



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

NUKLEÁRNÍ ŠTĚPNÉ REAKCE

NUCLEAR FISSION REACTIONS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Jakub Michal

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Tomáš Sitek

BRNO 2023

Zadání bakalářské práce

Ústav: Energetický ústav
Student: **Jakub Michal**
Studijní program: Základy strojního inženýrství
Studijní obor: Základy strojního inženýrství
Vedoucí práce: **Ing. Tomáš Sitek**
Akademický rok: 2022/23

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Nukleární štěpné reakce

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

V průběhu jaderného štěpení dochází k uvolnění obrovského množství energie, která může být dále využita k výrobě elektřiny v jaderných elektrárnách. Aby však tyto reakce probíhaly co nejefektivněji a nejbezpečněji, je třeba důkladně porozumět všem procesům a zákonitostem, jež štěpení provázejí. Práce bude zaměřena na fyzikální děje a přeměny energií v průběhu jaderného štěpení.

Cíle bakalářské práce:

- vysvětlit zákonitosti a principy jaderného štěpení,
- popsat reakce používaných jaderných paliv,
- uvést stručně problémy energetického využití štěpných reakcí.

Seznam doporučené literatury:

ULLMANN, Vojtěch. Jaderná a radiační fyzika. Ostrava: Ostravská univerzita v Ostravě, Fakulta zdravotnických studií, 2009. ISBN 978-80-7368-669-7.

DE SANCTIS, Enzo, Stefano MONTI a Marco RIPANI. Energy from nuclear fission: an introduction [online]. [Cham]: Springer, [2016] [cit. 2022-10-14]. Undergraduate lecture notes in physics (Springer). ISBN 978-3-319-30649-0.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2022/23

V Brně, dne

L. S.

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jiří Hlinka, Ph.D.
děkan fakulty

ABSTRAKT

Pochopení fyzikální podstaty jaderného štěpení a nukleárních reakcí je zásadní pro provoz jaderného zařízení. Štěpit lze těžká i lehká jádra, avšak získávat dostatek energie lze jen ze štěpení jader nejtěžších jako jsou například uran a plutonium. Nukleární štěpení stejného jádra může proběhnout hned několika různými způsoby, avšak s dosti podobnou energetickou bilancí. Dalším důležitým faktorem je výtěžek izotopů jednotlivých prvků, které jsou po štěpení často radioaktivní a mění se radioaktivním rozpadem či přeměnou. Paliva jaderných reaktorů jsou založena především na štěpných jádrech uranu méně pak plutonia, a právě štěpení plutonia je jedním z hlavních zdrojů uvolněné energie, i když se v původním palivu vůbec nemusí vyskytovat. Problémy jaderného štěpení pak souvisí především se vznikem jaderného odpadu a možnostmi zneužití jaderného paliva k vojenským účelům.

Klíčová slova

Radioaktivita, jaderné štěpení, jaderná paliva, jaderný odpad, uran U235

ABSTRACT

Understanding of physical principles of nuclear fission and nuclear reactions is crucial for operation of a nuclear power plant. Both, light nuclides, and heavy nuclides, are fissionable, but retrieve enough energy is possible only for the heavy ones such as uranium and plutonium. There are many possible ways how the nuclear fission of the same nuclide can take place, however the energetic balance remains almost the same. Another important factor is the yield of the different isotopes. After fission they are usually in an excited state and decay by one of the decay modes. The nuclear fuels are normally based on the fissile nuclides mainly of the uranium and minorly on the plutonium. Despite the plutonium is originally in the fuel, it is one of the main sources of the released energy from nuclear fission. Problems of nuclear fission are then connected with the nuclear waste and possible proliferation of nuclear weapons.

Key words

Radioactivity, nuclear fission, nuclear fuels, nuclear waste, uranium U235

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE

MICHAL, Jakub. *Nukleární štěpné reakce*. Brno, 2023. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/149392>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Tomáš Sitek.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem *bakalářskou* práci na téma **Nukleární štěpné reakce** vypracoval samostatně s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který tvoří přílohu této práce.

Datum

Jakub Michal

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji tímto Ing. Tomáši Sitkovi za cenné připomínky a rady, které mi poskytl při vypracování závěrečné práce.

OBSAH

ÚVOD	11
1 Základní pojmy jaderných reakcí	12
1.1 Atom	12
1.2 Protonové, neutronové a nukleonové číslo	13
1.3 Jednotky energie	13
1.4 Vazebná energie	13
1.5 Stabilita jader	15
1.6 Jaderné reakce	16
2 Radioaktivita a radioaktivní rozpad	17
2.1 Rozpad α	17
2.2 Rozpad β	18
2.2.1 Rozpad β^-	18
2.2.2 Rozpad β^+	19
2.3 Elektronový záchyt	19
2.4 Záření γ	20
2.5 Vnitřní konverze	20
2.6 Emise nukleonu	21
2.7 Spontánní štěpení	21
2.8 Zákon radioaktivní přeměny a aktivita	22
2.9 Radioaktivní rozpadové řady	23
3 Jaderné štěpení	25
3.1 Nukleární srážky	25
3.2 Účinný průřez jaderné reakce	26
3.3 Proces štěpení	27
3.3.1 Okamžité a zpožděné neutrony	28
3.3.2 Energetická bilance	29
3.4 Produkty štěpení	29
3.5 Řetězová reakce a jaderný reaktor	32

4	Reakce používaných jaderných paliv	35
4.1	Štěpná a štěpitelná jádra	35
4.2	Uran 235	35
4.3	Thorium 232	36
4.4	Uran 233	37
4.5	Uran 238	38
4.6	Plutonium 239	39
4.7	MOX	40
5	Problémy energetického využití štěpných reakcí	42
5.1	Nízká využitelnost z celkové energie paliva	42
5.2	Jaderné odpady	42
5.3	Problém chlazení jaderných reaktorů	43
5.4	Radiační bobtnání	43
5.5	Otrava Xenonem	44
5.6	Únik radioaktivního záření	45
5.7	Zneužití jaderného paliva na produkci jaderných zbraní	45
	Závěr	46
	Seznam použitých zdrojů	47
	Seznam použitých symbolů a zkratk	49
	Seznam obrázků	50
	Seznam tabulek	51

ÚVOD

Jaderná energetika je nepostradatelnou součástí českého energetického mixu. Je založená na štěpení jádra v jaderném reaktoru. Jaderné štěpení je proces s vysokou hustotou energie na jednotku hmoty paliva. Při štěpení těžkých jader se uvolňuje velké množství energie, která se v reaktoru mění na teplo a toto teplo lze různými způsoby s celkovou účinností okolo třiceti procent měnit na elektrický proud.

