní nuklid s $A = 5$ neexistuje.

Ústřední myšlenkou modelu uzavřené slupky je to, že lze relativně snadno odejmout jádru jednotlivou částici vně uzavřené slupky, ale pro odejmutí částice z vlastní slupky je potřeba podstatně více energie. Například atom sodíku má jeden (valenční) elektron vně uzavřené elektronové slupky. Na odejmutí tohoto valenčního elektronu ze sodíkového atomu postačuje 5 eV; odejmutí *druhého* elektronu (ten už musí být vytažen z uzavřené slupky) však vyžaduje celých 22 eV. V jaderném modelu vezměme příklad ^{121}Sb ($Z = 51$), který obsahuje jediný proton vně uzavřené slupky 50 protonů. Odejmutí tohoto jediného protonu vyžaduje energii 5,8 MeV; odejmutí *druhého* protonu však vyžaduje 11 MeV. Existuje ještě mnoho dalších experimentálních poznatků, které potvrzují představu ukládání nukleonů do uzavřených slupek a toho, že takové slupky jsou stabilní.

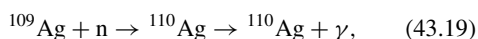
Viděli jsme, že kvantová teorie dokáže překrásně objasnit existenci magických elektronových čísel, tj. vysvětlit obsazování dílčích slupek elektrony v atomu. Ukazuje se, že za jistých předpokladů dokáže kvantová teorie stejně dobře objasnit i existenci magických nukleonových čísel! V roce 1963 získali Nobelovu cenu Marie Mayerová a Hans Jensen právě za „objev struktury jaderných slupek“.

Kombinovaný model

Uvažujme jádro, ve kterém je jen malý počet neutronů (nebo protonů) vně vnitřního jádra tvořeného uzavřenými slupkami s magickými počty neutronů (nebo protonů). Vnější nukleony zaujímají kvantové stavy v potenciálové jámě vytvářené vnitřním jádrem, takže platí základní představy modelu nezávislých částic. Vnější nukleony ale působí na vnitřní jádro, deformují je a způsobují uvnitř „přilivové vlny“ rotačního nebo vibračního charakteru. Tyto kolektivní pohyby nukleonů vnitřního jádra zase odpovídají představě kolektivního modelu. Takto vznikl kombinovaný model jaderné struktury, který spojuje zdánlivě nesmiřitelné základní představy kolektivního modelu a modelu nezávislých částic. A přitom je pozoruhodně úspěšný.

PŘÍKLAD 43.10

Uvažujme reakci zachytu neutronu



při které vzniká složené jádro (^{110}Ag). Obr. 43.14 udává relativní četnost této reakce v závislosti na energii dopadajícího neutronu. Určete střední dobu života složeného jádra podle relace neurčitosti zapsané ve tvaru

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar. \quad (43.20)$$

V tomto vztahu je ΔE mírou neurčitosti stanovení energie atomového nebo jaderného stavu. Veličina Δt je doba, která je k dispozici pro měření energie. V našem případě je toto Δt právě rovno střední době života $\bar{t}$ složeného jádra od vytvoření k rozpadu.

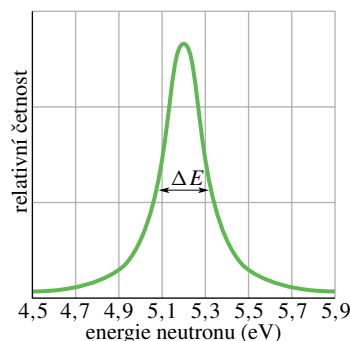
ŘEŠENÍ: Z obrázku je vidět, že relativní četnost má výrazné maximum při energii neutronu 5,2 eV. Z toho můžeme

usuzovat na existenci jediné excitované hladiny složeného jádra ^{110}Ag . Když je použitá energie právě rovna rozdílu energie této excitované hladiny a energie základního stavu ^{110}Ag , dochází k „rezonanci“ a reakce podle rov. (43.19) opravdu proběhne.

Rezonanční pík však není nekonečně úzký. Přibližná hodnota jeho pološířky (ΔE v obr. 43.14) je 0,20 eV. Tuto skutečnost popisujeme tak, že energie excitované hladiny není určena přesně, ale s neurčitostí ΔE asi 0,20 eV. Můžeme tedy psát

$$\Delta t = \bar{t} = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{(4,14 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}) / 2\pi}{(0,20 \text{ eV})} \doteq 3 \cdot 10^{-15} \text{ s}. \quad (\text{Odpověď})$$

To je doba několiksetkrát větší než čas, který potřebuje neutron s energií 5,2 eV k překonání průměru jádra ^{109}Ag . Můžeme tedy říci, že po dobu $3 \cdot 10^{-15}$ s bude neutron *částí* jádra.



Obr. 43.14 Příklad 43.10. Křivka relativní četnosti reakce popsané rov. (43.19) v závislosti na energii dopadajícího neutronu. Pološířka ΔE rezonančního vrcholu je přibližně 0,20 eV.

PŘEHLED & SHRNU TÍ

Nuklidy

Je známo asi 2 000 nuklidů. Nuklid je charakterizován *atomovým číslem* Z (počet protonů), *neutronovým číslem* N a *hmotnostním číslem* A (celkový počet nukleonů — protonů a neutronů). Je tedy $A = Z + N$. Nuklidy se stejným atomovým číslem, ale s různým neutronovým číslem se nazývají *izotopy* daného prvku. Střední poloměr jádra R je dán vztahem

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (43.3)$$

kde $R_0 \approx 1,2$ fm.

Jaderné hmotnosti a vazební energie

Křivka vazební energie ukazuje, že nejstabilnější jsou středně hmotné nuklidy a že je možné uvolnit energii jak při štěpení

velmi hmotných nuklidů, tak při fúzi nuklidů s malou hmotností. Energiový ekvivalent atomové hmotnostní jednotky (u) je 931,5 MeV.

Jaderná síla

Jádra jsou vázána přitažlivou silou mezi nukleony. Předpokládá se, že se jedná o druhotný projev *silné síly*, kterou na sebe působí kvarky, z nichž jsou nukleony složeny. Jádra se mohou nacházet v mnoha stavech s diskrétními hodnotami energie a s charakteristickým vnitřním momentem hybnosti a magnetickým momentem.

Radioaktivní rozpad

Většina známých nuklidů je radioaktivní; nuklidy se samovolně

rozpadají s rychlostí $R = -dN/dt$, která je úměrná počtu radioaktivních atomů N . Konstanta úměrnosti je *rozpadová konstanta* λ . To vede k zákonu exponenciálního rozpadu

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (43.6)$$

$$R = \lambda N = R_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{radioaktivní rozpad}). \quad (43.7)$$

Poločas rozpadu $\tau = (\ln 2)/\lambda$ radionuklidu je čas potřebný k tomu, aby se rychlost rozpadu R (a též počet jader N) ve vzorku snížila na polovinu.

Rozpad α

Některé nuklidy se rozpadají tak, že emitují α -částice. Tyto rozpady jsou ztíženy potenciálovou bariérou, která nemůže být překonána podle klasické fyziky, ale může být překonána tunelováním podle kvantové fyziky. Propustnost bariéry a tím i poločas α -rozpadu jsou velmi citlivě závislé na energii α -částice.

Rozpad β

Při β -rozpadu emituje jádro buď elektron, nebo pozitron a spolu s ním také neutrino. Emitované částice se dělí o uvolněnou energii rozpadu. Elektrony a pozitrony emitované při β -rozpadu mají spojitě spektrum energií od nuly do maximální hodnoty rovné energii rozpadu $Q = \Delta mc^2$.

Radioaktivní datování

Přírodně radioaktivní nuklidy umožňují přibližné datování historických a prehistorických událostí. Například stáří organických

látek můžeme často určit pomocí měření obsahu ^{14}C , stáří hornin pomocí radioaktivního izotopu ^{40}K .

Radiační dávka

Pro popis působení ionizačního záření se používají tři jednotky. *Becquerel* (1 Bq = 1 rozpad za jednu sekundu) měří *aktivitu* vzorku. Množství skutečně pohlcené energie měří *gray*, přitom 1 Gy odpovídá 1 J/kg. Odhad biologického účinku pohlcené energie se měří v jednotkách *sievert*; ekvivalentní dávka 1 Sv způsobuje stejné biologické účinky bez ohledu na druh působícího záření.

Jaderné modely

Kolektivní model jaderné struktury předpokládá neustálé srážky nukleonů a také utváření dlouho žijících *složených jader* při zachytu částic ostřelujících jádra terče. Vznik složených jader a jejich případný rozpad jsou zcela nezávislé jevy.

Model *nezávislých částic* pro jadernou strukturu předpokládá, že se jednotlivé nukleony pohybují uvnitř jádra (v podstatě bez srážek) a jejich stavy jsou kvantovány. Model předpovídá jaderné hladiny a *magická čísla* (2, 8, 20, 28, 50, 82 a 126), která odpovídají uzavřeným nukleonovým slupkám; nuklidy, které mají takový počet neutronů nebo protonů, jsou velmi stabilní.

V *kombinovaném* modelu obsazují přebývajících nukleony kvantové stavy vně vnitřního jádra tvořeného nukleony v uzavřených slupkách. Je velmi úspěšný při předpovídání mnoha jaderných vlastností.

OTÁZKY

1. Uvažujme případ, kdy α -částici v př. 43.1 nahradíme protonem o stejné počáteční kinetické energii, který se také čelně sráží s jádrem atomu zlata. Bude vzdálenost od středu jádra, na které se proton zastaví, větší, menší, nebo stejná jako vzdálenost, na které se zastaví α -částice?
2. Je v lidském těle více protonů než neutronů, více neutronů než protonů, nebo přibližně stejný počet obou částic?
3. Nuklid ^{244}Pu ($Z = 94$) emituje α -částice. Na který z uvedených nuklidů se rozpadá: ^{240}Np ($Z = 93$), ^{240}U ($Z = 92$), ^{248}Cm ($Z = 96$), nebo ^{244}Am ($Z = 95$)?
4. Určitý nuklid je považován za velmi stabilní. Leží jeho vazební energie na jeden nukleon mírně nad, nebo mírně pod křivkou vazební energie na obr. 43.6?
5. Je hmotnostní nadbytek α -částice (užijte úsečku z obr. 43.12) větší, nebo menší než celková vazební energie této částice? (Užijte vazební energii na jeden nukleon z obr. 43.6.)
6. Radionuklid ^{196}Ir emituje při rozpadu elektrony. (a) Do kterého čtverečku na obr. 43.5 přejde? (b) Dojde pak ještě k dalším rozpadům?
7. Nuklid olova obsahuje 82 protonů. (a) Kdyby obsahoval také 82 neutronů, kde by byl zobrazen na obr. 43.4? (b) Kdyby bylo

takové jádro utvořeno, emitovalo by pozitrony, nebo elektrony, anebo by bylo stabilní? (c) Kolik očekáváte podle obr. 43.4 neutronů ve stabilním nuklidu olova?

8. Nuklid ^{238}U ($Z = 92$) se může štěpit na dvě části o stejných atomových a hmotnostních číslech. (a) Leží nuklid ^{238}U v obr. 43.4 nad, nebo pod přímkou $N = Z$? (b) Leží oba fragmenty štěpení nad, nebo pod touto přímkou? (c) Jsou tyto fragmenty stabilní, nebo radioaktivní?

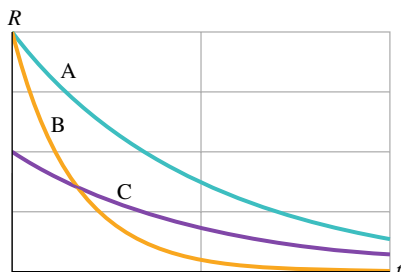
9. Radionuklidy se rozpadají podle exponenciální závislosti v rov. (43.7). Baterie, hvězdy a dokonce i studenti se také rozpadají, když pojem „rozpad“ chápeme jako „vyčerpat se“. Jde i v těchto případech o exponenciální rozpad?

10. V čase $t = 0$ má vzorek radionuklidu A stejnou rychlost rozpadu jako radionuklid B v čase $t = 30$ min. Rozpadové konstanty jsou λ_A a λ_B , přitom $\lambda_A < \lambda_B$. Budou mít oba vzorky v nějakém okamžiku stejnou rychlost rozpadu? (Tip: Nakreslete graf časové závislosti aktivity vzorků.)

11. V čase $t = 0$ má vzorek radionuklidu A dvojnásobnou rychlost rozpadu než radionuklid B. Rozpadové konstanty jsou λ_A a λ_B , přitom $\lambda_A > \lambda_B$. Budou mít oba vzorky v nějakém okamžiku stejnou rychlost rozpadu?

12. Na obr. 43.15 jsou zakresleny aktivity tří radioaktivních

vzorků v závislosti na čase. Seřadte vzorky sestupně podle jejich (a) poločasu rozpadu a (b) rozpadové konstanty. (Tip: Pro (a) použijte v grafu pravítko.)



Obr. 43.15 Otázka 12

13. Jestliže zdvojnásobíme hmotnost radioaktivního vzorku, zvětší se, zmenší se, nebo zůstane stejná (a) aktivita vzorku a (b) rozpadová konstanta vzorku?

14. V čase $t = 0$ začneme pozorovat dvě identická radioaktivní jádra s poločasem rozpadu 5 min. V čase $t = 1$ min se jedno z nich rozpadne. Zvětší, nebo zmenší tato událost pravděpodob-

nost, že se v následujících 4 min rozpadne i druhé jádro, nebo nemá tato událost na druhé jádro žádný vliv?

15. Radionuklid ^{49}Sc má poločas rozpadu 57,0 min. Četnost impulzů zaznamenaná u vzorku tohoto nuklidu v čase $t = 0$ je 6 000 impulzů za min nad hodnotou pozadí, která je 30 impulzů za min. Aniž budete provádět výpočet, určete, klesne-li četnost impulzů na úroveň pozadí během asi 3 h, 7 h, 10 h, nebo po době mnohem delší než 10 h.

16. Radionuklidy ^{209}At a ^{209}Po emitují α -částice s energií 5,65 MeV a 4,88 MeV. Který z nuklidů má delší poločas rozpadu?

17. Magická čísla uvedená pro jádra v čl. 43.8 jsou 2, 8, 20, 28, 50, 82 a 126. Jsou nuklidy magické (tj. obzvlášť stabilní) tehdy, když (a) pouze hmotnostní číslo A , (b) pouze atomové číslo Z , (c) pouze neutronové číslo N , nebo (d) buď Z , nebo N se rovnají jednomu z těchto čísel? Vyberte správná tvrzení.

18. (a) Které z následujících nuklidů jsou magické: (a) ^{122}Sn , (b) ^{132}Sn , (c) ^{98}Cd , (d) ^{198}Au , (e) ^{208}Pb ? (b) Který z nuklidů, pokud vůbec nějaký, je dvojnásobně magický?

CVIČENÍ & ÚLOHY

ODST. 43.1 Objevení jádra

1C. Spočítejte nejmenší vzdálenost, na kterou se při čelní srážce může přiblížit α -částice s energií 5,30 MeV k jádru atomu mědi.

2C. Předpokládejte, že jádro atomu zlata má poloměr 6,23 fm a α -částice má poloměr 1,80 fm. Jakou minimální energii musí mít α -částice, aby pronikla do jádra atomu zlata?

3Ú. Při pružném rozptylu α -částice na jádře dojde u jádra ke zpětnému odrazu. Uvažujme čelní srážku α -částice s energií 5,00 MeV s jádrem zlata, které je na počátku v klidu. Vypočítejte kinetickou energii (a) zpětného odrazu jádra a (b) odražené α -částice.

ODST. 43.2 Některé vlastnosti atomových jader

4C. Neutronová hvězda je hvězda, jejíž hustota je přibližně stejná jako hustota jaderné hmoty, která byla vypočtena v př. 43.2. Předpokládejme, že by došlo ke zhroucení Slunce, při kterém by se stalo neutronovou hvězdou, a přitom si zachovalo svou nynější hmotnost. Jaký by byl jeho poloměr?

5C. Kolik obsahuje nuklid ^{14}C (a) protonů a (b) neutronů?

6C. Poloměr jádra určený z rozptylu elektronů je 3,6 fm. Jaké je přibližně hmotnostní číslo jádra?

7C. Najděte nuklidy z tab. 43.1 na nuklidovém diagramu na obr. 43.4. Ověřte, že leží v pásu stability.

8C. Pomocí nuklidového diagramu vypište symboly (a) všech stabilních izotopů s $Z = 60$, (b) všech radioaktivních nuklidů s $N = 60$ a (c) všech nuklidů s $A = 60$.

9C. Elektrická potenciální energie koule o poloměru R s rov-

noměrně rozloženým nábojem Q je

$$E_p = \frac{3Q^2}{20\pi\epsilon_0 R}.$$

(a) Spočítejte elektrickou potenciální energii nuklidu ^{239}Pu za předpokladu, že je to koule o poloměru 6,64 fm. (b) Porovnejte pro tento nuklid elektrickou potenciální energii na jeden nukleon a také na jeden proton s vazební energií 7,56 MeV na jeden nukleon. (c) Jaký závěr můžete z tohoto srovnání učinit?

10C. Silný nadbytek neutronů v jádrech s vysokou hmotností lze ukázat na tom, že při štěpení nehmotnějších nuklidů na dvě stabilní jádra vždycky přebývají neutrony. Uvažme například spontánní štěpení jádra ^{235}U na dvě stabilní dceřiná jádra s atomovými čísly 39 a 53. S pomocí obr. 43.4 určete, o které dceřiné nuklidy se jedná a jaký počet neutronů přitom zbude.

11C. Uspořádejte 25 nuklidů $^{118-122}\text{Te}$, $^{117-121}\text{Sb}$, $^{116-120}\text{Sn}$, $^{115-119}\text{In}$ a $^{114-118}\text{Cd}$ do políček nuklidového diagramu podobně jako na obr. 43.5. Nakreslete a označte (a) všechny izobarické (konstantní A) přímky a (b) všechny přímky s konstantní hodnotou nadbytku neutronů, definovaného jako $N - Z$.

12C. Spočítejte a porovnejte (a) jadernou hustotu hmotnosti ρ_m a (b) jadernou hustotu náboje ρ_q pro poměrně málo hmotný nuklid ^{55}Mn a nuklid s poměrně vysokou hmotností ^{209}Bi . (c) Jsou rozdíly takové, jaké jste očekávali? Vysvětlete.

13C. Ověřte hodnotu vazební energie 7,56 MeV na jeden nukleon uvedenou v tab. 43.1 pro ^{239}Pu . Potřebné atomové hmotnosti jsou 239,052 16 u (^{239}Pu), 1,007 83 u (^1H) a 1,008 67 u (neutron).

14C. (a) Ukažte, že přibližný vztah pro hmotnost atomu je $M = Am_p$, kde A je hmotnostní číslo a m_p je hmotnost protonu. (b) Jaké chyby (v procentech) se dopustíme při výpočtu hmotností atomů z tab. 43.1 podle tohoto vztahu? Hmotnost holého protonu je 1,007 276 u. (c) Je tento vztah dostatečně přesný pro výpočet jaderné vazební energie?

15C. Charakteristický jaderný čas je užitečná, ale jen volně definovaná veličina, rovná času, který potřebuje nukleon s energií několik milionů elektronvoltů k překonání vzdálenosti rovné průměru středně hmotného jádra. Jaká je řádově tato veličina? Při výpočtu uvažujte neutron s energií 5 MeV překonávající průměr jádra ^{197}Au ; užití rov. (43.3).

16C. Jaderné poloměry lze měřit pomocí rozptylu elektronů s vysokou energií na jádrech. (a) Jaká je de Broglieho vlnová délka 200 MeV elektronů? (b) Jsou tyto elektrony vhodné pro daný účel?

17C. Pokud je nukleon vázán v jádře, můžeme vzít jako neurčitost jeho polohy jaderný poloměr R . Jakou hodnotu dává princip neurčitosti pro kinetickou energii nukleonu například v jádře o hmotnostním čísle $A = 100$? (Tip: Předpokládejte, že skutečná hybnost p je rovna vypočtené neurčitosti hybnosti Δp .)

18C. Atomové hmotnosti ^1H , ^{12}C a ^{238}U jsou 1,007 825 u, 12,000 000 u (přesně, neboť tak je definována jednotka atomové hmotnosti u) a 238,050 785 u. (a) Jaké by byly číselné hodnoty hmotností, kdyby atomová jednotka hmotnosti byla definována tak, že hmotnost ^1H je přesně 1,000 000 u? (b) Použijte výsledku k úvaze, proč asi nebyla tato zřejmá definice jednotky atomové hmotnosti zvolena.

19Ú. (a) Ukažte, že energie uložená v jaderných vazbách (silná jaderná síla) je úměrná hmotnostnímu číslu A jádra. (b) Ukažte, že energie elektrické vazby protonů (Coulombova síla) je úměrná $Z(Z - 1)$. (c) Ukažte, že směrem ke stále větším jádrům (obr. 43.4) roste význam Coulombovy síly rychleji než význam silné jaderné síly.

20Ú. V periodické tabulce vypadá políčko hořčíku takto:

12
Mg
24,312

Existují tři izotopy:

^{24}Mg , atomová hmotnost = 23,985 04 u,

^{25}Mg , atomová hmotnost = 24,985 84 u,

^{26}Mg , atomová hmotnost = 25,982 59 u.

Výskyt ^{24}Mg je 78,99 % (váhových). Vypočtěte výskyt zbývajících dvou izotopů.

21Ú. Máte rozebrat α -částici (^4He) na nukleony tak, že se postupně oddělí proton, neutron a proton. Spočtěte (a) práci potřebnou v každém kroku, (b) celkovou vazební energii α -částice

a (c) vazební energii na jeden nukleon. Potřebné atomové hmotnosti jsou

^4He	4,002 60 u	^2H	2,014 10 u
^3H	3,016 05 u	^1H	1,007 83 u
n	1,008 67 u.		

22Ú. Protože neutron nemá náboj, musí být jeho hmotnost určena jinak než pomocí hmotnostního spektrometru. Když se setká neutron s protonem (předpokládáme, že oba jsou téměř v klidu), spojí se a utvoří deuteron, přitom dojde k emisi fotonu γ -záření o energii 2,223 3 MeV. Hmotnosti protonu a deuteronu jsou 1,007 825 035 u a 2,014 101 9 u. Vypočtěte z těchto údajů hmotnost neutronu na tolik desetinných míst, kolik uvedená data umožňují. (Přesnější hodnota převodního faktoru hmotnost — energie je 931,502 MeV/u.)

23Ú. Mince váží 3,0 g. Spočtěte jadernou energii potřebnou k oddělení všech neutronů a protonů obsažených v minci. Zanedbejte vazební energii elektronů a pro jednoduchost považujte minci za čistou měď ^{63}Cu (hmotnost 62,929 60 u). Hmotnosti protonu a neutronu jsou 1,007 83 u a 1,008 67 u.

24Ú. Pro zjednodušení výpočtů jsou atomové hmotnosti někdy uváděny ne jako skutečné atomové hmotnosti m , ale jako $(m - A)c^2$, kde A je hmotnostní číslo vyjádřené v atomových jednotkách hmotnosti. Této hodnotě, běžně udávané v milio-nech elektronvoltů, říkáme *hmotnostní nadbytek* a označujeme ji Δ . S údaji z př. 43.3 spočtěte hmotnostní nadbytek pro (a) ^1H , (b) neutron a (c) ^{120}Sn .

25Ú. (Viz úlohu 24.) Ukažte, že celková vazební energie nuklidu může být vyjádřena jako

$$E = Z\Delta_H + N\Delta_n - \Delta,$$

kde Δ_H , Δ_n a Δ jsou příslušné hmotnostní nadbytky. Spočtěte podle tohoto vztahu vazební energii na jeden nukleon pro ^{197}Au . Porovnejte výsledek s hodnotou uvedenou v tab. 43.1. Potřebné hmotnostní nadbytky, zaokrouhlené na tři platná čísla, jsou $\Delta_H = +7,29$ MeV, $\Delta_n = +8,07$ MeV a $\Delta_{197} = -31,2$ MeV. Všimněte si, že se s hmotnostními nadbytky počítá pohodlněji, než se samotnými hmotnostmi.

ODST. 43.3 Radioaktivní rozpad

26C. Poločas rozpadu určitého radioaktivního izotopu je 6,5 h. Je-li na počátku $48 \cdot 10^{19}$ atomů tohoto izotopu, kolik jich zůstane po 26 h?

27C. Poločas rozpadu radioaktivního izotopu je 140 d. Po kolika dnech klesne rychlost rozpadu vzorku tohoto izotopu na jednu čtvrtinu původní hodnoty?

28C. Radioaktivní nuklid má poločas rozpadu 30 y. Jaká část z původně čistého vzorku tohoto nuklidu se nerozpadne po (a) 60 y a (b) 90 y?

29C. Uvažujte původně čistý 3,4 g vzorek izotopu ^{67}Ga s poločasem rozpadu 78 h. (a) Jaká je počáteční rychlost rozpadu? (b) Jaká bude rychlost rozpadu o 48 h později?

30C. Radioaktivní izotop rtuti ^{197}Hg se rozpadá na zlato ^{197}Au s rozpadovou konstantou $0,0108$ rozpadů za h. (a) Spočítejte jeho poločas rozpadu. Jaká část rtuti zůstane ve vzorku (b) po době rovné třem poločasům rozpadu a (c) po $10,0$ d?

31C. Z údajů na začátku čl. 43.3 odvoďte (a) rozpadovou konstantu λ a (b) poločas rozpadu ^{238}U .

32C. Izotop ^{239}Pu vzniká jako vedlejší produkt v jaderném reaktoru a hromadí se jako zátěž životního prostředí. Izotop je radioaktivní, prodělává α -rozpad s poločasem rozpadu $2,41 \cdot 10^4$ y. (a) Kolik jader obsahuje smrtelné množství plutonia (2 mg)? (b) Jaká je rychlost rozpadu tohoto množství?

33C. Rakovinné buňky jsou citlivější na rentgenové a γ -záření než zdravé buňky. V minulosti byl standardním zdrojem pro radiační terapii radioaktivní ^{60}Co , který se nejprve rozpadá do vybuzeného stavu jádra ^{60}Ni , a ten okamžitě přechází do základního stavu a emituje přitom dva fotony γ -záření, každý s energií přibližně $1,2$ MeV. Tento β -rozpad kobaltu má poločas rozpadu $5,27$ y. Kolik radioaktivních jader ^{60}Co bylo ve zdroji s aktivitou 6000 Ci užívaném v nemocnicích? (Nyní se v radiační terapii užívají částice urychlené na vysokou energii v lineárním urychlovači.)

34Ú. Po dlouhém úsilí se v roce 1902 podařilo Marii a Pierrovi Curieovým separovat z uranové rudy významnější množství radia, jednu desetinu gramu čistého RaCl_2 . Radium bylo zastoupeno izotopem ^{226}Ra , který má poločas rozpadu 1600 y. (a) Kolik jader radia Curieovi izolovali? (b) Jaká byla rychlost rozpadu jejich vzorku (v rozpadech za sekundu)?

35Ú. Radionuklid ^{64}Cu má poločas rozpadu $12,7$ h. Jaké množství ze vzorku $5,50$ g původně čistého ^{64}Cu se rozpadne během $2,00$ h počínajících o $14,0$ h později?

36Ú. Radionuklid ^{32}P ($\tau = 14,28$ d) se často používá jako značený izotop pro sledování průběhu biochemických reakcí, kterých se účastní fosfor. (a) Je-li v určitém uspořádání experimentu četnost na počátku 3500 pulzů/s, po jaké době poklesne na hodnotu 170 pulzů/s? (b) Roztok obsahující ^{32}P přivedeme ke kořenovému systému pokusné rostliny rajčete. O $3,48$ dne později změříme aktivitu ^{32}P v listu rostliny. Kolikrát je třeba vynásobit změřenou hodnotu, aby se správně započítaly rozpady, ke kterým došlo od začátku pokusu?

37Ú. Zdroj obsahuje dva radionuklidy fosforu ^{32}P ($\tau = 14,3$ d) a ^{33}P ($\tau = 25,3$ d). Na počátku pochází $10,0\%$ rozpadů od ^{33}P . Jak dlouho musíme počkat, aby jich bylo 90% ?

38Ú. Vzorek $1,00$ g samaria emituje 120 α -částic za sekundu. Je to důsledkem rozpadu izotopu ^{147}Sm , jehož přirozený výskyt v samariu je $15,0\%$. Spočítejte poločas rozpadu.

39Ú. Poločas α -rozpadu izotopu plutonia ^{239}Pu je 24100 let. Kolik gramů helia vznikne ze vzorku $12,0$ g čistého ^{239}Pu po 20000 letech? (Uvažujte pouze helium, které vzniká přímo při rozpadu plutonia, nikoli při rozpadu vedlejších produktů reakce.)

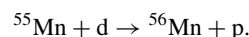
40Ú. Spočítejte hmotnost vzorku (na počátku čistého) ^{40}K s počáteční rychlostí rozpadu $1,70 \cdot 10^5$ částic $\cdot \text{s}^{-1}$. Izotop má poločas rozpadu $1,28 \cdot 10^9$ y.

41Ú. Jedním z nebezpečí po výbuchu atomové bomby je radioaktivní spad ^{90}Sr , jehož poločas rozpadu je 29 let. Protože chemické vlastnosti stroncia jsou velmi podobné vápníku, může se například, pokud se dostane do potravy krav, hromadit v kravském mléce. Část ^{90}Sr se pak hromadí v kostech lidí, kteří takové mléko pijí. Elektrony o vysoké energii, které vznikají při β -rozpadu ^{90}Sr , poškozují kostní dřev a tak narušují tvorbu červených krvinek. Výbuch bomby o mohutnosti 1 megatuny produkuje asi 400 g ^{90}Sr . Jestliže se spad rozdělí rovnoměrně po ploše 2000 km², jak velká plocha v této oblasti bude obsahovat radioaktivitu rovnou povolené hodnotě zátěže pro kosti jedné osoby, stanovené na 74000 impulzů/s?

42Ú. Po krátkém ozařování stříbra neutrony budou přítomny dva izotopy: ^{108}Ag ($\tau = 2,42$ min) s počáteční rychlostí rozpadu $3,1 \cdot 10^5$ s⁻¹ a ^{110}Ag ($\tau = 24,6$ s) s počáteční rychlostí rozpadu $4,1 \cdot 10^6$ s⁻¹. Nakreslete semilogaritmický graf celkové rychlosti rozpadu obou izotopů v závislosti na čase v intervalu od $t = 0$ do $t = 10$ min jako na obr. 43.8. Obr. 43.8 jsme použili pro stanovení poločasu rozpadu jednoduchých rozpadů (s jediným izotopem). Budete-li mít k dispozici pouze svůj graf, navrhněte způsob, jak jeho analýzou získat poločasy rozpadu obou izotopů.

43Ú. Určitý radionuklid je vytvářen (např. v cyklotronu) s konstantní rychlostí R . Nuklid se také rozpadá s rozpadovou konstantou λ . Předpokládejme, že produkce izotopu probíhá po dobu velmi dlouhou ve srovnání s poločasem rozpadu radionuklidu. Ukažte, že počet radioaktivních jader je po této době konstantní a roven $N = R/\lambda$. Ukažte, že tento výsledek nezávisí na počátečním počtu radioaktivních jader. O nuklidu říkáme, že je v *sekulární rovnováze* se svým zdrojem; v tomto stavu je rychlost rozpadu právě rovna rychlosti produkce.

44Ú. (Viz úlohu 43.) Radionuklid ^{56}Mn má poločas rozpadu $2,58$ h a je vytvářen v cyklotronu ostřelováním manganového terčíku deuterony. Terčík obsahuje pouze stabilní izotop manganu ^{55}Mn a reakce vytvářející ^{56}Mn je



Po ostřelování mnohem delším než $2,58$ h je aktivita terče způsobená ^{56}Mn rovna $8,8 \cdot 10^{10}$ s⁻¹. (a) Jakou konstantní rychlostí R se při ostřelování v cyklotronu vytvářejí jádra ^{56}Mn ? (b) Jakou rychlostí se rozpadají (také při ostřelování)? (c) Kolik jader ^{56}Mn obsahuje terč na konci ostřelování? (d) Jaká je jejich celková hmotnost?

45Ú. (Viz úlohy 43 a 44.) Zdroj radia obsahuje $1,00$ mg ^{226}Ra , které se s poločasem rozpadu 1600 y přeměňuje na vzácný plyn ^{222}Rn . Tento izotop radonu pak prochází α -rozpadem s poločasem rozpadu $3,82$ d. (a) Jaká je rychlost rozpadu ^{226}Ra ve zdroji? (b) Jak dlouho trvá, než se radon dostane do sekulární rovnováhy se svým radiovým rodičem? (c) S jakou rychlostí se pak radon rozpadá? (d) Kolik radonu je v rovnováze se svým radiovým rodičem?

ODST. 43.4 Rozpad α

46C. Považujte jádro ^{238}U za složené z α -částice (^4He) a zbytkového jádra (^{234}Th). Nakreslete závislost elektrostatické po-

tenciální energie $E_p(r)$ na vzdálenosti r mezi těmito částicemi. Zvolte přibližně interval $10 \text{ fm} < r < 100 \text{ fm}$ a porovnejte svůj graf s obr. 43.9.

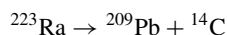
47C. Obecně se hmotnější nuklidy rozpadají snadněji při α -rozpadu. Například nejstabilnější izotop ^{238}U má poločas α -rozpadu $4,5 \cdot 10^9$ y. Nejstabilnější izotop plutonia ^{244}Pu má poločas rozpadu $8,0 \cdot 10^7$ y a pro curium ^{248}Cm je to $3,4 \cdot 10^5$ y. Když se rozpadne polovina původního vzorku ^{238}U , jaké části původních vzorků se zmíněnými izotopy plutonia a curia ještě zbyly?

48Ú. Jádru ^{238}U emituje α -částice s energií 4,196 MeV. Spočítejte energii rozpadu tohoto procesu, započtete-li i energii zpětného rázu zbytkového jádra ^{234}Th .

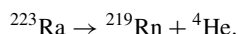
49Ú. Jádru ^{238}U emituje (a) α -částici, nebo (b) postupně neutron, proton, neutron, proton. Vypočítejte v obou případech uvolněnou energii. (c) Přesvědčte se jak rozvahou, tak přímým výpočtem, že rozdíl v obou hodnotách je právě roven vazební energii α -částice. Najděte tuto energii. Potřebné hmotnosti atomů a částic jsou:

^{238}U	238,050 79 u	^{234}Th	234,043 63 u
^{237}U	237,048 73 u	^4He	4,002 60 u
^{236}Pa	236,048 91 u	^1H	1,007 83 u
^{235}Pa	235,045 44 u	n	1,008 67 u

50Ú. Za určitých podmínek může jádro emitovat částici hmotnější než α -částice. Takové rozpady jsou velmi řídké a byly pozorovány teprve nedávno. Uvažujte rozpady



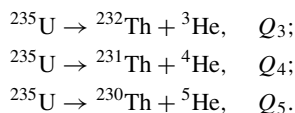
a



(a) Vypočítejte hodnoty Q pro tyto rozpady a ověřte, že jsou oba z energiového hlediska skutečně možné. (b) Výška Coulombovy bariéry pro α -částice při daném rozpadu je 30,0 MeV. Jaká je výška bariéry pro rozpad ^{14}C ? Potřebné atomové hmotnosti jsou

^{223}Ra	223,018 50 u	^{14}C	14,003 24 u
^{209}Pb	208,981 07 u	^4He	4,002 60 u
^{219}Rn	219,009 48 u		

51Ú. Těžké radionuklidy emitují α -částice a nikoli jiné kombinace nukleonů, poněvadž α -částice má velmi stabilní, pevně vázanou strukturu. Ověřte toto tvrzení porovnáním energie rozpadu několika hypotetických reakcí a diskutujte smysl nalezeného výsledku:



Potřebné atomové hmotnosti jsou:

^{232}Th	232,038 1 u	^3He	3,016 0 u
^{231}Th	231,036 3 u	^4He	4,002 6 u
^{230}Th	230,033 1 u	^5He	5,012 2 u
^{235}U	235,043 9 u		

ODST. 43.5 Rozpad β

52C. Stabilní nuklid pohltí neutron a poté emitoval elektron. Nový nuklid se spontánně rozpadl na dvě α -částice. Určete, o jaký nuklid se jedná.

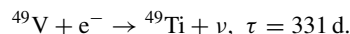
53C. Izotop cesia ^{137}Cs je obsažen ve spadu po nadzemních výbuších jaderných bomb. Představuje hrozbu pro životní prostředí, protože se jen pomalu rozpadá (poločas rozpadu 30,2 y) na ^{137}Ba a uvolňuje přitom značné množství energie. Atomové hmotnosti Cs a Ba jsou 136,907 1 u a 136,905 8 u; spočítejte celkovou energii uvolněnou při uvedeném rozpadu.

54C. Radioaktivní nuklidy o velké hmotnosti, které procházejí rozpadem α nebo β , patří do jedné ze čtyř rozpadových řad podle toho, má-li jejich hmotnostní číslo tvar $4n$, $4n+1$, $4n+2$, $4n+3$, kde n je přirozené číslo. (a) Zdůvodněte toto tvrzení a ukažte, že pokud nuklid patří do nějaké rozpadové řady, patří do ní i všechny produkty rozpadu. (b) Určete, do které rozpadové řady patří nuklidy: ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{245}Cm , ^{246}Cm , ^{249}Cf a ^{253}Fm .

