

35 ATOMOVÉ JÁDRO

Vazebná energie jádra

Jaderné síly

Jaderné reakce

Jaderná energie

Radioaktivita, neboli přirozený rozpad prvků, prokázala jednoznačně, že i jádro, které Rutherford považoval za poslední nejmenší částici, má svou strukturu a že se skládá z ještě menších jednodušších částic. Jelikož při radioaktivním rozpadu unikají z jádra těžkých atomů jádra helia (tzv. alfa částice) a elektrony (tzv. beta částice) a obecně se předpokládalo, že jádra prvků se obecně skládají z protonů a elektronů. Tento Fermiho model jádra měl však vážné nedostatky kromě jiného v tom, že např. jádro dusíku by mělo mít 14 protonů a 7 neutronů, neboli výsledný neceločíselný spin, zatímco experiment jednoznačně dokazoval na celočíselný spin. Heisenbergův princip neurčitosti stejně přesvědčivě vylučoval přítomnost elektronů v jádře. Když v roce 1932 Chadwick objevil neutron, téměř okamžitě vznikly teorie, podle kterých se jádra skládají z protonů a neutronů. Tento model jádra o který se zasloužil zejména sovětský fyzik Ivaněnko, okamžitě řešil všechny závažné rozpory a je platný dodnes.

Konvencí jsou zavedena tři charakteristická čísla, která charakterizují atomové jádro: protonové číslo Z udávající počet protonů v jádře, N udávající počet neutronů v jádře s konečně nukleonové číslo (hmotnostní číslo) $A=Z+N$. Jádro prvku P symbolicky označujeme značkou A_ZP . Jádro každého prvku obsahuje tedy Z protonů a N neutronů, neboli $A=N+Z$ nukleonů.

Prvky se stejnými protonovými, ale různými nukleonovými čísly mají stejné chemické vlastnosti. Nazývají se izotopy. Každý chemický prvek má několik izotopů.

Poloměr jádra stanovený na základě Rutherfordových pokusů je asi $10^{-15}m$ a s nukleonovým číslem roste úměrně $A^{1/3}$. Hmotnost jádra se udává v tzv. hmotnostních jednotkách (u). Hmotnostní jednotka je definována tak, že hmotnost atomu uhlíku ${}^{12}_6C$ je přesně $12 u$. Je to přibližně $u=1,66 \cdot 10^{-27} kg$ a určuje přibližně hmotnost protonu a neutronu. V jaderné fyzice se však hmotnosti častěji vyjadřují v energetických ekvivalentech vyplývajících z Einsteinovy rovnice $W=mc^2$. Jedné hmotnostní jednotce je ekvivalentní energie $931,48 MeV$.

35.1 Vazebná energie jádra

Jádra atomů jsou velmi stabilní útvary. Na jejich rozbití je potřebná velká energie. Z toho usuzujeme, že jednotlivé nukleony jsou v nich navzájem vázány velkými silami, které způsobují, že tzv. vazebná energie jader je velmi velká. V této stati si blíže všimneme původu této energie a její závislosti na nukleonovém čísle prvku (věty 35.1 a 35.2).

35.1

Vazebná energie jádra je rovna práci, kterou musíme vynaložit na jeho rozložení na jednotlivé nukleony. Je určena vztahem

Podstatu vazebné energie jádra můžeme vysvětlit pomocí Einsteinovy rovnice ekvivalence energie a hmotnosti těles, $W=mc^2$. Jestliže si představíme nejprve jádro rozložené na jednotlivé komponenty, tj. nukleony, je jeho celková hmotnost

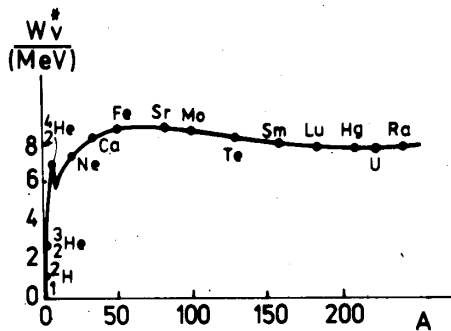
$$W_v = \Delta m c^2, \quad (35.1)$$

kde Δm je hmotnostní defekt, rovný rozdílu součtu hmotností jednotlivých osamocených nukleonů a hmotnosti příslušného jádra.

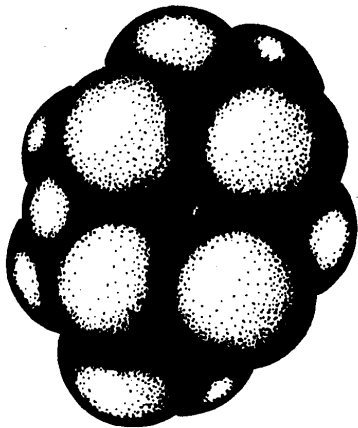
35.2

Vazebná energie připadající na jeden nukleon závisí na nukleonovém čísle A a protonovém čísle Z podle vztahu

$$W_v^x = C_0 - C_1 A^{-1/3} - C_2 Z(Z-1)A^{-4/3} \quad (35.2)$$



Obr. 1 Obr. 35.1 Závislost vazebné energie na jeden nukleon W_v^x na nukleonovém čísle prvků A