S velkým ziskem energie se pojí velká zodpovědnost za bezpečný a bezporuchový provoz, aby tím nebyla ohrožena bezpečnost především obyvatel a životního prostředí. Proto je nutné dobře rozumět všem procesům, přeměnám a principům jaderného štěpení. Zcela zásadní je pochopení, proč jaderné reakce probíhají tak a ne jinak, kolik se při nich uvolňuje energie a v jaké formě, dále například i to proč je výhodné štěpit těžká uranová a transuranová jádra, a ne jádra lehká.

Každé jádro má odlišné vlastnosti, a to platí i pro jejich štěpení. Některá se štěpí snáze jiná hůře, ale vždy je k tomu zapotřebí volný letící neutron. Podle toho, jakou energii neutron potřebuje, aby jádro rozštěpil se dělí jádra na štěpná a štěpitelná. Všechna v současnosti nejpoužívanější jaderná paliva jsou tvořená z větší či menší části štěpnými izotopy. A vůbec nejpoužívanějším štěpným izotopem je izotop uranu U^{235} , který je hlavním štěpným materiálem i v českých jaderných elektrárnách.

Radioaktivita je v médiích často skloňovaným pojmem, ale ne vždy je uchopená za správný konec, a proto může na spoustu lidí působit negativním dojmem a vzbuzovat v nich důvody k obavám, které jsou často neopodstatněné a zbytečné. Existují dva druhy radioaktivity, přirozená, která je všude kolem nás a člověk se jí nevyhne a umělá, která je důsledkem právě například jaderného štěpení v jaderných elektrárnách. Nicméně řetězová štěpná reakce v reaktorech je pod neustálou kontrolou, celý provoz musí splňovat přísné bezpečnostní normy a brát v potaz přírodní katastrofy a nepředvídatelnost počasí, proto je pravděpodobnost velké havárie, která by mohla napáchat značné škody, mizivá.

Velkou výhodou jaderných elektráren je stálost dodávky elektřiny do elektrické sítě, která není závislá na počasí a na mnoha dalších pro jiné zdroje energie problematických vlivů. Nicméně je také snad jediným zdrojem energie, jejíž palivo je zneužitelné k vojenským účelům, a to výrobě jaderných zbraní.

1 Základní pojmy jaderných reakcí

V jaderném štěpení je ukryto obrovské množství energie, a pokud je dobře porozuměno všem jeho principům, zákonitostem a především rizikům, se kterými je štěpení jádra spojeno, může být tento proces velmi stabilním a spolehlivým zdrojem elektrické energie. Aby bylo možné proniknout do problematiky složitějších jaderných reakcí a zároveň se předešlo možným nejasnostem, je nezbytné si na úvod definovat několik základních pojmů.

1.1 Atom

Stavebními kameny všech látek a veškeré hmoty kolem nás jsou atomy. Skládají se ze dvou hlavních částí, kladně nabitého jádra a záporně nabitého elektronového obalu. Jádro je tvořeno protony a neutrony (souhrnně označovány jako nukleony), a přestože je v něm soustředěno 99,95 % hmotnosti atomu, zabírá velmi malý prostor a to 10^{15} m [1]. Elektronový obal, který se skládá pouze z elektronů, zabírá prostor o rozměrech 10^{-10} m a představuje zbytek hmotnosti [1]. Základní fyzikální vlastnosti elektronu, protonu a neutronu jsou shrnuty v tabulce 1.

Kladné jádro a záporný obal jsou k sobě navzájem přitahovány přitažlivou elektrickou silou způsobenou opačným elektrickým nábojem, a tím drží pohromadě [1]. Atom je navenek neutrální, chová se jakoby neměl žádný elektrický náboj. To znamená, že počet nosičů kladného náboje (protonů) a počet nosičů záporného náboje (elektronů) musí být stejný. Neutrony jsou částice bez náboje, nemají tedy vliv na celkový náboj.

V jádře drží pohromadě protony a neutrony silná jaderná interakce, která překonává asi stokrát menší elektrickou odpudivou sílu působící mezi protony. Na rozdíl od ní má ale krátký dosah. Efektivně působí jen do vzdálenosti 10^{-15} m, s větší vzdáleností její účinky rychle klesají. Jaderná interakce je rovněž nábojově nezávislá, tj. působí jak mezi samotnými protony, tak mezi samotnými neutrony i mezi jejich kombinací. Každý nukleon může interagovat pouze s omezeným počtem sousedních nukleonů, z toho plyne, že jaderné síly vykazují stav nasycení. U těžkých jader obsahujících více nukleonů je to hlavní důvod jejich nestability. [2]

Tabulka 1: Základní fyzikální vlastnosti elektronu, protonu a neutronu [1].

Částice	Symbol	Elektrický náboj [C]	Hmotnost [kg]
Elektron	e	$-1,602 \cdot 10^{-19}$	$9,109 \cdot 10^{-31}$
Proton	p	$+1,602 \cdot 10^{-19}$	$1,673 \cdot 10^{-27}$
Neutron	n	0	$1,675 \cdot 10^{-27}$

1.2 Protonové, neutronové a nukleonové číslo

Složení jádra atomu je popsáno třemi čísly. Protonové (někdy též označováno jako atomové) číslo Z (dále pouze Z) představuje počet protonů v jádře [3]. A vzhledem k neutralitě atomu je zřejmé, že bude rovno i celkovému počtu elektronů. Zároveň určuje rozložení prvků v periodických tabulkách. Neutronové číslo N (dále pouze N) udává počet neutronů v jádře [3]. Posledním klíčovým číslem je nukleonové číslo A (dále pouze A), které je rovno počtu nukleonů, tj. protonů a neutronů, v jádře atomu. Z daného lze odvodit následující vztah mezi těmito čísly, a to že $A = Z + N$ [3].

V této práci bude pro přesnou specifikaci používáno označení čísla Z (v dolních rozích u značky prvku) a A (v horních rozích u značky prvku). Pomocí těchto dvou čísel se rozlišují pojmy chemický prvek, nuklid a izotop. Chemický prvek je látka, jejíž atomy mají stejné Z , přičemž A se může lišit, např. $^{12}_6\text{C}$, $^{14}_6\text{C}$, $^{11}_6\text{C}$ [3]. Je tedy zřejmé, že Z striktně definuje chemický prvek. Daný počet protonů vždy odpovídá konkrétnímu chemickému prvku. Naproti tomu nuklid a izotop jsou látky, jejichž atomy mají shodné Z i A , např. $^{12}_6\text{C}$, $^{12}_6\text{C}$, $^{12}_6\text{C}$ [3].