55C. Rozpad volného neutronu popisuje rov. (43.12). Jaká je maximální hodnota kinetické energie $E_{k,\max}$ v energiovém spektru elektronů, je-li rozdíl hmotností neutronu a vodíkového atomu 840 μu .

56C. Elektron je emitován středně hmotným nuklidem (například s $A = 150$) s kinetickou energií 1,0 MeV. (a) Jaká je de Broglieho vlnová délka elektronu? (b) Spočítejte poloměr nuklidu. (c) Může být elektron zachycen jako stojatá vlna v „krabici“ takového rozměru? (d) Můžete použít získané číselné výsledky k vyvrácení představy (dávno opuštěné), že elektrony skutečně v jádře existovaly?

57Ú. Některé nuklidy se rozpadají při zachytu elektronu z vlastního atomu, například elektronu K -slupky. Příklad je



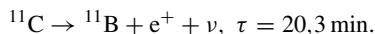
Ukažte, že energie reakce Q je dána vztahem

$$Q = (m_V - m_{\text{Ti}})c^2 - E_K,$$

kde m_V a m_{Ti} jsou atomové hmotnosti ^{49}V a ^{49}Ti a E_K je vazební energie K -elektronu vanadu. (Tip: Použijte příslušné jaderné hmotnosti m_V a m_{Ti} a postupujte stejně jako v př. 43.7.)

58Ú. Spočítejte energii rozpadu Q pro zachyt K -elektronu vanadu ^{49}V , který je popsán v úloze 57. Potřebné hodnoty jsou $m_V = 48,948 52 \text{ u}$, $m_{\text{Ti}} = 48,947 87 \text{ u}$ a $E_K = 5,47 \text{ keV}$.

59Ú. Radionuklid ^{11}C se rozpadá podle schématu



Maximální energie emitovaných pozitronů je 0,969 MeV.

(a) Ukažte, že energie rozpadu u této reakce je

$$Q = (m_C - m_B - 2m_e)c^2,$$

kde m_C a m_B jsou atomové hmotnosti ^{11}C a ^{11}B a m_e je hmotnost pozitronu. (b) Vypočítejte Q a porovnejte výsledek s výše uvedenou hodnotou maximální energie emitovaného pozitronu. Potřebné hodnoty jsou $m_C = 11,011\,434 \text{ u}$, $m_B = 11,009\,305 \text{ u}$ a $m_e = 0,000\,548\,6 \text{ u}$. (Tip: Užívejte jaderné hmotnosti m_C a m_B a postupujte jako v př. 43.7 pro β -rozpad. Pověšimněte si, že rozpad s emisí pozitronu je výjimkou z pravidla, že při dosazení atomových hmotností se při výpočtech jaderných rozpadů elektronové hmotnosti automaticky vyruší; proč?)

60Ú. Radioaktivní ^{238}U a ^{232}Th nestabilní vzhledem k α -rozpadu a ^{40}K nestabilní vzhledem k β -rozpadu jsou natolik hojně zastoupeny v žule, že mohou energií uvolněnou při rozpadech významně přispět k zahřívání Země. Izotopy procházející α -rozpadem mají rozpadové řady ukončeny stabilními izotopy olova. Izotop ^{40}K prochází jediným β -rozpadem. Potřebné informace jsou v následující tabulce:

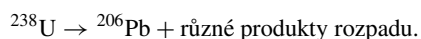
RODIČ	ROZPAD	POLOČAS ROZPADU (y)	KONEC ŘADY	Q (MeV)	f (10^{-6})
^{238}U	α	$4,47 \cdot 10^9$	^{206}Pb	51,7	4
^{232}Th	α	$1,41 \cdot 10^{10}$	^{208}Pb	42,7	13
^{40}K	β	$1,28 \cdot 10^9$	^{40}Ca	1,31	4

V tabulce uvedená hodnota Q je celková energie uvolněná při rozpadu jednoho rodičovského jádra na stabilní izotop na konci rozpadové řady a f je výskyt izotopu v kilogramech na jeden kilogram žuly. (a) Ukažte, že energie uvolněná uvedenými izotopy představuje tepelný výkon $1,0 \cdot 10^{-9} \text{ W}$ z každého kilogramu žuly. (b) Za předpokladu, že ve 20 km silné kulové slupce na povrchu Země je $2,7 \cdot 10^{22} \text{ kg}$ žuly, odhadněte celkový výkon těchto rozpadových reakcí. Srovnajte výsledek s celkovým výkonem $1,7 \cdot 10^{17} \text{ W}$, který přijímá Země ze Slunce.

61Ú*. Radionuklid ^{32}P se rozpadá na ^{32}S podle rov. (43.10). V daném rozpadu je emitován elektron s maximální možnou hodnotou energie 1,71 MeV. Jaká je přitom kinetická energie zpětného rázu atomu ^{32}S ? (Tip: Pro elektron je třeba použít relativistické vyjádření kinetické energie a hybnosti. Pro pomalý atom ^{32}S stačí naopak použít výrazy Newtonovy mechaniky.)

ODST. 43.6 Radioaktivní datování

62C. ^{238}U se rozpadá na ^{206}Pb s poločasem rozpadu $4,47 \cdot 10^9 \text{ y}$. Ačkoli rozpad probíhá v mnoha krocích, první krok má zdaleka nejdelší poločas rozpadu; proto můžeme zjednodušit popis jako přímý rozpad uranu na olovo, tedy



Při analýze vzorku horniny bylo zjištěno, že obsahuje 4,20 mg ^{238}U a 2,135 mg ^{206}Pb . Předpokládejme, že při utváření neobsahovala hornina žádné olovo, takže všechno přítomné olovo pochází z rozpadu uranu. (a) Kolik atomů ^{238}U a ^{206}Pb vzorek nyní obsahuje? (b) Kolik atomů ^{238}U obsahoval vzorek v době, kdy se hornina utvářela? (c) Jaké je stáří vzorku?

63C. 5,00 g dřevěného uhlí z dávného ohniště má aktivitu ^{14}C 63,0 rozpadů za minutu. Živý strom má aktivitu ^{14}C 15,3 rozpadů za minutu z 1,00 gramu. Poločas rozpadu ^{14}C je 5 730 let. Jak starý je vzorek dřevěného uhlí?

64Ú. Stáří určité horniny se předpokládá 260 milionů let. Jestliže vzorek obsahuje 3,70 mg ^{238}U , kolik by měl obsahovat ^{206}Pb ? Viz cvič. 62.

65Ú. Vzorek horniny získaný hluboko pod zemí obsahuje 0,86 mg ^{238}U , 0,15 mg ^{206}Pb a 1,6 mg ^{40}Ar . Kolik bude pravděpodobně obsahovat ^{40}K ? Potřebné poločasy rozpadu jsou uvedeny v úloze 60.

ODST. 43.7 Měření radiační dávky

66C. Geigerův čítač zaznamenal 8 700 pulzů za minutu. Spočítejte aktivitu zdroje v jednotkách becquerel a curie za předpokladu, že čítač zaznamenal všechny rozpady.

67C. Při léčbě rakoviny se užívá nuklid ^{198}Au s poločasem rozpadu 2,70 d. Jaká celková hmotnost tohoto nuklidu je potřeba k dosažení aktivity 250 Ci?

68C. Pilot dopravního letadla stráví v průměru 20 h týdně ve výšce 11 km, kde kosmické záření je ekvivalentní dávkou 7,0 $\mu\text{Sv/h}$. Jaká je roční (52 týdnů) ekvivalentní dávka z tohoto zdroje? Poznamenejme, že maximální přípustná roční ekvivalentní dávka (ze všech možných zdrojů) je pro obyvatelstvo 5 mSv, pro pracující s radiací pak 50 mSv.

69C. Osoba vážící 75 kg je ozářena po celém těle radiační dávkou $2,4 \cdot 10^{-4} \text{ Gy}$ způsobenou α -částicemi, jejichž RBE faktor je 12. Spočítejte (a) pohlcenou energii v joulech a (b) ekvivalentní dávku v jednotkách sievert a rem.

70Ú. Typická ekvivalentní dávka při rentgenovém vyšetření hrudníku je 250 μSv , přitom rentgenové záření má RBE faktor 0,85. Za předpokladu, že zasažená tkáň je polovina z váhy 88 kg pacienta, spočítejte pohlcenou energii v joulech.

71Ú. Pracovník u rychlého reaktoru vážící 85 kg náhodně polkne 2,5 mg prachu ^{239}Pu . ^{239}Pu prochází α -rozpadem a má poločas rozpadu 24 100 y. Energie emitovaných α -částic je 5,2 MeV a RBE faktor je 13. Předpokládejme, že plutonium se nachází v pracovníkově těle po 12 h a že 95 % emitovaných α -částic je v jeho těle pohlceno. Vypočítejte (a) počet polknutých atomů plutonia, (b) počet atomů, které se rozpadnou během 12 h, (c) energii pohlcenou v těle, (d) výslednou pohlcenou dávku (v jednotce gray) a (e) ekvivalentní dávku (v jednotce sievert).

ODST. 43.8 Jaderné modely

72C. Přechodně vytvořené jádro se při jisté jaderné reakci rozpadá po 10^{-22} s . (a) Jaká je neurčitost ΔE v našem popisu tohoto

přechodného stavu? (b) Můžeme tento stav nazvat složeným jádrem? (Př. 43.10.)

73C. Typická hodnota kinetické energie nukleonu ve středně hmotném jádře je 5,00 MeV. Jaké efektivní jaderné teplotě to odpovídá v kolektivním modelu jaderné struktury?

74C. V následujícím seznamu nuklidů najděte (a) nuklidy se zaplněnými nukleonovými slupkami, (b) nuklidy s jedním nukleonem vně zaplněné slupky a (c) nuklidy s jedním volným místem v jinak zaplněné slupce: ^{13}C , ^{18}O , ^{40}K , ^{49}Ti , ^{60}Ni , ^{91}Zr , ^{92}Mo , ^{121}Sb , ^{143}Nd , ^{144}Sm , ^{205}Tl a ^{207}Pb .

75Ú. Uvažujte tři způsoby vytváření složeného jádra ^{20}Ne z obr. 43.13. Jakou energii musí mít (a) α -částice, (b) proton a (c) foton γ -záření, aby se zajistila excitační energie 25 MeV potřebná pro složené jádro? Potřebné hmotnosti atomů a částic jsou:

^{20}Ne	19,992 44 u	α	4,002 60 u
^{19}F	18,998 40 u	p	1,007 83 u
^{16}O	15,994 91 u		

76Ú. Uvažujte tři způsoby rozpadu složeného jádra ^{20}Ne z obr. 43.13. Jestliže je složené jádro na počátku v klidu a má excitační energii 25,0 MeV, jakou kinetickou energii naměříme u (a) deuteronu, (b) neutronu a (c) nuklidu ^3He po rozpadu jádra? Potřebné hmotnosti atomů a částic jsou:

^{20}Ne	19,992 44 u	d	2,014 10 u
^{19}Ne	19,001 88 u	n	1,008 67 u
^{18}F	18,000 94 u	^3He	3,016 03 u
^{17}O	16,999 13 u		

77Ú. Nuklid ^{208}Pb je dvojnásobně magický, protože jak protonové číslo $Z = 82$, tak neutronové číslo $N = 126$ odpovídá zaplněným nukleonovým slupkám. Přidání dalšího protonu vede k ^{209}Bi , přidání dalšího neutronu k ^{209}Pb . Tyto dodatečné nukleony je možno oddělit snadněji než proton či neutron z uzavřených slupek ^{208}Pb . (a) Vypočítejte energii potřebnou k oddělení protonu z ^{209}Bi a srovnajte výsledek s energií potřebnou pro oddělení protonu ze zaplněné slupky ^{208}Pb . (b) Vypočítejte energii potřebnou k oddělení neutronu z ^{209}Pb a srovnajte výsledek s energií potřebnou pro oddělení neutronu ze zaplněné slupky ^{208}Pb . Souhlasí získané výsledky s očekáváním? Při výpočtu užíjte následující hodnoty:

NUKLID	Z	N	ATOMOVÁ HMOTNOST (u)
^{209}Bi	82 + 1	126	208,980 4
^{208}Pb	82	126	207,976 7
^{207}Tl	82 – 1	126	206,977 4
^{209}Pb	82	126 + 1	208,981 1
^{207}Pb	82	126 – 1	206,975 9

Hmotnost protonu je 1,007 83 u a hmotnost neutronu 1,008 67 u.

78Ú. Jádro ^{91}Zr ($Z = 40$, $N = 51$) má jediný neutron vně zaplněného vnitřního jádra s 50 neutrony. Protože 50 je magické

číslo, měl by být tento neutron vázán v jádře jen velmi volně. (a) Jakou má vazební energii? (b) Jakou má vazební energii další neutron, který musí být oddělen ze zaplněné slupky? (c) Jaká je vazební energie na jeden nukleon pro celé jádro? Porovnejte tyto tři hodnoty a objasněte výsledek. Potřebné atomové hmotnosti a hmotnosti částic jsou:

^{91}Zr	90,905 64 u	n	1,008 67 u
^{90}Zr	89,904 71 u	p	1,007 83 u
^{89}Zr	88,908 90 u		

79Ú. Vypočítejte (a) energii potřebnou pro oddělení protonu z jádra ^{121}Sb a (b) energii potřebnou pro oddělení protonu ze vzniklého jádra ^{120}Sn . Potřebné atomové hmotnosti jsou:

^{121}Sb	120,903 8 u
^{120}Sn	119,902 2 u
^{119}In	118,905 8 u

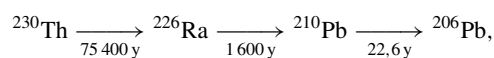
PROBLÉM

80. Po skončení 2. světové války uvěznily nizozemské úřady holandského umělce Hanse van Meegerena za velezradu, protože během války prodal mistrovské malířské dílo nechvalně známému nacistovi Hermanu Göringovi. Obraz *Kristus a jeho učedníci v Emauzích* od holandského mistra Jana Vermeera (1632–1675) objevil van Meegeren v roce 1937, po téměř 300 letech. Brzy po objevu prohlásila řada expertů *Emauzy* za možná nejlepší Vermeerovo dílo vůbec. Prodej tohoto holandského národního pokladu nepříteli byl nemyslitelný zločin.

Brzo po svém uvěznění však van Meegeren prohlásil, že autorem obrazu není Vermeer, ale on sám. Tvrdil, že pečlivě napodobil Vermeerův styl, použil 300 let staré plátno a Vermeerův výběr barev; potom přidělal na obraz Vermeerovu signaturu a obraz vypěkal tak, aby získal autentický vzhled starého díla.

Lhal van Meegeren proto, aby se vyhnul odsouzení za velezradu a byl potrestán jen za menší zločin — podvod? Pro odborníky vypadaly *Emauzy* jako pravý Vermeer, ale v době soudu s van Meegerenem v roce 1947 neexistoval vědecky exaktní způsob, jak tuto otázku zodpovědět. V roce 1968 byl ale schopen Bernard Keisch z Carnegie-Mellon University najít odpověď pomocí nově vyvinutých metod radioaktivní analýzy.

Keisch analyzoval malý vzorek bílé barvy z *Emauz* obsahující olovo. Pigment se získává z olovnaté rudy, ve které se olovo vytváří dlouhou řadou radioaktivních rozpadů, která začíná nestabilním izotopem ^{238}U a končí stabilním izotopem ^{206}Pb . Abychom sledovali hlavní myšlenku Keischovy analýzy, soustředíme se na následující zkrácenou část rozpadové řady



ve které jsou vynechány mezistupně tvořené krátce žijícími radionuklidy. Jsou uvedeny všechny důležité dlouhé poločasy

rozpadu. (a) Ukažte, že v jednotkovém vzorku olovené rudy je rychlost, se kterou se mění počet jader ^{210}Pb , dána vztahem

$$\frac{dN_{210}}{dt} = \lambda_{226}N_{226} - \lambda_{210}N_{210},$$

kde N_{210} a N_{226} jsou počty jader ^{210}Pb a ^{226}Ra v jednotkovém vzorku a λ_{210} a λ_{226} odpovídající rozpadové konstanty.

Protože rozpadová řada probíhá po miliardy let a protože poločas rozpadu ^{210}Pb je mnohem kratší než poločas rozpadu ^{226}Ra , jsou nuklidy ^{226}Ra a ^{210}Pb v rovnováze; tj. jejich počty (koncentrace) ve vzorku se nemění. (b) Jaký je podíl aktivit R_{226}/R_{210} těchto nuklidů v jednotkovém vzorku olovené rudy? (c) Jaký je poměr počtu jader N_{226}/N_{210} ?

Když se z rudy získává olovená barva, odstraní se většina ^{226}Ra . Předpokládejme, že zůstane jen 1,00 % původního množství. Jaké jsou hodnoty podílů (d) R_{226}/R_{210} a (e) N_{226}/N_{210} hned poté, co byla barva vyrobena?

Keisch si uvědomil, že v průběhu času se bude podíl R_{226}/R_{210} postupně měnit z hodnoty, která odpovídá čerstvě vyrobené olovené barvě, zpět na hodnotu, která odpovídá olovené rudě, až se v barvě opět ustaví rovnováha mezi ^{210}Pb a zbytkovým ^{226}Ra . Jestliže *Emauzy* namaloval Vermeer, byl vzorek barvy studovaný v roce 1968 starý 300 let a poměr bude blízký odpovědi (b). Jestliže *Emauzy* namaloval van Meegeren ve třicátých letech a vzorek byl tedy starý pouhých 30 let, bude poměr blízký odpovědi (d). Keisch zjistil hodnotu $R_{226}/R_{210} = 0,09$. (f) Jsou *Emauzy* Vermeerovým dílem?

44

Energie z jádra



Obraz, který ohromil svět po 2. světové válce. Robert Oppenheimer vedl vědecký tým, který vyvinul atomovou bombu; když byl svědkem prvního jaderného výbuchu, citoval posvátný hinduistický text: „Nyní jsem se stal Smrtí, ničitelem světů.“ Jaká fyzika se skrývá za tímto obrazem, který tak děsí svět?

44.1 ATOM A JEHO JÁDRO

Když získáváme energii z uhlí spalováním v peci (tedy chemickou reakcí), zacházíme s atomy uhlíku a kyslíku tak, že uspořádáváme jejich *vnější elektrony* do stabilnějších kombinací. Když získáváme energii z uranu v jaderném reaktoru, jde opět o hoření paliva, ale tentokrát zacházíme s jeho *jádry* tak, že uspořádáváme jejich nukleony do stabilnějších kombinací.

Elektrony jsou vázány v atomech elektromagnetickou coulombovskou silou a pro jejich odtržení je třeba pouze několik elektronvoltů. Nukleony jsou ale v jádře vázány silnou jadernou silou a pro jejich odtržení je třeba několik *milionů* elektronvoltů. To se projevuje v tom, že z 1 kg uranu můžeme získat zhruba milionkrát více energie než z 1 kg uhlí.

Jak při atomovém, tak při jaderném spalování je uvolnění energie provázáno poklesem hmotnosti podle Einsteinovy rovnice $Q = \Delta mc^2$. Hlavní rozdíl mezi spalováním uranu a spalováním uhlí je, že v prvním případě je spotřebována podstatně větší část hmoty, která je k dispozici, opět s násobkem rovným několika milionům.

Různé procesy, které můžeme použít při atomovém nebo jaderném spalování vedou k rozdílným dosažitelným hodnotám výkonu, tedy rychlosti, s jakou získáváme energii. V případě jádra můžeme spálit kilogram uranu jediným výbuchem bomby nebo pomalu v reaktoru elektrárny. V případě atomu můžeme odpálit dynamitovou nálož nebo si pochutnat na koblize. (Překvapivě je celková uvolněná energie v druhém případě větší než v prvním!)

Tab. 44.1 udává, kolik energie můžeme získat nejrůznějšími způsoby z 1 kg hmoty. Namísto toho, aby uváděla přímo energii, ukazuje tabulka dobu, po kterou by mohla získaná energie napájet 100 W žárovku. V praxi byly využity pouze procesy uvedené na prvních třech řádcích; zbývající tři představují teoretické mezní hodnoty, které nemůžeme získat při praktické realizaci. Spodní řádek, popisující úplnou anihilaci hmoty a antihmoty, je pak krajní mez při získávání energie. Když jsme přeměnili veškerou hmotu, nemůžeme už nic víc udělat.

Tabulka 44.1 Energie uvolněná z 1 kg hmoty

FORMA HMOTY	JEV	DOBA ^a
Voda	50 m vysoký vodopád	5 s
Uhlí	spalování	8 h
Obohacený UO ₂	štěpení v reaktoru	690 y
²³⁵ U	úplné štěpení	3·10 ⁴ y
Horké plynné deuterium	úplná fúze	3·10 ⁴ y
Hmota a antihmota	úplná anihilace	3·10 ⁷ y

^a Tento sloupec udává dobu, po kterou může vytvořená energie napájet 100 W žárovku.

Musíme si uvědomit, že tab. 44.1 porovnává pouze jednotkovou hmotnost. Srovnáváme-li kilogram uranu s kilogramem uhlí nebo vody, získáme několikamilionkrát více energie z uranu než z uhlí nebo padající vody. Na druhou stranu, v zemské kůře je uloženo velké množství uhlí a vodu snadno zadržíme ve velkém množství za přehradní zdí.

44.2 JADERNÉ ŠTĚPENÍ: ZÁKLADNÍ PROCES

V roce 1932 objevil anglický fyzik James Chadwick neutron. O několik let později zjistil v Římě Enrico Fermi se spolupracovníky, že při ostřelování různých prvků neutrony vznikají nové radioaktivní prvky. Fermi předpověděl, že nenabitý neutron bude vhodný jaderný projektil; na rozdíl od protonu nebo α -částice na něj nepůsobí při přiblížování k povrchu jádra žádná odpuzivá síla. Dokonce *tepelné neutrony*, což jsou pomalu se pohybující neutrony v tepelné rovnováze s okolím o pokojové teplotě, se střední kinetickou energií zhruba 0,04 eV, jsou velmi užitečnými projektily pro jaderný výzkum.

V pozdních třicátých letech ostřelovali takovými tepelnými neutrony roztoky uranových solí fyzik Lise Meitnerová a chemici Otto Hahn a Fritz Strassmann; pracovali v Berlíně a pokračovali po cestě ukázané Fermim a spolupracovníky. Zjistili, že po ostřelování vzniklo mnoho nových radioaktivních nuklidů. V roce 1939 (poté, co Meitnerová uprchla do neutrálního Švédska) byl při opakovaných pokusech jeden z těchto radioaktivních nuklidů bezpečně identifikován jako baryum. Hahnovi a Strassmannovi se zdálo divné, jak je možné, že při ostřelování uranu ($Z = 92$) neutrony může vzniknout tento prvek se středně velkou hmotností ($Z = 56$).

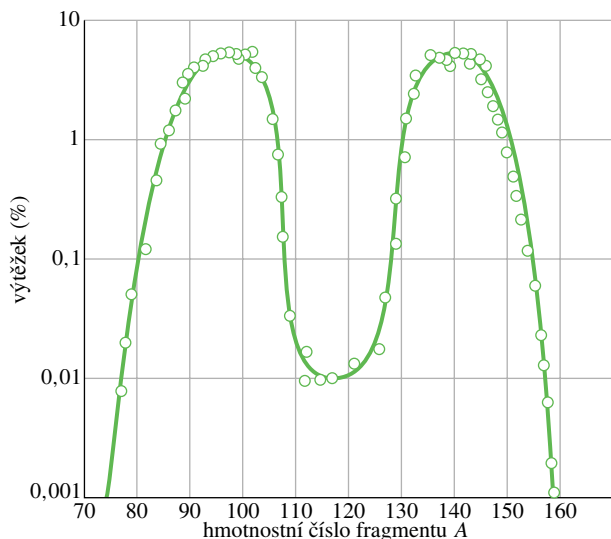
Záhadu vyřešila během několika týdnů Meitnerová a její synovec Otto Frisch. Navrhli model, podle kterého se může jádro uranu po absorpci tepelného neutronu rozdělit na dvě přibližně stejné části a přitom uvolnit energii; jedna z těchto částí může být docela dobře baryum. Frisch pojmenoval tento jev **štěpení**.

Ústřední role Meitnerové při objevu štěpení, kterou ukázaly nedávné historické výzkumy, nebyla dostatečně uznána. Nepodílela se na Nobelově ceně za chemii, kterou získal Otto Hahn v roce 1944. Nakonec ale jak Hahn, tak Meitnerová byli poctěni tím, že jejich jména nesou chemické prvky hahnium (symbol Ha, $Z = 105$) a meitnerium (symbol Mt, $Z = 109$).

Hlubší pohled na štěpení

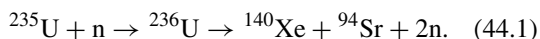
Na obr. 44.1 je vynesena výtěžek fragmentů produkovaných při ostřelování ²³⁵U tepelnými neutrony v závislosti

na hmotnostním čísle. Nejvíce pravděpodobná hmotnostní čísla fragmentů dosahují přibližně 7 %; jsou soustředěna kolem $A \approx 95$ a $A \approx 140$. Je to s podivem, ale ani dnes ještě neumíme vysvětlit „dvouhrbý“ tvar křivky na obr. 44.1.



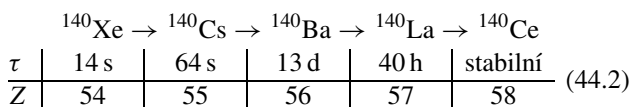
Obr. 44.1 Závislost výtěžku fragmentů na jejich hmotnostním čísle, získaná po analýze mnoha případů štěpení ^{235}U . Všimněme si, že svislá stupnice je logaritmická.

Při typickém štěpení ^{235}U absorbuje jádro ^{235}U tepelný neutron a vytvoří složené jádro ^{236}U ve vysoce nabuzeném stavu. Ve skutečnosti je to *toto* jádro, které se štěpí a vytváří dva fragmenty. Tyto fragmenty velmi rychle emitují dva neutrony, takže jako produkty štěpení vzniknou v typickém případě ^{140}Xe ($Z = 54$) a ^{94}Sr ($Z = 38$). Celkový popis štěpné reakce je v tomto případě

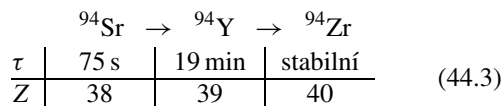


Všimněme si, že při vytváření i štěpení složeného jádra se zachovává počet protonů i počet neutronů (a tedy jejich celkový počet a celkový náboj).

V rov. (44.1) jsou oba fragmenty ^{140}Xe a ^{94}Sr vysoce nestabilní, takže prodělají řadu β -rozpadů (s přeměnou neutronu na proton a emisí elektronu a neutrina), až se přemění na stabilní konečný produkt. Pro xenon nastává tato rozpadová řada:



Pro stroncium pak nastává rozpadová řada:



Jak už jsme očekávali podle čl. 43.5, hmotnostní čísla fragmentů (140 a 94) se při β -rozpadu nemění, zato atomová čísla (na začátku 54 a 38) vzrostou o jedničku při každém kroku rozpadové řady.

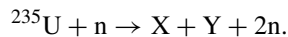
Pohled na pás stability v přehledu nuklidů na obr. 43.4 nám vysvětluje, proč jsou fragmenty štěpení tak nestabilní. Nuklid ^{236}U , jádro štěpící se v reakci popsané rov. (44.1), má 92 protonů a $236 - 92$, tedy 144 neutronů, což dává podíl neutronů/protonů přibližně 1,6. Primární fragmenty vzniklé bezprostředně po štěpení mají také přibližně tento podíl neutronů k protonům. Stabilní nuklidy v oblasti středních hmotnostních čísel však mají tento poměr v intervalu 1,3 až 1,4. Primární produkty jsou proto *bohaté na neutrony* (mají jich příliš mnoho) a budou proto mít tendenci „odpařit“ několik neutronů, například dva neutrony v reakci podle rov. (44.1). I tak jsou fragmenty štěpení příliš bohaté na neutrony, aby byly stabilní. Rozpad β nabízí způsob, jak se přebytku neutronů zbavit tím, že se uvnitř samotného jádra přemění na protony.

Pro odhad energie uvolněné při štěpení můžeme použít křivku vazební energie z obr. 43.6. Z této křivky je vidět, že pro nuklidy s vysokým hmotnostním číslem ($A \approx 240$) je hodnota vazební energie na nukleon přibližně 7,6 MeV. Pro nuklidy se středně velkým hmotnostním číslem ($A \approx 120$) je to přibližně 8,5 MeV. Rozdíl v celkové vazební energii jednoho velkého jádra ($A \approx 240$) a obou fragmentů (předpokládáme stejný počet nukleonů), na které se může rozdělit, je potom

$$Q = 2(8,5 \text{ MeV})(120) - (7,6 \text{ MeV})(240) \doteq 200 \text{ MeV}. \quad (44.4)$$

Pechlivější výpočet v př. 44.1 souhlasí pozoruhodně dobře s tímto hrubým odhadem.

KONTROLA 1: Charakteristická štěpná reakce je



Která z následujících dvojic *nemůže* představovat X a Y: (a) ^{141}Xe a ^{93}Sr ; (b) ^{139}Cs a ^{95}Rb ; (c) ^{156}Nd a ^{79}Ge ; (d) ^{121}In a ^{113}Rb ?

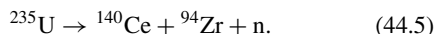
PŘÍKLAD 44.1

Spočítejte energii Q reakce pro štěpení podle rov. (44.1) a pro rozpad fragmentů podle rov. (44.2) a (44.3).

ŘEŠENÍ: Energii reakce spočteme ze vztahu $Q = \Delta mc^2$. Budeme potřebovat následující hmotnosti atomů a částic:

^{235}U	235,043 9 u	^{140}Ce	139,905 4 u
n	1,008 67 u	^{94}Zr	93,906 3 u

Spojením rov. (44.1) se vztahy (44.2) a (44.3) dostáváme pro celkovou reakci



V tomto vztahu se vyskytuje pouze jeden neutron, protože počáteční neutron na levé straně rov. (44.1) vyruší jeden ze dvou neutronů na pravé straně tohoto vztahu. Rozdíl v hmotnostech pro reakci z rov. (44.5) je tedy

$$\begin{aligned} \Delta m &= (235,0439 \text{ u}) - \\ &\quad - (139,9054 \text{ u} + 93,9063 \text{ u} + 1,00867 \text{ u}) = \\ &= 0,22353 \text{ u} \end{aligned}$$

a odpovídající energie reakce je

$$\begin{aligned} Q &= \Delta mc^2 = (0,22353 \text{ u})(931,5 \text{ MeV/u}) = \\ &= 208 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

tedy v dobrém souhlasu s naším odhadem v rov. (44.4).

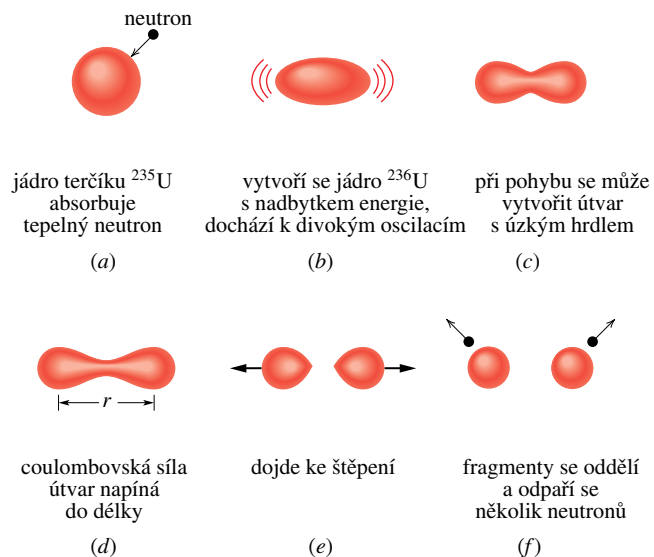
Odehrává-li se štěpení v pevné látce, projeví se většina energie reakce ve vzrůstu vnitřní energie tělesa, pozorovaném jako vzrůst teploty. Zhruba pět až šest procent energie reakce je však vázáno na neutrino emitovaná při β -rozpadu primárních fragmentů. Tato energie je odnášena mimo soustavu a je „ztracena“.

44.3 MODEL JADERNÉHO ŠTĚPENÍ

Brzy po objevu štěpení použili Niels Bohr a John Wheeler kolektivní model jádra založený na analogii jádra a kapky nabitě tekutiny pro vysvětlení jeho základních vlastností. Obr. 44.2 znázorňuje, jak štěpení probíhá podle tohoto modelu. Když těžké jádro (například ^{235}U) absorbuje pomalý (tepelný) neutron jako na obr. 44.2a, padne neutron do potenciálové jámy vytvořené silnou jadernou silou, která působí uvnitř jádra. Potenciální energie neutronu se pak přemění na vnitřní excitační energii jádra, jak znázorňuje obr. 44.2b. Množství excitační energie, které přináší neutron jádru, je rovné práci potřebné pro oddělení neutronu od jádra, tedy vazebné energii E_n neutronu.

Obr. 44.2c, d ukazují, jak se u jádra, které se chová jako výrazně kmitající kapka nabitě tekutiny, vytvoří krátké „hrdlo“ a začnou se oddělovat dvě nabitě „kapky“. Je-li elektrické odpuzování obou kapek tak silné, že se hrdlo přetrhne, oba vzniklé fragmenty od sebe odletí a každý si odnese část zbylé excitační energie (obr. 44.2e, f). Došlo ke štěpení.

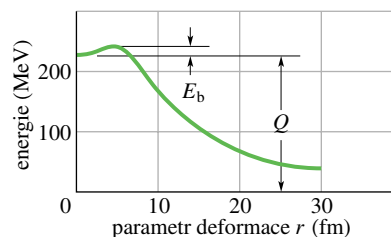
Až sem dává tento model dobrý kvalitativní popis štěpné reakce. Teď ale musíme zjistit, zda je schopen odpovědět na velmi těžkou otázku: Proč se některé těžké nuklidy



Obr. 44.2 Vývoj jednotlivých stadií typického procesu štěpení podle kolektivního (kapkového) modelu, který navrhli Bohr a Wheeler.

(například ^{235}U a ^{239}Pu) dají snadno štěpit tepelnými neutrony a proč jiné, stejně hmotné nuklidy (například ^{238}U a ^{243}Am) nikoli?

Bohr a Wheeler byli schopni tuto otázku zodpovědět. Na obr. 44.3 je graf potenciální energie v různých stadiích štěpení jádra, odvozený z jejich modelu štěpné reakce. Energie je vynášena v závislosti na parametru deformace r ,



Obr. 44.3 Potenciální energie v různých vývojových stadiích procesu štěpení podle kolektivního modelu, navrženého Bohrem a Wheelerem. Jsou vyznačeny energie Q reakce (přibližně 200 MeV) a výška potenciálové bariéry E_b .

který je zhruba mírou toho, jak moc se kmitající jádro odchýlilo od kulového tvaru. Na obr. 44.2d je naznačeno, jak je parametr r definován těsně před rozštěpením. Po oddělení fragmentů je jednoduše roven vzdálenosti mezi jejich středy.

Na obr. 44.3 je vyznačen rozdíl energie počátečního a konečného stavu štěpícího se jádra, tj. energie Q reakce. Podstatné na grafu je však to, že křivka potenciální energie má v jisté vzdálenosti r maximum. Existuje tedy potenciálová bariéra o výšce E_b , která musí být překonána (přímo

nebo tunelováním) dříve, než může dojít ke štěpení. To nám připomíná α -rozpad (obr. 43.9), jehož vznik také omezuje potenciálová bariéra.

Z toho vidíme, že ke štěpení může dojít pouze tehdy, dodá-li absorbovaný neutron excitační energii E_n dostatečnou k překonání bariéry. Tato energie E_n nemusí *přesahovat* výšku potenciálové bariéry E_b vzhledem k možnosti tunelování v kvantové fyzice.

Tab. 44.2 obsahuje srovnání podmínek pro štěpení tepelnými neutrony pro čtyři nuklidy s velkými hmotnostními čísly, vybranými z desítek možných kandidátů. Pro každý nuklid obsahuje tabulka jak výšku potenciálové bariéry E_b , tak excitační energii E_n . První hodnota byla spočtena podle Bohrova a Wheelerova modelu; druhá porovnáním známých hmotností ze vztahu $Q = \Delta mc^2$.

Tabulka 44.2 Schopnost štěpení u čtyř nuklidů

NUKLID TERČE	ŠTĚPENÝ NUKLID	E_n (MeV)	E_b (MeV)	ŠTĚPENÍ TEPELNÝMI NEUTRONY?
^{235}U	^{236}U	6,5	5,2	ano
^{238}U	^{239}U	4,8	5,7	ne
^{239}Pu	^{240}Pu	6,4	4,8	ano
^{243}Am	^{244}Am	5,5	5,8	ne

Vidíme, že pro ^{235}U a ^{239}Pu je $E_n > E_b$. To znamená, že pro tyto nuklidy můžeme předpokládat štěpení absorpcí tepelných neutronů. Pro další dva nuklidy (^{238}U a ^{243}Am) máme $E_n < E_b$; v tomto případě nedodá tepelný neutron jádru dostatek energie na překonání bariéry nebo dostatečně účinné tunelování potenciálovou bariérou. Proto místo štěpení jádro uvolní excitační energii emisí fotonu γ -záření.

^{238}U a ^{243}Am však lze přimět ke štěpení, pokud absorbuje neutron s energií podstatně větší, než mají tepelné neutrony. Například pro ^{238}U musí mít absorbovaný neutron energii nejméně 1,3 MeV, aby nastala slušná pravděpodobnost reakce nazývané *rychlé štěpení*.