Obr. 35.2 Kapkový model jádra

$$m = \Sigma m_p + \Sigma m_n.$$

Vytvoření jádra z jednotlivých nukleonů je vždy spojen s uvolněním energie W . Těto energii odpovídá hmotnost $\Delta m = \Delta W/c^2$, která potom v jádře "chybí". Vzniklé jádro je o tuto hmotnost menší, má tedy jen hmotnost

$$m' = m - \Delta m.$$

Veličina Δm se nazývá hmotnostní úbytek, resp. hmotnostní defekt. Jádro se tedy nemůže bez dodání chybějící energie rozložit na jednotlivé nukleony, protože by musely být lehčí, než v normálním stavu. V přírodě se však velmi přísně dodržuje diskretnost hmotností částic. Proton a neutron mohou existovat jako volné částice jen tehdy, mají-li klidovou hmotnost

$$m_{op} = 1,007825 u, \quad \text{resp.} \quad m_{on} = 1,008665 u.$$

Rozpad jádra můžeme proto realizovat jen tak, že mu dodáme chybějící energii $W_v = \Delta m c^2$. Nazýváme ji vazebná energie jádra. Má relativně velké hodnoty. Jako příklad si uvedme její výpočet pro jádro těžkého vodíku, tzv. deuteria, které se skládá z jednoho protonu a jednoho neutronu. Hmotnost deuteria je

$$m_D = 2,014102 u,$$

zatímco součet hmotností protonu a neutronu je $m_p + m_n = 1,007825 + 1,008665 = 2,016490 u$. Hmotnostní úbytek je tedy

$$\Delta m = (m_p + m_n) - m_D = 0,002388 u,$$

takže příslušná vazebná energie je

$$W_v = 2,23 \text{ MeV}.$$

Na jeden nukleon připadá tedy energie

$$W_v^* \doteq 1,1 \text{ MeV}.$$

Kdybychom provedli analogický výpočet pro všechny chemické prvky zjistíme, že vazebná energie na jeden nukleon W_v^* se značně mění s rostoucím protonovým číslem. Závislost vazebné energie na jeden nukleon W_v^* na nukleonovém čísle je na obr. 35.1. Tuto závislost můžeme přibližně aproximovat funkcí (35.2). Tuto závislost, která je z hlediska možností získávání jaderné energie velmi důležitá, můžeme pochopit na základě tzv. kapkového modelu jádra. V tomto modelu se předpokládá, že nukleony jsou v jádře uloženy tak, že vytvářejí nejtěsnější uspořádání (obr. 35.2).

Kdyby jádro obsahovalo nekonečně mnoho nukleonů, mohli bychom předpokládat, že každý z nich má stejné okolí a na každý proto připadá stejná vazebná energie W . Celková vazebná dvojice by tedy byla určena výrazem

$$W_o = A W = A C_o.$$

Všechna jádra jsou však konečná a nukleony ležící na povrchu přispívají k celkové energii menším podílem. Můžeme to uvážit tak, že od energie $A C_o$ odečteme část energie, která je úměrná velikosti povrchu jádra $4\pi R^2$, resp. vzhledem k úměrnosti $R=k.A^{1/3}$ úměrná veličině $A^{2/3}$. Tuto, tzv. povrchovou energii můžeme proto vyjádřit vztahem $W_1 = -C_1 A^{2/3}$.

Celkovou vazebnou energii jádra zmenšují i odpudivé síly elektrické povahy působící mezi protony. Energie s tím související je úměrná počtu dvojic protonů, tj. číslu $Z(Z-1)/2$ a jelikož potenciální energie každé dvojice je nepřímo úměrná jejich vzdálenosti, musí být tato část energie přímo úměrná veličině $R^{-1} \approx A^{-1/3}$.

Je proto $W_2 = -C_2 Z(Z-1) A^{-1/3}$. Celkovou vazebnou energii jádra vyplývající z kapkového modelu můžeme tedy vyjádřit vztahem

$$W = C_o A - C_1 A^{2/3} - C_2 Z(Z-1) A^{-1/3}.$$

(35.3)

Energii připadající na jeden nukleon W_v^* dostaneme z tohoto výrazu podělením počtem nukleonů A . Dostaneme tak funkci (35.2), kterou bylo nutno najít. Graf na obr. 35.1 vyjádřený touto funkcí má velmi významnou interpretaci. Exoenergetické reakce vzniknou tehdy, jestliže se z lehkých prvků vytvářejí těžší, resp. z velmi těžkých prvků lehčí. V obou případech vložíme do rozkladu původního atomu méně energie, než získáme při vytvoření prvků nových.

Poznamenejme ještě, že kromě kapkového modelu jádra existuje i tzv. slupkový model, ve kterém se předpokládá, že jednotlivé nukleony jsou rozloženy v jádře podobně jako elektrony v obalu. Jestliže jsou všechny stavy v jednotlivých sférách, resp. ve slupkách obsazeny, vzniká zvlášť stabilní konfigurace jádra. Taková situace vzniká v prvcích s nukleonovými čísly 2, 8, 20, 28, 50, 82 a 126. Tyto prvky by měly vykazovat

výjimečnou stabilitu, což se skutečně pozoruje. Uvedená čísla dostala proto název "magická čísla".