Jádra prvků dělíme podle nukleonového čísla do tří skupin. Lehká jádra pro $A < 50$, stabilní jádra pro $A \in (50; 100)$ a těžká jádra pro $A > 100$ [4].

1.3 Jednotky energie

Jednotka energie 1 J [Joule] je pro práci s malými částicemi na molekulární úrovni značně nepraktická, jinými slovy je příliš „velká“. Proto se zavádí jednotka elektronvolt [eV]. Tu lze odvodit například z energie nabitého kondenzátoru, která se spočítá z rovnice (1.1), kde Q je celkový náboj kondenzátoru a U napětí na kondenzátoru [5]. Elektronvolt je tedy kinetická energie, kterou udělí elektronu potenciálový rozdíl napětí 1 V [volt] a platí, že $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ [1]. Mnohem častěji jsou ovšem používány násobky této jednotky, například kiloelektronvolt ($\text{keV} = 1000 \text{ eV}$), megaelektronvolt ($\text{MeV} = 10^6 \text{ eV}$) a gigaelektronvolt ($\text{GeV} = 10^9 \text{ eV}$) [1].

$$E = QU \text{ [eV]} \quad (1.1)$$

1.4 Vazebná energie

Vazebná energie představuje práci potřebnou pro rozdělení jádra na jednotlivé nukleony. A zároveň je to energie, která by se uvolnila při vzniku jádra z těchto nukleonů. Vazebnou energii lze vyjádřit z Einsteinova vztahu ekvivalence mezi změnou hmotnosti Δm a energií E (viz rovnice (1.2 a 1.3)). [2]

$$E = \Delta mc^2 \quad (1.2)$$

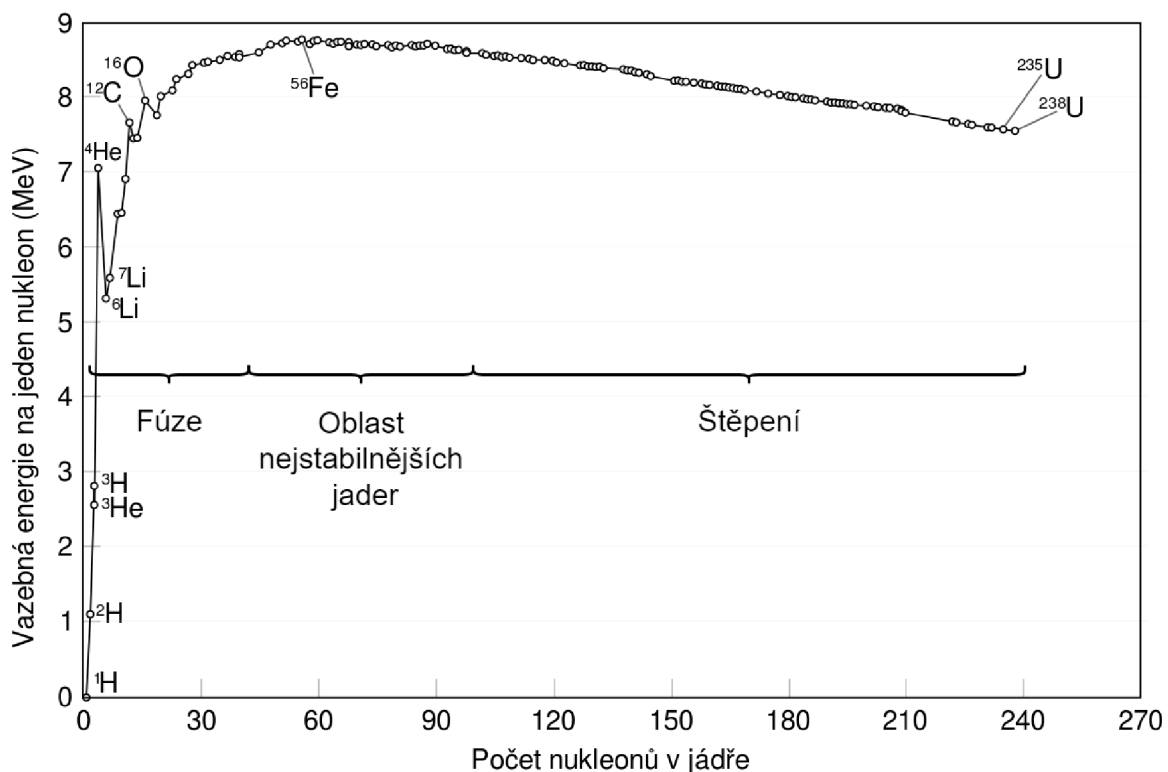
$$E_V(Z, A) = [ZM_p + NM_n - M(Z, A)]c^2 \quad (1.3)$$

Pokud je hmotnost jádra daného prvku M menší než součet hmotností jednotlivých nukleonů (hmotnosti protonů M_p a hmotnosti neutronů M_n), ze kterých se skládá,

je daný prvek stabilní [1]. Tento rozdíl v hmotnosti se nazývá hmotnostní úbytek nebo defekt [2].

Z praktických důvodů je zavedena i vazebná energie na jeden nukleon E_{VA} . Její hodnota vznikne prostým vydělením rovnice (1.3) počtem nukleonů A [1]. Závislost vazebné energie E_{VA} na počtu nukleonů v jádře je znázorněna na obrázku 1. Maximální hodnotu $E_{VA} = 8,8$ MeV vykazuje železo ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ a nikl ${}^{62}_{28}\text{Ni}$ [1; 4]. Dělí tak zobrazenou křivku na dvě části. Část až na výjimky (např. ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$) vzestupnou v oblasti lehkých jader a část mírně sestupnou v oblasti těžkých jader. To obecně znamená, že existují dva způsoby vytváření nových jader, a to jaderná fúze nebo štěpení [4]. Pro oba typy reakcí platí, že součet nukleonových a protonových čísel vstupních a výstupních členů se musí rovnat.

U lehkých jader jsou všechny nukleony velmi blízko sebe, působí na sebe silnou jadernou interakcí, která převáží odpuzivé elektrické síly [1]. Proto s každým dalším nukleonem, pro $A < 30$, E_{VA} prudce roste. Naproti tomu některé nukleony těžkých jader jsou od sebe natolik daleko, že odpuzivé elektrické síly převáží silnou jadernou interakci, což má za následek mírný pokles E_{VA} [1].