44.4 JADERNÝ REAKTOR

Abychom mohli využít jaderné štěpení pro uvolnění energie ve velkém množství, musí jedno štěpení nuklidu spouštět další tak, aby se reakce šířila v jaderném palivu, jako když plamen prohořívá polenem. Skutečnost, že se při štěpení vytváří více neutronů, než je pohlcených, zvyšuje pravděpodobnost **řetězové reakce**: každý vytvořený neutron má možnost spustit další štěpení. Tato reakce může být buď rychlá (jako v jaderné bombě), nebo řízená (jako v jaderném reaktoru).

Pokusme se teď navrhnout jaderný reaktor založený na štěpení ^{235}U tepelnými neutrony. Přírodní uran obsahuje

0,7 % tohoto izotopu, zbývajících 99,3 % tvoří izotop ^{238}U , který se nemůže štěpit tepelnými neutrony. Zlepšeme si výchozí situaci tím, že budeme používat uměle obohacený uran s přibližně 3 % ^{235}U . I tak stojí na cestě k fungujícímu reaktoru tři překážky.

1. Problém úniku neutronů. Některé neutrony vytvořené při štěpení uniknou z reaktoru a nezúčastní se tedy řetězové reakce. Únik neutronů je povrchový jev, jeho velikost je úměrná druhé mocnině typického rozměru reaktoru (plocha povrchu krychle s hranou délky a je $6a^2$). Neutrony vznikají v celém objemu paliva a jejich počet je proto úměrný třetí mocnině typického rozměru (objem krychle je a^3). Podle potřeby můžeme získat libovolně malý podíl unikajících neutronů prostě tím, že zvětšováním jádra reaktoru se zmenšuje poměr jeho povrchu k objemu (pro krychli jako $6/a$).

2. Problém energie neutronů. Neutrony vznikající při štěpení jsou rychlé, s kinetickou energií okolo 2 MeV. Štěpení je ale vyvoláno s největší účinností tepelnými neutrony. Rychlé neutrony mohou být v reaktoru zpomaleny tím, že smícháme uranové palivo s látkou — nazývá se **moderátor** — která má dvě vlastnosti: účinně zpomaluje neutrony při pružných srážkách a nezmenšuje počet neutronů v jádře reaktoru pohlcováním neutronů jinými reakcemi. Většina reaktorů v USA stejně jako reaktory v Dukovanech a v Temelíně užívá jako moderátor vodu; účinnou složkou ve vodě jsou jádra vodíkových atomů (protony). Viděli jsme v kap. 10, že při čelní srážce předá pohybující se částice *všechnu* svou kinetickou energii stojící částici, mají-li obě částice stejnou hmotnost. Protony jsou tedy velmi účinný moderátor, protože mají hmotnost v podstatě stejnou jako hmotnost neutronů, jejichž rychlost chceme snížit.

3. Problém zachytu neutronů. Když jsou rychlé (2 MeV) neutrony vytvářené při štěpení zpomalovány v moderátoru na tepelné energie (přibližně 0,04 eV), procházejí kritickým intervalem energií (od 1 eV do 100 eV), ve kterém je velká pravděpodobnost toho, že budou zachyceny jádry ^{238}U . Tento *rezonanční zachyt*, který vede k emisí fotonu γ -záření, vyřazuje neutron z řetězové reakce. Aby byla pravděpodobnost tohoto zachytu co nejmenší, nejsou v reaktoru palivo a moderátor zcela promíchány, ale jsou „rozmístěny“ tak, že zaujímají rozdílné oblasti v objemu reaktoru.

V typickém reaktoru je uranové palivo ve tvaru tablet oxidu uranu, naskládaných na sebe do dlouhých dutých kovových trubek. Svazky těchto **palivových tyčí** jsou obklopeny tekutým moderátorem a tvoří jádro reaktoru. Tato geometrie zvyšuje pravděpodobnost, že rychlý neutron vytvořený v palivové tyči se bude nacházet při pohybu s energií z kritického intervalu v oblasti moderátoru. I když

je neutron zpomalen na tepelnou energii, může být pohlcen při reakcích, které nevedou ke štěpení (*tepelný záchyt*). Je však daleko pravděpodobnější, že se tepelný neutron dostane zpět do palivové tyče a vyvolá nové štěpení.

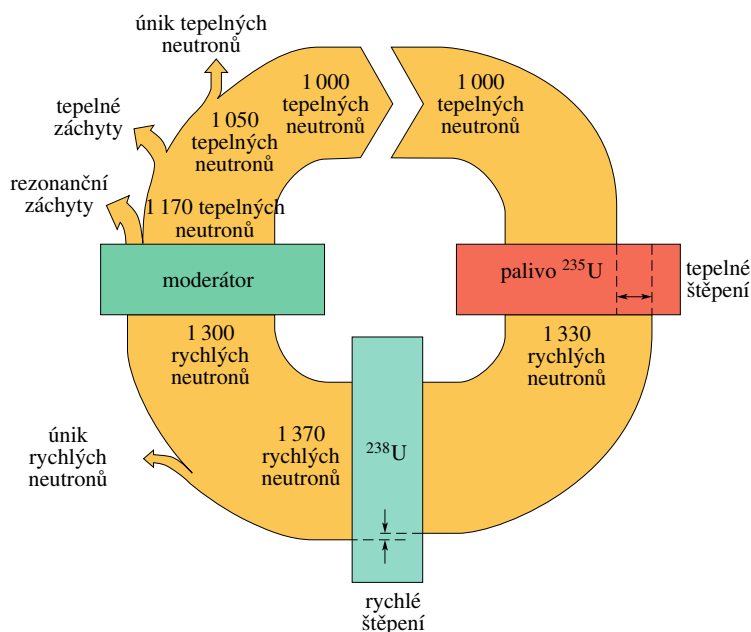
Obr. 44.4 ukazuje rovnováhu neutronů v typickém reaktoru, který pracuje při konstantním výkonu. Sledujme vzorek 1 000 tepelných neutronů procházejících jedním úplným cyklem (žijících jednu *generaci*) v jádře reaktoru. Tyto neutrony vytvářejí 1 330 neutronů štěpením jader ^{235}U a 40 neutronů rychlým štěpením jader ^{238}U , dohromady o 370 více neutronů než původních 1 000; všechny neutrony jsou teď rychlé. Pracuje-li reaktor při konstantním výkonu, je pak přesně stejný počet neutronů (370) ztracen únikem z jádra reaktoru a záchyty, které nevedou ke štěpení. Zbývajících 1 000 tepelných neutronů pokračuje v řetězové reakci. Přirozeně každý z 370 neutronů, které byly v tomto cyklu vytvořeny štěpením jader a nepokračují v řetězové reakci, představuje přírůstek energie v jádře reaktoru, který vede k zahřívání jádra.

Násobící faktor k — důležitý parametr reaktoru — je poměr počtu neutronů přítomných na začátku určité generace k počtu neutronů na začátku předchozí generace. V obr. 44.4 je násobící faktor 1 000/1 000 neboli přesně jedna. Při $k = 1$ mluvíme o přesně *kritickém* režimu práce reaktoru; takový režim je potřebný pro práci s konstantním výkonem. Ve skutečnosti jsou reaktory navrhovány tak, že bez dalšího zásahu jsou v *nadkritickém* režimu ($k > 1$); násobící faktor je pak nastaven na kritickou hodnotu ($k = 1$) vkládáním **řídících tyčí** do jádra reaktoru. Tyto tyče obsahují látky jako kadmium, které snadno pohlcují neutrony.

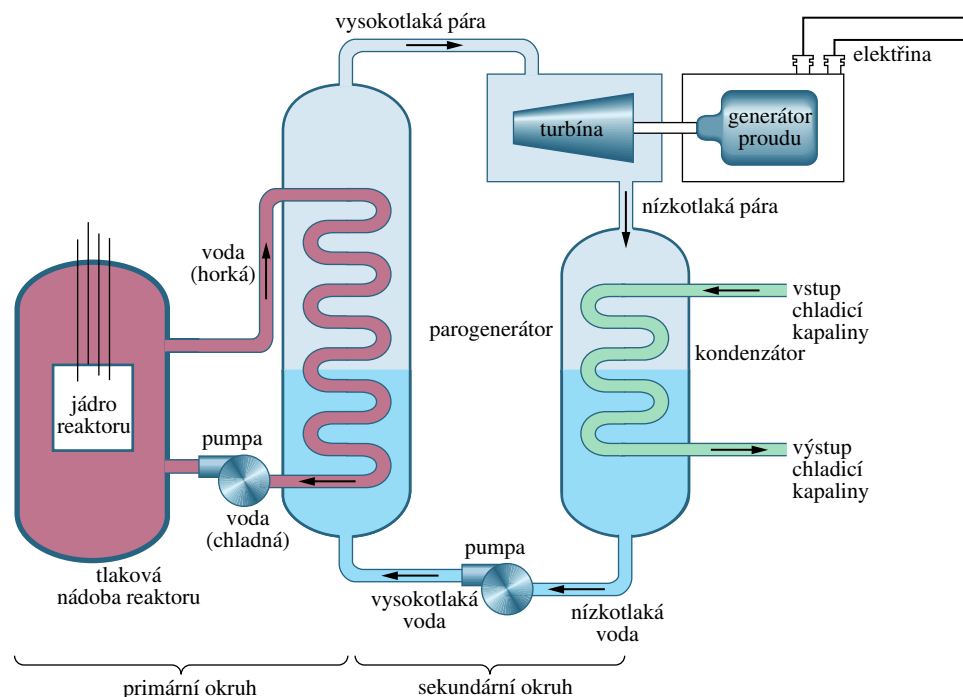
Řídící tyče zasouváme do reaktoru, aby se snížila hladina výkonu, a vysouváme, aby se hladinu výkonu zvýšila nebo aby se kompenzoval chod reaktoru v *podkritickém* režimu, když se v něm při dlouhodobém provozu hromadí produkty štěpení pohlcující neutrony.

Jestliže vyjmeme velmi rychle jednu z řídících tyčí, jak rychle vzroste výkon reaktoru? Tato *odezva* je ovlivněna fascinující okolností, že malá část neutronů vznikajících při štěpení neuniká okamžitě z nově vytvořených štěpných fragmentů, ale o něco později, když procházejí fragmenty β -rozpadem. Například z 370 „nových“ neutronů vytvořených při cyklu na obr. 44.4 je 16 zpožděno, protože jsou emitovány z fragmentů po β -rozpadech s poločasem rozpadu v intervalu od 0,2 s do 55 s. Těchto zpožděných neutronů je sice málo, ale způsobují takové zpomalení odezvy reaktoru, že je srovnatelná s prakticky dosažitelnými dobami mechanických operací.

Na obr. 44.5 je blokové schéma elektrárny pracující s tlakovodním reaktorem (PWR), který se často používá v USA a je použit i v elektrárnách v České republice. V tomto typu reaktoru se voda používá jako moderátor i jako médium přenášející teplo. V *primárním okruhu* protéká nádobou reaktoru voda o vysoké teplotě i tlaku (třeba 600 K a 150 atm) a přenáší energii od horkého jádra reaktoru k parogenerátoru, který je součástí *sekundárního okruhu*. V parogenerátoru vzniká vypařováním vysokotlaká pára, pohánějící turbínu generátoru elektrického proudu. Sekundární okruh je zakončen kondenzátorem, kde se ochlazuje pára o nízkém tlaku a jako voda se vhání pumpou zpět do parogenerátoru. Pro lepší představu uvedeme



Obr. 44.4 Bilance počtu neutronů v reaktoru. Generace 1 000 neutronů interaguje s palivem ^{235}U rozptýleným v ^{238}U a s moderátorem. Vytváří 1 370 neutronů při jaderném štěpení; 370 z nich unikne nebo je ztraceno jiným záchytem než štěpením; zbývá tak 1 000 neutronů patřících další generaci. Obrázek odpovídá reaktoru, který pracuje s konstantním výkonem.



Obr. 44.5 Zjednodušené schéma elektrárny pracující s tlakovodním reaktorem. Je vynecháno množství dalších prvků — mezi nimi zařízení pro chlazení jádra reaktoru v případě havárie.

typické rozměry: nádoba reaktoru pro elektrárnu dodávající 1 000 MW (elektrického) výkonu je zhruba 12 m vysoká a váží 450 tun. Voda protéká primárním okruhem v množství asi 1 000 m³/min.

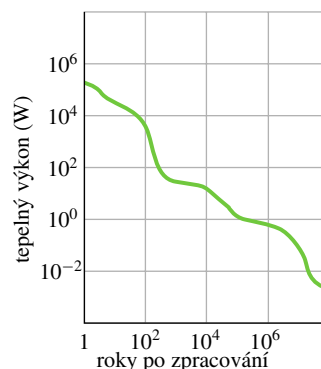


Takto to vypadalo ze vzdálenosti 20 m od čtvrtého reaktoru Černobylské elektrárny (blízko Kyjeva) po explozi v dubnu 1986. Téměř všechny nestabilní radionuklidy z reaktoru unikly do atmosféry.

Nevyhnutelným průvodním jevem provozu reaktoru je nahromadění radioaktivního odpadu, který tvoří jak produkty štěpení, tak těžké *transuranové* nuklidy jako pluto-

nium a americium. Možnou mírou jejich radioaktivity je rychlost, s jakou uvolňují energii ve formě tepla. Obr. 44.6 ukazuje tepelný výkon produkovaný radioaktivními odpady po jednoročním provozu typické velké jaderné elektrárny. Všimněme si, že obě stupnice jsou logaritmické. Většina „spotřebovaných“ palivových tyčí z provozu jaderných reaktorů se skladuje v blízkosti elektrárny ponořena ve vodě; trvalá bezpečná úložiště se teprve musí vybudovat.

Obr. 44.6 Tepelný výkon uvolňovaný radioaktivními odpady po jednoročním provozu typické velké jaderné elektrárny v závislosti na čase. Křivka vznikla jako souhrn jevů při rozpadu mnoha radionuklidů s širokým spektrem poločasu rozpadu. Obě stupnice jsou logaritmické.



Většina radioaktivního odpadu ze zbraní, který se nahromadil během 2. světové války a v letech po ní, je také uložena v místních skladištích. Například obr. 44.7 ukazuje výstavbu soustavy podzemních cisteren v Hanford Site ve státě Washington; každá z velkých cisteren pojme 1 000 m³ vysoce radioaktivního tekutého odpadu. Ve skla-

dišti je nyní 152 takových cisteren. Navíc je množství pevného odpadu jak s nízkou radioaktivitou (například kontaminované oděvy), tak s vysokou radioaktivitou (například jádra reaktorů z vyřazených jaderných ponorek) zakopáno v jámách.



Obr. 44.7 Fotografie výstavby podzemního úložiště cisteren v Hanford Site ve státě Washington během 2. světové války. Všimněte si nákladních aut a dělníků. Každá z velkých cisteren pojme téměř 1 000 m³ vysoce radioaktivního tekutého odpadu.

PŘÍKLAD 44.2

Velká elektrárna pracuje s tlakovodním jaderným reaktorem. Tepelný výkon v jádře reaktoru je 3 400 MW a elektrický výkon je 1 100 MW. Palivo tvoří 86 000 kg uranu ve 110 tunách oxidu uranu, rozložených do 57 000 palivových tyčí. Uran je obohacen na 3,0 % ²³⁵U.

(a) Jaká je účinnost elektrárny?

ŘEŠENÍ: Z definice účinnosti (rov. (21.5)) máme

$$\begin{aligned} \text{účinnost} &= \frac{\text{užitečný výstup}}{\text{vstupující energie}} = \\ &= \frac{(1\,100\text{ MW})(\text{elektrina})}{(3\,400\text{ MW})(\text{teplo})} = \\ &= 0,32 \quad \text{neboli } 32\%. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

Pro všechny elektrárny ať už na fosilní, nebo jaderné palivo se účinnost podřizuje druhému zákonu termodynamiky. Při provozu této elektrárny se tedy do okolí musí rozptýlit tepelná energie o výkonu 3 400 MW – 1 100 MW, tedy 2 300 MW.

(b) Kolik rozpadů R probíhá v reaktoru za jednotku času?

ŘEŠENÍ: Jestliže $P = 3\,400\text{ MW}$ je tepelný výkon v jádře reaktoru a $Q = 200\text{ MeV}$ je průměrná energie uvolněná při

jednom štěpení, pak

$$\begin{aligned} R &= \frac{P}{Q} = \\ &= \frac{(3,4 \cdot 10^9\text{ W})}{(200\text{ MeV})} \left(\frac{1\text{ MeV}}{1,60 \cdot 10^{-13}\text{ J}} \right) \left(\frac{1\text{ J} \cdot \text{s}^{-1}}{1\text{ W}} \right) = \\ &= 1,06 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1} \doteq \\ &\doteq 1,1 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

(c) S jakou rychlostí se spotřebovává ²³⁵U v palivu? Předpokládejte stav na počátku provozu.

ŘEŠENÍ: ²³⁵U se spotřebovává štěpením s rychlostí spočtenou v (b). Dále je spotřebováván s rychlostí asi čtvrtinovou neutronovými záchyty, které nevedou ke štěpení. Celková spotřeba ²³⁵U je tedy

$$(1,25)(1,06 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1}) = 1,33 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1}.$$

Výsledek vyjádříme jako časový úbytek hmotnosti M použitím hodnoty molární hmotnosti $0,235\text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ a Avogadrovy konstanty:

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= (1,33 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1}) \left(\frac{0,235\text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}}{6,02 \cdot 10^{23}\text{ mol}^{-1}} \right) = \\ &= 5,19 \cdot 10^{-5}\text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \doteq 4,5\text{ kg} \cdot \text{d}^{-1}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

(d) Jak dlouho vydrží zásoba paliva při této rychlosti spotřeby?

ŘEŠENÍ: Ze zadaných hodnot můžeme vypočítat, že na počátku máme přibližně $(0,030)(86\,000\text{ kg}) = 2\,580\text{ kg}$ ²³⁵U. Tedy poněkud zjednodušená odpověď je

$$T = \frac{(2\,580\text{ kg})}{(4,5\text{ kg} \cdot \text{d}^{-1})} \doteq 570\text{ d}. \quad (\text{Odpověď})$$

V praxi ovšem musí být palivové tyče (zpravidla po svazcích) vyměňovány dříve, než je všechen obsažený ²³⁵U zcela spotřebován.

(e) Jakou rychlostí se v jádře reaktoru „uvolňuje atomová energie“ (tj. mění se vazební energie jader na jiné formy energie) v přepočtu na odpovídající hmotnost?

ŘEŠENÍ: Podle Einsteinova vztahu $E = mc^2$ můžeme psát

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt} &= \frac{dE/dt}{c^2} = \frac{P}{c^2} = \frac{(3,4 \cdot 10^9\text{ W})}{(3,00 \cdot 10^8\text{ m} \cdot \text{s}^{-1})^2} = \\ &= 3,8 \cdot 10^{-8}\text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \doteq 3,5\text{ g} \cdot \text{d}^{-1}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

Vidíme, že tato rychlost odpovídá každodennímu úbytku hmotnosti malé mince! Rychlost, s jakou se proměňuje hmotnost na jiné formy energie, je veličina naprosto odlišná od rychlosti spotřeby paliva (ztráty ²³⁵U) spočtené v (c).

KONTROLA 2: V př. 44.2 jsme viděli, že elektrický výkon jaderné elektrárny ($P_e = 1\,100\text{ MW}$) byl menší než výkon rozptýlený do okolí ($P_r = 2\,300\text{ MW}$). Co říká druhá věta termodynamická: (a) Vyžaduje, aby P_e bylo vždy menší než P_r ? (b) Dovoluje, aby P_e bylo větší než P_r ? (c) Dovoluje, aby při optimálním návrhu reaktoru bylo P_r rovno nule?



44.5 PŘÍRODNÍ JADERNÝ REAKTOR

Druhého prosince 1942, když Enrico Fermi a jeho spolupracovníci poprvé spustili reaktor tak, že začal pracovat v kritickém režimu (obr. 44.8), měli fyzikové plné právo domnívat se, že uvedli do provozu první jaderný reaktor v historii této planety. O 30 let později se však zjistilo, že pokud si to tehdy mysleli, neměli pravdu.



Obr. 44.8 Obraz prvního jaderného reaktoru, který postavila během 2. světové války na hřišti pro squash University of Chicago skupina, vedená Enrico Fermim. Tento reaktor začal pracovat v kritickém režimu 2. prosince 1942; byl sestaven z uranových hrudek zabudovaných do grafitových cihel. Posloužil jako prototyp pro konstrukci dalších reaktorů, které měly vyrábět plutonium pro jaderné zbraně.

Před zhruba dvěma miliardami let v uranových usazeninách v africkém Gabunu, kde se nyní těží uran, došlo pravděpodobně k zažehnutí přírodního jaderného reaktoru a ten pak pracoval do vyhasnutí po dobu několika stovek tisíců let. Můžeme analyzovat tuto hypotézu uvažováním dvou otázek:

1. Byl tam dostatek paliva? Palivo pro reaktor založený na štěpení uranu musí být snadno štěpitelný izotop ^{235}U , který představuje pouze 0,72 % přírodního uranu. Tento izotopický poměr byl měřen pro pozemské vzorky, kameny z Měsíce a v meteoritech; ve všech případech je hodnota stejná. Klíčem k objevu v západní Africe bylo zjištění, že

uran v tomto nalezišti má menší podíl ^{235}U , některé vzorky méně než 0,44 %. Úbytek izotopu ^{235}U mohl být vysvětlen tak, že tento izotop byl někdy v minulosti spotřebován při provozu přírodního jaderného reaktoru.

Vážným problémem je, že při tak nízké koncentraci 0,72 % izotopu ^{235}U musí být reaktor (jak také zjistili Fermi se spolupracovníky) navržen velmi důmyslně a s přísnými požadavky na dodržení i detailů návrhu. Není tedy možné, aby se jaderný reaktor dostal do kritického režimu „přírodní cestou“.

V dávné minulosti však vše vypadalo jinak. Oba izotopy ^{235}U a ^{238}U jsou radioaktivní s poločasy rozpadu $7,04 \cdot 10^8$ y a $44,7 \cdot 10^8$ y. Poločas rozpadu u snadněji štěpitelného ^{235}U je tedy asi 6,5krát kratší než u ^{238}U . Protože se ^{235}U rozpadá rychleji, bylo ho v minulosti vzhledem k ^{238}U více. Před dvěma miliardami let tvořil jeho podíl nikoli současných 0,72 %, ale téměř 3,8 %. Tato koncentrace je přibližně taková, na jakou uměle obohacujeme přírodní uran pro dnešní reaktory.

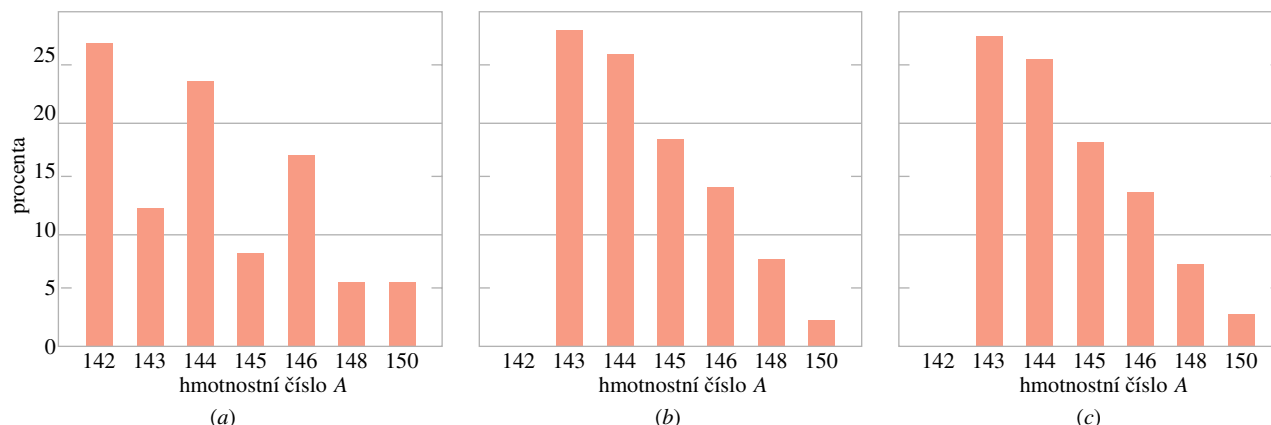
S takovým dostatkem snadno štěpitelného paliva nás již existence přírodního reaktoru (jsou-li splněny určité další podmínky) tolik nepřekvapí. Palivo zde tedy bylo. Mimochodem, před dvěma miliardami let tvořily nejvyšší dosaženou formu života zelené řasy.

2. Jaké máme důkazy? Samotný úbytek ^{235}U v rudném nalezišti ještě nedokazuje existenci přírodního štěpného reaktoru. Potřebujeme přesvědčivější důkazy.

Pokud zde pracoval reaktor, musíme najít i produkty štěpení. Musí zůstat alespoň některé ze zhruba 30 prvků, jejichž stabilní izotopy vznikají při štěpení. Studium četnosti výskytu izotopů může přinést potřebný přesvědčivý důkaz.

Z několika zkoumaných prvků je neobyčejně přesvědčivý případ neodymu. Obr. 44.9a ukazuje normální výskyt sedmi stabilních izotopů neodymu v přírodě. Na obr. 44.9b je jejich výskyt v konečných produktech štěpení ^{235}U . Výrazný rozdíl ve výskytu izotopů není překvapivý vzhledem k zcela odlišným podmínkám vzniku obou souborů. Všimněme si především izotopu ^{142}Nd , který převažuje v přírodním neodymu a zcela chybí v neodymu vzniklém štěpením.

Základní otázka teď je: Jakému rozdělení výskytu izotopů neodymu se podobá rozdělení v uranové rudě ze západní Afriky? Pokud zde pracoval přírodní reaktor, musíme očekávat, že najdeme rozdělení z *obou* případů (to znamená jak přírodní izotopy, tak izotopy ze štěpení). Obr. 44.9c ukazuje výsledky po provedení opravy na tuto skutečnost a po několika dalších úpravách dat. Srovnání obr. 44.9b, c naznačuje, že zde skutečně pracoval přírodní štěpný reaktor.



Obr. 44.9 Četnost výskytu v závislosti na hmotnostním čísle izotopů neodymu (a) pro přírodní pozemská naleziště rud obsahujících tento prvek a (b) pro vyhořelé palivo jaderného reaktoru. (c) Četnost výskytu (po několika opravách) pro neodym z uranového dolu v západoafrickém Gabunu. Všimněte si, že grafy (b) a (c) jsou téměř totožné a že se zcela odlišují od grafu (a).

Důležitou skutečností je to, že produkty štěpení probíhajícího v přírodním reaktoru v západní Africe před dvěma miliardami let se nerozšířily mimo místo, kde byly vytvořeny. Z toho můžeme učinit závěr, že není nerozumné uvažovat o dlouhodobém skladování radioaktivního odpadu v místech s vhodnými geologickými podmínkami.

PŘÍKLAD 44.3

Podíl ^{235}U a ^{238}U v přírodních nalezištích je dnes 0,007 2. Jaký byl tento podíl před $2,0 \cdot 10^9$ y? Poločasy rozpadu dvou uvažovaných izotopů jsou $7,04 \cdot 10^8$ y a $44,7 \cdot 10^8$ y.

ŘEŠENÍ: Uvažujme dva vzorky, které v čase $t = 0$ v minulosti obsahovaly $N_5(0)$ atomů ^{235}U a $N_8(0)$ atomů ^{238}U . Počet atomů v současném čase t je

$$N_5(t) = N_5(0)e^{-\lambda_5 t} \quad \text{a} \quad N_8(t) = N_8(0)e^{-\lambda_8 t},$$

kde λ_5 a λ_8 jsou odpovídající konstanty rozpadu. Vydělením výrazů

$$\frac{N_5(t)}{N_8(t)} = \frac{N_5(0)}{N_8(0)} e^{-(\lambda_5 - \lambda_8)t}.$$

Pomocí izotopického poměru $r = N_5/N_8$ dostáváme

$$r(0) = r(t)e^{(\lambda_5 - \lambda_8)t}.$$

Konstanty rozpadu jsou vyjádřeny pomocí poločasů rozpadu v rov. (43.8), což dává

$$\lambda_5 = \frac{\ln 2}{\tau_5} = \frac{\ln 2}{(7,04 \cdot 10^8 \text{ y})} = 9,85 \cdot 10^{-10} \text{ y}^{-1}$$

a

$$\lambda_8 = \frac{\ln 2}{\tau_8} = \frac{\ln 2}{(44,7 \cdot 10^8 \text{ y})} = 1,55 \cdot 10^{-10} \text{ y}^{-1}.$$

Exponent ve výrazu pro $r(0)$ je

$$(\lambda_5 - \lambda_8)t = ((9,85 - 1,55) \cdot 10^{-10} \text{ y}^{-1})(2 \cdot 10^9 \text{ y}) = 1,66.$$

Izotopický poměr je pak

$$r(0) = r(t)e^{(\lambda_5 - \lambda_8)t} = (0,007 2)(e^{1,66}) = 0,037 9 \pm 3,8 \%. \quad (\text{Odpověď})$$

Před dvěma miliardami let byl podíl ^{235}U k ^{238}U v přírodních nalezištích uranu mnohem vyšší než dnes. Měli byste být schopni ukázat, že v době, kdy se Země utvářela (před 4,5 miliardami let) byl tento podíl 30 %.

44.6 TERMOJADERNÁ FÚZE: ZÁKLADNÍ REAKCE

Křivka vazební energie na obr. 43.6 ukazuje, že při sloučení dvou lehkých jader do jednoho těžšího se může uvolnit energie. Této reakci říkáme jaderná **fúze**. Slučování je ztíženo působením odpudivé coulombovské síly, která zabráňuje dvěma kladně nabitým částicím přiblížit se natolik, aby se začaly projevovat přitažlivé jaderné síly a napomohly „fúzování“. Výška *Coulombovy potenciálové bariéry* závisí na nábojích a poloměrech obou interagujících jader. V př. 44.4 uvidíme, že pro dva protony ($Z = 1$) je výška bariéry 400 keV. Pro částice s větším nábojem je přirozeně výška bariéry vyšší.

Pro dosažení užitečně velkého výkonu je třeba, aby jaderná fúze probíhala v jistém objemu hmoty. Nejnadějnější cestou je takové zvýšení teploty látky, že částice mají už díky svému tepelnému pohybu dostatečnou energii pro překonání Coulombovy bariéry. Takovou reakci nazýváme **termojaderná fúze**.

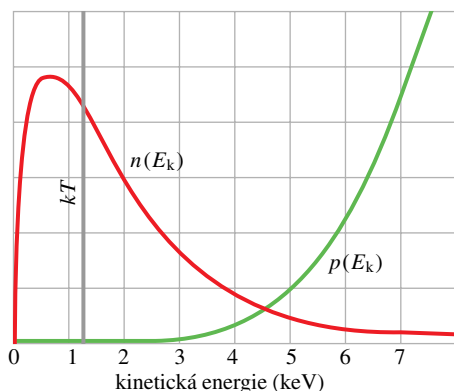
Při termojaderném výzkumu je zvykem udávat teploty pomocí kinetické energie E_k interagujících částic ze vztahu

$$E_k = kT, \quad (44.6)$$

kde E_k je kinetická energie odpovídající *nejpravděpodobnější rychlosti* interagujících částic, k je Boltzmannova konstanta a T je teplota v kelvinech. Místo tvrzení „teplota ve středu Slunce je $1,5 \cdot 10^7$ K“ je proto obvyklejší říci „teplota ve středu Slunce je 1,3 keV.“

Pokojoyé teplotě odpovídá $E_k \approx 0,03$ eV; částice s takovou energií ovšem nemá nejmenší naději na překonání bariéry výšky například 400 keV. Dokonce ani ve středu Slunce, kde $kT = 1,3$ keV, nevypadá na první pohled možnost termojaderné fúze nadějně. Přesto ale víme, že k termojaderné fúzi v nitru Slunce nejenom dochází, ale že fúze je dominantní vlastností našeho Slunce i všech dalších hvězd.

Tuto záhadu objasníme, vezmeme-li do úvahy dvě skutečnosti: (1) Energie určená z rov. (44.6) je energie částic s *nejpravděpodobnější rychlostí*, definovanou v čl. 20.7; existuje ale protáhlý chvost částic s mnohem většími rychlostmi a tedy mnohem většími energiemi. (2) Výšky potenciálové bariéry, které uvažujeme, jsou spočteny z hodnoty *maxima* odpovídající křivky. K tunelování bariérou může však docházet i při energiích podstatně nižších, než jsou tato maxima, jak jsme viděli v případě α -rozpadu v čl. 43.4.



Obr. 44.10 Křivka označená $n(E_k)$ udává koncentraci protonů na jednotku energie ve středu Slunce. Křivka označená $p(E_k)$ udává pravděpodobnost průchodu bariérou u proton-protonových srážek při teplotě středu Slunce. Svislou čarou je vyznačena hodnota kT při této teplotě. Všimněte si, že obě křivky jsou vykresleny v grafu s neurčenou (pro každou křivku jinou) stupnicí na svislé ose.

Na obr. 44.10 jsou tyto úvahy znázorněny graficky. Křivka označená jako $n(E_k)$ je křivka Maxwellova rozdělení pro protony v nitru Slunce, odpovídající teplotě ve středu Slunce. Tato křivka se odlišuje od křivky Maxwellova rozdělení na obr. 20.7 v tom, že nezávisle proměnnou je energie, nikoli rychlost. Pro určitou kinetickou energii E_k je výraz $n(E_k)dE_k$ úměrný pravděpodobnosti, že proton bude mít kinetickou energii mezi E_k a $E_k + dE_k$. Hodnota kT v nitru Slunce je na obrázku vyznačena svislou

čarou; všimněte si, že mnoho protonů v nitru Slunce má energii větší, než je tato hodnota.

Křivka označená na obr. 44.10 jako $p(E_k)$ je pravděpodobnost překonání bariéry při srážce dvou protonů. Tvar dvou křivek vykreslených na obr. 44.10 naznačuje, že bude existovat určitá energie protonu, při které se bude proton-protonová fúze uskutečňovat nejčastěji. Při energiích mnohem vyšších než tato hodnota je sice potenciálová bariéra snadněji prostupná, ale protonů s touto energií je příliš málo. Naopak při mnohem nižších energiích než tato hodnota má tyto energie spousta protonů, ale bariéra je příliš neprostupná.

KONTROLA 3: Které z následujících možných reakcí jaderné fúze *nebudou* uvolňovat energii: (a) ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$, (b) ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, (c) ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$, (d) ${}^{20}\text{Ne} + {}^{20}\text{Ne}$, (e) ${}^{35}\text{Cl} + {}^{35}\text{Cl}$, (f) ${}^{14}\text{N} + {}^{35}\text{Cl}$. (Tip: Využijte křivku vazebních energií na obr. 43.6.)

PŘÍKLAD 44.4

Považujme proton za kouli o poloměru $R \approx 1$ fm. Dva protony jsou proti sobě vystřeleny se stejnou kinetickou energií E_k .

(a) Jakou hodnotu musí mít E_k , aby se částice vlivem odpuzování coulombovskou silou zastavily právě v okamžiku, kdy se vzájemně „dotknou“? Tuto hodnotu E_k můžeme považovat za vhodnou míru výšky Coulombovy potenciálové bariéry.

ŘEŠENÍ: Protože v okamžiku dotyku jsou oba protony v klidu, přeměnila se celá jejich kinetická energie na elektrickou potenciální energii. Střed protonů jsou vzdáleny $2R$ a podle rov. (25.43) máme

$$2E_k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2R}.$$

Se známými hodnotami dostaneme

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 R} = \\ &= \frac{(1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}{16\pi(8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1})(1 \cdot 10^{-15} \text{ m})} = \\ &= 5,75 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 360 \text{ keV} \doteq 400 \text{ keV}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

(b) Při jaké teplotě bude mít proton v protonovém plynu střední kinetickou energii rovnou hodnotě spočtené v (a), tedy bude mít energii rovnou výšce Coulombovy bariéry?

ŘEŠENÍ: Považujeme-li protonový plyn za ideální, můžeme jako střední kinetickou energii vzít $\bar{E}_k = \frac{3}{2}kT$ podle rov. (20.20), kde k je Boltzmannova konstanta. Vyjádříme-li T a dosadíme za $\bar{E}_k$ z (a), dostaneme

$$T = \frac{2\bar{E}_k}{3k} = \frac{2(5,75 \cdot 10^{-14} \text{ J})}{3(1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1})} \doteq 3 \cdot 10^9 \text{ K}.$$

Teplota středu Slunce je asi $1,5 \cdot 10^7$ K, takže je jasné, že slučování v nitru Slunce se musí účastnit protony, jejichž energie je daleko větší než tato střední energie.

44.7 TERMOJADERNÁ FÚZE VE SLUNCI A DALŠÍCH HVĚZDÁCH

Slunce vyzařuje energii s výkonem $3,9 \cdot 10^{26}$ W a činí tak již několik miliard let. Odkud se bere všechna ta energie? Chemické hoření můžeme vyloučit; kdyby se Slunce skládalo z uhlí a kyslíku — ve vhodném poměru pro spalování — vydrželo by pouze nějakých 1 000 let. Jiná možnost je, že se Slunce pomalu smršťuje vlivem vlastních gravitačních sil. Přeměnou gravitační potenciální energie na tepelnou energii by si Slunce mohlo udržovat svou teplotu a přitom stále zářit. Výpočet ale ukazuje, že ani tento mechanismus nevyhovuje; vedl by také k příliš krátké době života Slunce, nejméně 500krát. Takže zůstává pouze termojaderná fúze. Jak uvidíme, Slunce spaluje nikoli uhlí, ale vodík, a to v jaderné peci, nikoli atomové neboli chemické.