TAMM Igor Jevgenijevič, nar. r. 1895, sovětský teoretický fyzik známý zejména pracemi z kvantové fyziky. Vypracoval kvantovou teorii rozptylu světla v pevných látkách, teorii fotoelektrického jevu v kovech, matematicky rozpracoval kvantitativní teorii jaderných sil, zabýval se povrchovými jevy v krystalech. Plodná byla i jeho spolupráce s jinými fyziky. Spolu s D.D.Ivaněnkem vypracoval hypotézu o proton-neutronovém složení atomových jader, spolupracoval na řešení problémů řízené termonukleární reakce. Společně s I.M.Frankem teoreticky zdůvodnil Čerenkovův jev. Za tuto práci se stal spolunositelem Nobelovy ceny za fyziku r. 1958.

35.2 Jaderné síly

Z předcházejícího článku víme, že vazebná energie je velká. Připomeňme si, že vazebná energie elektronů v obalu atomu, která je podmíněna působením sil elektrické povahy je jen řádu jednotek resp. desítek eV , zatímco vazebná energie jader je řádu MeV . Jaké povahy musí být síly, které vedou k takovým velkým vazebným energiím? Řešení této otázky tvoří náplň tohoto článku (věty 35.3 a 35.4).

35.3

Vazebné síly jádra mají tato vlastnosti: jsou krátkodosahové, nasycené (tj. působí na omezený počet částic), nezávislé na elektrickém náboji a jsou velmi velké.

35.4

Jaderné síly jsou síly výměnné povahy. Jejich zprostředkovatelem je kladně nabitý, záporně nabitý nebo neutrální mezon. Vazbu mezi protonem a neutronem vysvětlují vztahy

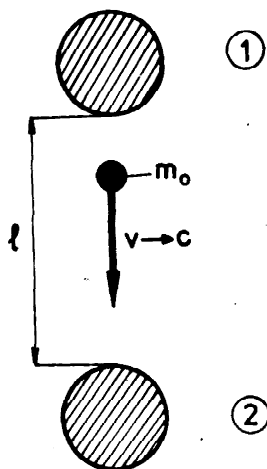
$$\begin{array}{ll} n \rightarrow p + \pi^- & p + \pi^- \rightarrow n \\ p \rightarrow n + \pi^+ & n + \pi^+ \rightarrow p \end{array} \quad (35.4)$$

V interakcích mezi stejnými nukleony vystupuje neutrální π mezon.

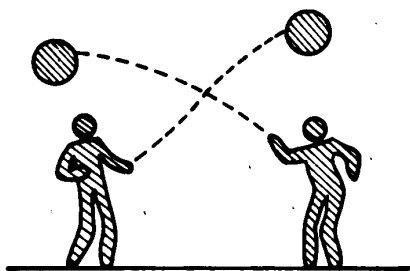
Na první pohled je zřejmé, že jaderné síly se musí kvalitativně lišit od gravitačních a elektromagnetických sil. Zkoumání vazebních energií různých jader vede k závěru, že tyto síly působí stejně mezi elektricky nabitými i mezi neutrálními nukleony - jsou tedy nezávislé na elektrickém náboji, jestliže se nukleony dostanou do vzájemné vzdálenosti převyšující průměr jádra, přestávají na sebe přitažlivě působit. Dosah působení jaderných sil se tedy omezuje prakticky jen na vnitrojadernou oblast. Jsou to tedy, na rozdíl od gravitačních a elektrických sil, síly krátkého dosahu. Z toho, že se v přírodě vyskytují jen určité skupiny nukleonů tvořící jádra

chemických prvků, můžeme usuzovat, že jaderné síly působí jen na omezený počet částic. V opačném případě by se vytvořily jaderné "kapky" s libovolným počtem nukleonů. Říkáme, že jaderné síly mají povahu nasycenou. S ohledem na jejich velikost je zařazujeme do kategorie tzv. silných interakcí, o kterých jsme se zmínili již v článku o elementárních částicích.

Úsilí fyziků o pochopení podstaty jaderných sil, které mají uvedené vlastnosti, vedlo k závěru, že by to měly být síly tzv. výměnné povahy. Tak, jak projevem vzájemné vazby dvou

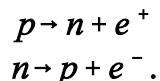


Obr. 35.3 K výkladu výměnné síly



Obr. 35.4 Analogie účinku výměnných sil

přátel výměna dopisu, je projevem vazby mezi dvěma nukleony výměna určité částice. Jde jen o to zjistit, co si dva nukleony mezi sebou vyměňují. Fermi se domníval, že by to mohly být elektrony a pozitrony figurující ve vzájemných vazbách mezi protony a neutrony podle schémat



(35.5)

Takový model však nedokázal vysvětlit působení přitažlivých sil mezi stejnými částicemi a kromě toho lehce zjistíme, že elektron je příliš malý na to, aby mohl zprostředkovat síly takové velikosti.