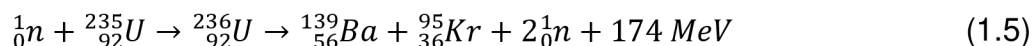


Obrázek 1: Závislost vazebné energie E_{VA} na počtu nukleonů v jádře [1].

Fúze je syntéza dvou lehkých jader, jejichž spojením dojde k uvolnění jaderné energie, pokud nově vzniklý prvek není těžší než železo ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ (jde tedy o exotermickou reakci). Nové jádro je stabilnější (má vyšší E_{VA}). Fúzí lze vytvořit i jádra těžší, než je jádro železa ${}^{56}_{26}\text{Fe}$, ale v tom případě je nutné energii do reakce dodat, protože se jedná o endotermickou reakci. Příkladem fúze je například následující reakce (1.4). [6]

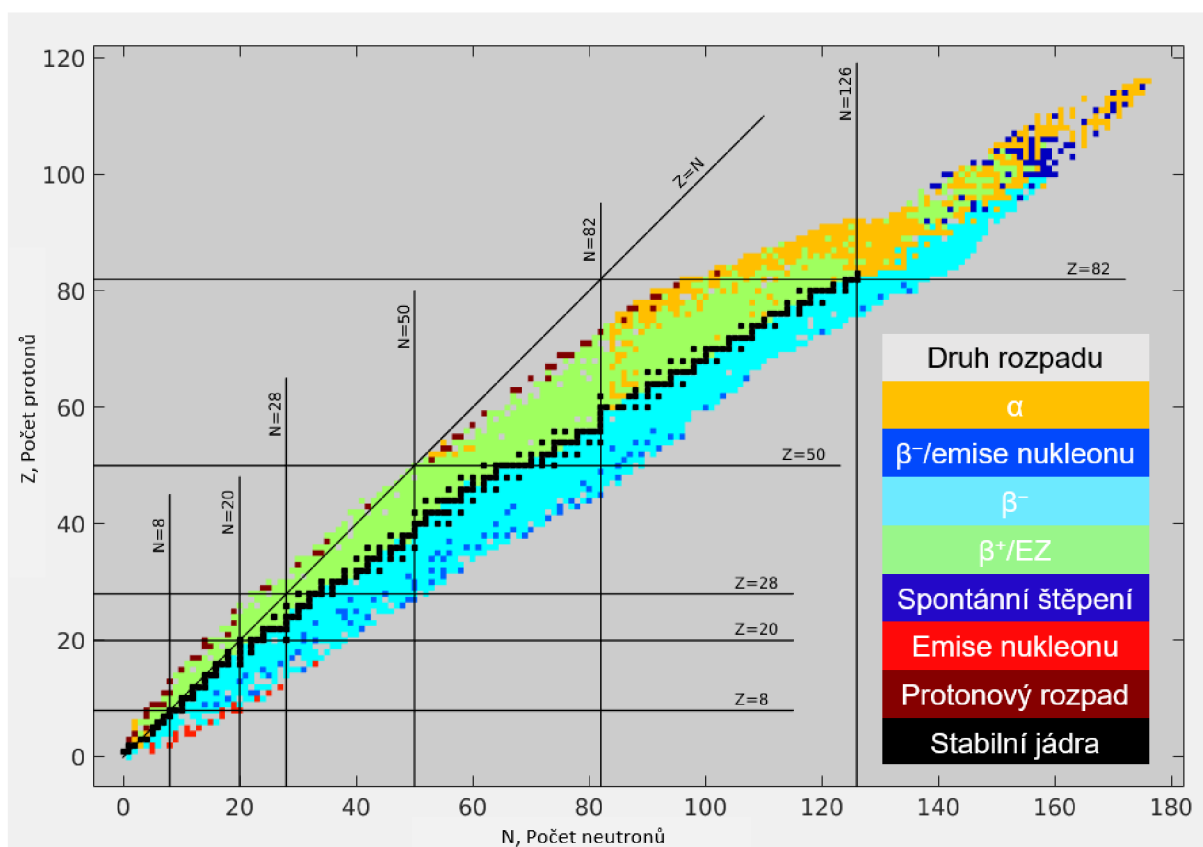


Štěpením těžkých jader vznikají lehčí a stabilnější jádra, přičemž se do okolí uvolňuje energie [4]. Štěpit lze i velmi lehká jádra (např. helium ${}^4_2\text{He}$), ale reakci je třeba dodat dostatečnou energii, protože se jedná o endotermickou reakci. Příkladem jaderného štěpení je například následující reakce (1.5) [1]. Pojmy exotermická a endotermická reakce jsou vysvětleny v kapitole 1.6.



1.5 Stabilita jader

Ne všechna atomová jádra jsou stabilní. Většina z nich se po kratší nebo delší době samovolně přeměňuje, tento jev se nazývá radioaktivita [4]. Nestabilita jader je dána nevyváženým poměrem protonů a neutronů v jádře. Nejobvyklejší cestou do stabilní konfigurace je pro jádro přeměna části neutronů na protony nebo protonů na neutrony pomocí β rozpadu, který bude popsán spolu s dalšími druhy rozpadu v následující kapitole [1].



Obrázek 2: Závislost protonového čísla na neutronovém čísle (Segrèho diagram) [2].

Segrèho diagram na obrázku 2 srovnává nuklidy z hlediska jejich stability. V přírodě existuje pouze 264 stabilních a 50 nestabilních nuklidů, ostatní nuklidy byly vyrobeny

uměle [4]. Černé čtverce označují stabilní nuklidy a nuklidy s poločasem rozpadu delším, než je doba života sluneční soustavy [1]. Z grafu je patrná křivka tvořená z těchto čtverců, která se označuje jako linie stability [1]. Pro $A < 20$ linie téměř kopíruje přímkou $Z = N$. Od $A > 40$ se od ní začíná odchylovat a v jádrech stabilních izotopů převažují neutrony nad protony. To je způsobené rostoucí odpudivou elektrickou silou mezi protony, která musí být kompenzována silnou jadernou interakcí od neutronů [8]. Pro větší jádra je tedy energeticky výhodnější obsahovat o něco více neutronů. Nejtěžší stabilní nuklidy mají poměr $N/Z = 1,6$ [1]. Zvláště stabilní jádra jsou např. ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$ a ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ [4]. Barevné čtverce představují izotopy, které jsou nestabilní a podstupují jeden z typu jaderného rozpadu.