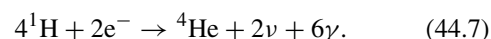
Jaderná fúze ve Slunci je vícestupňový proces, ve kterém je spálen vodík na helium; vodík je tedy „palivo“ a helium „popel“. Obr. 44.11 ukazuje **proton–protonový (p–p) řetězec**, kterým se tento proces uskutečňuje.

Řetězec p–p začíná srážkou dvou protonů ($^1\text{H} + ^1\text{H}$), které vytvoří deuteron (^2H) a zároveň pozitron (e^+) a neutrino (ν). Pozitron velmi rychle potká volný elektron (e^-) ve Slunci a obě částice anihilují (čl. 22.6), energie ekvivalentní jejich hmotnostem se objeví jako dva fotony záření γ .

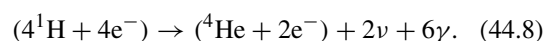
Dvojice takových událostí je popsána v horním řádku v obr. 44.11. Tyto události jsou ve skutečnosti velmi řídké. Pouze v jedné z 10^{26} proton–protonových srážek se vytvoří deuteron; v obrovské většině se protony od sebe prostě pružně odrazí. Je to právě pomalost tohoto jevu, jakési „úzké hrdlo“, které řídí rychlost produkce energie a chrání Slunce před explozí. Bez ohledu na tuto pomalost je ve velkém a hustém nitru Slunce tak obrovský počet protonů, že deuterium ve Slunci vzniká právě popsaným způsobem v množství 10^{12} kg/s.

Jakmile však jednou deuteron vznikne, rychle se srazí s jiným protonem a vytvoří jádro ^3He , jak ukazuje střední řádek v obr. 44.11. Dvě taková jádra ^3He se případně mohou sejít (během 10^5 let, ale času máme spoustu) a vytvořit α -částici (^4He) a dva protony, jak ukazuje spodní řádek obrázku.

Jak vidíme z obr. 44.11, celkově spočívá p–p řetězec v kombinaci čtyř protonů a dvou elektronů do α -částice, vyzáření dvou neutrin a šesti fotonů záření γ . Tedy



Nyní přidejme na každou stranu rov. (44.7) dva elektrony, takže dostaneme



Symbolsy v obou závorkách už představují *atomy* (ne pouze holá jádra) vodíku a helia.

Energie uvolněná v reakci popsané rov. (44.8) je

$$\begin{aligned} Q &= \Delta mc^2 = \\ &= (4(1,007\,825\,\text{u}) - 4,002\,603\,\text{u})(931,5\,\text{MeV/u}) = \\ &= 26,7\,\text{MeV}, \end{aligned}$$

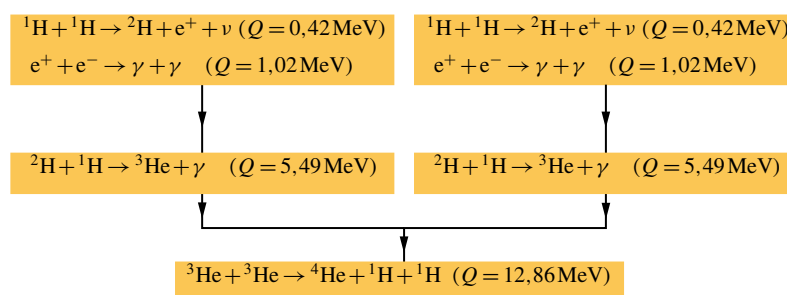
kde 1,007 825 u je hmotnost vodíkového a 4,002 603 u hmotnost heliového atomu. Neutrina mají nulovou nebo zanedbatelně malou hmotnost a fotony γ -záření mají hmotnost nulovou; proto tyto částice ve výpočtu energie reakce nevystupují.

Stejnou hodnotu Q dostaneme (jak to také musí být) sečtením hodnot Q pro jednotlivé stupně proton–protonového řetězce na obr. 44.11. Je tedy

$$\begin{aligned} Q &= 2(0,42\,\text{MeV}) + 2(1,02\,\text{MeV}) + \\ &\quad + 2(5,49\,\text{MeV}) + 12,86\,\text{MeV} = \\ &= 26,7\,\text{MeV}. \end{aligned}$$

Asi 0,5 MeV z této energie odnášejí ze Slunce obě neutrina z rov. (44.8); zbývající energie se ukládá v nitru Slunce jako tepelná energie.

Obr. 44.11 Proton–protonový řetězec, který zajišťuje produkci energie ve Slunci. V řetězci se fúzí protonů vytvářejí jádra ^4He (α -částice) a uvolňuje se při tom energie 26,7 MeV.



Spalování vodíku ve Slunci je svým způsobem alchymie v obřím měřítku, neboť jeden prvek se přeměňuje na jiný. Středověké alchymisty ovšem zajímala spíše přeměna olova na zlato než přeměna vodíku na helium. V jistém smyslu šli správnou cestou, pouze jejich pece neměly dostatečnou teplotu: namísto nějakých 600 K by potřebovali pece zahřáté na 10^8 K.

Spalování vodíku probíhá na Slunci po dobu přibližně $5 \cdot 10^9$ let a výpočty ukazují, že zásoby vodíku postačují na zhruba stejnou dobu do budoucnosti. Po těchto dalších 5 miliardách let spalování vodíku se však nitro Slunce, složené potom převážně z helia, začne ochlazovat a Slunce se začne hroutit působením své vlastní gravitace. To opět povede k růstu teploty nitra, která způsobí expanzi vnějšího obalu a Slunce se dostane do stadia hvězdy, kterému astronomové říkají *červený obr*.

Když teplota nitra opět dosáhne 10^8 K, může znovu dojít k uvolňování energie spalováním helia na uhlík. Jak se hvězda vyvíjí a stává se teplejší, může dojít k vytváření dalších prvků při jiných typech jaderné fúze. Touto cestou ale nemohou být vytvořeny prvky hmotnější než s hmotnostním číslem $A \approx 56$. Hmotnostnímu číslu $A = 56$ odpovídá maximum na křivce vazebné energie na obr. 43.6, takže fúze, která vytváří nuklidy za touto hranicí, probíhá s pohlcováním, nikoli uvolňováním energie.

Myslíme si, že prvky s hmotnostním číslem větším než $A \approx 56$ vznikají zachytem neutronů při kataklyzmických explozích hvězd, kterým říkáme *supernovy* (obr. 44.12). Při výbuchu supernovy je vnější obal hvězdy vymrštěn do vnějšího prostoru, kde se smíchá s řidoučkou látkou vyplňující mezihvězdný prostor a stane se tak její součástí. Z této látky, stále obohacované odpadem z hvězdných explozí, se pak

opět vytvářejí nové hvězdy kondenzací vlivem gravitační síly.

Skutečnost, že se na Zemi vyskytují prvky hmotnější než vodík a helium, naznačuje, že naše sluneční soustava vznikla kondenzací mezihvězdné hmoty, která obsahovala zbytky po takových explozích. Všechny prvky kolem nás — včetně těch v našich vlastních tělech — byly tedy vyrobeny v nitrech dávno neexistujících hvězd. Jak řekl jeden z vědců: „Popravdě jsme vlastně děti hvězd.“

PŘÍKLAD 44.5

Jak rychlá je spotřeba vodíku v nitru Slunce při p-p řetězci z obr. 44.11?

ŘEŠENÍ: Jak jsme ukázali, na každé čtyři spotřebované protony se uvolní ve Slunci 26,2 MeV energie, tedy 6,6 MeV na proton. Tedy z kilogramu hmoty se uvolní energie

$$\frac{dE}{dm} = \frac{(6,6 \text{ MeV})}{(1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg})} \cdot \left(\frac{1,60 \cdot 10^{-13} \text{ J}}{1 \text{ MeV}} \right) = 6,3 \cdot 10^{14} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}.$$

Tento výsledek nám říká, že Slunce vyzáří $6,3 \cdot 10^{14}$ J energie na každý spotřebovaný kilogram hmotnosti protonů. Rychlost spotřeby vodíku R je pak dána jako výkon Slunce $P = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ W}$ dělený touto vypočtenou hodnotou, tedy

$$R = \frac{(3,9 \cdot 10^{26} \text{ W})}{(6,3 \cdot 10^{14} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1})} = 6,2 \cdot 10^{11} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (\text{Odpověď})$$

To vypadá jako obrovská ztráta hmotnosti za sekundu, ale musíme vidět věci ve správné perspektivě — jedná se o malou hodnotu ve srovnání s hmotností Slunce, která je $2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$.



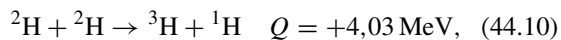
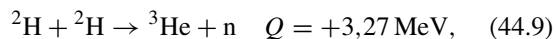
Obr. 44.12 (a) Hvězda známá jako Sanduleak, jak se jevila před rokem 1987. (b) V tomto roce se k nám dostalo světlo supernovy této hvězdy; v době exploze byla stamilionkrát jasnější než naše Slunce a hvězda byla viditelná pouhým okem. Exploze nastala ve vzdálenosti 155 000 světelných let; došlo k ní tedy již před 155 000 lety.

44.8 ŘÍZENÁ TERMOJADERNÁ FÚZE

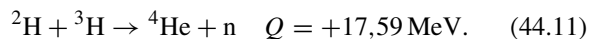
K první termojaderné reakci na Zemi došlo na atolu Eniwetok, když Spojené státy nechaly vybuchnout zařízení, které uvolnilo energii ekvivalentní 10 milionům tun TNT. Vysoké teploty a hustoty potřebné pro zažehnutí reakce byly dosaženy tím, že se jako rozbuška použila atomová puma založená na štěpné reakci.

Získat dlouhodobě pracující a říditelný zdroj energie — reaktor pracující na základě termojaderné fúze je však mnohem obtížnější. K dosažení tohoto cíle však velmi intenzívně směřuje úsilí v mnoha zemích světa, protože mnoho lidí považuje reaktor na principu termojaderné fúze za zdroj budoucnosti, alespoň pokud jde o výrobu elektřiny.

Proton–protonový řetězec z obr. 44.11 není vhodný pro pozemský reaktor, protože je beznadějně pomalý. Na Slunci probíhá reakce úspěšně pouze díky obrovské hustotě protonů v nitru Slunce. Nejvhodnější pro použití na Zemi se zdají být dvě reakce deuteron–deuteronové (d–d)



a deuteron–tritonová* (d–t).



Deuterium, které je v těchto reakcích zdroj deuteronů, má izotopický výskyt jen 1 : 6 700, ale je dostupné v neomezeném množství jako složka mořské vody. Zastánci využívání jaderné energie popisují naše možnosti v budoucnosti — až budou spálena všechna fosilní paliva — jako volbu ze dvou možností: buď „spalování kamení“ (štěpení uranu získaného z rud), nebo „spalování vody“ (fúze deuteria získaného z vody).

Pro úspěšný návrh termojaderného reaktoru musíme splnit tři podmínky:

1. Vysoká hustota částic n . Hustota interagujících částic (například počet deuteronů v jednotkovém objemu) musí být natolik vysoká, aby zajistila dostatečný počet d–d srážek. Při požadovaných vysokých teplotách je deuterium úplně ionizováno, takže vytváří navenek neutrální **plazma** (ionizovaný plyn) deuteronů a elektronů.

2. Vysoká teplota plazmatu T . Plazma musí být horké. Jinak by totiž neměly deuterony při srážce dostatečnou energii k překonání Coulombovy potenciálové bariéry, která se snaží udržet je od sebe. Laboratorně bylo dosaženo iontové

teploty plazmatu 35 keV, což odpovídá $4 \cdot 10^8$ K. To je asi 30krát větší teplota, než je teplota středu Slunce.

3. Dlouhá doba udržení τ . Velký problém je udržování horkého plazmatu s potřebně vysokou hustotou a teplotou po tak dlouhou dobu, aby došlo k fúzi dostatečného množství paliva. Je jasné, že žádná pevná nádoba nemůže odolat tak vysokým teplotám, proto musíme použít důmyslné techniky pro udržení plazmatu; krátce se zmíníme o dvou možnostech.

Lze ukázat, že pro úspěšný chod termojaderného reaktoru, pracujícího s d–t reakcí, je třeba mít

$$n\tau > 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}. \quad (44.12)$$

Tato podmínka, známá jako **Lawsonovo kritérium**, nám říká, že musíme buď udržet mnoho částic po krátký časový interval, nebo méně částic po delší dobu. Kromě splnění podmínek kritéria je ještě dále nutné, aby teplota plazmatu byla dostatečně vysoká.

V současnosti se především studují dvě cesty, jak se dostat k řízenému uvolňování jaderné energie. Ačkoli zatím ani jedna z nich nebyla úspěšná, jsou stále rozvíjeny jednak proto, že jsou stále slibné, jednak také pro možnou velkou důležitost řízené fúze při řešení energetických problémů světa v budoucnosti.

Magnetické udržování

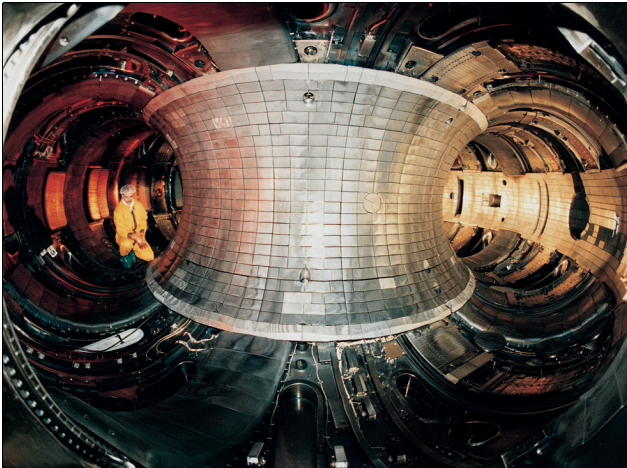
V jednom z těchto přístupů se pro udržování plazmatu v nádobě prstencového tvaru používá vhodně tvarované magnetické pole. Zařízení se nazývá **tokamak** (zkratka ruského názvu „toroidální kamera s magnetními katuškami“). Magnetické síly působí na nabitě částice, které tvoří horké plazma, a zabraňují částicím plazmatu v dopadu na stěny nádoby. Na obr. 44.13 je jedno takové zařízení v Plasma Physics Laboratory, Princeton University.

Plazma je zahříváno jednak tím, že jsou v něm indukovány elektrické proudy, jednak ostřelováním plazmatu zvnějšku svazkem urychlených částic. Prvním cílem pokusů je dosáhnout **vyrovnání**, které nastane při splnění Lawsonova kritéria či při jeho překročení. Konečným cílem pak je **zažehnutí**, které spouští samostatně se udržující termojadernou reakci s čistým ziskem energie. Do roku 2000 nebylo dosaženo zažehnutí ani na tokamacích, ani na jiných zařízeních s magnetickým udržováním plazmatu.

Inerciální udržování

Tato technika udržování a ohřevu paliva pro fúzi až k dosažení potřebných parametrů pro termojadernou reakci začíná „otloukáním“ pevné tabletky paliva ze všech stran intenzívními laserovými svazky. To vede k odpaření jistého

* Jádru izotopu vodíku ${}^3\text{H}$ (tritium) se nazývá *triton*. Je to radionuklid s poločasem rozpadu 12,3 roku.



Obr. 44.13 Pokusný reaktor pro jadernou fúzi typu tokamak na Princeton University.

množství materiálu z povrchu tabletky. Odpaření materiálu způsobí vznik rázové vlny směřující dovnitř tabletky, která stlačí jádro tabletky a zvýší v něm jak hustotu částic, tak teplotu. Jev se nazývá *inerciální udržování*, protože (a) palivo se *udrhuje* v jádře tabletky a (b) částice díky své setrvačné (*inerciální*) hmotnosti neunikají z tabletky zahřáté během velmi krátkého časového intervalu, kdy působí „úder“ laserů.

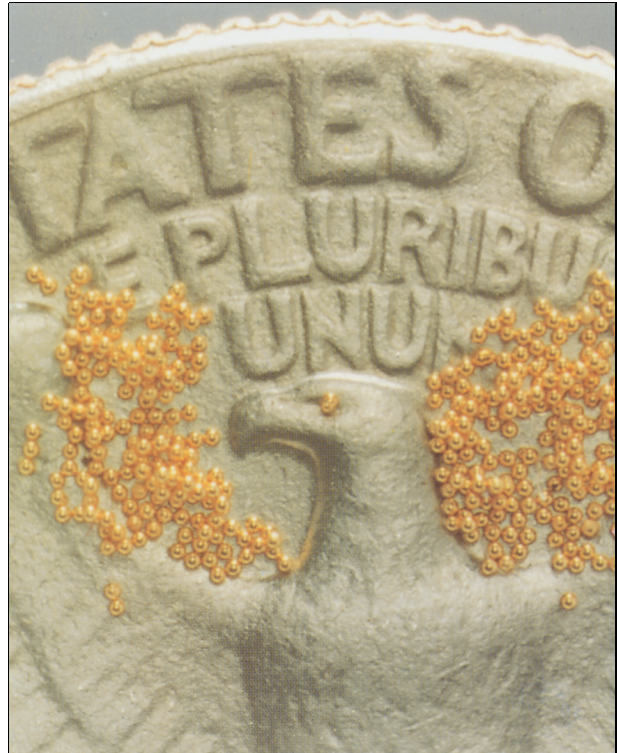
Laserová fúze, užívající techniky inerciálního udržování, se studuje v mnoha světových laboratořích. Například v Lawrence Livermore Laboratory se mají tabletky složené z deuteria a tritia, každá o velikosti menší než zrnko písku (obr. 44.14), otloukávat pulzy 10 synchronizovaných vysoce výkonných laserů symetricky rozmístěných kolem tabletky. Pulzní lasery jsou navrženy tak, aby v souhrnu dodávaly každé tabletce energii asi 200 kJ v době kratší než jedna nanosekunda. To odpovídá výkonu v době trvání pulzu asi $2 \cdot 10^{14}$ W, což je asi 100krát více než celkový trvalý výkon elektráren na celém světě!

V pracujícím termojaderném reaktoru s laserovou fúzí by tabletky měly vybuchovat jako miniaturní vodíkové bomby v počtu snad 10 až 100 za sekundu. Použitelnost laserové fúze jako základu práce termojaderných reaktorů nebyla do roku 2000 ověřena, práce však pokračují s velkým úsilím dále.

PŘÍKLAD 44.6

Předpokládejme, že palivová tabletky pro zařízení s laserovou fúzí obsahuje stejný počet atomů deuteria a tritia. Hustota tabletky $\rho = 200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ se zvýší 10^3 násobně vlivem laserových pulzů.

(a) Kolik částic na jednotku objemu (jak deutronů, tak tritonů) obsahuje tabletky ve zhuštěném stavu?



Obr. 44.14 Kuličky na čtvrtdolarové minci jsou tabletky deuterium-tritiového paliva pro pokusy v zařízení s laserovou fúzí.

ŘEŠENÍ: Pro hustotu ρ^* zhuštěné tabletky můžeme psát

$$\rho^* = 10^3 \rho = m_d \left(\frac{n}{2} \right) + m_t \left(\frac{n}{2} \right),$$

kde n je celkový počet částic v jednotkovém objemu ve zhuštěné tabletce (jak deutronů, tak tritonů), m_d je hmotnost atomu deuteria a m_t hmotnost atomu tritia. Tyto atomové hmotnosti vyjádříme jako poměr odpovídajících molárních hmotností ($m_{m,d} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ a $m_{m,t} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$) a Avogadrovy konstanty N_A

$$m_d = \frac{m_{m,d}}{N_A} \quad \text{a} \quad m_t = \frac{m_{m,t}}{N_A}.$$

Pro n tedy dostaneme

$$n = \frac{2000 \rho N_A}{m_{m,d} + m_{m,t}},$$

odkud

$$n = \frac{2000(200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3})(6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1})}{(2,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1} + 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1})} = 4,8 \cdot 10^{31} \text{ m}^{-3}. \quad (\text{Odpověď})$$

(b) Jak dlouho musí podle Lawsonova kritéria udržet tabletky tuto hustotu částic, abychom dosáhli vyrovnání?

ŘEŠENÍ: Z Lawsonova kritéria (44.12) máme

$$\tau > \frac{10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}}{4,8 \cdot 10^{31} \text{ m}^{-3}} \doteq 10^{-12} \text{ s.} \quad (\text{Odpověď})$$

Tabletka musí zůstat stlačená alespoň 10^{-12} s, aby se splnila podmínka vyrovnání. (Teplota plazmatu musí být také dostatečně vysoká.)

PŘEHLED & SHRNU TÍ

Energie z jádra

Jaderné reakce jsou při přeměně hmotnosti na jiné formy energie asi milionkrát účinnější než chemické reakce, vztahujeme-li hodnoty na jednotku hmotnosti.

Jaderné štěpení

Rov. (44.1) popisuje štěpení ^{235}U , který vznikl ostřelováním ^{235}U tepelnými neutrony. Rov. (44.2) a (44.3) popisují řetězce β -rozpadů primárních štěpných fragmentů. Energie uvolněná při tomto štěpení je $Q \approx 200 \text{ MeV}$.

Jevu štěpení lze porozumět pomocí kolektivního modelu, ve kterém se jádro chová jako elektricky nabitá kapka ve stavu charakterizovaném nějakou excitační energií. Aby došlo ke štěpení, musí být tunelovým jevem překonána jistá potenciálová bariéra. Schopnost štěpení závisí na vzájemném vztahu výšky bariéry E_b a excitační energie E_n .

Neutrony uvolněné při štěpení mohou vyvolat řetězovou reakci. Na obr. 44.4 je bilance počtu neutronů jednoho cyklu v typickém rektoru. Na obr. 44.5 je naznačeno blokové schéma celé jaderné elektrárny.

Jaderná fúze

Uvolnění energie sloučením (fúzí) dvou lehkých jader brání je-

jich vzájemná Coulombova potenciálová bariéra. V konečném objemu látky může dojít k fúzi pouze tehdy, je-li teplota dostatečně vysoká (tj. je-li kinetická energie částic dostatečně velká), aby mohlo dojít k pozorovatelnému tunelování potenciálovou bariérou.

Energie Slunce pochází převážně ze spalování vodíku na helium při *proton–protonovém řetězci*, který je znázorněn na obr. 44.11. Prvky až do hmotnostního čísla $A \approx 56$ (maximum na křivce vazební energie) se mohou vytvořit při jiných fúzích po vyhoření zásob vodíkového paliva ve hvězdě.

Řízená fúze

Řízená termojaderná fúze pro účely výroby energie ještě nebyla dosažena ani v laboratorních podmínkách. Nejslibnější jsou reakce d-d a d-t . Pro reaktor s termojadernou fúzí musí být splněno Lawsonovo kritérium

$$n\tau > 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3} \quad (44.12)$$

a teplota plazmatu T musí být dostatečně vysoká.

V tokamaku se plazma udržuje magnetickým polem. Při laserové fúzi je užita technika inerciálního udržování.

OTÁZKY

- Můžeme použít vztah $Q = \Delta mc^2$ v tab. 44.1 při popisu (a) všech jevů, (b) všech jevů s výjimkou vodopádu, (c) pouze štěpení, (d) pouze štěpení a fúze?
- Podle křivky z obr. 44.1 dochází ke štěpení ^{235}U tepelným neutronem na dva stejně hmotné fragmenty přibližně v jednom případě z (a) 10 000, (b) 1 000, (c) 100, (d) 10?
- Mají primární fragmenty vytvořené štěpením (a) více protonů než neutronů, (b) více neutronů než protonů, (c) stejný počet protonů a neutronů?
- Uvažujte štěpnou reakci

$$^{235}\text{U} + n \rightarrow X + Y + 2n.$$
 Seřadte následující možné nuklidy X (nebo Y) od nejvíce pravděpodobných do nejméně pravděpodobných: (a) ^{152}Nd , (b) ^{140}I , (c) ^{128}In , (d) ^{115}Pd , (e) ^{105}Mo . (Tip: Použijte obr. 44.1.)
- Vyberte z každé dvojice ten prvek, který bude s největší pravděpodobností primární fragment štěpení: (a) ^{93}Sr nebo ^{93}Ru , (b) ^{140}Gd nebo ^{140}I , (c) ^{155}Nd nebo ^{155}Lu . (Tip: Použijte obr. 43.4 a periodickou tabulku prvků.)
- Předpokládejte, že jádro ^{238}U „spolkne“ neutron a pak se rozpadá nikoli štěpením, ale β -rozpadem, kdy emituje elektron a neutrino. Jaký nuklid je produktem tohoto rozpadu: (a) ^{239}Pu , (b) ^{238}Np , (c) ^{239}Np , nebo (d) ^{238}Pa ?
- Jaderný reaktor pracuje s určitým výkonem, jeho násobící faktor k je přitom nastaven na jedničku. Je-li užito řídicích tyčí tak, aby se výstupní výkon reaktoru snížil na 25 % původní hodnoty, je pak násobící faktor (a) poněkud menší než jedna, (b) podstatně menší než jedna, nebo (c) stále roven jedné?
- Jádro jaderného reaktoru by mělo mít co nejmenší poměr povrchu k objemu. Uspořádejte následující tělesa sestupně podle tohoto poměru: (a) krychle o hraně a , (b) koule s poloměrem a , (c) kužel výšky a a s poloměrem základny a a (d) válec s poloměrem a a výškou a . (Plocha zakřivené části povrchu kužele je $\sqrt{2}\pi a^2$ a jeho objem je $\pi a^3/3$.)
- Obr. 44.6 ukazuje časový pokles tepla produkovaného radioaktivním odpadem po jednorozměrném provozu velké jaderné elektrárny. Kolikrát se přibližně sníží produkce tepelné energie po 100 letech: (a) 20, (b) 200, (c) 2 000, (d) více než 2 000?

10. Který z následujících prvků *není* „upečen“ při jaderné fúzi v nitru hvězd: (a) uhlík, (b) křemík, (c) chrom, (d) brom?

11. Přibližně 2 % energie vytvářené na Slunci při p-p reakci odnášejí ze Slunce neutrino. Je energie tohoto neutrinového toku (a) stejná, (b) větší, nebo (c) menší než energie,

kterou Slunce vyzařuje ve formě elektromagnetického záření?

12. Lawsonovo kritérium pro d-t reakci (rov. (44.12)) je $n\tau > 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}$. Pro d-d reakci bude číslo na pravé straně (a) stejné, (b) menší, nebo (c) větší?

CVIČENÍ & ÚLOHY

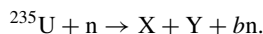
ODST. 44.2 Jaderné štěpení: základní proces

1C. (a) Kolik atomů je obsaženo v 1,0 kg čistého ^{235}U ? (b) Kolik energie v joulech se uvolní při dokonalém štěpení 1,0 kg ^{235}U ? Uvažujte $Q = 200 \text{ MeV}$. (c) Jak dlouho by tato energie umožnila svítit 100 W žárovkou?

2C. Štěpné vlastnosti izotopu plutonia ^{239}Pu jsou velmi podobné vlastnostem ^{235}U . Průměrná hodnota energie uvolněné při štěpení je 180 MeV. Kolik energie v MeV se uvolní, jestliže se všechny atomy v 1,0 kg čistého ^{239}Pu rozštěpí?

3C. Kolik jader ^{235}U musí za sekundu neutrony rozštěpit, aby se uvolnila energie poskytující výkon 1,0 W? Uvažujte $Q = 200 \text{ MeV}$.

4C. Doplňte následující tabulku, která popisuje obecnou štěpnou reakci



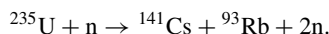
X	Y	b
^{140}Xe	?	1
^{139}I	?	2
?	^{100}Zr	2
^{141}Cs	^{92}Rb	?

5C. Ověřte tvrzení z čl. 44.2, že střední kinetická energie neutronů v tepelné rovnováze s látkou při pokojové teplotě 300 K je přibližně 0,04 eV.

6C. Spočítejte energii Q reakce pro štěpení ^{52}Cr na dva stejné fragmenty. Hmotnosti potřebné pro výpočet jsou 51,940 51 u pro ^{52}Cr a 25,982 59 u pro ^{26}Mg .

7C. Spočítejte energii Q reakce pro štěpení ^{98}Mo na dva stejné fragmenty. Hmotnosti potřebné pro výpočet jsou 97,905 41 u pro ^{98}Mo a 48,950 02 u pro ^{49}Sc . Vyjde-li Q kladné, vysvětlete, proč k tomuto štěpení spontánně nedochází.

8C. Spočítejte energii uvolněnou při štěpné reakci



Potřebné hmotnosti atomů a částic jsou:

^{235}U	235,043 92 u	^{93}Rb	92,921 57 u
^{141}Cs	140,919 63 u	n	1,008 67 u

9C. Poločas α -rozpadu ^{235}U je $7,0 \cdot 10^8 \text{ y}$. Rozpadá se také (zřídka) spontánním štěpením, a kdyby nedocházelo k α -rozpadu, byl by poločas rozpadu spontánním štěpením $3,0 \cdot 10^{17} \text{ y}$.

(a) Jak často dojde ke spontánnímu štěpení v 1,0 g ^{235}U ? (b) Kolik α -rozpadů připadá na jeden rozpad spontánním štěpením?

10Ú. Ověřte správnost údaje z tab. 44.1, že štěpení 1 kg UO_2 (obohaceného tak, že ^{235}U tvoří 3 % uranu) umožní svítit 100 W žárovkou po dobu 690 let.

11Ú. Uvažujte štěpení ^{238}U rychlými neutrony. V jednom možném případě dochází k tomu, že není uvolněn žádný neutron a po několika β -rozpadech zůstanou jako konečné stabilní produkty ^{140}Ce a ^{99}Ru . (a) Ke kolika β -rozpadům celkem dojde, počítáme-li obě rozpadové řady dohromady? (b) Vypočítejte Q . Potřebné hmotnosti jsou:

^{238}U	238,050 79 u	^{140}Ce	139,905 43 u
n	1,008 67 u	^{99}Ru	98,905 94 u

12Ú. V jednom možném případě štěpení ^{235}U pomalými neutrony dochází k tomu, že není uvolněn žádný neutron a jedním z primárních produktů štěpení je ^{83}Ge . (a) Jaký izotop je druhý primární fragment? (b) Jak je energie $Q = 170 \text{ MeV}$ reakce rozdělena mezi oba fragmenty? Spočítejte počáteční rychlost každého z fragmentů.

13Ú. Předpokládejte, že těsně po štěpení ^{236}U podle rov. (44.1) se vzniklá jádra ^{140}Xe a ^{96}Sr svými povrchy právě dotýkají. (a) Za předpokladu, že jádra jsou kulová, spočítejte potenciální energii (v MeV), kterou se oba fragmenty odpuzují. (Tip: Poloměry jader spočítejte podle rov. (43.3).) (b) Porovnejte tuto energii s energií uvolněnou při typickém štěpení.

14Ú. Jádro ^{236}U se při štěpení rozlomí na dva fragmenty ^{140}Xe a ^{96}Sr . Pro jádro uranu a jádra obou fragmentů určete jejich (a) povrch, (b) objem, (c) elektrickou potenciální energii. Potenciální energie rovnoměrně nabitě koule o poloměru r a náboji Q je

$$E_p(r) = \frac{3}{5} \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Porovnejte vypočtené veličiny před štěpením a po něm.

ODST. 44.4 Jaderný reaktor

15C. 200 MW jaderný reaktor spotřebuje polovinu svých zásob paliva za 3,00 roky. Kolik ^{235}U bylo v reaktoru na počátku? Předpokládejte, že všechna uvolněná energie pochází ze štěpení ^{235}U a že se tento nuklid spotřebovává pouze štěpením.

16C. Zopakujte řešení cvič. 15 s tím, že budete uvažovat také zachyty neutronu jádrem ^{235}U , které nevedou ke štěpení.

17C. Ke štěpení ^{238}Np je třeba 4,2 MeV. Abychom z tohoto nuklidu uvolnili neutron, musíme vynaložit energii 5,0 MeV. Můžeme ^{237}Np štěpit tepelnými neutrony?

18Ú. Tepelná energie vytvořená při pohlcování záření radionuklidů pevnou látkou může sloužit jako základ malého zdroje energie pro umělé družice, meteorologické stanice v odlehlých místech a podobně. Takové radionuklidy se vytvářejí v jaderných reaktorech ve velkém množství a můžeme je chemicky oddělit od ostatního vyhořelého paliva. Jedním z vhodných radionuklidů je ^{238}Pu ($\tau = 87,7\text{ y}$), který emituje α -částice s energií $Q = 5,50\text{ MeV}$. Jaký výkon poskytuje 1 kg tohoto materiálu?

19Ú. (Viz úloha 18.) Mezi mnoha štěpnými produkty, které můžeme chemicky separovat z vyhořelého paliva jaderného reaktoru, je ^{90}Sr ($\tau = 29\text{ y}$). Tento izotop vzniká při provozu typického velkého reaktoru v množství 18 kg/y. Jeho radioaktivita vede k produkci tepla 0,93 W/g. (a) Spočítejte efektivní energii Q_{ef} reakce pro rozpad jádra ^{90}Sr . (Q_{ef} zahrnuje příspěvek od každého rozpadu dceřinných produktů v rozpadové řadě ^{90}Sr , ovšem bez energie neutrín, která zcela opustí vzorek.) (b) Je třeba navrhnout zdroj (elektrického) výkonu 150 W pro napájení elektroniky podvodního akustického majáku. Kolik ^{90}Sr je potřeba, je-li zdroj založen na produkci tepla při rozpadu ^{90}Sr a účinnost přeměny tepelné energie na elektrickou je 5,0 %?

20Ú. Mnoho lidí se obává, že pomoc dalším státům při vývoji technologie potřebné pro stavbu jaderných reaktorů zvyšuje pravděpodobnost jaderné války. Reaktory mohou být totiž užity nejen k výrobě elektrické energie, ale také k výrobě ^{239}Pu (které je „palivem“ atomových bomb) jako vedlejšího produktu zachytu neutronu laciným ^{238}U . Jak vypadá jednoduchá řada reakcí, která zahrnuje zachyt neutronu a β -rozpad a vede ke vzniku tohoto izotopu plutonia?

21Ú. V atomové bombě se energie uvolňuje při neřízeném štěpení plutonia ^{239}Pu (nebo uranu ^{235}U). Mohutnost bomb určuje velikost uvolněné energie, kterou vyjadřujeme pomocí hmotnosti TNT (trinitrotoluenu) potřebné pro uvolnění stejné energie. Jedna megatuna (10^6 tun) TNT uvolní energii 2,6 $\cdot 10^{28}$ MeV. (a) Spočítejte mohutnost atomové bomby (v tunách TNT), která obsahuje 95 kg ^{239}Pu , ze kterých se skutečně štěpí 2,5 kg (cvič. 2). (b) K čemu slouží zbývajících 92,5 kg ^{239}Pu , když se neštěpí?

22Ú. Atomová bomba o mohutnosti 66 kilotun TNT (úloha 21) má jako náplň čistý ^{235}U (obr. 44.15), z něhož se pak štěpí 4,0 %. (a) Kolik uranu je v bombě? (b) Kolik vzniká celkem primárních štěpných fragmentů? (c) Kolik neutronů vznikajících při štěpení unikne do okolního prostředí? (V průměru je možno počítat s 2,5 neutronů při jednom štěpení.)

23Ú. Délka života jedné generace neutronů t_g v reaktoru je dána střední dobou potřebnou k tomu, aby se rychlý neutron emitovaný při štěpení zpomalil na tepelné energie v moderátoru a vyvolal pak nové štěpení. Předpokládejte, že výkon reaktoru v čase $t = 0$ je P_0 . Ukažte, že výkon $P(t)$ v čase t je dán vztahem

$$P(t) = P_0 k^{t/t_g},$$



Obr. 44.15 Úloha 22. „Knoflík“ ^{235}U připravený k přetavení a opravování pro bojovou hlavici.

kde k je násobící faktor. Při konstantním výkonu je $k = 1$.

24Ú. Délka života jedné generace neutronů (úloha 23) v určitém reaktoru je 1,3 ms. Výkon reaktoru je 1 200 MW. Abychom mohli provést jistá měření při údržbě, musíme dočasně snížit výkon na 350 MW. Chceme, aby přechod na tuto hodnotu trval 2,6 s. Na jakou (konstantní) hodnotu musíme nastavit násobící faktor, abychom tento přechod dosáhli za požadovanou dobu?

25Ú. Délka života neutronové generace t_g (úloha 23) v určitém reaktoru je 1,0 ms. Jestliže reaktor pracuje s výkonem 500 MW, kolik je v něm v každém časovém okamžiku přítomno volných neutronů?

26Ú. Reaktor pracuje na výkonu 400 MW s délkou života generace neutronů (úloha 23) 30,0 ms. Jestliže se po 5,00 min zvyšuje výkon s násobícím faktorem 1,000 3, jaký je výkon reaktoru na konci těchto 5,00 min?

27Ú. (a) Neutron o hmotnosti m_n a s kinetickou energií E_k se při pružné srážce čelně srazí s atomem v klidu o hmotnosti m . Ukažte, že relativní ztráta kinetické energie neutronu je dána vztahem

$$\frac{\Delta E_k}{E_k} = \frac{4m_n m}{(m + m_n)^2}.$$

(b) Spočítejte hodnotu $\Delta E_k / E_k$ pro následující atomy: vodík, deuterium, uhlík a olovo. (c) Jestliže je na počátku $E_k = 1,00\text{ MeV}$, kolik takových srážek povede ke snížení kinetické energie neutronu na tepelnou hodnotu (0,025 eV), bude-li se neutron srážet s atomy deuteria, běžně užívaného jako moderátor? (Poznámka: Ve skutečnosti většina srážek neutronů s atomy moderátoru není čelní.)