Připomeňme si, že i elektrostatické síly vysvětlujeme v podstatě pomocí výměnného mechanismu - elektricky nabitá tělesa působí na sebe prostřednictvím polí, kterých nosiči jsou fotony. Uvažujme případ obecné interakce, která se přenáší prostřednictvím nějaké částice hmotnosti m_0 (obr. 35.3). Aplikujeme na akt emise a absorpce této částice Heisenbergův princip neurčitosti. Jsou-li interagující částice vzdálené od sebe o délku l , je neurčitost polohy $\Delta x = l$ a neurčitost hybnosti je vyjádřena hybností částice $p = mv$. Podle Heisenbergovy relace neurčitosti (30.5) je proto v kritickém případě

$$\frac{m_0 v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}} l = \hbar$$

(35.6)

Jedná-li se o síly dalekého dosahu (jako jsou např. síly elektromagnetické a gravitační) je $l \rightarrow \infty$. Rovnost (35.6) může být splněna jen jestliže je $m_0 \rightarrow 0$. Foton a graviton jako nosiči elektromagnetické a gravitační energie musí proto mít nulovou klidovou hmotnost.

Pokusme se nyní aplikovat rovnost (35.6) na jaderné, tj. síly krátkého dosahu. Vzdálenost je nyní přibližně rovna průměru jádra $R \approx 10^{-15} \text{ m}$ jakmile uvážíme, že rychlost přenosu energie výměnou částice je blízká rychlosti světla, avšak přitom je ještě vždy splněna nerovnost $v/c < 1$, dostaneme pro klidovou hmotnost výměnné částice přibližný odhad

$$m_0 \geq \frac{\hbar}{Rc} \doteq 2.10^{-28} \text{ kg} \doteq 200 m_{e0},$$

kde m_{e0} je klidová hmotnost elektronu. Částice zprostředkující výměnné síly mezi nukleony by tedy měla být nejméně 200 krát těžší než je elektron. Na základě uvedených úvah Yukawa r. 1935 předpověděl existenci takové částice a nazval ji mezon. I když se poměrně dlouho nedařilo tuto částici identifikovat (podařilo se to Powellovi až v r. 1947), prakticky žádný fyzik o její existenci nepochyboval a výklad jaderných sil na základě výměny mezonů mezi nukleony podle schémat (35.4) získal brzy obecné uznání. Bylo jen potřebné upřesnit výklad v tom smyslu, že jen tzv. π mezony z plejády dnes známých mezonů jsou zodpovědné za silnou interakci.

Tak jako mnoho jiných jevů v kvantové mechanice můžeme vznik přitažlivých sil dost těžko vysvětlit v rámci názorného chápání světa. Můžeme si např. pomoci analogií se dvěma žongléry, kteří vrhají po sobě lasy (obr. 34.5). Čím častěji a čím silněji lasy po sobě hází, tím těsněji jsou k sobě připoutáni.

Na závěr je potřebné ještě vysvětlit zdánlivý rozpor této interpretace výměnných sil s tvrzením, které jsme vyslovili v souvislosti s vazebnou energií. Její existenci podmiňuje skutečnost, že elementární částice se nemohou vyskytovat s hmotností odlišnou od určité přesně vymezené hodnoty. Jestliže však např. proton emituje mezon π^+ , stane se z něj neutron s hmotností přibližně o 200 m_e menší, než je klidová hmotnost protonu. Skutečnost je však taková, že tento proces nikdy neprobíhá izolovaně. Současně (resp. prakticky současně) s emisí mezonu absorbuje daný nukleon jiný mezon, takže žádným experimentálním zařízením není možno zjistit, že došlo k poklesu jeho hmotnosti.

YUKAWA Hideki (juka), nar. r. 1907 v Tokiu, krátký čas působil i ve Spojených státech. Jeho doménou je jaderná fyzika a teorie elementárních částic. Mimořádný význam jeho hypotézy o mezonovém charakteru jaderných sil, potvrzené pozdějším objevem mezonu v kosmickém záření, byl r. 1949 oceněn Nobelovou cenou.

35.3 Jaderná energie

Vazebné energie jsou velmi velké a jaderné síly značně velké, proto jádra chemických prvků projevují obdivuhodnou stabilitu. Až do r. 1919, kdy se Rutherfordovi podařilo rozbít jádro dusíku a proměnit je na jádro kyslíku, se fyzici a chemici domnívali, že žádným způsobem nemůžeme vyvolat umělou transmutaci (přeměnu) jader. Od uvedeného data se však technika vyvolávání těchto jaderných změn natolik zdokonalila, že v současnosti jsou tyto jaderné reakce téměř tak běžné jako chemické reakce. Charakterizujeme je účinným průřezem (věty 35.5 a 35.6) a rozdělujeme je na několik význačných skupin (věta 35.7).

35.5

Účinný průřez σ pro určitou jadernou reakci je efektivní plocha jádra takové velikosti, že jestliže do ní směřuje odstřelující částice (obr. 35.5), dojde k jaderné reakci. Jednotkou účinného průřezu je $[\sigma] = \text{barn}$, přičemž platí $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$.