1.6 Jaderné reakce

Stejně jako chemické reakce i jaderné reakce se zapisují pomocí značek chemických prvků, u kterých je ale nezbytností doplnit jejich protonová a nukleonová čísla. Obecně se jedná o jaderné přeměny vyvolané vnějším zásahem např. nalétávající částicí v podobě neutronu [8]. Dva nukleony, dvě jádra nebo nukleon či jiná částice a jádro se k sobě přiblíží na vzdálenost řádu 10^{-15} m, tím vstoupí do oblasti působení silných jaderných interakcí a naruší vzájemnou stabilitu [2]. Dojde k rekonfiguraci nukleonů a energií, což může vést k emisi dalších částic [2]. Výsledkem je transmutace (přeměna) jádra buď na jiný izotop téhož prvku (změna počtu neutronů), nebo na jádro jiného prvku (změna počtu protonů) [2].

Při jaderných reakcích musí platit zákony zachování energie, hybnosti, hmotnosti, elektrického náboje, počtu nukleonů a dalších veličin [4]. Jednoduchá jaderná reakce je vyjádřena rovnicí (1.6), kde a je rychle letící částice (např. neutron, foton nebo elektron), která se srazí s těžkým jádrem X , produkty srážky jsou emitovaná částice b a přeměněné jádro Y [2; 4]. Energetickou bilanci, tj. uvolněnou energii při exotermické a dodanou energii při endotermické reakci, vyjadřuje veličina E_R [2].



Energie reakce E_R je potom přebytek celkové kinetické energie částic produktů nad celkovou kinetickou energií částic reaktantů [8]. Z hlediska E_R dělíme jaderné reakce na dvě skupiny, a to exotermické ($E_R > 0$) a endotermické ($E_R < 0$) [2]. Z toho plyne, že při exotermické reakci se energie uvolňuje, zatímco endotermické reakci je třeba energii dodávat. Po prvotní iniciaci a za splnění příslušných podmínek mohou exotermické reakce probíhat samovolně [8]. Při jaderných reakcích se buď těžší jádra štěpí na lehčí, potom jde o štěpnou jadernou reakci (např. rovnice (1.5)), nebo se lehčí jádra slučují do těžších, potom jde o jadernou syntézu (např. rovnice (1.4)) [8].

V některých případech je produkt reakce totožný s částicí, která reakci vyvolá, za vhodných podmínek může produkt iniciovat další reakce jader stejného druhu [8]. Reakce se tak může při dostatku jaderného paliva opakovat [8]. Tento proces se označuje jako řetězová štěpná reakce a samovolně může probíhat pouze pokud se jedná o reakce exotermické [8]. Zařízení, ve kterém probíhá řízená řetězová reakce, se nazývá jaderný reaktor.

2 Radioaktivita a radioaktivní rozpad

Jak již bylo zmíněno, jádro s nevyváženým poměrem protonů a neutronů je nestabilní a přirozeně (bez vnějšího dodání energie) se rozpadá nebo mění vnitřní uspořádání, přičemž vydává energii. Tomuto jevu se říká radioaktivita. Nestabilní jádra se proto nazývají radioaktivní a jejich změna se nazývá radioaktivní rozpad [1]. Původní jádra se nazývají mateřská a nově vzniklá jádra se označují jako dceřiná. Pokud jsou mateřské a dceřiné jádro dva odlišné chemické prvky, je tento proces označován jako jaderná přeměna [1].

Rozlišujeme dva typy radioaktivity, přirozenou radioaktivitu, která je způsobená radionuklidy vyskytujícími se běžně v přírodě, a umělou radioaktivitu, kterou způsobují uměle vyrobené radionuklidy v laboratořích [4]. Radionuklid je nestabilní (radioaktivní) jádro, které se v čase samovolně rozpadá [2]. Umělé radionuklidy jsou v současnosti připravovány průmyslově ostřelováním atomových jader nabitými částicemi z urychlovačů nebo neutrony z jaderných reaktorů [4]. Podle typu vyzářené částice rozlišujeme také radioaktivní rozpady α , β a γ . Ostatní druhy rozpadů produkují emise nukleonů nebo jader lehčích, než jsou ta mateřská [1].

2.1 Rozpad α

Částice α jsou rychle letící kladná jádra helia ${}^4_2\text{He}$ (heliony) obsahující dva neutrony a protony [3]. Mají vysokou vazebnou energii na jeden nukleon ($E_{VA} = 7,06$ MeV) [1]. U největších jader silná jaderná interakce s krátkým dosahem nestačí dostatečně silně vázat jádro proti odpudivým elektrickým silám mezi protony [2]. Jádra nejtěžších prvků proto mohou α částici vyzářit, a tím zvýšit svou vnitřní vazebnou energii [1]. Právě kvůli vysoké vazebné energii α částice je to pro ně energeticky výhodnější než vyzáření třeba i většího počtu menších skupin neutronů a protonů.

Rozpad α znázorňuje rovnice (2.1) [8]. Mateřské jádro X (o hmotnosti M_X) je α částicí (o hmotnosti M_α) připraveno o dva neutrony a dva protony, celkem čtyři nukleony. Dceřiné jádro Y (o hmotnosti M_Y) bude v periodické tabulce prvků posunuto o dvě místa vlevo směrem k lehčím prvkům [2].



Samovolná přeměna probíhá podle tohoto vztahu pouze při splnění hmotnostně energetické podmínky z rovnice (2.2) [1].

$$M_X(Z, A) > M_Y(Z - 2, A - 4) + M_\alpha({}^4_2 \text{He}) \quad (2.2)$$

Kinetická energie α částic se pohybuje v rozmezí $(2; 8)$ MeV [4]. Vyznačují se také silnými ionizačními účinky [4]. Vzhledem k jejich kladné polaritě jsou přitahovány elektrickou silou k elektronům a při jejich srážce mohou nastat dva případy. Částice α může vytrhnout z atomu valenční elektron, čímž atom ionizuje. [4] K vytržení jednoho elektronu ve vzduchu α částice spotřebuje přibližně 32,5 eV ze své energie [4]. Celkově je tedy schopna na své trajektorii ionizovat řádově 10^5 atomů, než ztratí svou energii [4]. Druhým případem je situace, kdy α částice nepředá elektronu

dostatek energie k jeho vytržení z elektronového obalu, ale pouze k jeho excitaci (tj. k přeskoku na vyšší energetickou hladinu) [4].

Záření α vydává většina přírodně radioaktivních izotopů (např. $^{226}_{88}\text{Ra}$, $^{238}_{92}\text{U}$) [3]. Příkladem se přeměna rádia na radon, viz rovnice (2.3) [8].