ODST. 44.5 Přírodní jaderný reaktor

28C. Před jakou dobou byl poměr $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ v přírodním uranu roven 0,15?

29C. Odhaduje se, že přírodní jaderný reaktor z čl. 44.5 vyrobil během svého života 15 gigawatt-roků energie. (a) Pracoval-li reaktor 200 000 let, jaký byl jeho střední výkon? (b) Kolik ^{235}U spotřeboval reaktor za dobu, kdy byl v činnosti?

30Ú. Uran těžný v současnosti obsahuje pouze 0,72 % štěpného ^{235}U v převažujícím ^{238}U , což je příliš málo pro palivo reaktoru se štěpením pomocí tepelných neutronů. Proto je třeba přírodní uran obohacovat ^{235}U . Oba izotopy ^{235}U ($\tau = 7,0 \cdot 10^8$ y) a ^{238}U ($\tau = 4,5 \cdot 10^9$ y) jsou radioaktivní. Před jakou dobou byl přírodní uran prakticky použitelné palivo pro jaderný reaktor s poměrem $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ rovným 3,0 %?

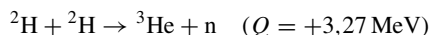
31Ú. Některé uranové vzorky z místa přírodního jaderného reaktoru z čl. 44.5 byly spíše nepatrně obohaceny než ochuzeny ^{235}U . Vysvětlete to pomocí absorpce neutronů v častějších izotopu ^{238}U a následného β -rozpadu a α -rozpadu jeho produktů.

ODST. 44.6 Termojaderná fúze: základní reakce

32C. Spočítejte výšku Coulombovy bariéry pro čelní srážku dvou deuterionů. Za efektivní poloměr deuterionu vezměte hodnotu 2,1 fm.

33C. Z údajů v textu najděte a vypište přibližné výšky Coulombovy bariéry (a) pro α -rozpad ^{238}U a (b) pro štěpení ^{235}U tepelnými neutrony.

34C. Ověřte, že fúze 1,0 kg deuteria při reakci



umožní svítit 100 W žárovkou po dobu $3 \cdot 10^4$ let.

35C. K překonání Coulombovy bariéry byly navrženy také jiné metody než zahřívání látky. Uvažuje se například o částicových urychlovačích. Uživete-li dva urychlovače pro urychlení dvou svazků deuterionů tak, aby došlo k jejich čelní srážce, (a) jaké napětí bude každý urychlovač vyžadovat, aby deuterony při srážce překonaly Coulombovu bariéru? (b) Proč se asi tato metoda v současnosti nepoužívá?

36Ú. Rovnice pro koncentraci částic na jednotku energie $n(E_k)$ z obr. 44.10 je

$$n(E_k) = 1,13n \frac{E_k^{1/2}}{(kT)^{3/2}} e^{-E_k/kT},$$

kde n je koncentrace částic. Ve středu Slunce je teplota $1,50 \cdot 10^7$ K a střední energie protonu $\bar{E}_k$ je 1,94 keV. Najděte podíl koncentrace protonů pro energii 5,00 keV ke koncentraci pro energii rovnou střední energii protonu.

37Ú. Vypočítejte výšku Coulombovy bariéry pro dvě jádra ^7Li vystřelená proti sobě se stejnou kinetickou energií E_k . (Tip: Poloměr jádra spočítejte podle rov. (43.3).)

38Ú. V kap. 20 jsou uvedeny vztahy pro Maxwellovo rozdělení rychlostí a energií molekul plynu. (a) Ukažte, že *nejpravděpodobnější energie* je dána vztahem

$$E_{k,p} = \frac{1}{2}kT.$$

Ověřte tento výsledek pro křivku energiového rozdělení na obr. 44.10, kde teplota $T = 1,5 \cdot 10^7$ K. (b) Ukažte, že *nejpravděpodobnější rychlost* je dána vztahem

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Najděte její hodnotu pro protony při $T = 1,5 \cdot 10^7$ K. (c) Ukažte, že *energie odpovídající nejpravděpodobnější rychlosti* (která není totožná s nejpravděpodobnější energií) je

$$E_k(v_p) = kT.$$

Vyznačte tuto energii na křivce v obr. 44.10.

ODST. 44.7 Termojaderná fúze ve Slunci a dalších hvězdách

39C. Viděli jsme, že energie Q pro celý proton–protonový řetězec je 26,7 MeV. Jak souvisí tato hodnota s hodnotami Q jednotlivých reakcí tvořících tento řetězec, popsany na obr. 44.11?

40C. Ukažte, že energie uvolněná při fúzi tří α -částic na ^{12}C je 7,27 MeV. Atomová hmotnost ^4He je 4,002 6 u a hmotnost ^{12}C je 12,000 0 u.

41C. Ve středu Slunce je hustota $1,5 \cdot 10^5$ kg/m³ a zhruba 35 % hmotnosti tvoří vodík a 65 % helium. (a) Jaká je hustota protonů ve středu Slunce? (b) Kolikrát větší je tato hodnota než hustota částic v ideálním plynu při teplotě 0 °C a tlaku $1,01 \cdot 10^5$ Pa?

42Ú. Ověřte správnost tří hodnot energií Q uváděných na obr. 44.11. Potřebné atomové hmotnosti a hmotnosti částic jsou

^1H	1,007 825 u	^4He	4,002 603 u
^2H	2,014 102 u	$e^\pm$	0,000 548 6 u
^3He	3,016 029 u		

(Tip: Pečlivě rozlišujte mezi hmotnostmi atomů a jader a započítejte správně hmotnosti pozitronů.)

43Ú. Vypočítejte a porovnejte energii uvolněnou při (a) fúzi 1,0 kg vodíku v nitru Slunce a (b) štěpení 1,0 kg ^{235}U v jaderném reaktoru.

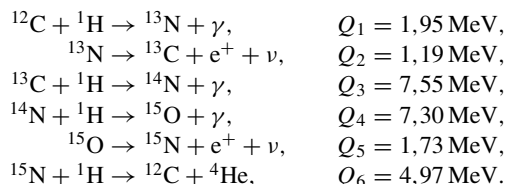
44Ú. Slunce má hmotnost $2,0 \cdot 10^{30}$ kg a vyzařuje energii s výkonem $3,9 \cdot 10^{26}$ W. (a) S jakou rychlostí se přeměňuje hmotnost Slunce na jiné formy energie? (b) Jakou část své původní hmotnosti ztratilo touto cestou Slunce za dobu, kdy v něm před asi $4,5 \cdot 10^9$ lety začalo spalování vodíku?

45Ú. (a) Spočítejte četnost vzniku neutronů ve Slunci. Předpokládejte, že veškerá produkce energie je dána proton–protonovým řetězcem. (b) Spočítejte četnost dopadu neutronů na Zemi.

46Ú. Uhlí hoří při reakci $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$. Teplo získané při spalování je $3,3 \cdot 10^7$ J/kg spotřebovaného uhlíku. (a) Vyjádřete tuto hodnotu jako energii na jeden spotřebovaný uhlíkový atom. (b) Vyjádřete tuto hodnotu jako energii na jeden kilogram počátečních prvků reakce, tj. uhlíku a kyslíku. (c) Předpokládejte, že Slunce (hmotnost je $2,0 \cdot 10^{30}$ kg) je složeno z uhlíku a kyslíku

v poměru potřebném pro hoření a vyzařuje energii se současným výkonem $3,9 \cdot 10^{26}$ W. Jak dlouho by mohlo hořet?

47Ú. V některých hvězdách je pravděpodobnější *uhlíkový řetězec* než proton–protonový řetězec. Uhlíkový řetězec tvoří reakce

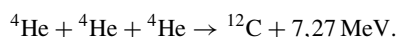


(a) Ukažte, že jako celek je tento řetězec přesně ekvivalentní proton–protonovému řetězci z obr. 44.11. (b) Ověřte, že tyto dva řetězce mají podle očekávání stejnou celkovou hodnotu Q .

48Ú. Předpokládejme, že hmotnost nitra Slunce tvoří jednu osminu jeho celkové hmotnosti a je soustředěna do koule, jejíž poloměr je čtvrtina poloměru Slunce. Předpokládejme dále, že 35 % hmotnosti nitra Slunce je tvořeno vodíkem a že se v něm produkuje veškerá energie. Kdyby Slunce i nadále spalovalo vodík s rychlostí vypočtenou v př. 44.5, jak dlouho ještě může trvat, než se zásoby vodíku zcela spotřebují? Hmotnost Slunce je $2,0 \cdot 10^{30}$ kg.

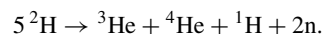
49Ú. Efektivní hodnota Q (po odečtení energie neutrin) pro proton–protonový řetězec z obr. 44.11 je 26,2 MeV. (a) Vyjádřete tuto hodnotu jako energii na kilogram spotřebovaného vodíku. (b) Výkon Slunce je $3,9 \cdot 10^{26}$ W. Pokud pochází všechna energie z proton–protonového řetězce, jak rychle se ve Slunci spotřebovává vodík? (c) Jak rychle ubývá hmotnost Slunce? Vysvětlete rozdíl ve výsledcích (b) a (c). (d) Hmotnost Slunce je $2,0 \cdot 10^{30}$ kg. Bude-li ubývat jeho hmotnosti rychlostí spočtenou v (c), za jak dlouho ztratí 0,10 % hmotnosti?

50Ú. Hvězda přemění veškerý svůj vodík na helium a je tvořena ze 100 % z helia. Potom začne přeměna helia na uhlík jako fúze tří α -částic

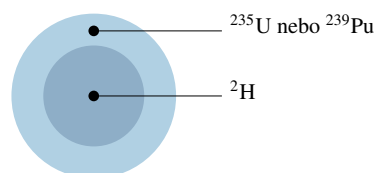


Hmotnost hvězdy je $4,6 \cdot 10^{32}$ kg a energie se vytváří s výkonem $5,3 \cdot 10^{30}$ W. Za jak dlouho se přemění všechno helium na uhlík?

51Ú. Na obr. 44.16 je starší návrh vodíkové bomby. Palivo pro fúzi je deuterium ${}^2\text{H}$. Pro dosažení vysoké teploty a koncentrace částic potřebných pro fúzi se užívá jako „roznětká“ atomová bomba, která obsahuje štěpné palivo ${}^{235}\text{U}$ nebo ${}^{239}\text{Pu}$. Její geometrie je taková, že při výbuchu vzniká do středu směřující rázová vlna, která stlačuje deuterium. Základní reakce jaderné fúze je v tomto případě



(a) Spočítejte Q pro uvedenou reakci. Potřebné atomové hmotnosti jsou uvedeny v úloze 42. (b) Spočítejte mohutnost (úloha 21) části bomby založené na jaderné fúzi, obsahuje-li 500 kg deuteria, z něhož se 30 % účastní fúze.



Obr. 44.16 Úloha 51

ODST. 44.8 Řízená termojaderná fúze

52C. Ověřte hodnoty Q uvedené v rov. (44.9), (44.10) a (44.11). Potřebné hmotnosti jsou:

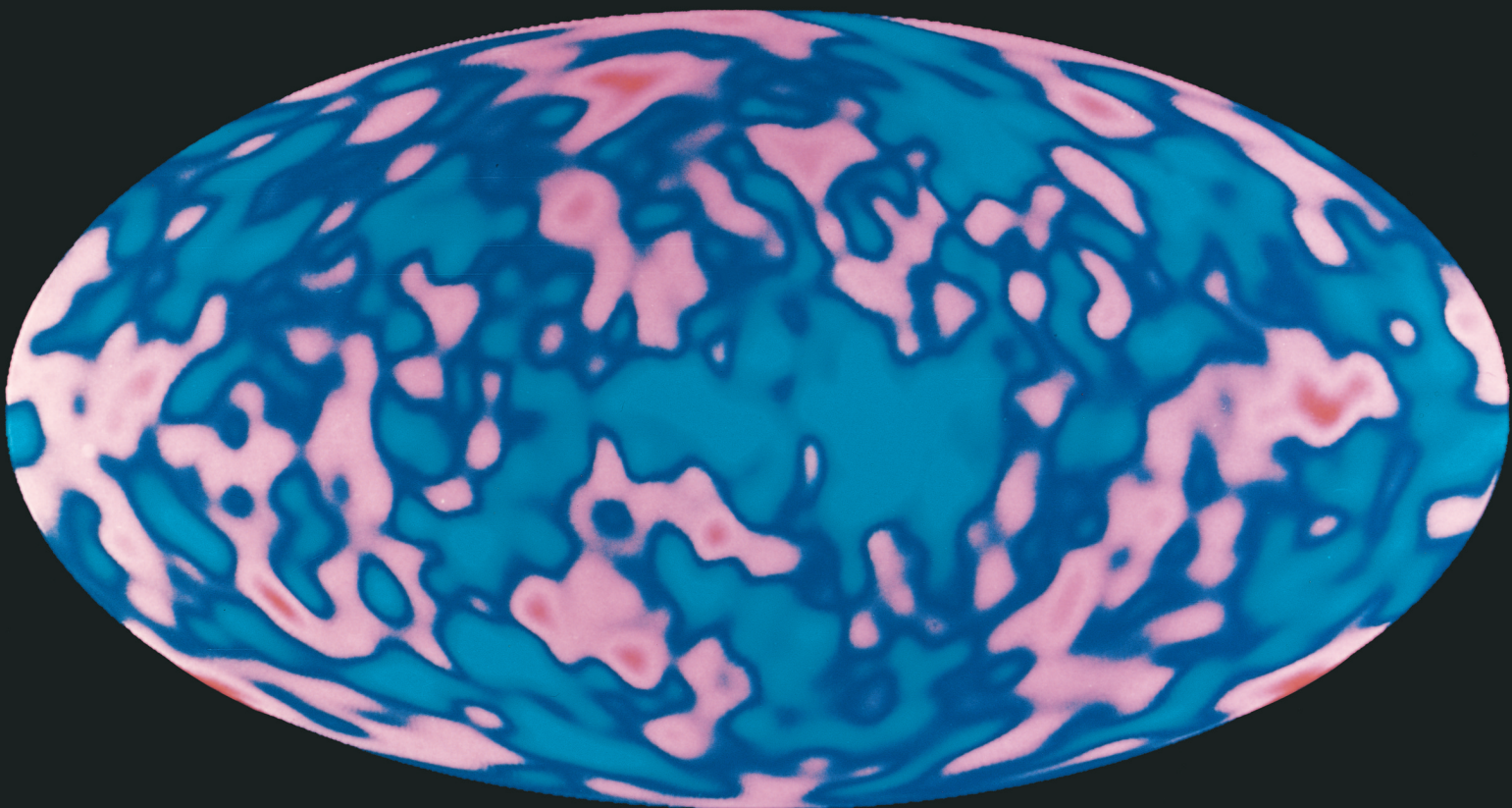
${}^1\text{H}$	1,007 825 u	${}^4\text{He}$	4,002 603 u
${}^2\text{H}$	2,014 102 u	n	1,008 665 u
${}^3\text{H}$	3,016 049 u		

53C. Jak se rozdělí energie Q reakce při deutron–tritonové fúzi, uvedené v rov. (44.11), mezi α -částici a neutron? Zanedbejte relativně malé kinetické energie obou částic, které do reakce vstupují.

54Ú. Obyčejná voda obsahuje přibližně 0,015 0 % (hmotnostních) „těžké vody“, kde jeden ze dvou vodíkových atomů je nahrazen deuteriem ${}^2\text{H}$. Jaký střední výkon můžeme získat, jestliže „spálíme“ během jednoho dne veškeré ${}^2\text{H}$ obsažené v 1 litru vody reakcí ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$?

45

Kvarky, leptony a Velký třesk



Tento obrázek můžeme považovat za „fotografii“ vesmíru starého pouze 300 000 let, tedy v době před asi $15 \cdot 10^9$ lety. Takový obraz bychom tehdy viděli při pohledu do všech směrů (zorné pole bylo promítnuto do oválu obrázku). Skvrny světla z atomů se táhnou napříč „oblohou“, ale galaxie, hvězdy a planety se ještě nezformovaly. Jak můžeme takovou fotografii raného vesmíru získat?

45.1 ŽIVOT NA HRANĚ

Fyzikové často označují teorii relativity a kvantovou fyziku jako „moderní fyziku“, aby je odlišili od Newtonovy mechaniky a Maxwellovy elektromagnetické teorie, které jsou společně označovány jako „klasická fyzika“. Jak roky ubíhají, slovo „moderní“ je stále méně vhodné pro teorie, jejichž základy byly položeny na začátku dvacátého století. Nicméně jednou vytvořená nálepka již zůstává.

V této závěrečné kapitole budeme sledovat dva směry bádání, které jsou skutečně „moderní“, ale které zároveň mají ty nejstarší kořeny. Jsou soustředěny kolem dvou osidně jednoduchých otázek:

Z čeho je vytvořen vesmír?

Jak došlo k tomu, že vesmír je takový, jaký je?

Pokrok ve schopnosti odpovídat na tyto otázky byl v posledních několika desetiletích velmi rychlý.

Mnoho nových poznatků je založeno na experimentech, prováděných na velkých urychlovačích částic. Jak ale fyzikové nechávají srážet částice při stále vyšších a vyšších energiích na stále větších a větších urychlovačích, dochází k poznání, že žádný myslitelný urychlovač vytvořený na Zemi nemůže produkovat částice s energiemi dostatečně vysokými k ověření jejich teorií. Byl zde jediný takový zdroj částic s potřebnými energiemi, a to byl vesmír sám během prvních několika minut své existence. „Kvarková polévka“ tvořící vesmír v prvních několika sekundách odpočítávaných kosmickými hodinami je sama tím nejzákladnějším testem pro ověřování teorií fyziky elementárních částic!

V této kapitole se setkáme s množstvím nových pojmů a skutečnou záplavou částic s názvy, které si nemusíte snažit zapamatovat. Jestliže budete na chvíli zmateni, budete jen sdílet zmatení těch fyziků, kteří tento vývoj prožívali a kteří často neviděli nic jiného než narůstající složitost s malou nadějí na pochopení. Jestliže ale vytrváte, budete také sdílet nadšení, které fyzikové pociťovali, když báječné nové urychlovače chrlily nové výsledky a když teoretici předkládali nové myšlenky, stále odvážnější a odvážnější, až konečně ze zmatku vyvstal jasný obraz.

Možná by bylo vhodné si znovu přečíst čl. 2.9, ve kterém jsme poprvé mluvili o základních částicích fyziky.

45.2 ČÁSTICE, ČÁSTICE, ČÁSTICE

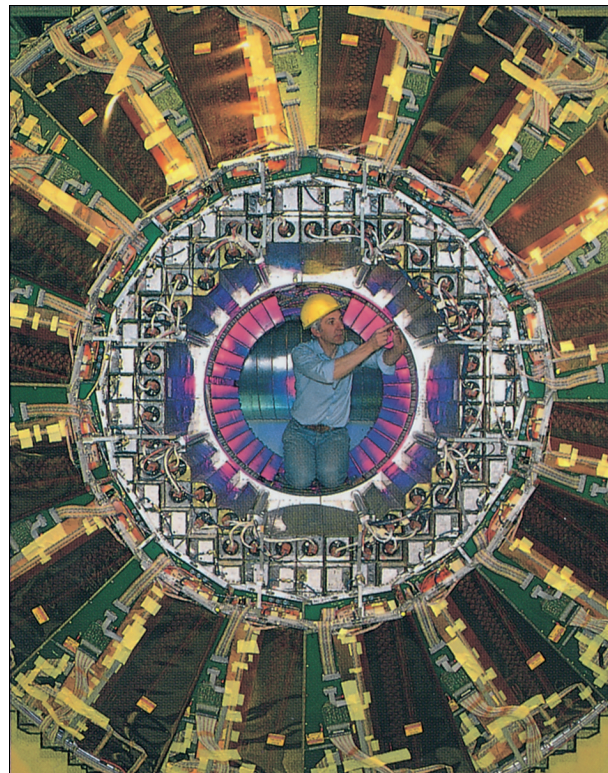
Ve třicátých letech 20. století bylo mnoho fyziků, kteří se domnívali, že bádání o základech struktury hmoty je na nejlepší cestě k vyřešení. K pochopení atomu stačily tři částice: elektron, proton a neutron. Kvantová teorie uměla dobře počítat strukturu atomu a radioaktivní α -rozpad. K tomu přibývalo předpokládání, ale tehdy ještě nepozorované neutrino,

které Enrico Fermi zařadil do úspěšné teorie β -rozpadu. Byla naděje, že použití kvantové teorie na proton a neutron brzy umožní počítat vlastnosti jádra. Co víc si ještě můžeme přát?

Nadšení však nevydrželo dlouho. Již na konci zmíněné dekády začala doba objevů nových a nových částic, která trvá dodnes. Nové částice dostaly jména a označení jako *mion*, π -*mezon* (*pion*), *K-mezon* (*kaon*) a Σ -*baryon*. Všechny tyto nové částice jsou nestabilní, jejich střední doba života leží v intervalu od 10^{-6} s do 10^{-23} s. Tato poslední hodnota je tak malá, že existenci takové částice můžeme ověřit jen nepřímými metodami.

Zmíněné částice se vytvářejí při srážkách mezi protony nebo elektrony urychlenými na vysoké energie v urychlovačích v laboratořích jako Fermilab (blízko Chicaga), CERN (poblíž Ženevy), SLAC (ve Stanfordu) a DESY (nedaleko Hamburku). Částice objevujeme pomocí detektorů rozvinutých do důmyslných zařízení (příklad je na obr. 45.1), které si co do velikosti a složitosti nezdají s urychlovači budovanými před nějakými deseti lety.

Obr. 45.1 Detektor OPAL (zkratka anglického názvu „omni-purpose apparatus“, mnohaúčelové zařízení) v CERNu, evropské laboratoři fyziky vysokých energií blízko Ženevy. OPAL je navržen pro měření energií částic vytvářených při srážce elektronů a pozitronů s energiemi kolem 50 GeV. Ačkoli má tento detektor obrovské rozměry (váží více než 3 000 tun), je malý ve srovnání s vlastním urychlovačem, prstencem s obvodem 27 km.



Dnes známe několik stovek částic. Jejich pojmenování brzy vyčerpalo zásobu písmen řecké abecedy a jsou většinou známy jen pod číslem v periodicky publikovaných kompilacích. Abychom do této řady částic vtiskli řád, pokusíme se najít jednoduché fyzikální charakteristiky, z nichž každá umožní zařadit částice do právě jedné ze dvou skupin. Takový první hrubý řez částicemi můžeme provést alespoň třemi následujícími způsoby.

Fermiony nebo bosony?

Všechny částice mají vlastní moment hybnosti nazývaný **spin**, jak jsme to již viděli v čl. 32.4 pro elektrony, protony a neutrony. Zobecníme-li značení z tohoto odstavce, můžeme psát pro složku spinu $\mathbf{S}$ v libovolném směru (předpokládejme, že v tomto směru je orientována osa z)

$$S_z = m_s \hbar \quad \text{pro } m_s = s, s-1, \dots, -s, \quad (45.1)$$

kde $\hbar = h/(2\pi)$, m_s je *spinové magnetické kvantové číslo* a s je *spinové kvantové číslo*. Číslo s může nabývat buď polocíselných ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$), nebo celočíselných ($0, 1, 2, \dots$) hodnot. Například pro elektron je $s = \frac{1}{2}$. Spin elektronu (měřený v průmětu do libovolného směru) může tedy nabývat hodnot

$$S_z = \frac{1}{2}\hbar \quad (\text{spin nahoru}),$$

$$S_z = -\frac{1}{2}\hbar \quad (\text{spin dolů}).$$

Výraz *spin* se užívá ve dvou různých významech: správně označuje vlastní moment hybnosti částice $\mathbf{S}$, ale často se také volněji používá k označení spinového kvantového čísla s částice. V takovém případě se například mluví o elektronu jako o částici se spinem $\frac{1}{2}$.

Částice s polocíselným spinovým kvantovým číslem (jako např. elektrony) se nazývají **fermiony**, podle Fermiho, který (současně s Paulem Diracem) objevil statistické zákony, kterými se řídí jejich chování. Stejně jako elektrony mají i protony a neutrony spin $s = \frac{1}{2}$, a jsou tedy fermiony.

Částice s celočíselným (nebo nulovým) spinovým kvantovým číslem se nazývají **bosony**, podle indického fyzika Satyendranatha Boseho, který (současně s Albertem Einsteinem) objevil statistické zákony pro *tyto* částice. Fotony, které mají spin $s = 1$, jsou bosony; brzy se setkáme s dalšími částicemi tohoto druhu.

Tato klasifikace částic se zdá být triviální, ale je velmi důležitá z následujícího důvodu:

Pro fermiony platí Pauliho vylučovací princip, který určuje, že v daném kvantovém stavu se může nacházet *jediná* částice. Bosony se tímto principem *neřídí*. V daném kvantovém stavu se může nacházet libovolný počet bosonů.

Viděli jsme, jak důležitý je Pauliho vylučovací princip při rozdělení elektronů (spin $\frac{1}{2}$) v atomu do jednotlivých kvantových stavů. Dokážeme tak plně vysvětlit strukturu a vlastnosti nejrůznějších atomů a také pevných látek jako kovů nebo polovodičů.

Protože se bosony *neřídí* Pauliho vylučovacím principem, mají všechny snahu zaujímat kvantový stav s nejnižší energií. V roce 1995 se podařilo skupině v Boulderu, Colorado získat kondenzát asi 2 000 atomů rubidia-87 — tyto atomy jsou bosony — v jediném kvantovém stavu s téměř nulovou energií.

Aby k takovému jevu mohlo dojít, muselo být rubidium získáno jako *pára* o teplotě tak nízké a hustotě tak vysoké, aby de Broglieho vlnová délka jednotlivých atomů byla velká ve srovnání se střední vzdáleností mezi atomy. Je-li tato podmínka splněna, vlnové funkce jednotlivých atomů se překrývají a celý soubor je možno považovat za jediný kvantový systém, nazývaný *Boseho-Einsteinův kondenzát*. Obr. 45.2 ukazuje, že když je teplota rubidiových par snížena asi na $1,70 \cdot 10^{-7}$ K, systém se skutečně „zhroutí“ do jediného ostře definovaného stavu, který odpovídá přibližně nulové rychlosti jeho atomů.

Hadrony nebo leptony?

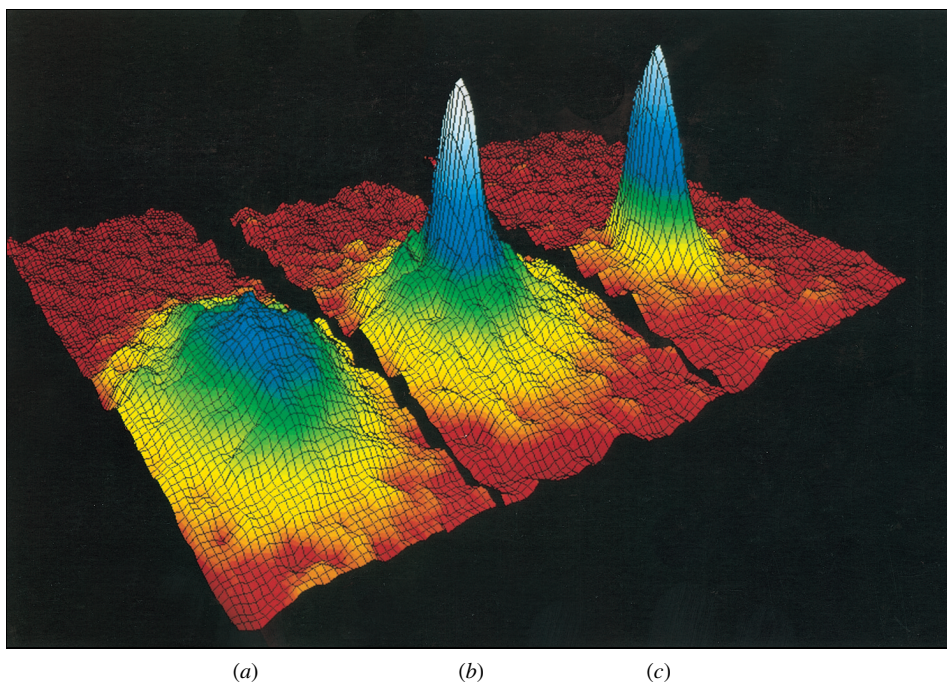
Částice také můžeme třídit podle sil, které na ně působí. V čl. 6.5 (který by bylo vhodné si znovu přečíst) jsme nastínili existenci čtyř základních sil. *Gravitační síla* působí na *všechny* částice, ale její účinek je na úrovni subatomových částic tak slabý, že ji nemusíme uvažovat (alespoň při současných výzkumech). *Elektromagnetická síla* působí na všechny částice s nenulovým elektrickým nábojem, její účinek je dobře znám a můžeme ji v případě potřeby uvažovat; v této kapitole to ale nebudeme potřebovat.

Zůstává nám tedy *silná jaderná síla*, což je síla, která k sobě váže nukleony, a *slabá jaderná síla*, která se projevuje při β -rozpadu a podobných dějích. Slabá jaderná síla působí na všechny částice, silná jaderná síla pouze na některé.

Částice tedy můžeme zhruba rozdělit podle toho, jestli na ně působí silná jaderná síla. Částice, na které tato síla působí, nazýváme **hadrony**. Částice, na které silná jaderná síla *nepůsobí* a kde je tedy dominantní slabá jaderná síla, nazýváme **leptony**. Protony, neutrony a piony patří mezi hadrony; elektrony a neutrina jsou leptony. Brzy se setkáme s dalšími členy obou tříd.

Další dělení hadronů můžeme provést podle toho, jsou-li bosony (tém říkáme **mezony**); příkladem je pion. Ostatní hadrony jsou fermiony (říkáme jim **baryony**); příkladem je proton.

Obr. 45.2 Tři grafy znázorňují teoreticky vypočtené rozložení rychlostí atomů v párách rubidia-87. Teplota páry se postupně snižuje od grafu (a) ke grafu (c). Graf (c) ukazuje ostré maximum rozložení kolem nulové rychlosti. To znamená, že všechny atomy jsou v témže kvantovém stavu. Boseho-Einsteinův kondenzát, často nazývaný Svatý Grál atomové fyziky, byl konečně získán v roce 1995.

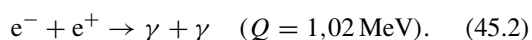


Částice nebo antičástice?

V roce 1928 Dirac předpověděl, že elektron e^- by měl mít kladně nabitý protějšek se stejnou hmotností a spinem. Tento protějšek, *pozitron* e^+ , objevil v kosmickém záření Carl Anderson v roce 1932. Fyzikové pak postupně přišli k poznání, že ke každé částici existuje také odpovídající **antičástice**. Členové takových dvojic mají stejnou hmotnost a spin, ale opačné znaménko náboje (jsou-li nabité) a opačná znaménka dalších kvantových čísel, o nichž jsme se zatím nezmínili.

Původně se *částicemi* nazývaly obecně známé částice, jako jsou elektrony, protony a neutrony, a *antičásticemi* jejich velmi zřídka pozorované protějšky. Pro méně známé částice se zařazení do skupiny *částic* nebo *antičástic* děje tak, aby bylo konzistentní s určitými zákony zachování, které probereme později v této kapitole. Často, ale ne vždy důsledně, označujeme antičástici pruhem nad symbolem příslušné částice. Tak p je symbol pro proton a $\bar{p}$ je symbol pro antiproton.

Při setkání částice a její antičástice může dojít k vzájemné anihilaci. To znamená, že obě částice zmizí a jejich souhrnná energie se objeví v jiných formách. Pro anihilující dvojici elektron a pozitron se tato energie objeví ve formě dvou fotonů gama záření:



Jestliže obě částice jsou při anihilaci v klidu, mají oba fotony stejnou energii a — aby se zachovávala hybnost a pro-

tože fotony nemohou být v klidu — rozletí se do opačných směrů.

V roce 1996 se podařilo fyzikům v CERNu alespoň na několik prchavých nanosekund vytvořit hrstku antivo-díkových atomů, tvořených vzájemně vázaným pozitronem a antiprotonem (pravděpodobně přesně tak, jako jsou vázány elektron a proton v atomu vodíku). Pro takový soubor antičástic užíváme název *antihmota*, když pro soubor částic užíváme běžné slovo *hmota*.

Můžeme si představit, že existují celé galaxie antihmoty, obsahující atomy, molekuly a dokonce fyziky. Můžeme dokonce uvažovat o katastrofě, která by nastala, kdyby se například asteroid uniklý z takové galaxie setkal (tedy anihiloval) s částí Země. Naštěstí ale současné poznatky svědčí o tom, že nejen naše galaxie, ale i celý vesmír pozůstávají především z hmoty. (Tato ztráta symetrie ovšem znepokojuje fyzika, který by normálně očekával, že v přírodě najde symetrii.)

Shrneme si tuto část takto: jestliže naleznete novou částici, musíte si položit tyto tři otázky:

- Je to fermion nebo boson?
- Je to lepton nebo hadron? Je-li to hadron, je to mezon nebo baryon?
- Je to částice nebo antičástice?

45.3 MEZIHRA

Dříve, než se hlouběji ponoříme do problému klasifikace částic, zastavme se na chvíli a pokusme se zachytit způsob

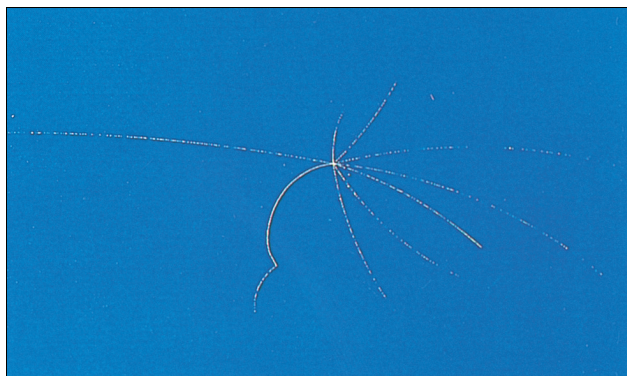
bádání ve fyzice částic tím, že budeme analyzovat typickou událost, zachycenou na fotografii z bublinkové komory (obr. 45.3a).

Stopy na obrázku jsou proudy bublinek vytvářených průchodem vysokoenergiových nabitých částic, které se pohybují komorou naplněnou tekutým vodíkem. Částici, která zanechává danou stopu, můžeme identifikovat — mimo jiné — podle relativní vzdálenosti mezi bublinkami. Komora je umístěna v magnetickém poli, které vychyluje kladně nabitě částice proti směru a záporně nabitě částice po směru otáčení hodinových ručiček. Ze změřeného poloměru křivosti stopy můžeme vypočítat hybnost částice. Tab. 45.1 obsahuje některé vlastnosti částic a antičástic, které se účastnily události zobrazené na obr. 45.3a. Podle obecné zvyklosti vyjadřujeme hmotnosti částic v tab. 45.1 — a ve všech dalších tabulkách této kapitoly — v jednotkách MeV/c^2 . Důvod pro takovou volbu je dán tím, že spíše než hmotnost částice je potřeba znát její klidovou energii. Je-li tedy uvedena v tab. 45.1 hmotnost protonu $938,3 \text{ MeV}/c^2$, najdeme klidovou energii protonu vynásobením této hmotnosti c^2 , tedy $938,3 \text{ MeV}$.

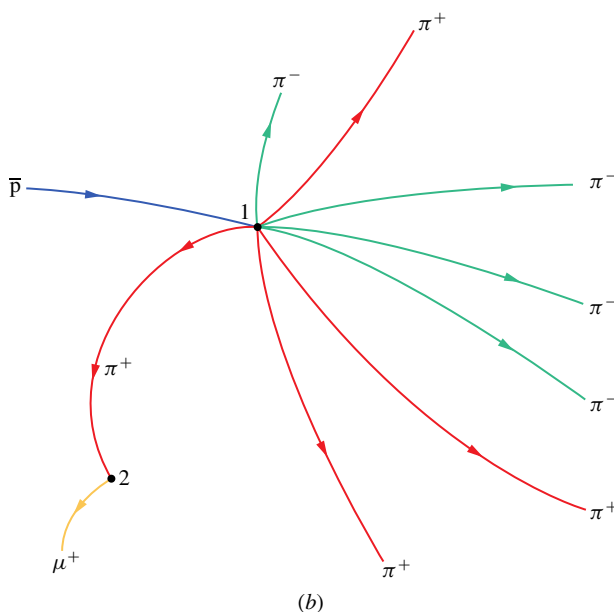
Nástroje, které užijeme při analýze události, jsou zákony zachování energie, hybnosti, momentu hybnosti a náboje. Přidáme k nim další zákony zachování, o kterých jsme se zatím nezmiňovali. Obr. 45.3a je jeden z dvojice stereosnímků, v praxi tedy probíhá analýza ve třech rozměrech.

Událost na obr. 45.3a je spuštěna antiprotonem ($\bar{p}$) o vysoké energii, který byl urychlen v urychlovači Lawrence Berkeley Laboratory a vstupuje do komory zleva. Proběhly tři oddělené události; dvě jsou viditelné jako body 1 a 2 na obr. 45.3b a třetí je už mimo obrázek.