Účinný průřez definovaný větou 35.5 závisí zejména na energii odstřelující částice, proto jeho hodnota může být menší, rovná nebo i větší než je geometrický průřez jádra se kterým interaguje. Jestliže odstřelujeme částicemi celou soustavu jader (např. vzorek pevné látky, neboli tzv. terčík - obr. 35.6, z N částic dopadajících na povrch terčíku S v

35.6

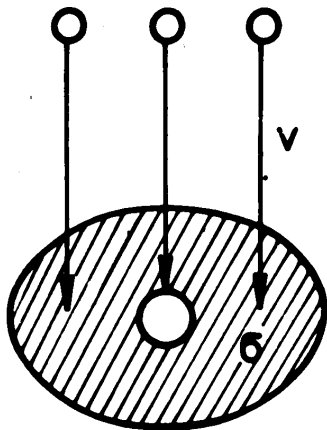
Ze svazku N_0 částic zůstane po průletu vrstvy tloušťky x , obsahující jádra s koncentrací n , N částic určených funkcí

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} = N_0 e^{-\alpha x}, \quad (35.7)$$

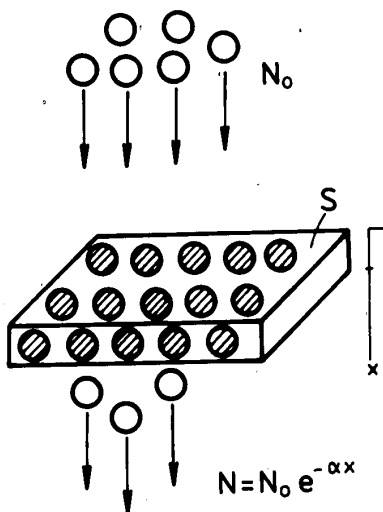
kde $\alpha = n\sigma$ se nazývá absorpční koeficient.

35.7

Podle povahy interakce rozdělujeme jaderné reakce na transmutace, štěpení a tříštění.



Obr. 35.5 K účinnému průřezu pro jadernou reakci



Obr. 35.6 Absorpce záření látkou

oblasti o tloušťce dx ubude interakcí - dN částic. Velikost této veličiny vyplývá zřejmě z rovnice

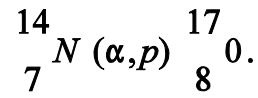
$$-\frac{dN}{N} = \frac{dN^* \sigma}{S} = \frac{nS\sigma dx}{S} = n\sigma dx, \quad (35.8)$$

kde dN^* je počet všech jader na nichž může dojít k absorpci ve vrstvě tloušťky dx a n jejich koncentrace ($dN^* = nSdx$). Integrací této rovnice při počáteční podmínce $N(x=0) = N_0$ dostaneme funkci (35.7).

O jaderné reakci mluvíme tehdy, jestliže nalétávající částice (nebo foton) se natolik přiblíží k jádru, že dojde k silné interakci, tj. prakticky k pohlcení částice jádrem s následující emisí obecně jiné částice, resp. částic a tím samozřejmě i ke změně původního jádra. Tato interakce bývá doprovázena spotřebou, resp. uvolněním relativně velké energie. V prvním případě se jedná o endoenergetickou reakci, druhém případě o exoenergetickou reakci. Jestliže se protonové a nukleonové číslo nového jádra liší jen málo od původního jádra, hovoříme o transmutaci jádra.

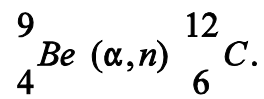
Transmutaci jader můžeme vyvolat prakticky všemi známými elementárními částicemi - protony, neutrony, elektrony, fotony - gama kvanty - a jejich kombinacemi, tvořícími lehčí jádra, např. deuterony, alfa částicemi apod. Symbolicky vyznačujeme transmutace tak, že nejprve uvedeme značku původního jádra s příslušným protonovým a nukleonovým číslem, potom v závorce vyznačíme odstřelující částici a nově vznikající částice a nakonec napíšeme značku nového jádra s příslušnými charakteristikami. V této konvenci vypadá zápis prvé,

Rutherfordem uskutečněné transmutace následovně

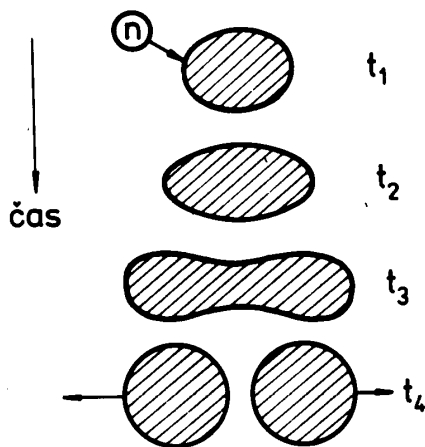
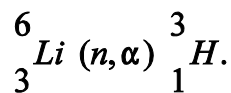
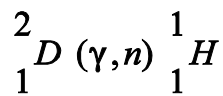
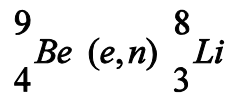
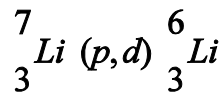


(35.9)

Jaderná reakce, která vedla k objevení neutronu je popsána rovnicí

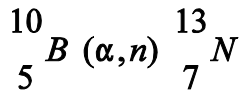


Jako příklady jiných typů jaderných transmutací uvedeme ještě následující



Obr. 35.7 Fáze štěpení těžkých jader tepelnými neutrony

Manželé Joliotovi r. 1934 pozorovali transmutaci, při které vzniklo nestabilní jádro, které se samovolně přeměňovalo. Při reakci

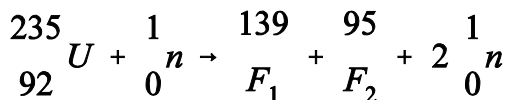


(35.10)

vzniklý dusík se rozpadal na uhlík ${}_{7}^{13}\text{C}$. tím objevili tzv. umělou radioaktivitu, tj. uměle vyvolaný samovolný rozpad jinak stabilních prvků. Vzhledem k velkému významu těchto přeměn budeme se umělou radioaktivitou zabývat v samostatném článku.