Záření α se vychyluje v elektrickém i magnetickém poli. Není ani příliš pronikavé, je pohlcováno již listem papíru a ve vzduchu se pohltí na dráze asi 40 mm. Pro člověka může být nebezpečné vdechnutí nebo požití alfa zářiče. [4]

2.2 Rozpad β

Rozpad β je nejčastějším druhem radioaktivity [8]. Existují dva typy této radioaktivní přeměny, a to rozpad β^+ a β^- [1]. Záření β je vychylováno elektrickým i magnetickým polem stejně jako α záření [4]. Atomy jsou při interakci s β zářením excitovány nebo ionizovány podobně jako α záření [4]. Na rozdíl od α záření má β záření větší pronikavost, ale menší zpomalovací schopnost, což se projevuje delší vzdáleností nutnou ke ztrátě energie β částic [3; 4]. Záření β je snadno pohlceno tenkým hliníkovým plechem nebo po uražení dráhy asi 2,5 m ve vzduchu [4].

2.2.1 Rozpad β^-

Rozpad β^- nastává, pokud jádro obsahuje příliš mnoho neutronů ve srovnání s protony [1]. Aby se jádro stalo stabilnějším, přemění jeden ze svých neutronů na proton, elektron a antineutrino (částice o velmi malé hmotnosti ve srovnání s ostatními produkty reakce, značí se symbolem $\bar{\nu}$) [1]. Záření β^- je tvořeno rychle letícími elektrony, které vznikají právě touto přeměnou neutronu, viz rovnice (2.4) [4].



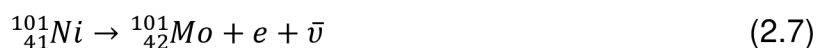
Dceřiné jádro má po β^- přeměně oproti mateřskému jádru o jeden proton více při zachování počtu nukleonů, viz rovnice (2.5) [1]. V periodické tabulce prvků je dceřiné jádro posunuto o jedno místo směrem vpravo [3].



Hmotnost mateřského i dceřiného jádra jsou přibližně stejné, ale energeticky je β^- rozpad možný, pouze pokud je splněna podmínka (2.6) [1; 3].

$$M_X(A, Z) > M_Y(A, Z + 1) \quad (2.6)$$

Příkladem β^- rozpadu je přeměna niklu na molybden v následující vztahu (2.7) [1].



2.2.2 Rozpad β^+

Rozpad β^+ nastává u jader s přebytkem protonů [7]. V mateřském jádru dojde k přeměně protonu na neutron za současného uvolnění pozitronu e^+ (tj. antičástice k elektronu o hmotnosti m_e , kladný elektron) a neutrina ν (částice o velmi malé hmotnosti ve srovnání s ostatními produkty reakce) [1; 7]. Záření β^+ je tvořeno proudem pozitronů vzniklých právě z tohoto rozpadu, viz rovnice (2.8) [4].



Dceřiné jádro má po β^+ přeměně oproti mateřskému jádru o jeden proton méně při zachování počtu nukleonů, viz rovnice (2.9) [1]. V periodické tabulce prvků je dceřiné jádro posunuto o jedno místo směrem vlevo [3].



Energeticky je β^- rozpad možný, pouze pokud je splněna podmínka (2.10) [1].

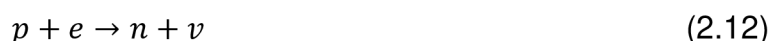
$$M_X(A, Z) > M_Y(A, Z - 1) + 2m_e \quad (2.10)$$

Příkladem β^- rozpadu je přeměna fosforu na křemík v následující vztahu (2.11) [7].



2.3 Elektronový záchyt

Elektronový záchyt (dále pouze EZ) je druhou možností pro jádra bohaté na protony, jak se dostat do základního energetického stavu. Stejně jako u rozpadu β^+ se proton přeměňuje na neutron, ale je toho docíleno jiným způsobem [2]. Proton se sloučí s elektronem z elektronového obalu nejčastěji z hladiny K (proto je EZ někdy též označován jako K záchyt) za vzniku neutronu a neutrina, viz rovnice (2.12) [1; 2].



Dceřiné jádro má po EZ stejně jako u β^+ přeměny oproti mateřskému jádru o jeden proton méně při zachování počtu nukleonů, viz rovnice (2.13) [1; 8]. V periodické tabulce prvků je dceřiné jádro posunuto o jedno místo směrem vlevo [3].



Místo zachyceného elektronu z K hladiny elektronového obalu je okamžitě zaplněno elektronem z vyšší hladiny, proto je EZ doprovázen charakteristickým rentgenovým zářením nebo emisí tak zvaných Augerových elektronů [8]. Ve většině případů je dceřiné jádro po EZ v excitovaném stavu, tzn. obsahuje více energie než v jeho základním stavu, proto tedy obvykle následuje rozpad γ (viz kapitola 2.4) [8].

O tom, jestli se jádro přemění β^+ rozpadem nebo EZ rozhoduje energie jádra. K EZ dochází primárně tehdy, pokud je hmotnost mateřského jádra větší než hmotnost dceřiného jádra, ale o méně než $2m_e$. V takovém případě není splněna podmínka (2.10) a přeměna β^+ nemůže nastat. Pokud je podmínka (2.10) splněna může nastat přeměna jádra jak pomocí β^+ rozpadu, tak i EZ. [2]

Příkladem EZ je přeměna beryllia na lithium, viz rovnice (2.14) [1].



2.4 Záření γ

Po radioaktivní přeměně se dceřiné jádro často nachází v excitovaném stavu [2]. V důsledku toho dojde k vyzáření vysokoenergetického fotonu, a tím snížení energie jádra [4]. Záření γ je tedy fotonové, krátkovlnné (vlnové délky do 300 pm [4]) elektromagnetické záření, které při svých přeměnách a dalších procesech vysílá většina nestabilních jader [6]. Fotony jsou částicemi bez náboje, proto nelze γ záření zakřivit v elektrickém ani magnetickém poli [4]. Má silné ionizační účinky [4]. K jeho odstínění je zapotřebí silné vrstvy kovu nebo betonu [3].

Protonové i nukleonové číslo se při γ přeměně nemění [1]. Jádro pouze ztrácí část své energie ve snaze dosáhnout základního stavu. Mateřské i dceřiné jádro jsou tedy tytéž chemické prvky. Excitovaný stav jádra se značí hvězdičkou u značky chemického prvku. Obecný zápis γ přeměny je znázorněný v rovnici (2.15) [4] a konkrétní příklad γ přeměny radonu pak v rovnici (2.16) [1].