1. Anihilace protonu a antiprotonu. V bodě 1 na obrázku 45.3b narazí antiproton (modrá stopa) do protonu z kapaliny v komoře a výsledkem je jejich vzájemná anihilace. O tom, že při anihilaci byl antiproton v pohybu, svědčí to, že převážná část částic vzniklých při srážce se pohybuje dopředu, tj. doprava na obr. 45.3. Ze zákona zachování hybnosti totiž plyne, že antiproton musel mít před anihilací hybnost, odpovídající pohybu vpřed.



(a)



(b)

Obr. 45.3 (a) Fotografie z bublinkové komory ukazuje řadu událostí spuštěných antiprotonem, který vnikl do komory zleva. (b) Dráhy částic jsou překresleny a popsány. Tečky v bodech 1 a 2 ukazují místa sekundárních událostí popsanych v textu. Dráhy jsou zakřiveny, protože magnetické pole v komoře vychyluje pohybující se nabitě částice.

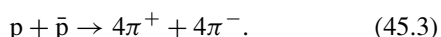
Celková energie při srážce antiprotonu s protonem (v klidu) je součtem kinetické energie antiprotonu a kli-

Tabulka 45.1 Částice a antičástice z události na obr. 45.3

ČÁSTICE	SYMBOL	NÁBOJ	HMOTNOST (MeV/c^2)	SPIN	TYP	STŘEDNÍ DOBA ŽIVOTA ^a (s)	ANTIČÁSTICE
Neutrino	ν	0	0	1/2	lepton	stabilní	$\bar{\nu}$
Elektron	e^-	-1	0,511	1/2	lepton	stabilní	e^+
Mion	μ^-	-1	105,7	1/2	lepton	$2,2 \cdot 10^{-6}$	μ^+
Pion	π^+	+1	139,6	0	mezon	$2,6 \cdot 10^{-8}$	π^-
Proton	p	+1	938,3	1/2	baryon	stabilní	$\bar{p}$

^a Střední doba života $1/\lambda$ se liší od poločasu rozpadu $(\ln 2)/\lambda$; rov. (43.8).

dových energií obou částic ($938,3 \text{ MeV} + 938,3 \text{ MeV} = 1876,6 \text{ MeV}$). To je energie dostačující k tomu, aby vznikla řada lehčích částic i s jistou kinetickou energií. V našem případě vznikly po anihilaci čtyři kladné piony (červené stopy) a čtyři záporné piony (zelené stopy). Pro jednoduchost předpokládáme, že nevznikly žádné fotony γ -záření; ty by nezanechaly na snímku žádné stopy, neboť nemají elektrický náboj. Reakce je tedy



Z tab. 45.1 vidíme, že kladné piony (π^+) jsou *částice* a záporné piony (π^-) *antičástice*. Reakce popsaná rov. (45.3) je *silná interakce* (mezi částicemi působí silná jaderná síla), poněvadž všechny částice účastníci se reakce jsou hadrony.

Všimněme si, že se zachovává náboj. Náboj můžeme psát jako Qe , kde Q je nábojové kvantové číslo. (Nezaměňujte ho s Q , které označuje energii uvolněnou nebo pohlcenou v reakcích jako je rov. (45.2).) Hodnoty Q pro reakci popsanou v rov. (45.3) jsou

$$(+1) + (-1) = 4 \cdot (+1) + 4 \cdot (-1),$$

což nám říká, že celkový náboj je nulový před anihilací i po ní.

Pokud jde o energiovou bilanci, poznamenejme, že využitelná energie při anihilaci páru $p\bar{p}$ je minimálně rovna součtu klidových energií protonu a antiprotonu, tj. $1876,6 \text{ MeV}$. Klidová energie pionu je $139,6 \text{ MeV}$, tedy klidová energie všech osmi pionů je $8 \cdot 139,6 \text{ MeV}$, tj. $1116,8 \text{ MeV}$. Tak je k dispozici nezanedbatelné množství energie (minimálně kolem 760 MeV), která se rozdělí na kinetickou energii uvedených osmi pionů. Vidíme, že při naší reakci můžeme snadno vyhovět požadavku zachování energie.

2. Rozpad pionů. Piony jsou nestabilní částice; rozpad nabitých pionů je charakterizován střední dobou života $2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. V bodě 2 na obr. 45.3b se jeden z kladných pionů v komoře zastaví a spontánně rozpadne na antimion μ^+ (žlutá stopa) a neutrino ν :



Poněvadž neutrino nemá elektrický náboj, nezanechává na snímku žádnou stopu. Jak antimion, tak neutrino jsou leptony; jsou to částice, které na sebe nepůsobí silnou jadernou silou. Mezi částicemi působí slabá jaderná síla, rozpad popsaný rov. (45.4) je *slabá interakce*. Klidová energie mionu je $105,7 \text{ MeV}$, takže pro kinetickou energii antimionu a neutrina zůstává $139,6 \text{ MeV} - 105,7 \text{ MeV}$, tj. $33,9 \text{ MeV}$.

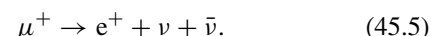
Spinové kvantové číslo pionu je nula a spinová kvantová čísla antimionu a neutrina jsou $\frac{1}{2}$; proto bude zákon

zachování momentu hybnosti splněn pro reakci (45.4) tedy, budou-li spiny antimionu a neutrina orientovány opačně (jedna částice bude mít spin nahoru, druhá dolů):

$$0\hbar = \frac{1}{2}\hbar + (-\frac{1}{2}\hbar).$$

Z rov. (45.4) je vidět, že je splněn zákon zachování náboje.

3. Rozpad mionu. Miony (ať už μ^- nebo μ^+) jsou také nestabilní, střední doba života je $2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. Mimo zorné pole obr. 45.3b se antimion vzniklý v reakci popsané rov. (45.4) zastaví a spontánně rozpadá podle schématu



Klidová energie mionu je $105,7 \text{ MeV}$ a klidová energie pozitronu je pouze $0,511 \text{ MeV}$, takže pro kinetickou energii tří částic vytvořených podle rov. (45.5) zůstává $105,2 \text{ MeV}$.

Můžeme se podívat: Proč máme v reakci (45.5) dvě neutrina? Proč nestačí jedno, podobně jako při rozpadu pionu v reakci (45.4)? Jedním důvodem je, že antimion, pozitron i neutrino mají spinové kvantové číslo $\frac{1}{2}$ a že tedy v reakci s jedním neutrinem by nemohl být splněn zákon zachování spinového momentu hybnosti v rov. (45.5). V čl. 45.4 rozebereme další důvod.

PŘÍKLAD 45.1

V roce 1964 byly v Brookhaven National Laboratory prováděny experimenty s fokusovaným svazkem kaonů (K^-). Kaony, jejichž kinetická energie byla 5000 MeV a které byly produkovány v tamním synchrotronu, putovaly relativistickou rychlostí zhruba 140 m dlouhou vakuovou trubicí k bublinkové komoře, kde probíhaly experimenty.

Klidová energie mc^2 kaonů je 494 MeV a střední doba života je $8,6 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. O kolik se snížila intenzita svazku kaonů při jejich cestě od synchrotronu k bublinkové komoře?

ŘEŠENÍ: Kinetická energie kaonu souvisí s klidovou energií mc^2 podle rov. (38.33):

$$E_{k,K} = mc^2(\gamma - 1).$$

Lorentzův faktor γ pro 5000 MeV kaony je

$$\gamma = \frac{E_{k,K}}{mc^2} + 1 = \frac{(5000 \text{ MeV})}{(494 \text{ MeV})} + 1 = 11,1.$$

Střední doba života τ těchto pohybujících se částic v laboratorní soustavě je rovna střední době života v klidové soustavě částice násobené dilatačním faktorem podle rov. (38.8):

$$\begin{aligned} \tau &= \gamma \tau_0 = (11,1)(8,6 \cdot 10^{-9} \text{ s}) = \\ &= 9,55 \cdot 10^{-8} \text{ s}. \end{aligned}$$

Při pohybu přibližně rychlostí světla po dobu τ urazí kaon dráhu, která měřena v laboratorní souřadné soustavě je

$$\begin{aligned} L &= c\tau = (3,00 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1})(9,55 \cdot 10^{-8} \text{ s}) = \\ &= 28,7 \text{ m}. \end{aligned}$$

Střední době života kaonů odpovídá vzdálenost $L = 28,7 \text{ m}$ v laboratorní soustavě a počet částic ve svazku se tedy sníží

na polovinu vždy po proběhnutí této dráhy. Na samém konci, poté co svazek překoná vzdálenost 140 m, poklesne díky rozpadu částic počet kaonů ve svazku (tj. intenzita svazku) na

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{\left(\frac{140}{28,7}\right)} = 0,034 \text{ neboli } 3,4 \% \quad (\text{Odpověď})$$

počáteční hodnoty.

Takový útlum svazku je nevítaný, ale stále ještě přijatelný. Povšimněte si, jak důležitý je jev dilatace času. Bez něj by totiž došlo k zeslabení intenzity svazku na

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{\left(\frac{140}{28,7}\right)(11,1)} \doteq 5 \cdot 10^{-17}$$

původní hodnoty. (Zdůvodnění najdete při opětném čtení předchozí argumentace.) Dilatace času způsobuje vzrůst intenzity v řádu milionů miliard.

PŘÍKLAD 45.2

Pion v klidu se rozpadá podle rov. (45.4):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu.$$

Jaká bude kinetická energie antimionu μ^+ ? Jaká bude kinetická energie neutrinu?

ŘEŠENÍ: Z tab. 45.1 známe klidové energie pionu a antimionu 139,6 MeV a 105,7 MeV. Rozdíl těchto energií musí být kinetická energie antimionu a neutrinu, tedy

$$139,6 \text{ MeV} - 105,7 \text{ MeV} = 33,9 \text{ MeV} = E_{k,\mu} + E_{k,\nu}. \quad (45.6)$$

Poněvadž pion byl v klidu, vyžaduje zákon zachování hybnosti

$$p_\mu = p_\nu,$$

kde p_μ je velikost hybnosti antimionu a p_ν neutrinu. Vhodná forma tohoto vztahu je

$$(p_\mu c)^2 = (p_\nu c)^2. \quad (45.7)$$

Rov. (38.37)

$$(pc)^2 = E_k^2 + 2E_k mc^2 \quad (45.8)$$

dává relativistický vztah mezi kinetickou energií částice E_k a její hybností p . Po dosazení do rov. (45.7) dostáváme

$$E_{k,\mu}^2 + 2E_{k,\mu} m_\mu c^2 = E_{k,\nu}^2, \quad (45.9)$$

neboť pro neutrino předpokládáme $m_\nu c^2 = 0$. Nyní vypočteme z rov. (45.6) $E_{k,\nu}$ a dosadíme do rov. (45.9). Odtud pak pro $E_{k,\mu}$ dostaneme

$$\begin{aligned} E_{k,\mu} &= \frac{(33,9 \text{ MeV})^2}{2(33,9 \text{ MeV} + m_\mu c^2)} = \\ &= \frac{(33,9 \text{ MeV})^2}{2(33,9 \text{ MeV} + 105,7 \text{ MeV})} = \\ &= 4,12 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

Kinetická energie neutrinu je potom z rov. (45.6)

$$\begin{aligned} E_{k,\nu} &= 33,9 \text{ MeV} - E_{k,\mu} = 33,9 \text{ MeV} - 4,12 \text{ MeV} = \\ &= 29,8 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

Z výsledku vidíme, že ačkoli velikosti hybnosti obou rozbíhajících se částic jsou stejné, neutrino získá větší část (88 %) kinetické energie.

PŘÍKLAD 45.3

Protony v bublinkové komoře jsou bombardovány zápornými piony o vysoké energii a nastává následující reakce:

$$\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+.$$

Klidové energie těchto částic jsou:

π^-	139,6 MeV	K^-	493,7 MeV
p	938,3 MeV	Σ^+	1 189,4 MeV

Jaká je energie rozpadu při této reakci?

ŘEŠENÍ: Energie rozpadu je

$$\begin{aligned} Q &= (m_\pi c^2 + m_p c^2) - (m_K c^2 + m_\Sigma c^2) = \\ &= (139,6 \text{ MeV} + 938,3 \text{ MeV}) - \\ &\quad - (493,7 \text{ MeV} + 1 189,4 \text{ MeV}) = \\ &= -605 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

Záporné znaménko výsledku říká, že jde o *endotermickou* reakci. To znamená, že pokud je proton v klidu, musí mít dopadající pion (π^-) kinetickou energii větší než nějaká prahová hodnota, aby reakce mohla vůbec proběhnout. Prahová energie je větší než 605 MeV vzhledem k tomu, že musí být splněn i zákon zachování hybnosti, tedy nejen že vznikne dvojice kaon (K^-) a Σ -baryon (Σ^+), ale že tyto částice musí získat jistou kinetickou energii. Relativistický výpočet, jehož detaily pro nás v tuto chvíli nejsou důležité, ukazuje, že prahová energie pro dopadající pion je 907 MeV.

45.4 LEPTONY

Pokračujeme nyní s naším programem klasifikace částic. Budeme se nejprve zabývat leptony, tedy částicemi, na které *nepůsobí* silná jaderná síla.

Zatím jsme se jako s leptonem seznámili se známým elektronem a s neutrinem, které jej provází při β -rozpadu. Jiným příkladem leptonu je mion, jehož rozpad popisuje rov. (45.5). Fyzikové postupně objevili, že neutrino, které se objevuje v rov. (45.4) při vzniku mionu, *není ta samá částice* jako neutrino v β -rozpadu, které je spojeno s výskytem elektronu. Pokud je musíme rozlišovat, nazýváme první z nich **mionové neutrino** (symbol ν_μ) a druhé pak **elektronové neutrino** (symbol ν_e).

To, že se skutečně jedná o dva různé druhy neutrina, dokazuje skutečnost, že při dopadu mionových neutrin (produkovaných při pionovém rozpadu podle rov. (45.4)) na terč pevné látky jsou vždy pozorovány *pouze miony*, ale nikdy elektrony. Naopak dopadají-li elektronová neutrina (produkovaná při β -rozpadu štěpných produktů v jaderném reaktoru) na terč pevné látky, jsou vždy pozorovány *pouze elektrony*, ale nikdy miony.

Další lepton, **taun** (symbol τ), byl objeven ve SLAC v roce 1975; jeho objevitel Martin Perl se stal v roce 1995 laureátem Nobelovy ceny za fyziku. Také k tauonu existuje přidružené neutrino, odlišné od obou předchozích. V tab. 45.2 jsou shrnuty dnes známé leptony. Leptony jsou rozděleny do tří rodin, z nichž každá obsahuje částici (elektron, mion a tauon) a k ní přidružené neutrino. Máme také důvod věřit, že existují právě jen tři rodiny leptonů uvedené v tab. 45.2. Leptony nemají žádnou rozeznatelnou vnitřní strukturu ani měřitelné rozměry; při interakci s ostatními částicemi nebo elektromagnetickými vlnami se chovají jako opravdu bodové fundamentální částice.

Zachování leptonového čísla

V každé ze tří leptonových rodin v tab. 45.2 můžeme definovat kvantové číslo, tzv. **leptonové číslo**: přiřadíme $L = +1$

každé částici a $L = -1$ každé antičástici. Časticím jiných druhů (jako třeba proton) přiřadíme $L = 0$. Je experimentálně ověřeno, že při všech reakcích se zachovává leptonové číslo *zvlášť pro každou leptonovou rodinu*. Máme tedy vlastně tři leptonová čísla, L_e , L_μ a L_τ , přitom *každé z nich* se při reakcích zachovává.

Příkladem je již uváděný rozpad antimionu v rovnici (45.5), který si nyní podrobněji napíšeme jako

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (45.10)$$

Podívejme se na rozpad nejprve z pohledu mionové rodiny leptonů. μ^+ je antičástice (tab. 45.2) a má tedy mionové leptonové číslo $L_\mu = -1$. Částice e^+ a ν_e nepatří do mionové rodiny a mají tedy $L_\mu = 0$. Nakonec poslední člen na pravé straně $\bar{\nu}_\mu$ je antičástice a má proto také mionové leptonové číslo $L_\mu = -1$. Obě strany rov. (45.10) mají stejné mionové leptonové číslo, jmenovitě $L_\mu = -1$; kdyby tomu tak nebylo, nemohlo by k takovému rozpadu μ^+ docházet.

Na levé straně rov. (45.10) není žádná částice elektronové rodiny, elektronové leptonové číslo je tedy $L_e = 0$. Na pravé straně rov. (45.10) má pozitron jako antičástice (tab. 45.2) leptonové číslo $L_e = -1$. Elektronové neutrino je částice a má tedy elektronové leptonové číslo $L_e = +1$. Celkové elektronové leptonové číslo částic na pravé straně rov. (45.10) je také nula; i elektronové leptonové číslo se zachovává.

V rov. (45.10) se neobjevuje žádný z členů tauonové rodiny, budeme tedy mít $L_\tau = 0$ na obou stranách. Všechna leptonová čísla L_μ , L_e a L_τ zůstávají při rozpadu popsáném v rov. (45.10) konstantní, jejich hodnoty jsou $-1, 0$ a 0 . Rozebrali jsme tak jeden příklad obecného zákona, nazývaného **zákon zachování leptonového čísla**; tento zákon platí pro všechny typy částicových interakcí.

KONTROLA 1: (a) π^+ mezon se rozpadá reakcí $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$. Do které leptonové rodiny patří toto neutrino? (b) Je toto neutrino částice, nebo antičástice? (c) Jaké má leptonové číslo?

Tabulka 45.2 Leptony^a

RODINA	ČÁSTICE	SYMBOL	HMOTNOST (MeV/c ²)	NÁBOJ	ANTIČÁSTICE
Elektron	elektron	e^-	0,511	-1	e^+
	elektronové neutrino ^b	ν_e	0	0	$\bar{\nu}_e$
Mion	mion	μ^-	105,7	-1	μ^+
	mionové neutrino ^b	ν_μ	0	0	$\bar{\nu}_\mu$
Tauon	tauon	τ^-	1 777	-1	τ^+
	tauonové neutrino ^b	ν_τ	0	0	$\bar{\nu}_\tau$

^a Všechny leptony (částice i antičástice) mají spin $\frac{1}{2}$ a jsou tak fermiony.

^b Nejsou-li hmotnosti neutrin nulové, jsou velmi malé. V roce 2000 je tato otázka stále otevřená.

45.5 HADRONY

Nyní budeme uvažovat hadrony (baryony a mezony), tedy částice, které na sebe působí silnou jadernou silou. Začneme tím, že k našemu seznamu zákonů zachování přidáme ještě jeden: **zákon zachování baryonového čísla**.

Abychom se k tomuto zákonu dostali, uvažujme rozpad protonu

$$p \rightarrow e^+ + \nu_e \quad (Q = 937,8 \text{ MeV}). \quad (45.11)$$

Taková reakce *nikdy* nenastává. Můžeme být rádi, že tomu tak je, neboť jinak by se postupně všechny protony ve vesmíru přeměnily na pozitrony, což by mělo zhoubné následky. Ale přesto tento rozpad zatím nenarušuje žádný z nám známých zákonů zachování, včetně zachování leptonového čísla.

Pozorovanou stabilitu protonu — a nepřítomnost mnoha dalších reakcí v přírodě, které by byly jinak možné — započítáme zavedením **baryonového čísla** B a nového zákona zachování, zachování baryonového čísla.

Každému baryonu přiřadíme hodnotu $B = +1$ a každému antibaryonu hodnotu $B = -1$. Částicím jiných druhů přiřadíme pak hodnotu $B = 0$. Nemohou probíhat takové částicové reakce, které mění celkové baryonové číslo.

Proton je baryon, zatímco pozitron a neutrino nejsou. Reakce popsaná rov. (45.11) tedy nemůže nastat, neboť narušuje zachování baryonového čísla. Je totiž

$$(+1) \neq (0) + (0).$$

Zákon zachování baryonového čísla je užitečný právě tím, že vysvětluje, proč mnohé rozpady a částicové reakce nenastávají, i když by byly jinak dobře možné.

KONTROLA 2: V přírodě *není* pozorován následující typ rozpadu neutronu:

$$n \rightarrow p + e^-.$$

Který z následujících zákonů zachování by byl takovou reakcí narušen: (a) energie, (b) momentu hybnosti, (c) hybnosti, (d) náboje, (e) leptonového čísla, (f) baryonového čísla? Hmotnosti částic jsou: $m_n = 939,6 \text{ MeV}/c^2$, $m_p = 938,3 \text{ MeV}/c^2$ a $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$.

PŘÍKLAD 45.4

Analyzujte hypotetický rozpad stacionárního protonu podle vztahu

$$p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ \quad (\text{nenastává!})$$

tak, že budete zkoumat různé zákony zachování. (Oba piony jsou mezony se spinem a baryonovým číslem rovným nule. Klidová energie π^0 mezonu je $135,0 \text{ MeV}$.)

ŘEŠENÍ: Vidíme hned, že náboj se zachovává a že není obtížné splnit zákon zachování hybnosti — stačí, když se piony budou pohybovat v opačných směrech od protonu s hybnostmi o stejné velikosti. Snadno vidíme i zachování leptonového čísla, neboť leptonové číslo všech tří částic v reakci je nula.

Energii rozpadu najdeme odečtením klidových energií částic. Užitím tab. 45.1 dostaneme

$$\begin{aligned} Q &= (m_p c^2) - (m_0 c^2 + m_+ c^2) = \\ &= (938,3 \text{ MeV}) - (135,0 \text{ MeV} + 139,6 \text{ MeV}) = \\ &= 663,7 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Kladné znaménko pro energii Q říká, že reakce není vyloučena zákonem zachování energie.

Zaznamenali jsme již, že oba piony mají nulový spin. Proton ale má spinové kvantové číslo $\frac{1}{2}$. V reakci se tedy *nezachovává* moment hybnosti a tento důvod stačí k tomu, aby tento rozpad protonu nemohl nastat.

Navíc se *nezachovává* ani baryonové číslo. Pro proton máme $B = +1$ a pro oba piony je $B = 0$. Takže uvažovaná reakce je tak dvakrát zakázána, neboť by narušila dva z našich pěti zákonů zachování.

PŘÍKLAD 45.5

Částice se symbolem Ξ^- (ksí minus) se rozpadá podle vztahu

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-.$$

Obě částice, tj. Λ^0 (lambda nula) a π^- , jsou nestabilní. Než dostaneme stabilní částice, dojde ke kaskádě rozpadových reakcí:

$$\begin{aligned} \Lambda^0 &\rightarrow p + \pi^-, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e. \end{aligned}$$

(a) Zapište výraz pro konečný stav rozpadu částice Ξ^- .

ŘEŠENÍ: Sloučením všech vztahů pro rozpady nestabilních částic dostaneme

$$\Xi^- \rightarrow p + 2(e^- + \bar{\nu}_e) + 2(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu). \quad (\text{Odpověď})$$

Všechny částice na pravé straně tohoto celkového vztahu jsou stabilní. Všimněte si zachování náboje, celkové nábojové kvantové číslo na obou stranách je -1 .

(b) Je částice Ξ^- mezon, nebo baryon?

Tabulka 45.3 Osm baryonů se spinem 1/2

ČÁSTICE	SYMBOL	HMOTNOST (MeV/c ²)	KVANTOVÁ ČÍSLA	
			NÁBOJ	PODIVNOST
Proton	p	938,3	+1	0
Neutron	n	939,6	0	0
Lambda	Λ^0	1 115,6	0	-1
Sigma	Σ^+	1 189,4	+1	-1
Sigma	Σ^0	1 192,5	0	-1
Sigma	Σ^-	1 197,3	-1	-1
Ksí	Ξ^0	1 314,9	0	-2
Ksí	Ξ^-	1 321,3	-1	-2

ŘEŠENÍ: Proton je baryon. Všechny další částice na pravé straně celkového vztahu mají $B = 0$. Aby byl splněn zákon zachování baryonového čísla, musí být baryonové číslo částice Ξ^- rovno $B = +1$, částice Ξ^- je tedy baryon. Kdyby měla být mezon, její baryonové číslo by bylo nula.

(c) Jsou v celkovém vztahu zachována leptonová čísla?

ŘEŠENÍ: Částice Ξ^- na levé straně vztahu se neobjevuje v tab. 45.2, která obsahuje všechny leptony, musí mít tedy leptonové číslo nula. Pravá strana vztahu obsahuje osm leptonů, čtyři z elektronové a čtyři z mionové rodiny. Uvnitř každé rodiny se tyto leptony objevují jako dvojice částice s antičásticí a ty mají opačná znaménka leptonového čísla. Je tedy jak celkové elektronové leptonové číslo L_e , tak celkové mionové leptonové číslo L_μ rovno nule a leptonová čísla se v reakci zachovávají.

(d) Co můžete říci o spinu částice Ξ^- ?

ŘEŠENÍ: Všechny devět částic na pravé straně celkového vztahu má spin $\frac{1}{2}$. Devět hodnot $m_s = \pm\frac{1}{2}$ dá dohromady vždy *poločíslnou* hodnotu, bez ohledu na to, jaké bude znaménko jednotlivých složek S_z . Výsledné kvantové spinové číslo částice Ξ^- musí být *poločíslné*. (Skutečně, toto kvantové číslo je $\frac{1}{2}$, částice Ξ^- je uvedena spolu s dalšími baryony se spinem $\frac{1}{2}$ v tab. 45.3.)

Naopak reakce

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \Sigma^+, \quad (45.13)$$

která neporušuje žádný ze zákonů zachování známých v počátcích částicové fyziky, nenastane nikdy.

Proto se začalo předpokládat (navrhli to nezávisle na sobě Murray Gell-Mann ve Spojených státech a K. Nishijima v Japonsku), že některé částice mají novou vlastnost, nazvanou **podivnost** (strangeness), které přísluší nové kvantové číslo S a pro toto číslo existuje vlastní zákon zachování. (Je třeba odlišovat zde zavedený symbol S od spinu.) Název *podivnost* pochází z doby před tím, než se odhalily vlastnosti těchto částic; tehdy byly známy jako „podivné částice“ a název už zůstal.

Proton, neutron a pion mají $S = 0$; nejsou to „podivné částice“. Částici K^+ byla přiřazena podivnost $S = +1$ a částici Σ^+ podivnost $S = -1$. Je tedy v rov. (45.12) podivnost zachována

$$(0) + (0) = (+1) + (-1) \quad (\text{hodnoty } S),$$

ale není zachována v rov. (45.13)

$$(0) + (0) \neq (0) + (-1) \quad (\text{hodnoty } S).$$

Reakce popsaná rov. (45.13) nenastává, protože narušuje zákon **zachování podivnosti**:

Podivnost se při interakci prostřednictvím silné jaderné síly zachovává.

Může se zdát těžkopádné vymýšlet novou vlastnost částic jen proto, abychom vyřešili malou záhadu, jakou představují rov. (45.12) a (45.13). Podivnost a její kvantové číslo se však brzy projeví v mnoha dalších oblastech fyziky elementárních částic, a podivnost je dnes plnohodnotnou charakteristikou částice, podobně jako třeba náboj nebo spin. Pro ty, kteří znají a mají rádi elementární částice, už podivnost vůbec není podivná.

45.6 A JEŠTĚ JEDEN ZÁKON ZACHOVÁNÍ

Částice mají ještě další vnitřní charakteristiky než ty, které jsme dosud uvažovali: hmotnost, náboj, spin, leptonové číslo a baryonové číslo. První z těchto dalších charakteristik se vynořila, když si experimentátoři povšimli, že některé nové částice jako je kaon (K) a sigma (Σ) vznikají jen spolu. Zdálo se nemožné získat v reakci jen jednu z nich. Při interakci svazku pionů s vysokou energií s protony kapaliny v bublinkové komoře dojde často k reakci

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+. \quad (45.12)$$

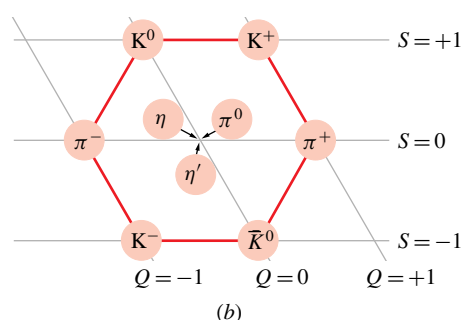
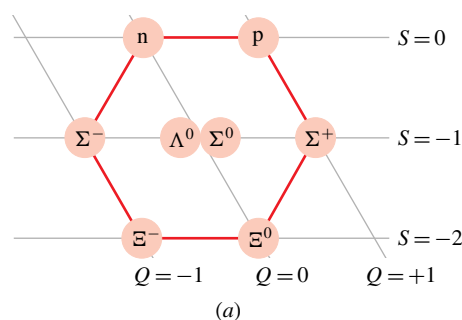
Nenechme se mýlit zvláštností jména. Podivnost není o nic záhadnější vlastností částic než náboj. Podivnost i náboj jsou vlastnosti, které má (nebo nemá) každá částice; každá vlastnost je určena příslušným kvantovým číslem. Každá splňuje zákon zachování. Později byly objeveny další charakteristiky částic a dostalo se jim ještě podivnějších jmen, jako *půvab* (charm) nebo *bottomness*, ale všechny jsou dokonale odůvodněné. Podívejme se například, jak se vyplatilo používání podivnosti pro odhalení důležitých pravidelností v charakteristikách elementárních částic.

45.7 OSMINÁSOBNÁ CESTA

Existuje skupina osmi baryonů — jsou mezi nimi neutron a proton — jejichž spinové kvantové číslo je $\frac{1}{2}$. Tab. 45.3 obsahuje některé jejich další vlastnosti. Na obr. 45.4a je fascinující obrazec, který vzniká, když zobrazujeme podivnost těchto baryonů v závislosti na jejich nábojovém kvantovém čísle. Šest z osmi vytváří šestiúhelník, v jehož středu jsou zbývající dva baryony.

Obraťme nyní pozornost od hadronů zvaných baryony k hadronům zvaným mezony. Některé vlastnosti skupiny devíti mezonů se spinem nula jsou uvedeny v tab. 45.4. Jestliže vykreslíme tuto skupinu do grafu s osami podivnost — náboj, jak ukazuje obr. 45.4b, dostáváme opět stejný fascinující obrazec! Existenci těchto a podobných grafů, nazývaných diagramy *Osmínásobné cesty**, předpověděli nezávisle v roce 1961 Murray Gell-Mann z California Institute of Technology a Yuval Ne'eman z Imperial College v Londýně. Oba obrazce z obr. 45.4 jsou příkladem velkého

* Převzato z východní mystiky. „Osm“ odpovídá osmi kvantovým číslům (z nichž my jsme definovali pouze několik), které užívá teorie založená na předpokladu určitých symetrií a která předpovídá existenci zmiňovaných diagramů.



Obr. 45.4 (a) Obrazec Osmínásobné cesty pro osm baryonů se spinem $\frac{1}{2}$ z tab. 45.3. Částice jsou zobrazeny jako kroužky v souřadnicích podivnost — náboj, osa nábojového kvantového čísla je nakloněná. (b) Podobný diagram pro devět mezonů se spinem nula z tab. 45.4.

počtu symetrických diagramů, do kterých jsou uspořádány skupiny baryonů a mezonů.

Symetrie diagramu Osmínásobné cesty pro baryony se spinem $\frac{3}{2}$, který zde neukazujeme, vyžaduje deset částic uspořádaných jako skupina deseti kuželek na kuželníku. Když však byl diagram poprvé zveřejněn, bylo známo pouze devět takových částic; „čelní kuželka“ chyběla. V roce 1962 Gell-Mann předpověděl na základě teorie a symetrie diagramu toto:

Tabulka 45.4 Devět mezonů se spinem nula^a

ČÁSTICE	SYMBOL	HMOTNOST (MeV/c ²)	KVANTOVÁ ČÍSLA	
			NÁBOJ	PODIVNOST
Pion	π^0	135,0	0	0
Pion	π^+	139,6	+1	0
Pion	π^-	139,6	-1	0
Kaon	K^+	493,7	+1	+1
Kaon	K^-	493,7	-1	-1
Kaon	K^0	497,7	0	+1
Kaon	$\bar{K}^0$	497,7	0	-1
Eta	η	547,5	0	0
Eta s čárkou	η'	957,8	0	0

^a Všechny mezony jsou bozony se spinem 0, 1, 2, ...

Existuje baryon se spinem $\frac{3}{2}$, nábojem -1 , podivností -3 a klidovou hmotností přibližně $1\,680\text{ MeV}$. Jestliže budeme tuto částici hledat (navrhují pojmenovat ji omega minus), myslím, že ji musíme najít.

Skupina fyziků, kterou vedl Nicholas Samios z Brookhaven National Laboratory, se této výzvy chopila a skutečně našla „chybějící“ částici a potvrdila, že má všechny předpovězené vlastnosti. Nemůže být nic lepšího pro pozvednutí důvěry v teorii než rychlé experimentální potvrzení nové předpovědi!

Obrazce Osminásobné cesty mají ve fyzice elementárních částic stejné postavení jako periodická tabulka prvků v chemii. V obou případech máme jistý obraz uspořádanosti, ve kterém jsou prázdná místa (chybějící částice nebo chybějící prvky) velice nápadná a ukazují experimentátorům směr bádání. Samotná existence periodické tabulky prvků ukazuje na to, že atomy prvků nejsou elementárními objekty, ale že musí mít vnitřní strukturu. Podobně také existence obrazců Osminásobné cesty naznačuje, že mezony a baryony musí mít nějakou vnitřní strukturu, pomocí níž mohou být pochopeny jejich vlastnosti. Tato struktura je *kvarkový model*, kterým se nyní budeme zabývat.

45.8 KVARKOVÝ MODEL

V roce 1964 Gell-Mann a Georg Zweig nezávisle poukázali na to, že diagramy Osminásobné cesty můžeme jednoduše pochopit, když budeme předpokládat, že mezony a baryony jsou složeny z částíček, které Gell-Mann nazval **kvarky**. Pojďme nejprve o třech z nich, nazvaných *u-kvark* (nahoru — „up“, symbol *u*), *d-kvark* (dolů — „down“, symbol *d*) a *s-kvark* (podivný — „strange“, symbol *s*) a přiřadíme jim vlastnosti podle tab. 45.5. (Jména pro tyto tři kvarky, stejně tak jako pro tři další, se kterými se setkáme později, nemají jiný význam než jako vhodné značky. Dohromady mluvíme o těchto jménech jako o *vůních kvarku*

(flavors). Stejně dobře bychom mohli místo nahoru, dolů a podivný užít třeba vanilkový, čokoládový a jahodový.)

Zlomková nábojová kvantová čísla kvarků vypadají poněkud otřesně. Počkejte však se soudem, až uvidíte, jak hladce jsou z těchto zlomkových nábojů složeny pozorované celočíselné náboje mezonů a baryonů. Kvarky nebyly (dosud) přesvědčivě experimentálně pozorovány jako volné částice, a teoretici předložili rozumné důvody, proč tomu tak je. V každém případě je však kvarkový model tak užitečný, že nemožnost vidět volné kvarky nebrání fyzikům ve všeobecném přijetí kvarkového modelu.

Viděli jsme již, jak lze vytvořit atom kombinací elektronů a jádra. Nyní se podívejme, jak můžeme vytvořit mezony a baryony kombinací kvarků. Již předem si řekněme, že při tom dosáhneme úplného úspěchu pro všechny částice, složené z kvarků *u*, *d* a *s*.

Nejsou známy žádné mezony nebo baryony, jejichž vlastnosti bychom nemohli pochopit jako výsledek vhodné kombinace kvarků. Naopak každá možná kombinace kvarků odpovídá nějakému pozorovanému mezonu nebo baryonu.

Začneme nejprve s baryony.

Kvarky a baryony

Každý baryon je kombinací tří kvarků; kombinace jsou znázorněny na obr. 45.5a. Pokud jde o baryonové číslo, vidíme že libovolné tři kvarky (každý s $B = +\frac{1}{3}$) vytvářejí skutečně baryon ($B = 1$). Pro spiny je to také v pořádku. Máme-li tři spinová kvantová čísla $\frac{1}{2}$, můžeme vždy vzít dva spiny paralelně a jeden antiparalelně. To vede k celkovému spinu $s = \frac{1}{2}$, což je spinové kvantové číslo všech baryonů uvedených v tab. 45.3 a na obr. 45.4a.