Při analýze výsledků jaderných reakcí vznikajících interakcí neutronů s jádry uranu dospěli Hahn, Strassman a Meitnerová v letech 1936-1937 k závěru, že při těchto reakcích se jádro uranu štěpí na dva přibližně stejné úlomky. Mechanismus vzniku takové štěpné reakce si vysvětlujeme tak, že jádro uranu nejprve zachytí neutron a jeho energie se rovnoměrně rozdělí na všechny nukleony. Nedojde tedy k emisi jiné částice a tím k transmutaci, ale ke vzniku vybuzeného jádra, ve kterém setrvává jádro asi 10^{-14}s . Přitom se jádro postupně deformuje, protáhne do tvaru elipsoidu, v určitém místě se zúží a nakonec se rozpadne na dvě přibližně stejně velké části - fragmenty (obr. 35.7). Při tomto rozpadu se emituje několik neutronů, které - po zmenšení jejich energie - jsou potenciálně schopny vyvolat další štěpení. Tím byla objevena možnost realizace tzv. řetězové reakce.

Zatímco při transmutaci se uvolňuje resp. spotřebuje energie čádu 1 MeV , při štěpných reakcích s uranem, které jsou, jak to vyplývá z grafu na obr. 35.1 vždy exoenergetické, se jedná o podstatně větší energie. Např. energetická bilance reakce

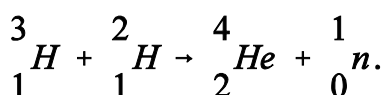


(35.11)

vede k hmotnostnímu úbytku $\Delta m = 0,21503\text{ u}$, čemuž odpovídá energie $W = 200\text{ MeV}$. Asi 160 MeV z této energie unáší vznikající fragmenty F_1, F_2 (v podobě kinetické energie), přibližně po 10 MeV připadá na neutrino a elektrony (vznikají při průvodních, tzv. beta rozpadech) a gama záření, zbytek na neutrony. Velmi podstatně pro udržení štěpné reakce je vznik neutronů v každé reakci.

Při interakci silně urychlených částic s energiemi kolem 500 MeV dochází k vyrazení řady nukleonů a jejich jednoduchých kombinací (deuteronů, alfa částic apod.). Tento proces nazýváme tříštěním jader. Při energiích řádu GeV dochází k přímému vzniku fragmentů a při ještě větších energiích vznikají celé spršky nukleonů, lehkých jader a hlavně mezonů. Takové reakce se pozorují zejména při interakci tzv. primárního kosmického záření s atmosférou.

Zvláštním případem transmutace je jaderná syntéza při které se syntetizují lehká jádra na těžší, např. tritium s deuteriem dává alfa částici a neutron



(35.12)

Taková reakce musí být silně exoenergetická, což vyplývá z grafu na obr. 35.1. Odhad teploty, při které může taková reakce proběhnout, dostaneme z podmínky, že střední energie nukleonů (kT) musí být porovnatelná s energetickou bariérou určenou vazební energií připadající na jeden nukleon, tj.

$$kT = W_v^* .$$

Při energiích $W=1 \text{ MeV}$ je to přibližně $T \approx 10^{10} \text{ K}$. Takovou vysokou teplotu můžeme dosáhnout jen za zcela výjimečných okolností. Usuzuje se, že taková teplota je ve vnitřních oblastech Slunce a že tam probíhající termojaderná reakce jsou zdrojem sluneční energie. Ve skutečnosti takové reakce začínají probíhat již při nižších teplotách řádu 10^8 K , protože jádra se mohou k sobě přiblížit tunelovým jevem (článek 36.2).

HAHN Otto (hán), 1879-1968, německý fyzikální chemik, zabývající se zejména studiem radioaktivity. Jeho nejvýznamnějším objevem je štěpení uranu odstřelovaného neutrony (spolu s F.Strassmannem), za který dostal r. 1944 Nobelovu cenu za chemii. Objevil rovněž několik radioaktivních prvků (radiothorium, mesothorium a protaktikum).

STRASSMANN Fritz (štrasman), nar. r. 1902, německý chemik a fyzik, spolupracovník O.Hahna. K jejich společným objevům patří štěpení uranu na prvky ze středu Mendělejevovy periodické soustavy a lavinové štěpení těžkých jader - řetězová reakce.

MEITNEROVÁ Lise (majtnerová), 1878-1969, rakouská fyzička působící od roku 1938 ve Švédsku. Jejím oborem byla jaderná fyzika. Spolu s O.Frischem se jí podařilo teoreticky objasnit štěpné reakce pozorované O.Hahnem a vypočítat uvolňovanou energii. Podílela se i na objevu radioaktivního protaktinia a teoreticky zpracovala vznik α záření.