2.5 Vnitřní konverze

Konkurenčním procesem γ přeměny je vnitřní elektronová konverze. Excitované atomové jádro nemusí nutně vyzářit energii ve formě fotonu, ale může ji také předat prostřednictvím elektromagnetické interakce některému z elektronů (nejčastěji z energetické hladiny K elektronového obalu), a ten v důsledku toho z atomu vylétá [2; 8]. Tyto elektrony se označují jako konverzní elektrony [2]. Jejich energie je přesně rovna energii, jakou by měl vyzářený foton při γ rozpadu [1].

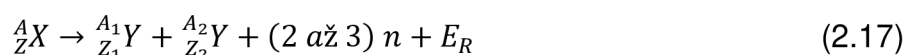
Stejně jako u γ přeměny se nemění protonové, ani nukleonové číslo [1]. Mateřské jádro a dceřiné jádro jsou jádra téhož chemického prvku. Po ztrátě elektronu se ale v elektronovém obalu vytvoří díra (vakance), která musí být zaplněna elektronem z vyšší energetické hladiny (nejčastěji L) elektronového obalu [2]. Přeskokem elektronu dojde k vyzáření charakteristického rentgenového záření nebo emisi Augerových elektronů [2].

2.6 Emise nukleonu

Jádra bohaté na protony nebo neutrony, které jsou produkty jiných radioaktivních rozpadů, a zároveň se nacházejí ve velmi excitovaném stavu, mohou část energie ztratit pomocí emise protonu, respektive neutronu [1].

2.7 Spontánní štěpení

Spontánní štěpení může nastat pouze u velmi těžkých jader s protonovým číslem větším než 92 [9]. Mateřské jádro se při něm rozštěpí na dvě (vzácně tři) lehčí dceřiná jádra [1]. Současně dojde k emisi dvou až tří neutronů, γ záření a uvolnění značné energie E_R , viz rovnice (2.17) [2].



Příčina spontánního štěpení tkví opět v energii. Těžká jádra mají nižší vazebnou energii na jeden nukleon, proto je pro ně energeticky výhodnější konfigurace dvou lehčích jader. Samovolnému rozštěpení brání potenciálová bariéra silné jaderné interakce. Proces štěpení je energeticky výhodný již pro jádra s osmdesáti protony. Zisk energie při jejich rozdělení není však dostatečný k překonání potenciálové bariéry, proto ke štěpení nedochází. [2]

Přirozeně se spontánním štěpením rozpadá např. Th^{232} , U^{235} a U^{238} , ale častěji se vyskytuje u uměle vytvořených prvků (transuranů, tj. prvků, které mají vyšší protonové číslo než uran a v přírodě se již běžně nevyskytují) jako jsou Pu^{240} , Cm^{250} a Cf^{252} [9].

Pro přehlednost jsou jednotlivé typy radioaktivních přeměn porovnány z hlediska změn v protonových a nukleonových číslech v tabulce 2.

Tabulka 2: Porovnání radioaktivních rozpadů [1].

Typ radioaktivního rozpadu	Změna protonového čísla	Změna nukleonového čísla
α	$Z - 2$	$A - 4$
β^-	$Z + 1$	A
β^+	$Z - 1$	A
Záchyt elektronu	$Z - 1$	A
γ	Z	A
Vnitřní konverze	Z	A
Emise protonu	$Z - 1$	$A - 1$
Emise neutronu	Z	$A - 1$
Spontánní štěpení	$\sim \frac{1}{2} Z$	$\sim \frac{1}{2} A$

2.8 Zákon radioaktivní přeměny a aktivita

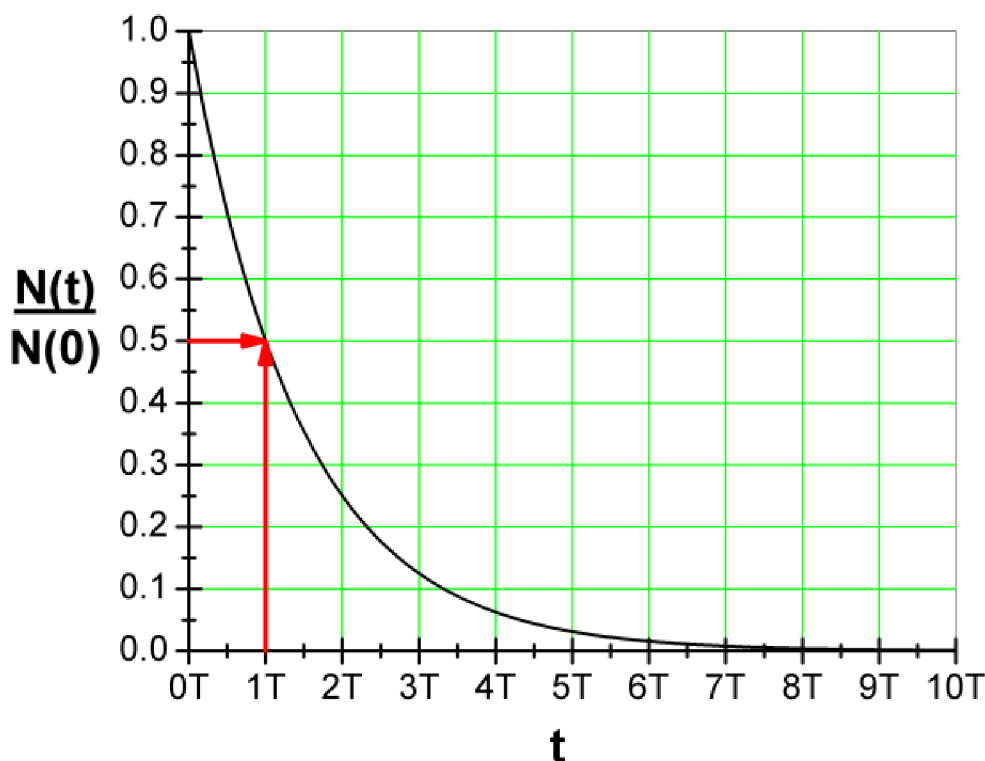
Radioaktivní přeměna konkrétního jádra může nastat téměř v jakémkoli čase [2]. Může to být za pár vteřin stejně jako za sto let [1]. Čas rozpadu jednoho konkrétního jádra tedy nelze předpovědět. Statisticky velký soubor takových jader však vykazuje zcela předvídatelné chování [7]. Lze stanovit rozpadovou konstantu λ [2]. Konstanta definuje pravděpodobnost, s jakou se jádro přemění za jednotku času (nejčastěji jednu sekundu) [1]. Je to klíčová vlastnost daného jádra a je nezávislá na fyzikálních a chemických podmínkách, jako jsou např. teplota, tlak a koncentrace [1]. Z toho vyplývá, že rychlost radioaktivní přeměny zůstává konstantní bez ohledu na vnější vlivy [6].