Správné hodnoty dostáváme i pro náboj, jak můžeme vidět ze tří příkladů. Proton je složen z kvarků *uud*, takže

Tabulka 45.5 Kvarky^a

ČÁSTICE	SYMBOL	HMOTNOST (MeV/c ²)	KVANTOVÁ ČÍSLA			
			NÁBOJ Q	PODIVNOST S	BARYONOVÉ ČÍSLO B	ANTIČÁSTICE
Nahoru (Up)	<i>u</i>	5	$+\frac{2}{3}$	0	$+\frac{1}{3}$	$\bar{u}$
Dolů (Down)	<i>d</i>	10	$-\frac{1}{3}$	0	$+\frac{1}{3}$	$\bar{d}$
Půvabný (Charm)	<i>c</i>	1 500	$+\frac{2}{3}$	0	$+\frac{1}{3}$	$\bar{c}$
Podivný (Strange)	<i>s</i>	200	$-\frac{1}{3}$	-1	$+\frac{1}{3}$	$\bar{s}$
Horní (Top)	<i>t</i>	$\approx 180\,000$	$+\frac{2}{3}$	0	$+\frac{1}{3}$	$\bar{t}$
Dolní (Bottom)	<i>b</i>	4 300	$-\frac{1}{3}$	0	$+\frac{1}{3}$	$\bar{b}$

^a Všechny kvarky mají spin $\frac{1}{2}$ a jsou tak fermiony. Kvantová čísla antikvarků Q , S a B mají opačná znaménka než jsou znaménka odpovídajících kvarků.

jeho nábojové kvantové číslo je

$$Q(uud) = \left(+\frac{2}{3}\right) + \left(+\frac{2}{3}\right) + \left(-\frac{1}{3}\right) = +1.$$

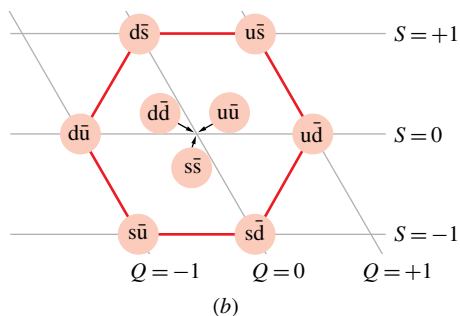
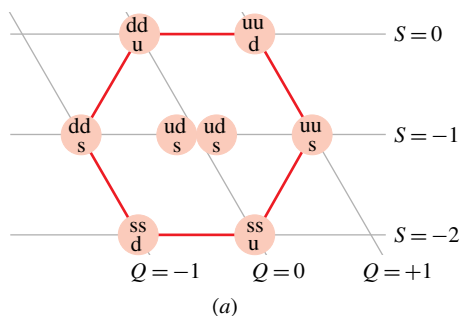
Neutron je složen z kvarků udd a jeho nábojové kvantové číslo je

$$Q(udd) = \left(+\frac{2}{3}\right) + \left(-\frac{1}{3}\right) + \left(-\frac{1}{3}\right) = 0.$$

Baryon Σ^- je složen z kvarků dds, takže jeho nábojové kvantové číslo je

$$Q(dds) = \left(-\frac{1}{3}\right) + \left(-\frac{1}{3}\right) + \left(-\frac{1}{3}\right) = -1.$$

O správnosti hodnot podivnosti se můžeme přesvědčit užitím hodnot z tab. 45.3 pro Σ^- a z tab. 45.5 pro kvarky.



Obr. 45.5 (a) Kvarková struktura osmi baryonů se spinem $\frac{1}{2}$ zobrazených na obr. 45.4a. (Oba centrální baryony mají stejnou kvarkovou strukturu, ale Σ je nabuzený stav Λ , který přechází rozpadem na Λ při emisi fotonu γ -záření.) (b) Kvarková struktura devíti mezonů se spinem nula zobrazených na obr. 45.4b.

Kvarky a mezony

Mezony jsou dvojice kvark + antikvark; jejich kvarková struktura je ukázána na obr. 45.5b a souhlasí s tím, že všechny mezony na obr. 45.4b a v tab. 45.4 mají nulový spin. Jak kvark, tak antikvark mají $s = \frac{1}{2}$, takže dvojice vytvářející mezon musí mít opačně orientované spiny, aby výsledný spin byl roven nule.

Model mezonu jako dvojice kvark + antikvark je také v souladu s tím, že mezony nejsou baryony; tedy, že baryonové číslo mezonů $B = 0$. Baryonové číslo kvarku je $+\frac{1}{3}$ a antikvarku $-\frac{1}{3}$; výsledné baryonové číslo mezonu je tedy skutečně nula.

Všimněme si blíže mezonu π^+ , který je vytvořen z u-kvarku a $\bar{d}$ -antikvarku. Z tab. 45.5 vidíme, že nábojové kvantové číslo u-kvarku je $\frac{2}{3}$ a $\bar{d}$ -antikvarku je $\frac{1}{3}$ (opačné znaménko než kvantové číslo d-kvarku). To se pěkně sečte na nábojové kvantové číslo $+1$ pro π^+ mezon

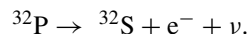
$$Q(u\bar{d}) = \left(+\frac{2}{3}\right) + \left(+\frac{1}{3}\right) = +1.$$

Všechna kvantová čísla náboje a podivnosti v obr. 45.5b souhlasí s čísly v tab. 45.4 a obr. 45.4b. Snadno se můžeme přesvědčit, že jsou užity všechny kombinace dvojic kvark + antikvark, které vyčerpávají všechny známé mezony se spinem nula. Všechno dobře souhlasí.

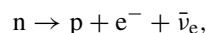
KONTROLA 3: Částice je kombinací d-kvarku a $\bar{u}$ -antikvarku. Je tato částice (a) π^0 mezon, (b) proton, (c) π^- mezon, (d) π^+ mezon, nebo (e) neutron?

Nový pohled na β -rozpad

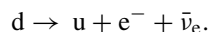
Podívejme se teď, jak vypadá β -rozpad z pohledu kvarkového modelu. V rov. (43.10) jsme uvedli typický příklad takového rozpadu:



Po tom, co bylo objeveno neutrino a Fermi vypracoval svou teorii β -rozpadu, fyzikové pohlíželi na základní reakci v β -rozpadu jako na přeměnu neutronu na proton uvnitř jádra:



ve kterém je neutrino definováno úplněji. Dnes se díváme hlouběji a vidíme, že přeměna neutronu (udd) na proton (uud) je vlastně přeměnou d-kvarku na u-kvark. Za základní reakci β -rozpadu považujeme tedy nyní



Jak více a lépe poznáváme základní vlastnosti hmoty, můžeme studovat známé jevy na stále hlubší úrovni. Vidíme také, že kvarkový model nejenom umožňuje porozumět struktuře elementárních částic, ale také jasněji vysvětluje jejich interakce.

Ještě více kvarků

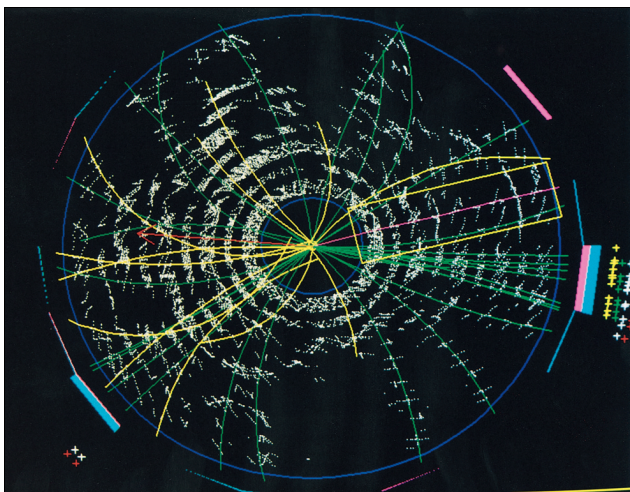
Existují další částice a další obrazce Osminásobné cesty, o kterých jsme se nezmiňovali. Abychom je mohli popsat,

musíme předpokládat existenci ještě tří dalších kvarků, nazvaných *c-kvark* (půvabný — „charm“, symbol *c*), *t-kvark* (horní — „top“, symbol *t*) a *b-kvark* (dolní — „bottom“, symbol *b*).

Z tab. 45.5 vidíme, že tyto tři kvarky mají neobyčejně velkou hmotnost, u nejhmotnějšího z nich (*t-kvark*) je hmotnost téměř 170krát větší než u protonu. Abychom mohli vytvářet částice obsahující tyto kvarky, musíme přecházet k větším a větším energiím, což je také důvod, proč tyto tři kvarky nebyly objeveny dříve.

První pozorovanou částicí, která obsahuje *c-kvark*, byl *J* mezon (též značený Ψ) s kvarkovou strukturou $c\bar{c}$. Byl objeven současně a nezávisle skupinami, které vedli Samuel Ting v Brookhaven National Laboratory a Burton Richter na Stanford University.

Nejhmotnější *t-kvark* odolával všem pokusům o produkci v laboratoři až do roku 1995, kdy byla jeho existence prokázána na Tevatronu, obřím urychlovači ve Fermilab. V tomto urychlovači dochází ke srážce protonů a antiprotonů, z nichž každý má energii $0,9 \text{ TeV} = 9 \cdot 10^{11} \text{ eV}$, uprostřed dvou velkých detektorů částic. Velmi zřídka dojde k tomu, že se při srážce vytvoří pár *t-kvark* a $\bar{t}$ -antikvark (tř), který se rychle rozpadá na částice s nižší energií. Obr. 45.6 ukazuje zobrazení stop zmíněných produktů rozpadu vytvořené počítačem. Existence páru *t-kvark* a $\bar{t}$ -antikvark vyplývá z pečlivé analýzy těchto „úlomků“. Objev tohoto nejvíce hledaného *t-kvarku* je považován za triumf celého kvarkově-leptonového modelu fyziky elementárních částic.



Obr. 45.6 Počítačem vytvořené zobrazení stop částic vzniklých při rozpadu páru *t-kvark* a $\bar{t}$ -antikvark. Tento pár byl vytvořen na Tevatronu ve Fermilab při čelní srážce protonu a antiprotonu s vysokou energií.

Podívejme se ještě jednou na tab. 45.5 (kvarkové rodiny) a tab. 45.2 (leptonové rodiny) a všimněme si úhledné

symetrie těchto šestic částic, z nichž každá skupina je přirozeným způsobem rozdělena do tří dvojčlenných rodin. Podle současných poznatků považujeme kvarky a leptony za skutečně fundamentální částice, které již nemají žádnou vnitřní strukturu.

PŘÍKLAD 45.6

Částice Ξ^- má spinové kvantové číslo $\frac{1}{2}$ a kvantová čísla $Q = -1$ a $S = -2$. Víme, že je vytvořena jako kombinace tří kvarků a že jsou to pouze kvarky *u*, *d* nebo *s*. Jaká musí být tato kombinace?

ŘEŠENÍ: Protože podivnost je $S = -2$, musí tato částice obsahovat dva podivné kvarky, z nichž každý má podivnost $S = -1$ (tab. 45.5). Třetí kvark bude pak buď *u*-kvark, nebo *d*-kvark (oba mají $S = 0$). Dva *s*-kvarky mají úhrnem náboj $(-\frac{1}{3}) + (-\frac{1}{3}) = -\frac{2}{3}$. Poněvadž náboj částice Ξ^- je -1 , musí mít třetí kvark náboj $-\frac{1}{3}$; tedy musí to být *d*-kvark. Kvarková struktura částice Ξ^- je tedy dss .

Jako závěrečný test uvažme, že podle tab. 45.5 je baryonové číslo *d*- i *s*-kvarků $B = +\frac{1}{3}$. Vidíme tedy, že baryonové číslo částice Ξ^- (dss) je

$$B = \left(\frac{1}{3}\right) + \left(\frac{1}{3}\right) + \left(\frac{1}{3}\right) = +1.$$

Tento výsledek jsme museli očekávat, protože Ξ^- je složena z kvarků (ne antikvarků) a je tedy částice (ne antičástice). Kdyby to byla antičástice, měla by $B = -1$.



45.9 ZÁKLADNÍ SÍLY A ZPROSTŘEDKUJÍCÍ ČÁSTICE

Přejdeme nyní od třídění elementárních částic k silám, kterými na sebe vzájemně působí.

Elektromagnetická síla

Na atomové úrovni jsme viděli, že dva elektrony na sebe působí elektromagnetickými silami podle Coulombova zákona. Na hlubší úrovni je tato interakce popsána vysoce úspěšnou teorií nazvanou **kvantová elektrodynamika** (QED). Podle kvantové elektrodynamiky elektron pociťuje přítomnost druhého elektronu tak, že si s ním vyměňuje fotony.

Tyto fotony nemůžeme detegovat, protože jsou emitovány jedním elektronem a po velmi krátké době absorbovány druhým elektronem. Pro jejich přechodný způsob existence je nazýváme **virtuální fotony**. Právě pro jejich zprostředkující roli při interakci dvou nábojů říkáme někdy o těchto fotonech, že jsou to *zprostředkující částice*.

Kdyby elektron v klidu emitoval foton a jeho stav by přitom zůstal nezměněn, nezachovávala by se energie. Zákon zachování energie však bude platit, uvažíme-li princip neurčitosti, zapsaný jako

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar. \quad (45.14)$$

Tento vztah interpretujeme tak, že můžeme „přečerpát“ jisté množství energie ΔE , narušující zachování energie, za předpokladu, že toto množství „vrátíme“ během doby Δt , dané vztahem $\hbar/\Delta E$. A to je právě případ virtuálních fotonů. Vezměme dvojici elektronů, které na sebe vzájemně působí. Když elektron A emituje virtuální foton, „nekrytá“ energie je rychle dodána pohlcením virtuálního fotonu emitovaného elektronem B a narušení zákona zachování energie pro uvažovanou dvojici elektronů nemůžeme pozorovat díky zákonitě neurčitosti energie.

Slabá jaderná síla

Teorie slabé jaderné síly, která působí na všechny částice, byla rozvinuta jako analogie k teorii elektromagnetické síly. Zprostředkující částice, tj. částice, která zprostředkuje slabou interakci dvou částic, není ale v tomto případě foton (s nulovou hmotností), ale tuto funkci plní dvě hmotné částice, označované symboly W a Z. Teorie byla tak úspěšná, že dokonce ukázala, že elektromagnetická síla a slabá jaderná síla jsou pouze rozdílné projevy jediné **elektroslabé síly**. Tento výsledek je logickým rozšířením Maxwellovy teorie, která ukázala, že elektrické a magnetické síly jsou rozdílný projev jediné *elektromagnetické síly*.

Teorie elektroslabé interakce dokázala předpovědět vlastnosti zprostředkujících částic. Například pro jejich hmotnost a náboj stanovila hodnoty

ČÁSTICE	NÁBOJ	HMOTNOST
W	$\pm e$	80,6 GeV/ c^2
Z	0	91,2 GeV/ c^2

Připomeňme si, že hmotnost protonu je jen 0,938 GeV/ c^2 ; jsou to tedy opravdu velmi hmotné částice! Nobelovu cenu za fyziku získali v roce 1979 Sheldon Glashow, Steven Weinberg a Abdus Salam právě za vytvoření teorie elektroslabé interakce.

Teorie byla potvrzena v roce 1983 výsledky skupiny v CERNu, kterou vedl Carlo Rubbia. Byly pozorovány obě zprostředkující částice a jejich hmotnosti souhlasily s předpovězenými hodnotami. Již v roce 1984 byla tato vynikající experimentální práce oceněna Nobelovou cenou za fyziku, kterou obdrželi Carlo Rubbia a Simon van der Meer.

Jistou představu o složitosti dnešní fyziky elementárních částic získáme srovnáním s jiným experimentem

z této oblasti, oceněným Nobelovou cenou — objevem neutronu. Tento životně důležitý experiment byl proveden „na laboratorním stole“, kde byl jako zdroj částic použit přirozeně radioaktivní materiál; výsledky byly uveřejněny v roce 1932 v článku s názvem „O možné existenci neutronu“ a jediným autorem byl James Chadwick.

Naproti tomu zprostředkující částice W a Z byly objeveny v roce 1983 na velkém urychlovači s obvodem kolem 7 km a energií částic několik set miliard elektronvoltů. Základní detektor částic sám vážil 2 000 tun. Na experimentu se podílelo více než 130 fyziků z 12 institucí v 8 zemích a s podporou velkého počtu pomocného personálu.

Silná jaderná síla

Byla vypracována také teorie silné jaderné síly — tj. síly, která působí mezi kvarky a udržuje tak pohromadě hadrony. Zprostředkující částice se v tomto případě nazývají **gluony** a předpokládá se o nich, že mají podobně jako fotony nulovou hmotnost. Teorie předpokládá, že se každá kvarková „vůně“ vyskytuje ve třech druzích, které se pro pohodlí označují jako *červená*, *žlutá* a *modrá*. Máme tedy tři u-kvarky, od každé barvy po jednom, a podobně u kvarků dalších vůní. Antikvarky mají také tři barvy, *antičervenou*, *antižlutou* a *antimodrou*. Nesmíme tyto barvy brát doslova a chápat kvarky jako malinké barevné lentilky. Ale i když jsou „barevné“ názvy jen konvence, mají v jistém smyslu své oprávnění, jak hned uvidíme.

Síle působící mezi kvarky se říká *barevná síla* a příslušné teorii pak v analogii s kvantovou elektrodynamikou (QED) **kvantová chromodynamika** (QCD). Podle této teorie se v přírodě vyskytují pouze takové kombinace kvarků, které jsou *barevně neutrální*.

Barevné neutrality lze dosáhnout dvěma způsoby. Při skládání skutečných barev dává červená + žlutá + modrá bílou, tedy barevně neutrální barvu; analogicky můžeme složit tři kvarky a vytvořit baryon. Antičervená + antižlutá + antimodrá dávají také bílou, takže můžeme složit tři antikvarky a vytvořit antibaryon. Ale také červená + antičervená + žlutá + antižlutá a modrá + antimodrá dají bílou. Tak můžeme skládat kombinace kvark + antikvark a vytvořit mezon. Pravidlo barevné neutrality nedovoluje žádnou jinou kombinaci kvarků a žádná jiná také není pozorována.

Barevná síla působí nejenom mezi kvarky, jež váže do baryonů a mezonů, ale působí také mezi takto vytvořenými částicemi; v této tradiční podobě je známa jako silná jaderná síla. Barevná síla tedy nejenom váže kvarky tak, že vytvářejí protony a neutrony, ale váže také protony a neutrony tak, že vytvářejí atomová jádra.

Einsteinův sen

Snaha sjednotit základní síly v přírodě — které věnoval Einstein většinu svého zralého života — je dnes velmi aktuální problém. V tab. 6.2 je shrnut současný stav. Viděli jsme, že slabá jaderná síla byla úspěšně sjednocena s elektromagnetickou silou, takže na ně můžeme pohlížet jako na různé projevy jediné *elektroslabé síly*. Intenzivně se rozvíjejí teorie, které se snaží přidat k této kombinaci silnou jadernou sílu; říkáme jim *teorie velkého sjednocení* (GUTs — „grand unification theories“). Teorie, které se snaží zakončit úsilí o sjednocení přidáním gravitační síly — občas nazývané *teorie všeho* (TOE — „theories of everything“) — jsou zatím v nadějném, ale stále ještě velmi spekulativním stavu.

45.10 PŘESTÁVKA K ZAMYŠLENÍ

Pohledme na to, co jsme se právě dozvěděli, s větším odstupem. Jestliže vše, co nás zajímá, je struktura světa kolem nás, můžeme slušně vystačit s elektronem, neutrinem, neutronem a protonem. Jak kdosi řekl, „vesmírná loď Země“ si docela dobře vystačí právě jen s těmito částicemi. Jestliže studujeme kosmické záření, pak pozorujeme několik dalších exotických částic, ale pro vytváření většiny dalších musíme budovat veliké urychlovače a hledat tyto částice s velkým úsilím i náklady.

Je to tím, že — vyjádřeno pomocí energie — žijeme ve světě velmi nízkých teplot. Dokonce ve středu Slunce je hodnota kT jenom asi 1 keV. Abychom vytvářeli exotické částice, musíme být schopni urychlovat protony nebo elektrony na energie řádu GeV nebo TeV a vyšší. Kdysi dávno však *byla* teplota (všude) dostatečně vysoká, aby dodávala takové nebo i mnohem vyšší energie. Bylo to tehdy, kdy vesmír začal existovat. Obraťme proto nyní pozornost k této době.

Když se astronomové dívají do okolního prostoru, dívají se zároveň do minulých časů. Vesmír v dřívějším čase tedy můžeme studovat tak, že budeme pozorovat vzdálenější nebeské objekty. Nejvzdálenějšími objekty, které můžeme „vidět“, jsou **kvazary** (kvazistelární objekty); považujeme je za extrémně svítivé středy galaxií ve stadiu jejich utváření. V roce 2000 byla jako největší vzdálenost kvazaru od Země uváděna hodnota $14 \cdot 10^9$ světelných let (kvazar RDJ 030117 + 002025 objevený astronomy z Palomar Observatory a z Kitt Peak National Observatory). Světlo, které nyní vstupuje do našich teleskopů, opouštělo kvazar zhruba před 14 miliardami let, a proto vidíme tento objekt ve stavu, v jakém byl tehdy.

45.11 VESMÍR SE ROZPÍNÁ

Jak jsme viděli v čl. 18.9, můžeme měřit relativní rychlosti, se kterými se k nám galaxie přibližují nebo se od nás vzdalují, pomocí Dopplerova posuvu světla, které emitují. Jestliže budeme sledovat pouze vzdálené galaxie a vynecháme naše nejbližší galaktické sousedy, dojdeme k překvapujícímu závěru. Všechny galaxie se od nás vzdalují!

V roce 1929 určil Edwin P. Hubble vztah mezi zdánlivou rychlostí v vzdalování galaxie a její vzdáleností r od nás, jako přímou úměrnost. Platí

$$v = Hr \quad (\text{Hubblův zákon}), \quad (45.15)$$

kde konstanta úměrnosti H se dnes nazývá **Hubblova konstanta**. Její hodnota je poněkud neurčitá, poněvadž je velmi obtížné měřit vzdálenosti vzdálených galaxií. Hodnota, založená na měřeních provedených v roce 1994 pomocí Hubblova vesmírného teleskopu, je

$$H = (80 \pm 17) \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc}), \quad (45.16)$$

kde Mpc je délková jednotka megaparsek:

$$1 \text{ Mpc} = 3,084 \cdot 10^{19} \text{ km} = 3,260 \cdot 10^6 \text{ ly}. \quad (45.17)$$

Jiná hodnota, podložená dlouhou sérií měření a publikovaná v roce 1996, je $57 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$. V roce 1999 publikované hodnoty se přiblížily, namísto 80 se udává 70 a namísto 57 se udává 59. Tyto dvě hodnoty naznačují, jaká je asi neurčitost ve stanovení tohoto důležitého parametru. My budeme v našich výpočtech užívat hodnotu $H = 80 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$, která je ekvivalentní hodnotě $24,5 \text{ mm}/(\text{s} \cdot \text{ly})$.

Hubblův zákon interpretujeme tak, že vesmír se rozpíná velmi podobně tomu, jako se při kynutí mazance s rozinkami od sebe vzdalují rozinky. Pozorovatelé v jiných galaxiích by všichni došli k závěru, že se od nich vzdálené galaxie vzdalují, a to podle Hubblova zákona. Přidržíme-li se naší analogie, žádná rozinka (galaxie) nemá jedinečné nebo privilegované postavení.

Hubblův zákon souhlasí dobře s hypotézou, že vesmír vznikl mohutným výbuchem (*Velký třesk*) před několika miliardami let. Vzdalující se galaxie jsou fragmenty této prvotní exploze; jejich struktura se během času měnila a galaxie se od sebe vzájemně rozbíhají v důsledku rozpínání samotného vesmíru.

PŘÍKLAD 45.7

Platí-li Hubblův zákon, jak daleko je kvazar, jehož zdánlivá rychlost vzdalování je $2,8 \cdot 10^8 \text{ m/s}$? (Povšimněte si, že je to 93 % rychlosti světla.)

ŘEŠENÍ: Z Hubbleova zákona (rov. (45.15)) plyne

$$\begin{aligned} r &= \frac{v}{H} = \\ &= \frac{(2,8 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1})}{(80 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc}))} \left(\frac{3,084 \cdot 10^{19} \text{ km}}{1 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{1 \text{ ly}}{9,46 \cdot 10^{15} \text{ m}} \right) = \\ &= 11 \cdot 10^9 \text{ ly.} \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

Tento výsledek je pouze přibližný, neboť kvazar se od nás nevzdaloval po celou dobu se stejnou rychlostí jako dnes.

PŘÍKLAD 45.8

Předpokládejme, že se kvazar z př. 45.7 od nás vzdaloval stejnou rychlostí po celou dobu od Velkého třesku. Jakou minimální hodnotu to dává pro tuto dobu? Jinak řečeno, jakou minimální hodnotu stáří vesmíru dostáváme na základě této rychlosti?

ŘEŠENÍ: Požadovanou dobu můžeme najít ze vztahu

$$\begin{aligned} t &= \frac{r}{v} = \frac{r}{rH} = \frac{1}{H} = \\ &= \frac{1}{(80 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc}))} \left(\frac{3,84 \cdot 10^{19} \text{ km}}{1 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{1 \text{ y}}{3,16 \cdot 10^7 \text{ s}} \right) = \\ &= 12 \cdot 10^9 \text{ y.} \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

Tento výsledek závisí na hodnotě Hubbleovy konstanty; menší hodnota H by vedla k většímu stáří vesmíru.

45.12 KOSMICKÉ RELIKTNÍ ZÁŘENÍ

V roce 1965 testovali Arno Penzias a Robert Wilson z tehdejších Bell Telephone Laboratories velmi citlivý mikrovlnný přijímač pro telekomunikační výzkum. Objevili slaboučký „šelest“ pozadí, jehož intenzita vůbec nezávisela na orientaci antény. Brzo bylo zřejmé, že Penzias a Wilson pozorovali **kosmické reliktní záření**, které vzniklo v raném vesmíru a vyplňuje téměř rovnoměrně celý prostor. Toto záření, které má maximum rozložení intenzity na vlnové délce 1,1 mm, má stejnou závislost intenzity na vlnové délce jako záření černého tělesa — dutiny, jejíž stěny mají teplotu 2,7 K; „dutinu“ v tomto případě tvoří celý vesmír. Za svůj objev dostali Penzias a Wilson v roce 1978 Nobelovu cenu za fyziku.

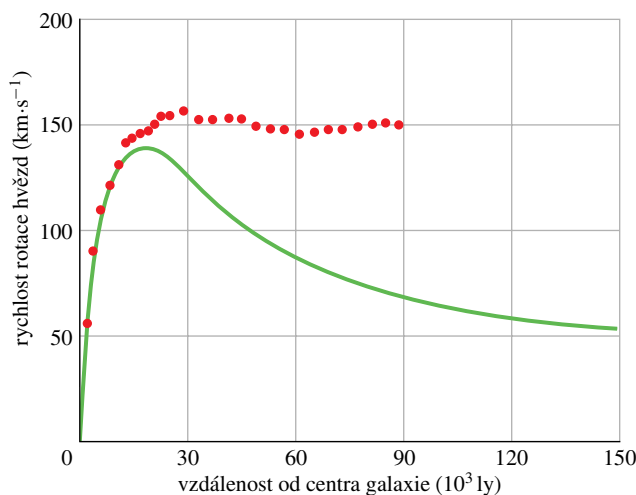
Záření vzniklo zhruba 300 000 let po Velkém třesku v době, kdy náhle začal vesmír propouštět elektromagnetické vlny. Záření v té době odpovídalo záření černého tělesa s teplotou asi 10^5 K. Při rozpínání vesmíru pak teplota klesala až na dnešní hodnotu 2,7 K podobně, jako klesala teplota adiabaticky se rozpínajícího plynu.

45.13 TEMNÁ HMOTA

Na Kitt Peak National Observatory v Arizoně měřila Vera Rubinová a její spolupracovník Kent Ford rychlosti rotace v řadě vzdálených galaxií. Rychlost rotace určovali z měření Dopplerova posuvu jasných hvězdokup dané galaxie v různých vzdálenostech od středu galaxie. Jak ukazuje obr. 45.7, jejich výsledky byly překvapivé: oběžná rychlost hvězd na vnějším viditelném okraji galaxie je přibližně stejná, jako mají hvězdy blízko galaktického středu.

Jak ukazuje plná křivka na obr. 45.7, pozorování není vůbec v souladu s tím, co bychom očekávali, kdyby všechna hmota galaxie byla pozorovatelná ve viditelném světle. Křivka získaná Rubinovou a Fordem se také odlišuje od toho, co pozorujeme ve sluneční soustavě. Například oběžná rychlost Pluta (planety nejvzdálenější od Slunce) je pouze desetina rychlosti Merkuru (planety nejbližší Slunci).

Chceme-li udržet soulad s Newtonovou mechanikou, pak můžeme výsledky Rubinové a Forda vysvětlit jedině předpokladem, že typická galaxie obsahuje mnohem více hmoty než jen tu, kterou můžeme skutečně vidět. Viditelná část galaxie by pak tvořila pouze 5 až 10 % její celkové hmotnosti. Kromě měření galaktických rotací existuje mnoho dalších pozorování, která vedou k závěru, že ve vesmíru je mnoho hmoty, kterou nemůžeme vidět.



Obr. 45.7 Rychlost rotace hvězd v typické galaxii v závislosti na jejich vzdálenosti od středu galaxie. Plná čára ukazuje, že kdyby všechna hmota v galaxii byla viditelná, musela by rychlost rotace výrazně klesat při větších vzdálenostech. Tečky jsou experimentálně zjištěné hodnoty a ukazují, že rychlost rotace je při větších vzdálenostech přibližně konstantní.

Co tedy je tato **temná hmota**, která prostupuje a obklopuje typickou galaxii jako gigantický závoj, jehož průměr je snad 30krát větší než průměr viditelné galaxie? Kandidáti

na temnou hmotu spadají do dvou kategorií s prapodivnými názvy: WIMP (z anglického „weakly interacting massive particles“ — slabě interagující hmotné částice) a MACHO (z anglického „massive compact halo objects“ — hmotné kompaktní závojové objekty). Mají-li neutrina nenulovou hmotnost, jsou to možné WIMP. MACHO mohou být objekty jako černé díry, bílí trpaslíci a hnědí trpaslíci; hnědí trpaslíci jsou objekty velikosti Jupiteru, které nejsou dost hmotné, aby se staly skutečnými hvězdami, které svítí díky jaderné fúzi.

V roce 2000 se zdá, že existují přesvědčivé důkazy o existenci MACHO v naší vlastní galaxii. Předpokládejme, že (neviditelný) MACHO v naší galaxii prochází náhodou před hvězdou v blízké galaxii. Einstein v obecné teorii relativity předpověděl, že se světelné paprsky procházející blízko hmotného objektu budou ohýbat (čl. 14.9). Budou-li tedy hvězda, MACHO a Země ležet na jedné přímce, bude MACHO působit jako *gravitační čočka*. Bude tedy fokusovat světelné paprsky vycházející z hvězdy, které procházejí v jeho blízkosti, a tím způsobí, že obraz hvězdy zjasní, když ji MACHO zastíní.

Takových jevů bylo pozorováno dostatečné množství, aby přesvědčilo některé astronomy, že MACHO mohou tvořit podstatnou část (řekněme kolem 50 %) temné hmoty v naší galaxii. Pozorování stále pokračují.

45.14 VELKÝ TŘESK

V roce 1985 pronesl jeden z účastníků fyzikální konference:

To, že vesmír začal Velkým třeskem zhruba před 15 miliardami let, je stejně jisté, jako že Země obíhá okolo Slunce.

Takové silné tvrzení dosvědčuje, jak velkou důvěru v teorii Velkého třesku, kterou poprvé rozvinul belgický fyzik Georges Lemaître, chovají lidé zabývající se touto problematikou.

Velký třesk si nelze představovat jako explozi nějaké gigantické petardy, kdy můžeme alespoň v principu odstoupit stranou a pozorovat. Tady není žádné „stranou“, protože Velký třesk představuje počátek existence samotného prostoročasu. Z pohledu našeho dnešního vesmíru není možné ukázat na nějaké místo prostoru a říci „Tady se odehrál Velký třesk.“ Ten se odehrával všude.

Navíc nebylo žádné „před Velkým třeskem“, protože čas začal tímto stvořením. V tomto kontextu ztrácí slovo „před“ svůj význam. Můžeme však uvažovat o tom, co se dělo v okamžicích po Velkém třesku.

$t \approx 10^{-43}$ s. To je nejranější čas, kdy můžeme říci něco smysluplného o vývoji vesmíru. V tomto čase také získaly pojmy prostor a čas svůj dnešní význam a začaly

platit fyzikální zákony, jak je známe. Celý vesmír byl tehdy mnohem menší než proton, zhruba odhadnuto, a jeho teplota byla asi 10^{32} K.

$t \approx 10^{-34}$ s. V tomto okamžiku nastal neobyčejně rychle probíhající inflační proces, při kterém se rozměry vesmíru zvětšily zhruba 10^{30} krát. Vesmír se stal horkou polévkou tvořenou kvarky a leptony s teplotou asi 10^{27} K.

$t \approx 10^{-4}$ s. Kvarky se nyní mohou kombinovat a vytvářet protony a neutrony a jejich antičástice. Vesmír se ochladil stálým rozpínáním (ale podstatně pomalejším než při inflaci) do takové míry, že energie fotonů už nedostačuje k rozbití těchto nových částic. Dochází ke srážkám částic hmoty a antihmoty a jejich anihilaci. Existuje však nepatrně více částic hmoty a tento přebytek, který nenachází příslušné partnery pro anihilaci, přežívá a vytváří hmotný svět, jak jej známe dnes.

$t \approx 1$ min. Vesmír se již ochladil natolik, že srážející se protony a neutrony mohou zůstat vázány do jader prvků s malým atomovým číslem ^2H , ^3He , ^4He a ^7Li . Předpovězené relativní četnosti těchto nuklidů jsou v soulase s tím, co dnes ve vesmíru pozorujeme. Je přítomno velké množství záření, ale světlo neurazí nikdy příliš velkou vzdálenost díky interakci s jádry. Vesmír je pro své vlastní záření neprůhledný.

$t \approx 300\,000$ let. Teplota nyní poklesla na asi 10^4 K, elektrony se mohou vázat po srážce s holými jádry a vytvářet tak atomy. Poněvadž světlo neinteraguje významně s (nenabitými) částicemi, jako jsou neutrální atomy, má světlo nyní možnost urazit volně velké vzdálenosti. Toto záření vytváří kosmické reliktní záření, diskutované v čl. 45.12. Vlivem gravitace se shlukují atomy vodíku a helia a začínají tak vytvářet galaxie a hvězdy.

První měření ukazovala, že kosmické reliktní záření je rovnoměrně rozděleno ve všech směrech (je izotropní), což vede k závěru, že 300 000 let po Velkém třesku byla hmota ve vesmíru rovnoměrně rozložena. Tato skutečnost byla velmi udivující, protože hmota v dnešním vesmíru není rozložena rovnoměrně, ale je soustředěna v galaxiích, kupách galaxií a nadkupách galaktických kup. Jsou tu také rozsáhlé oblasti prázdnoty (*voids*) s nepatrným množstvím hmoty a také oblasti tak zaplněné hmotou, že se jim říká zdi (*walls*). Jestliže je teorie Velkého třesku ve svém popisu počátků vesmíru alespoň přibližně správná, musely zde být zárodky tohoto nerovnoměrného rozložení hmoty ještě před tím, než vesmír dosáhl stáří 300 000 let a měly by se dnes projevovat nerovnoměrným rozložením kosmického mikrovlnného reliktního záření.

V roce 1992 také skutečně ukázala měření, prováděná družicí NASA zvanou Cosmic Background Explorer (COBE), že kosmické reliktní záření není dokonale izotropní. Obrázek na začátku této kapitoly byl vytvořen zpracováním těchto měření a ukazuje, jak vypadal vesmír v době, kdy mu bylo pouhých 300 000 let. Jak je na obrázku vidět, shlukování hmoty ve velkém měřítku již opravdu začalo; proto je teorie Velkého třesku, alespoň v principu, na správné stopě.

45.15 SHRNUÍ

Uvažme v těchto závěrečných odstavcích, kam nás přivádí rychle se zvětšující množství poznatků o vesmíru. Je mimo pochybnost, že přináší uspokojení mnoha zvědavým fyzikům a astronomům. Někteří lidé se však cítí pokřiveni tím, že každý přírůstek v poznání ukazuje jasněji naši relativní bezvýznamnost v celkové struktuře vesmíru. Tak postupně muselo lidstvo dojít k poznání, že:

Naše Země není střed sluneční soustavy.

Naše Slunce je jenom jedna z mnoha hvězd.

Naše galaxie je jen jedna z mnoha a naše Slunce je bezvýznamná hvězda při jejím vnějším okraji.

Naše Země existuje pouze po zhruba třetinu stáří vesmíru a zcela jistě zmizí, když naše Slunce spálí své zásoby paliva a stane se rudým obrem.

Náš druh obývá Zemi po dobu kratší než milion let, což je v kosmologických měřítcích nepatrný okamžik.

A poslední drtivá rána: Neutrony a protony, ze kterých jsme stvořeni, nejsou převládající formou hmoty ve vesmíru.

Chceme-li to však vidět z lepší stránky, jsme to my sami, kdo objevil všechny tyto skutečnosti. Ačkoli naše postavení ve vesmíru je nevýznamné, zdá se, že zákony fyziky, které jsme objevili (poodhalili), platí v celém vesmíru — alespoň pokud víme — pro všechny minulý i budoucí čas. Přinejmenším nemáme žádné náznaky toho, že by v jiných částech vesmíru platily jiné zákony. Můžeme tedy až do doby, kdy by si někdo stěžoval, dávat na fyzikální zákony ochrannou známku „Objeveno na Zemi“. Ještě však zůstává mnoho neobjeveného, a tak můžeme náš text uzavřít těmito nadějnými slovy: *Vesmír je plný magických věcí, které trpělivě čekají na odhalení, až náš důvtip dostatečně vzroste.*

PŘEHLED & SHRNUÍ

Leptony a kvarky

Podle současného stavu výzkumu je všechna hmota vytvořena ze šesti druhů *leptonů* (tab. 45.2) a šesti druhů *kvarků* (tab. 45.5). Všechny tyto částice mají spinové kvantové číslo $\frac{1}{2}$ a jsou tedy *fermiony* (částice s poločíselným spinovým kvantovým číslem). Ke každému leptonu i kvarku existuje *antičástice*.