35.4 Jaderná energie

Jadernou energii v užším slova smyslu označujeme část vazební energie jader, která se uvolňuje při jaderných reakcích. Při štěpení uranu popsaném reakcí (35.11) je to asi 12 procent vazební energie, v případě jaderné syntézy se uvolňuje prakticky celá vazební energie nově vznikajícího jádra. Oba dva typy reakcí se využívají jako zdroje velké energie. Jestliže se tato energie uvolňuje pomalu a řízeně, mluvíme o reaktoru (věty 35.8 a 35.9), jakmile se celá energie uvolní najednou a neřízeně, hovoříme o různých typech jaderných zbraní (věta 35.10).

35.8

Jaderný reaktor je zařízení na trvalé získávání energie pomocí štěpných řetězových reakcí. Hlavní částí reaktoru jsou: jaderné palivo, moderátor a absorbátor.

Řetězové reakce mohou vyvolat pomalé neutrony např. v ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ a v ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. Zavedeme -li si tzv. koeficient multiplikace neutronů vztahem

$$k = \frac{N_2}{N_1} ,$$

35.9

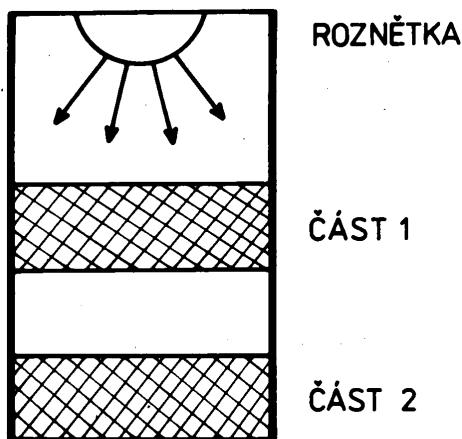
Perspektivní reaktory založené na termojaderných reakcích využívají tzv. magnetické nádoby, ve kterých se udržují jádra (plazma) při vysoké teplotě.

(35.13)

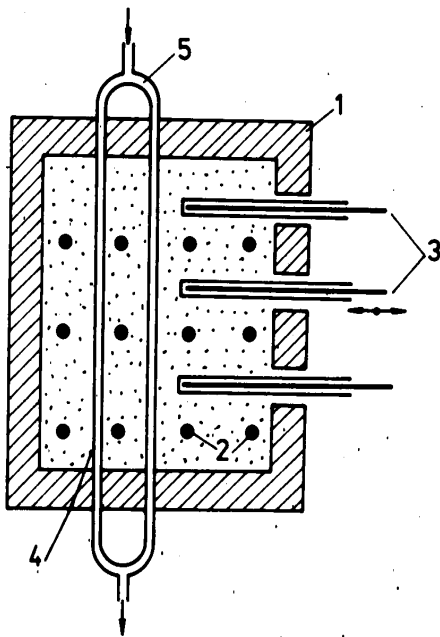
Nejznámější pokusné zařízení tohoto typu se nazývá TOKAMAK.

35.10

Atomová bomba založená na štěpných reakcích vyžaduje tzv. kritické množství paliva, vodíková bomba založená na termojaderných reakcích může mít libovolnou velikost.



Obr. 35.8 Schéma bomby využívající štěpné řetězové reakce



Obr. 35.9 Schéma jaderného reaktoru 1-tlaková nádoba reaktoru, 2-palivové články, 3-regulační tyče, 4-moderátor, 5-chladicí kapalina

kde N_1 je celkový počet pomalých neutronů schopných vyvolat jadernou reakci těsně po $(n-1)$ tém štěpení, potom při $k < 1$ (podkritický stav) řetězová reakce postupně zaniká, při $k > 1$ (nadkritický stav) může dojít k výbuchu a při $k = 1$ (kritický stav) se reakce udržuje na stabilní úrovni. Jednotlivé stavy závisí především na množství a geometrickém uspořádání jaderného paliva. Část neutronů může uniknout povrchem do okolí a část se absorbuje atomy U^{238} v palivu, takže z hlediska řetězové reakce jsou neúčinné. Prvá část neutronů je přímo úměrná velikosti povrchu paliva (v případě koule $\approx R^2$), druhá část je úměrná objemu ($\sim R^3$). Kdyby objem paliva byl příliš malý, prakticky všechny neutrony by stačily uniknout z něj dříve, než by se mohly zpomalit a vyvolat řetězovou reakci. V příliš velkém objemu paliva se zase zvyšuje podíl neaktivně zachycených neutronů. V obou případech nemůže dojít ani k výbuchu, ani k vytvoření stavu s trvale probíhající jadernou reakcí. Jestliže chceme tyto stavy realizovat, musíme volit kritické množství paliva. Např. prvá atomová uranová bomba svržená na Hirošimu obsahovala asi 45 kg $^{235}_{92}U$. Výbuch uranové bomby se uskutečňuje jednoduše tak, že se dvě podkritická množství prudce k sobě přiblíží a vytvoří tak nadkritický stav (obr. 35.8). Je zřejmé, že uvolněná energie uranové bomby je limitovaná požadavkem kritického množství.

Uvedenou "nevýhodu" nemá tzv. vodíková bomba, ve které se využívá energie termojaderných reakcí. Vysokou teplotu potřebnou na zapálení vodíkové bomby (tj. na uskutečnění syntézy těžších prvků z lehčích v oblasti prvků s malými protonovými čísly) můžeme získat výbuchem uranové bomby. Prvá vodíková bomba zkonstruovaná v USA pod vedením E. Tellera byla vyzkoušena roku 1952. O rok později byla vyzkoušena vodíková bomba v SSSR. Účinky současných vodíkových bomb jsou asi 10^6 krát větší než účinek první uranové atomové bomby.

Kritický stav charakterizovaný podmínkou

$k=1$ se využívá v jaderných reaktorech, ve kterých probíhá řízená řetězová reakce umožňující trvalý odběr značné energie. Prvý projekt jaderného reaktoru vyhotovil již roku 1939 Joliot, avšak skutečný reaktor byl uveden poprvé do činnosti v USA v roce 1942 pod vedením Fermiho.

Základními částmi reaktoru jsou jaderné palivo, moderátor a absorbátor. Jaderným palivem může být uran s nukleovým číslem 235 i 238 a plutonium. Moderátor je látka, která slouží na zpomalení rychlých neutronů vznikajících při štěpení na úroveň "tepelné" rychlosti, kdy jsou účinné průřezy pro štěpnou reakci největší. Zpomalování se děje na principu výměny energie (a hybností) dvou přibližně stejných kuliček při jejich vzájemné srážce (článek

13.6). Moderátorem může být proto látka s nízkou hodnotou nukleonového čísla, nesmí však mít velký zachytný průřez pro absorpci neutronů. Takovými látkami jsou zejména těžká voda (její molekuly se skládají z kyslíku a deutria) a grafit. Podle toho, zda je palivo homogenně promícháno s moderátorem nebo nemluvíme o homogenním resp. heterogenním reaktoru. Schéma heterogenního reaktoru je na obr. 35.9. Štěpným materiálem bývá tzv. obohacený přírodní uran $^{239}\text{U} + 10\% \text{ } ^{235}\text{U}$ a moderátorem grafit. Jako regulátor se používají tyče z *Cd* (kadmium) které velmi účinně pohlcují neutrony. Jejich zasouváním resp. vysouváním se udržuje v reaktoru kritický stav. Jádro reaktoru je obklopeno silnou vrstvou betonu, která má za úkol pohltit záření vycházející z reaktoru. Jde zejména o záření gama, protony, elektrony a rychlé neutrony.

Energie se v reaktoru uvolňuje ve formě tepla. Chladicí medium (kapalina nebo plyn) toto teplo odvádí do zásobníku s vodou, která se mění na páru a může se využít např. na pohánění turbin generátoru elektrické energie (atomová elektrárna).

I přes různá bezpečnostní opatření představují jaderné reaktory s uranovým palivem zařízení, které značně zamořují přírodní prostředí, proto se objevují časté protesty proti jejich budování. Daleko přitažlivější by proto byly reaktory využívající jako palivo vodík, případně jiné lehké prvky dodávající energii uvolňující se při termojaderných reakcích. Zatím však se nepodařilo realizovat řízenou termojadernou reakci. Podmínkou jejího vzniku je dosažení velmi vysoké teploty - až 10 MK. Při takových vysokých teplotách jsou však již všechny atomy paliva úplně ionizovány a tvoří tzv. plazmu. Jelikož takové teploty již nevydrží žádný materiál, nemůžeme vyhotovit nádobu na uložení plazmatu. Tuto funkci však mohou vykonávat tzv. magnetické nádoby, ve kterých se využívá účinek magnetického pole vznikajícího v důsledku silného elektrického proudu protékajícího plazmatem na elektricky nabitě částice. Toto pole způsobuje, že částice plazmatu se odtrhnou od stěn nádoby a soustředí se do okolí její osy. V tomto stavu můžeme v plazmatu dosáhnout teplotu převyšující 10 MK, avšak jen na relativně krátký čas. K tomu, aby se mohla začít termojaderná reakce, je potřebné dosáhnout toho, aby součin koncentrace plazmatu a doby udržení plazmatu v nádobě byl větší než $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$. V současných nejdokonalejších zařízeních na udržování plazmatu (v TOKAMACÍCH) se dosahuje již hodnota

velmi blízká kritické, o čemž svědčí pozorování intenzivního neutronového záření. Máme tedy reálnou naději, že v nedaleké budoucnosti se sestrojí i první vodíkový reaktor, což by mohlo s definitivní platností vyřešit energetickou krizi na světě.

KURČATOV Igor Vasiljevič, 1903-1960, sovětský fyzik, organizátor sovětské atomové fyziky a techniky. Jeho první vědecké práce jsou věnovány fyzice dielektrika a elektrické vodivosti pevných látek. Do roku 1932 se zabývá fyzikou polovodičů, kde zkoumá fotoelektrický jev v kontaktu polovodič-kov. Roku 1932 začíná jeho orientace na problémy jaderné fyziky. Roku 1933 organizuje výstavbu prvního 350 kV urychlovače protonů a v roce 1939 realizuje Výstavbu cyklotronu. Ve stejném roce se zabývá rovněž štěpením těžkých jader neutrony a v roce 1940 kolektiv pod jeho vedením objevuje samovolné štěpení jader uranu. Od začátku 2.světové války se Kurčatov stává vedoucím výzkumu pro ovládnutí jaderné energie v Sovětském svazu. V prosinci 1946 byl pod jeho vedením uveden do provozu jaderný reaktor, byly zkonstruovány atomová (roku 1949) a vodíková (roku 1953) bomba, byla spuštěna první na světě atomová elektrárna (roku 1954).