Interakce

Částice s elektrickým nábojem na sebe působí elektromagnetickou silou, kterou zprostředkovávají vzájemně vyměňované *virtuální fotony*. Leptony působí na sebe a také na kvarky *slabou jadernou silou*, kterou zprostředkovávají hmotné zprostředkující částice W a Z. Navíc kvarky mezi sebou působí *barevnou silou*. Elektromagnetická a slabá síla jsou různé projevy jediné síly, nazývané *elektroslabá síla*.

Leptony

Tři z leptonů (*elektron*, *mion* a *tauon*) mají elektrický náboj roven $-1e$; mají také nenulovou hmotnost. Další tři leptony jsou *neutrino* s nulovým nábojem, každé z nich odpovídá jednomu nabitému leptonu. Neutrino mají velmi malou hmotnost, možná nulovou. Antičástice nabitých leptonů mají kladný náboj.

Kvarky

Šest kvarků (u — nahoru, d — dolů, s — podivný, c — půvabný, b — dolní, t — horní; pořadí je zvoleno podle zvětšující se hmotnosti) mají každý baryonové číslo $+\frac{1}{3}$ a náboj rovný buď $+\frac{2}{3}e$, nebo $-\frac{1}{3}e$. Podivný kvark má podivnost -1 , zatímco všechny ostatní mají podivnost rovnu nule. Pro antičástice jsou znaménka opačná.

Hadrony: baryony a mezony

Kvarky se kombinují do částic, které na sebe působí silnou jadernou silou; nazývají se *hadrony*. *Baryony* jsou hadrony s poločíselným spinovým kvantovým číslem ($\frac{1}{2}$, nebo $\frac{3}{2}$). *Mezony* jsou hadrony s celočíselným spinovým kvantovým číslem (0, nebo 1). Baryony jsou fermiony, mezony jsou bosony. Mezony mají baryonové číslo rovno nule; baryony mají baryonové číslo rovno $+1$, nebo -1 . Podle *kvantové chromodynamiky* jsou dovolené kombinace kvarků buď kvark a antikvark, tři kvarky nebo tři antikvarky (tento závěr je v souladu s experimentem). Všechny hadrony s výjimkou protonu jsou nestabilní.

Rozpínání vesmíru

Současné poznatky silně podporují představu, že se vesmír rozpíná. Vzdálené galaxie se od nás vzdalují rychlostí v , kterou určuje

Hubblův zákon:

$$v = Hr \quad (\text{Hubblův zákon}). \quad (45.15)$$

Za hodnotu Hubblovu konstanty H zde bereme

$$H = 80 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc}) = 24,5 \text{ mm}/(\text{s} \cdot \text{ly}). \quad (45.16)$$

Historie vesmíru

Rozpínání popsané Hubblovým zákonem a existence všudypřítomného kosmického reliktního záření nasvědčují tomu, že vesmír začal „velkým třeskem“ zhruba před 15 miliardami let.

OTÁZKY

- Nejen částice jako elektron a proton, ale také celé atomy můžeme považovat za fermiony nebo bosony podle toho, je-li jejich celkové spinové kvantové číslo poločíslné nebo celočíselné. Uvažujeme izotopy helia ${}^3\text{He}$ a ${}^4\text{He}$. Které z následujících tvrzení je správné? (a) Oba jsou fermiony. (b) Oba jsou bosony. (c) ${}^4\text{He}$ je fermion a ${}^3\text{He}$ je boson. (d) ${}^3\text{He}$ je fermion a ${}^4\text{He}$ je boson. (Dva elektrony helia vytvářejí uzavřenou slupku a nehrají tedy v těchto úvahách žádnou roli.)
- Míří magnetické pole na obr. 45.3b k nám, nebo od nás?
- Který z osmi pionů na obr. 45.3b má nejmenší kinetickou energii?
- Elektron se nemůže rozpadat na dvě neutrina. Který z následujících zákonů zachování by byl takovým rozpadem narušen? Zákon zachování (a) energie, (b) momentu hybnosti, (c) náboje, (d) leptonového čísla, (e) hybnosti, (f) baryonového čísla?
- Proton se nemůže rozpadnout na neutron a neutrino. Který z následujících zákonů zachování by byl takovým rozpadem narušen? Zákon zachování (a) energie, (b) momentu hybnosti, (c) náboje, (d) leptonového čísla, (e) hybnosti, (f) baryonového čísla?
- Proton má dostatek energie k rozpadu s vytvořením spršky elektronů, neutrin a jejich antičástic. Který z následujících zákonů zachování by byl takovým rozpadem narušen? Zákon zachování (a) energie, (b) momentu hybnosti, (c) náboje, (d) leptonového čísla, (e) hybnosti, (f) baryonového čísla?
- Viděli jsme, že mezon π^- má kvarkovou strukturu $d\bar{u}$. Kdybychom předpokládali, že mezon π^- vytvoříme složením d-kvarku a u-kvarku, který ze zákonů zachování by byl narušen? Zákon zachování (a) energie, (b) momentu hybnosti, (c) náboje, (d) leptonového čísla, (e) hybnosti, (f) baryonového čísla?
- Částice Σ^+ má tato kvantová čísla: podivnost $S = -1$, náboj

$Q = +1$ a spin $s = \frac{1}{2}$. Jakou kombinací kvarků je tvořena: (a) $d\bar{d}$, (b) $s\bar{s}$, (c) $u\bar{u}$, (d) $s\bar{u}$, nebo (e) $u\bar{s}$?

9. V levém sloupci jsou pojmy z atomové fyziky, v pravém pojmy z fyziky elementárních částic. Přiřaďte k sobě analogické pojmy:

- | | |
|-----------------------|--------------------------------|
| 1. chemie | a. obrazce Osminásobné cesty |
| 2. elektrony | b. chybějící hadrony |
| 3. periodická tabulka | c. kvantová chromodynamika |
| 4. chybějící prvky | d. fyzika elementárních částic |
| 5. kvantová mechanika | e. kvarky |

10. Uvažujme neutrino označené $\bar{\nu}_\tau$. (a) Je to kvark, lepton, mezon, nebo baryon? (b) Je to částice, nebo antičástice? (c) Je to boson, nebo fermion? (d) Je stabilní vzhledem ke spontánnímu rozpadu?

11. Přiřaďte k sobě analogické pojmy z následujících dvou sloupců:

- | | |
|-------------|----------------|
| 1. tauon | a. kvark |
| 2. pion | b. lepton |
| 3. proton | c. mezon |
| 4. pozitron | d. baryon |
| 5. půvab | e. antičástice |

12. Seřadte následující částice podle hmotnosti od nejmenší do největší: (a) proton, (b) neutrino, (c) mezon π^+ , (d) s-kvark, (e) tauon, (f) elektron a (g) částice Σ^- . (Tip: Nahlédněte do tabulek v této kapitole.)

13. Jaká jsou leptonová čísla následujících částic: (a) π^- , (b) e^- , (c) μ^+ , (d) τ^- , (e) $\bar{\nu}_\mu$?

CVIČENÍ & ÚLOHY

ODST. 45.3 Mezihra

1C. Vypočítejte rozdíl v hmotnostech (v kilogramech) mionu a pionu z př. 45.2.

2C. Neutrální pion se rozpadá na dva fotony záření gama: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Spočítejte vlnovou délku fotonů vzniklých při rozpadu neutrálního pionu, který je v klidu.

3C. Vzdálenost mezi elektronem a pozitronem je r . Najděte podíl gravitační a elektrické síly jejich vzájemného působení. Co můžete z výsledku soudit o silách působících mezi částicemi detegovanými v bublinkové komoře?

4C. Kladně nabitý pion se rozpadá podle rov. (45.4): $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$. Jak bude vypadat vztah pro rozpad záporně nabitého pionu? (Tip: π^- je antičástice k π^+ .)

5C. Jaké množství energie by se uvolnilo při anihilaci Země a anti-Země?

6Ú. Klidová energie neutrálního pionu je 135 MeV a střední doba života $8,3 \cdot 10^{-17}$ s. Je-li pion produkován s počáteční kinetickou energií 80 MeV a rozpadne-li se po době rovné střední době života, jaká je největší možná délka stopy, kterou zanechá v bublinkové komoře? Použijte vztahu pro relativistickou dilataci času. (Tip: Př. 45.1.)

7Ú. Pozorování neutrín emitovaných supernovou SN1987a (obr. 44.12) ve Velkém Magellanově mračnu vedou k hodnotě 20 eV pro horní hranici klidové energie neutrína. Předpokládejme tedy, že klidová energie neutrína není nulová, ale právě 20 eV. O kolik bude rychlost takového neutrína emitovaného při β -rozpadu s energií 1,5 MeV menší, než je rychlost světla?

8Ú. V některých teoriích se předpokládá, že proton je nestabilní s poločasem rozpadu kolem 10^{32} let. Za předpokladu správnosti této představy spočítejte počet protonových rozpadů, které se odehrají během jednoho roku v olympijském bazénu se 430 m³ vody.

9Ú. Klidný tauon (τ^+ , jeho klidová energie je 1777 MeV) se pohybuje s kinetickou energií 2200 MeV na kruhové dráze kolmé k homogennímu magnetickému poli indukce 1,20 T. (a) Spočítejte hybnost tauonu v kg·m·s⁻¹. Musíme uvažovat relativistický popis. (b) Najděte poloměr kruhové dráhy.

10Ú. Klidové energie mnoha částic s příliš krátkou dobou života nemůžeme měřit přímo, ale musíme je spočítat z měřených hybností a známých klidových energií produktů rozpadu. Uvažujme mezon ϱ^0 , který se rozpadá reakcí $\varrho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Spočítejte klidovou energii mezonu ϱ^0 , jestliže změřená hodnota hybnosti vytvořených pionů pohybujících se v opačných směrech je 358,3 MeV/c. Klidové energie pionů odečtěte z tab. 45.4.

11Ú. (a) Částice m_0 v klidu se rozpadá na dvě částice m_1 a m_2 , které se pak pohybují s opačnými, ale stejně velkými hybnostmi. Ukažte, že kinetická energie $E_{k,1}$ částice m_1 je dána vztahem

$$E_{k,1} = \frac{1}{2E_0} [(E_0 - E_1)^2 - E_2^2],$$

kde m_0 , m_1 a m_2 jsou hmotnosti a E_0 , E_1 a E_2 odpovídající klidové energie. (Tip: Použijte postup z př. 45.2 s tím, že v našem případě nemá ani jedna z vytvořených částic nulovou hmotnost.) (b) Ukažte, že výsledek získaný v (a) dává kinetickou energii mionu z př. 45.2.

ODST. 45.5 Hadrony

12C. Ověřte, že hypotetické schéma rozpadu protonu podle rov. (45.11) nenarušuje zákon zachování (a) náboje, (b) energie, (c) hybnosti a (d) momentu hybnosti.

13C. Který zákon zachování je narušen v dále uvedených rozpadových schématech? Předpokládejte, že rozpadající se částice je v klidu a produkty rozpadu mají nulový moment hybnosti. (a) $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu$, (b) $\mu^- \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, (c) $\mu^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_\mu$.

14Ú. Částice A_2^+ a její produkty se rozpadají podle následujících schémat:

$$\begin{aligned} A_2^+ &\rightarrow \varrho^0 + \pi^+, & \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}, \\ \varrho^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^-, & \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}, \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu, & \mu^- &\rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}. \end{aligned}$$

(a) Jaké jsou konečné stabilní produkty rozpadu? (b) Je částice A_2^+ fermion, nebo boson? Je mezon, nebo baryon? Jaké je její baryonové číslo? (Tip: Př. 45.5.)

ODST. 45.7 Osminásobná cesta

15C. Reakce $\pi^+ + p \rightarrow p + p + \bar{n}$ probíhá díky silné interakci. Užitím zákonů zachování odvoďte hodnoty náboje, baryonového čísla a podivnosti antineutronu.

16C. Sledováním podivnosti určete, které z následujících rozpadů probíhají díky silné interakci: (a) $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, (b) $\Lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n$, (c) $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$; (d) $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$.

17C. Který ze zákonů zachování je narušen v následujících reakcích a rozpadech? (Předpokládejte, že produkty mají nulový moment hybnosti.) (a) $\Lambda^0 \rightarrow p + K^-$, (b) $\Omega^- \rightarrow \Sigma^- + \pi^0$ (částice Ω^- má $S = -3$ a $Q = -1$), (c) $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$.

18C. Spočítejte energii reakce pro (a) $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$ a (b) $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$.

19C. Částice Σ^- se pohybuje s kinetickou energií 220 MeV a rozpadá se přitom podle vztahu $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$. Vypočítejte celkovou kinetickou energii produktů rozpadu.

20Ú. Užijte zákony zachování pro identifikaci částice x v následujících reakcích, které probíhají díky silné interakci: (a) $p + p \rightarrow p + \Lambda^0 + x$, (b) $p + \bar{p} \rightarrow n + x$, (c) $\pi^- + p \rightarrow \Xi^0 + K^0 + x$.

21Ú. Ukažte, že kdybychom místo závislosti S na Q pro baryony se spinem $\frac{1}{2}$ na obr. 45.4a a pro mezony se spinem 0 na obr. 45.4b vykreslili závislost veličiny $Y = B + S$ na veličině $T_z = Q - \frac{1}{2}B$, dostali bychom hexagonální diagramy tehdy, byly-li by souřadné osy na sebe kolmé. (Veličina Y se nazývá hypernáboj a T_z je svázána s veličinou nazývanou izospin.)

22Ú. Uvažujme rozpad $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ za předpokladu, že částice Λ^0 je v klidu. (a) Spočítejte energii reakce. (b) Spočítejte kinetickou energii protonu. (c) Jaká je kinetická energie pionu? (Tip: Úloha 11.)

ODST. 45.8 Kvarkový model

23C. Kvarkové složení protonu a neutronu je uud a udd. Jaké je kvarkové složení (a) antiprotonu a (b) antineutronu?

24C. Z tab. 45.3 a 45.5 určete baryony s následujícím kvarkovým složením. Ověřte svůj výsledek porovnáním s baryonovým oktetem na obr. 45.4a: (a) ddu; (b) uus; (c) ssd.

25C. Jaké kombinace kvarků jsou potřeba k vytvoření částic (a) Λ^0 , (b) Ξ^0 ?

26C. Uvažujte pouze kvarky u , d a s . Vytvořte, je-li to možné, baryon s hodnotami (a) $Q = +1$ a $S = -2$ a (b) $Q = +2$ a $S = 0$.

27C. Máme deset baryonů se spinem $\frac{3}{2}$. Jejich symboly a kvantová čísla jsou následující:

	Q	S		Q	S
Δ^-	-1	0	Σ^{*0}	0	-1
Δ^0	0	0	Σ^{*+}	+1	-1
Δ^+	+1	0	Ξ^{*-}	-1	-2
Δ^{++}	+2	0	Ξ^{*0}	0	-2
Σ^{*-}	-1	-1	Ω^-	-1	-3

Vytvořte graf závislosti náboje na podivnosti pro tyto baryony, s použitím nakloněných souřadných os podle obr. 45.4. Porovnejte svůj diagram s tímto obrázkem.

28Ú. Neexistuje žádný mezon s $Q = +1$ a $S = -1$ nebo s $Q = -1$ a $S = +1$. Pomocí kvarkového modelu vysvětlete proč.

29Ú. Baryon Ξ^{*0} se spinem $\frac{3}{2}$ (cvič. 27) má klidovou energii 1385 MeV (s nutnou vlastní neurčitostí, kterou zde neuvažujeme); baryon Σ^0 se spinem $\frac{1}{2}$ má klidovou energii 1192,5 MeV. Má-li každá z těchto částic kinetickou energii 1000 MeV, pohybuje se některá z nich rychleji, a jestli ano, tak o kolik?

ODST. 45.11 Vesmír se rozpíná

30C. Kdyby bylo možno Hubbleův zákon extrapolovat do velmi velkých vzdáleností, pro jakou vzdálenost by zdánlivá rychlost vzdalování dosáhla rychlosti světla?

31C. Jaká je pozorovaná vlnová délka čáry 656,3 nm H_α vodíku, byla-li emitována v galaxii ve vzdálenosti $2,40 \cdot 10^8$ ly?

32C. V laboratoři má jedna ze sodíkových čar vlnovou délku 590,0 nm. Ve světle přicházejícím z jisté galaxie ji však naměříme na 602,0 nm. Spočítejte vzdálenost galaxie za předpokladu platnosti Hubbleova zákona.

33Ú. Zdánlivé rychlosti vzdalování velmi dalekých galaxií a kvazarů jsou blízké rychlosti světla, takže musíme počítat s relativistickým vztahem pro Dopplerův posuv (rov. (38.25)). Rudý posuv se udává jako relativní rudý posuv $z = \Delta\lambda/\lambda_0$. (a) Ukažte, že rychlostní parametr $\beta = v/c$ je vyjádřen pomocí z jako

$$\beta = \frac{z^2 + 2z}{z^2 + 2z + 2}.$$

(b) Kvazar objevený v roce 1987 má $z = 4,43$. Spočítejte jeho rychlostní parametr. (c) Spočítejte vzdálenost kvazaru za předpokladu, že Hubbleův zákon platí i v takových vzdálenostech.

34Ú. Bude se vesmír stále rozpínat i v budoucnosti? Při odpovědi na tuto otázku učinme (rozumný?) předpoklad, že rychlost vzdalování v galaxie ve vzdálenosti r je určena pouze hmotou, která je uvnitř koule poloměru r se středem u nás. Jestliže celková hmotnost uvnitř této koule je M , bude úniková rychlost v_e

rovna $v_e = \sqrt{2GM/r}$ (rov. (14.26)). (a) Aby se zabránilo neomezenému rozpínání, musí být střední hustota ρ uvnitř koule nejméně

$$\rho = \frac{3H^2}{8\pi G}.$$

Dokažte to. (b) Spočítejte hodnotu této „kritické hustoty“ numericky a výsledek vyjádřete v počtu vodíkových atomů na jeden krychlový metr. Měření skutečné hustoty jsou obtížná a jsou komplikována existencí temné hmoty.

ODST. 45.12 Kosmické reliktní záření

35Ú. Díky všudypřítomnému kosmickému mikrovlnnému záření není nejmenší možná teplota plynu v mezihvězdném nebo mezigalaktickém prostoru nula, ale 2,7 K. To znamená, že významná část molekul v prostoru, která se může nacházet v nabuzených stavech s nízkou excitační energií, se v těchto stavech nalézá. Následný přechod do nižšího stavu vede k emisi záření, které pak můžeme pozorovat. Uvažte (hypotetickou) molekulu s právě jedním excitovaným stavem. (a) Jaká musí být excitační energie, aby se v nabuzeném stavu nacházelo 25 % molekul? (Tip: Rov. (41.21).) (b) Jaká by byla vlnová délka fotonu emitovaného při přechodu takové molekuly do základního stavu?

ODST. 45.13 Temná hmota

36C. Jaká by musela být hmotnost Slunce, aby měl Pluto (po většinu času nejvzdálenější planeta) stejnou oběžnou rychlost, jako má nyní Merkur (nejbližší planeta)? Využijte údajů z dodatku C a vyjádřete výsledek pomocí současné hmotnosti Slunce M . (Předpokládejte kruhové dráhy.)

37Ú. Předpokládejme, že by se hmotnost Slunce nezměnila, ale jeho poloměr by se zvětšil na $5,90 \cdot 10^{12}$ m (střední poloměr dráhy planety Pluto, nejvzdálenější planety), dále že hustota takového roztaženého Slunce by byla homogenní a planety by obíhaly uvnitř takového řídkého objektu. (a) Vypočítejte oběžnou rychlost Země v tomto novém uspořádání a srovnajte s nynější oběžnou rychlostí 29,8 km/s. Předpokládejte přitom, že poloměr oběžné dráhy Země by zůstal stejný. (b) Jaká by byla nová doba oběhu Země?

38Ú. Předpokládejte, že hmota nějaké galaxie (hvězdy, plyn, prach) o celkové hmotnosti M je rovnoměrně rozdělena uvnitř koule o poloměru R . Hvězda o hmotnosti m obíhá okolo středu galaxie po kruhové dráze o poloměru $r < R$. (a) Ukažte, že oběžná rychlost v hvězdy je dána vztahem

$$v = r\sqrt{\frac{GM}{R^3}},$$

a proto je perioda oběhu

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{R^3}{GM}}$$

nezávislá na r . Zanedbejte všechny odporové síly. (b) Jaký je vztah pro periodu, předpokládáme-li, že hmotnost galaxie je výrazně koncentrovaná ke středu galaxie, takže v podstatě všechna hmotnost se nachází ve vzdálenostech menších než r ?

ODST. 45.14 Velký třesk

39C. Teplota T záření v dutině a vlnová délka $\lambda_{\max}$, pro kterou je toto záření nejsilnější, jsou svázány *Wienovým posunovacím zákonem*

$$\lambda_{\max} T = 2898 \mu\text{m}\cdot\text{K}.$$

(a) Kosmické mikrovlnné záření má maximum na vlnové délce 1,1 mm. Jaké teplotě to odpovídá? (b) Zhruba 300 000 let po Velkém třesku začal být vesmír propustný pro elektromagnetické záření. Jeho teplota tehdy byla asi 10^3 K. Jakou vlnovou délku mělo maximum kosmického mikrovlnného záření?

40C. Vlnová délka fotonů, na které má záření černého tělesa maximum, je

$$\lambda_{\max} = (2898 \mu\text{m}\cdot\text{K})/T$$

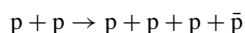
(cvič. 39). (a) Ukažte, že energii E takového fotonu můžeme vyjádřit vztahem

$$E = (4,28 \cdot 10^{-10} \text{ MeV/K})T.$$

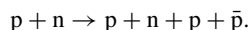
(b) Jaká je minimální teplota, při které může tento foton vytvořit elektron-pozitronový pár kreační reakcí diskutovanou v čl. 22.6?

PROBLÉMY

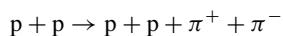
41. Na obr. 45.8 je část experimentálního zařízení, na němž byly v padesátých letech objeveny antiprotony. Svazek protonů s energií 6,2 GeV vystupoval z urychlovače a srážel se s jádru měděného terče. Podle tehdejších teoretických předpovědí měly srážky protonů s protony a neutrony jader produkovat antiprotony v reakcích



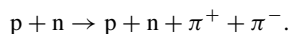
a



I kdyby se tyto reakce uskutečnily, byly by velmi řídké ve srovnání s reakcemi



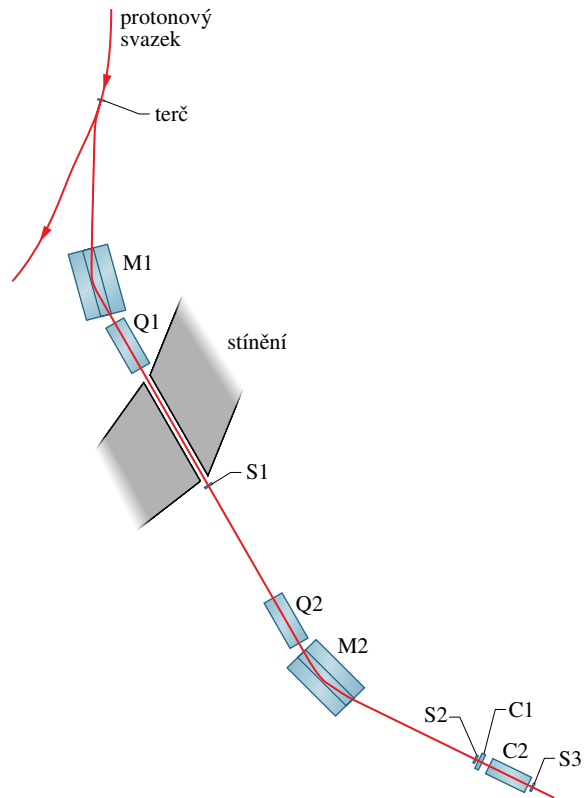
a



Mezi částicemi produkovánými při srážce protonů s energií 6,2 GeV s měděným terčem tedy převažují piony.

Aby bylo možno dokázat, že antiproton existuje a že také vzniká při srážkách, procházely částice opouštějící terč řadou oblastí s magnetickým polem a množstvím detektorů, jak ukazuje obr. 45.8. První magnetické pole M1 zakřivilo dráhu každé nabitě částice a navíc bylo orientováno tak, aby do druhého magnetického pole Q1 vstupovaly jen záporně nabitě částice (tedy buď $\bar{p}$, nebo π^-) s hybností 1,19 GeV/c. Kvadrupólové pole Q1 fokusovalo částice do svazku, který mohl projít otvorem v tlustém stínění ke scintilačnímu detektoru S1. Průchod nabitě částice takovým detektorem spustí signál (podobně jako

na běžné televizní obrazovce vznikne světelný pulz při dopadu elektronu.) Každý signál tak znamenal průchod buď 1,19 GeV/c pionu π^- , nebo (hledaného) 1,19 GeV/c antiprotonu $\bar{p}$.



Obr. 45.8 Úloha 41

Po další fokusaci magnetickým polem Q2 byly částice nasměrovány magnetickým polem M2 ke druhému scintilačnímu detektoru S2 a potom prošly dvěma Čerenkovými detektory C1 a C2. Tyto detektory můžeme vyrobit tak, že budou vysílat signál pouze tehdy, má-li procházející částice rychlost v určitém intervalu. V daném experimentu částice s rychlostí větší než $0,79c$ spustí čítač detektoru C1 a částice s rychlostí mezi $0,75c$ a $0,78c$ spustí čítač detektoru C2.

Byly dva způsoby, jak odlišit předpovídané vzácné antiprotony od častých nadbytečných záporných pionů. Oba způsoby využívaly toho, že rychlost antiprotonů s hybností 1,19 GeV/c se liší od rychlosti záporného pionu se stejnou hybností: (1) Podle výpočtů $\bar{p}$ zaznamená jeden Čerenkovův detektor a π^- zaznamená druhý. (2) Časový interval Δt mezi signály z S1 a S2, které byly od sebe vzdáleny 12 m, bude mít jednu hodnotu pro $\bar{p}$ a jinou hodnotu pro π^- . Je-li tedy spuštěn správný Čerenkovův detektor a má-li časový interval Δt správnou hodnotu, je tímto experimentem prokázána existence antiprotonu.

Jaká je rychlost (a) antiprotonu s hybností 1,19 GeV/c a (b) záporného pionu s hybností 1,19 GeV/c? Rychlost antiprotonu v Čerenkovově detektoru bude ve skutečnosti o trochu menší než rychlost vypočtená díky malým energiovým ztrátám při průchodu detektorem. Který Čerenkovův detektor bude spu-

těm (c) antiprotonem a který (d) záporným pionem? Jaký časový interval Δt odpovídal průchodu (e) antiprotonu a (f) záporného pionu? [Problém byl připraven podle článku O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand a T. Ypsilantis, „Observation of Antiprotons“, *Physical Review*, Vol. 100, pp. 947–950 (1955).]

42. Kosmologický rudý posuv. Rozpínání vesmíru často znázorňujeme obrázkem podobným obr. 45.9a. Na tomto obrázku se nacházíme v místě symbolu MD (naše galaxie, Mléčná dráha), v počátku osy r , která míří od nás radiálně všemi směry. Jsou vyznačeny další velmi vzdálené galaxie. U jejich symbolů jsou přidány vektory rychlosti získané ze změřeného rudého posuvu světla, které k nám z těchto galaxií přichází. Podle Hubbleova zákona je rychlost galaxie úměrná vzdálenosti galaxie od nás. Takové obrázky ale mohou být zavádějící, protože naznačují, (1) že rudé posuvy jsou dány pohybem galaxií statickým (stacionárním) prostorem a (2) že my jsme ve středu celého tohoto pohybu.

Ve skutečnosti není rozpínání vesmíru a narůstání vzdáleností mezi galaxiemi způsobeno rozbíháním galaxií do předem daného prostoru, ale rozpínáním samotného prostoru všude ve vesmíru. *Prostor je dynamický, nikoli statický.*

Obr. 45.9b, c, d ukazují jiný způsob znázornění vesmíru a jeho rozpínání. Každá část obrázku ukazuje část jednorozměrného řezu vesmírem (podél osy r); další dvě prostorové dimenze vesmíru nejsou zobrazeny. Každá ze tří částí obrázku ukazuje Mléčnou dráhu a šest dalších galaxií; části obrázku jsou uspořádány podél časové osy, čas vzrůstá směrem vzhůru. V části b, která odpovídá nejranějšímu času, jsou Mléčná dráha a ostatních šest galaxií vzájemně velmi blízko. Jak běží čas směrem vzhůru,

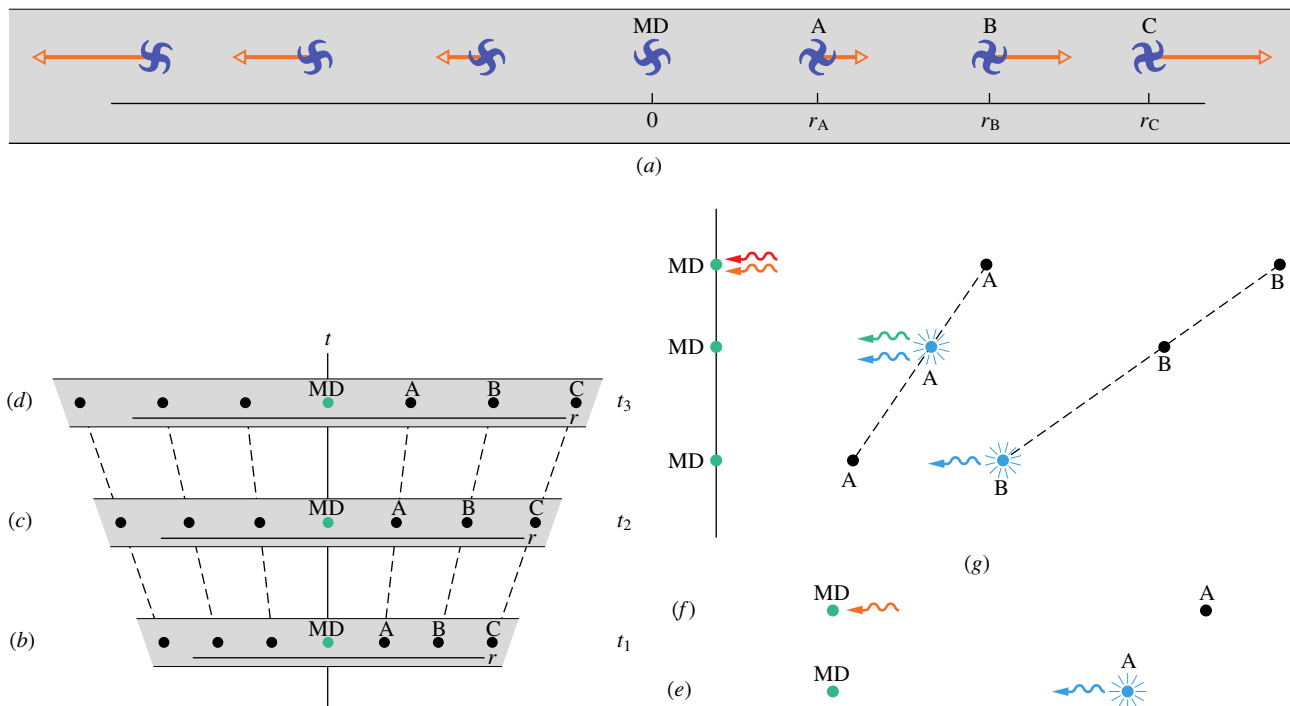
prostor se rozpíná a galaxie se od sebe vzdalují. Vzhledem k nám se všechny ostatní galaxie vzdalují. Mléčná dráha však nemá žádné zvláštní postavení — galaxie se od sebe vzdalují, ať vybereme jakýkoli bod pozorování. Obr. 45.9e, f se soustřeďují jen na dvě galaxie, Mléčnou dráhu a jednu z dalších galaxií A ve dvou určitých časových okamžicích v průběhu rozpínání. V části e je galaxie A ve vzdálenosti r od nás v Mléčné dráze a emituje světelnou vlnu s vlnovou délkou λ . V části f, po uběhnutí časového intervalu Δt , pozorujeme tuto vlnu na Zemi. Označme rychlost rozpínání na jednotku délky prostoru jako α a předpokládejme, že se během doby Δt nezmění. Potom se během Δt každá jednotka délky prostoru (například každý metr) zvětší o $\alpha \Delta t$; tedy každá vzdálenost r se zvětší o $r\alpha \Delta t$. Světelná vlna z obr. 45.9e, f urazí rychlostí světla c cestu od galaxie A k Zemi. (a) Ukažte, že

$$\Delta t = \frac{r}{c - r\alpha}.$$

Na Zemi změříme vlnovou délku λ' světla větší, než je vlnová délka emitovaného světla λ , protože během intervalu Δt došlo k rozpínání prostoru. Přírůstek vlnové délky nazýváme **kosmologický rudý posuv**; není to Dopplerův jev. (b) Ukažte, že přírůstek vlnové délky $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ je dán vztahem

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{r\alpha}{c - r\alpha}.$$

(c) Rozviňte výraz na pravé straně pomocí binomického rozvoje (viz dodatek E a vysvětlení na str. 158). (d) Ponechte jen první člen rozvoje. Jaký je výsledný výraz pro $\Delta\lambda/\lambda$?



Obr. 45.9 Úloha 42

Budeme-li vycházet z obr. 45.9a a předpokládat, že $\Delta\lambda$ je dáno Dopplerovým jevem, dostáváme z rov. (18.57)

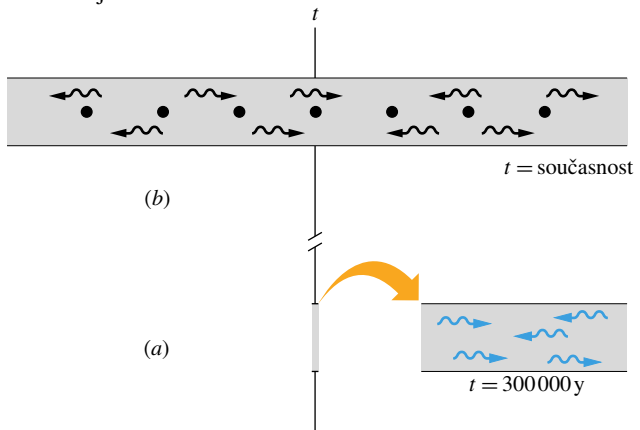
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c},$$

kde v je radiální rychlost galaxie A vzhledem k Zemi. (e) Použitím Hubbleova zákona porovnejte výsledek získaný jako Dopplerův jev s výsledkem (d) a najděte tak hodnotu α . Z této analýzy je vidět, že oba výsledky, získané pomocí velmi rozdílných pohledů na rudý posuv světla emitovaného ve vzdálených galaxiích, jsou srovnatelné.

Předpokládejme, že světlo, které pozorujeme a které vzniklo v galaxii A, má rudý posuv $\Delta\lambda/\lambda = 0,050$ a že rychlost rozpínání vesmíru byla konstantní, s hodnotou uvedenou v této kapitole. (f) Použitím výsledku (b) nalezněte vzdálenost mezi galaxií A a Zemí v době, kdy bylo světlo emitováno. Vypočtěte, před jakou dobou bylo světlo galaxií A emitováno (g) pomocí výsledku (a), a (h) za předpokladu, že rudý posuv je způsoben Dopplerovým jevem. (Tip: Pro (h) je tato doba pouze vzdálenost v okamžiku emise dělená rychlostí světla, neboť je-li rudý posuv čistě Dopplerův jev, nemění se vzdálenost při cestě světla k nám. V tomto bodě se výsledky dvou modelů rudého posuvu liší.) (i) Jaká je vzdálenost mezi Zemí a galaxií A v době pozorování světla? (Předpokládáme, že galaxie A stále existuje; o jejím zániku se lidé nedozvědí dřív, než poslední galaxií emitované světlo dosáhne Země.)

Nyní předpokládejme, že pozorované světlo přicházející z galaxie B (obr. 45.9g) má rudý posuv $\Delta\lambda/\lambda = 0,080$. (j) S využitím výsledku (b) nalezněte vzdálenost mezi galaxií B a Zemí v době, kdy bylo světlo emitováno. (k) S využitím výsledku (a) vypočtěte, před jakou dobou bylo světlo galaxií B emitováno. (l) Jaká byla vzdálenost mezi galaxiemi A a B v době, kdy bylo galaxií A emitováno světlo, které teď pozorujeme?

43. Kosmické reliktní záření. Na obr. 45.10a je řez vesmírem v době, kdy jeho stáří bylo 300 000 let a obr. 45.10b je řez vesmírem v současnosti. (Tento typ zobrazení je vysvětlen v diskuzi úlohy 42.) V čase $t = 300\,000$ y se volné elektrony a protony vázaly a vytvářely atomy vodíku, které pak emitovaly světlo do všech směrů (na obr. 45.10a je nakresleno pouze světlo pohybující se ve směru délky řezu). Emitované světlo nyní pozorujeme na Zemi jako součást kosmického reliktního záření.



Obr. 45.10 Úloha 43

Předpokládejme, že stáří vesmíru je 14 miliard let a že rychlost rozpínání se během té doby neměnila. (a) Jak se změnily vlnové délky světla emitovaného v čase $t = 300\,000$ y díky rozpínání vesmíru, měříme-li je v současné době? (b) Za předpokladu, že vodíkové atomy vzniklé v čase $t = 300\,000$ y byly stejné jako vodíkové atomy v současnosti, jaká dnes měřená vlnová délka odpovídá tehdy emitovanému světlu na hraně Lymanovy série? (c) Kosmické reliktní záření má maximum intenzity na vlnové délce 1,1 mm. Jaká byla odpovídající vlnová délka při emisi?