Funkční závislost okamžitého počtu zbývajících mateřských jader na čase popisuje zákon radioaktivní přeměny. Jedná se o klesající exponenciální funkci (počet mateřských jader musí v čase zákonitě klesat) [2]. Nejčastější tvar rozpadového zákona (2.19) vznikne úpravou vztahu (2.18), kde $N(t)$ je aktuální počet mateřských jader v závislosti na čase t a N_0 je výchozí počet mateřských jader [2].

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.18)$$

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.19)$$

Obrázek 3 ilustruje klesající exponenciální závislost poměru přeměněných jader na násobcích poločasu rozpadu. Červené šipky zdůrazňují níže zmíněnou vlastnost poločasu rozpadu.



Obrázek 3: Závislost poměru počtu přeměněných mateřských jader na čase [8].

Z praktických důvodů se zavádí veličina, která udává čas potřebný k přeměně přesně poloviny původních radioaktivních mateřských jader [6]. Tato časová veličina se nazývá poločas rozpadu (či přeměny) a značí se T [7]. Je zcela nezávislá na čase zahájení pozorování přeměny, a tedy i výchozím počtu mateřských jader. Lze tedy říci, že pokud je pozorování zahájeno v libovolný časový okamžik, tak po uplynutí doby T se počet mateřských jader vždy sníží na polovinu [7]. Každý radionuklid má svůj charakteristický poločas rozpadu, který se může pohybovat v rozmezí od 10^{-7} s do 10^{16} let [10]. Poločas rozpadu je nepřímo úměrný rozpadové konstantě a jeho hodnotu lze získat z rovnice (2.20) [7].

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.20)$$

Klíčovou veličinou pro stanovení poločasu rozpadu je aktivita A . Popisuje zdroj radioaktivního záření a definuje počet radioaktivních přeměn, které v látce proběhnou za jednotku času (nejčastěji za jednu sekundu) [6]. Její měření se zakládá na detekci vysokoenergetických částic (α , β , γ) [7]. Z počtu vyzářených částic lze odvodit počet reakcí, které v látce proběhnou [7]. Jednotkou aktivity je 1 Bq (becquerel), který se rovná jedné přeměně za jednu sekundu [6]. Becquerel je tedy velmi malá jednotka. Výpočet aktivity je dán vztahem (2.21) [1]. A paralelně ji lze vyjádřit ze zákona radioaktivní přeměny, viz rovnice (2.22) [7].

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (2.21)$$

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.22)$$

2.9 Radioaktivní rozpadové řady

Radionuklid se při radioaktivní přeměně nemusí rozpadnout rovnou na stabilní jádro, ale velmi často z něj vznikne další radioaktivní jádro, které se po čase opět rozpadne [11]. Tento proces se může několikrát opakovat [8]. Radioaktivní rozpadová řada je potom řada radionuklidů, ve které každý radionuklid kromě prvního vzniká radioaktivní přeměnou předcházejícího radionuklidu v řadě [8]. Přeměnová řada končí stabilním nuklidem, který se už dále nerozpadá [8]. Většinou se jedná o izotop olova Pb_{82} [4].

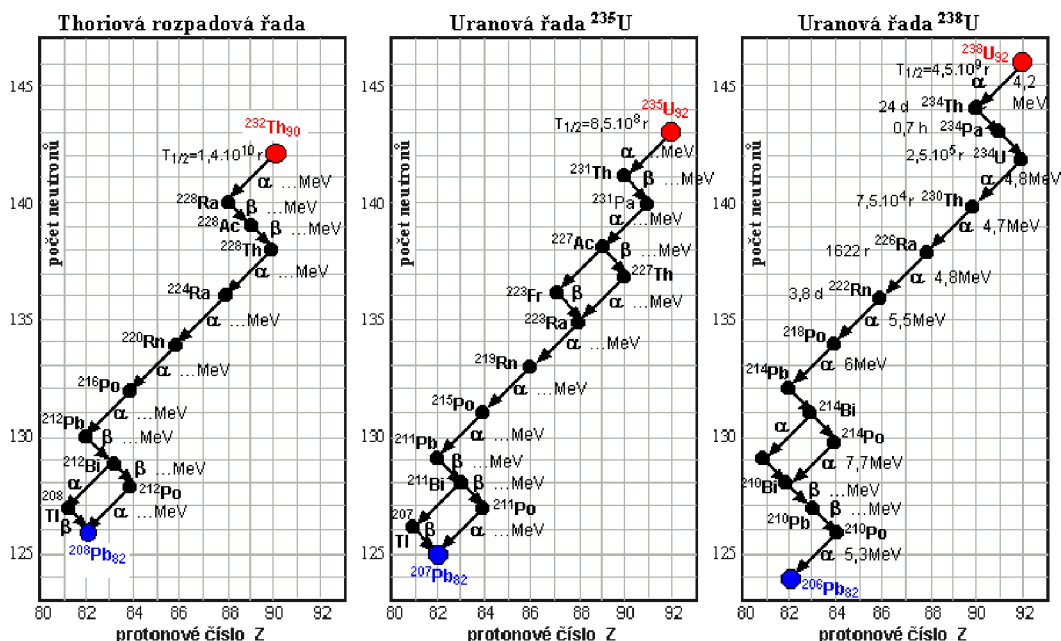
Existují tři přirozené (vyskytující se v přírodě) a jedna umělá rozpadová řada [12]. Mezi přirozené patří uranová, aktiniová a thoriová, jediná umělá řada se nazývá neptuniová [1]. První tři jmenované jsou znázorněny na obrázku 4. Schematicky jsou potom všechny řady seřazeny v tabulce 3.

Přeměnové řady vykazují řadu podobností. Primární mateřská jádra jsou izotopy těžkých prvků s velmi dlouhými poločasy rozpadu (miliony až miliardy let) [2]. Poločasy rozpadu dalších radionuklidů se ovšem pohybují v širokém časovém pásmu, a to od několika minut po miliony let [4]. Radionuklidy se postupně přeměňují α a β rozpadem [8]. V případech, kdy se radionuklid může přeměnit α i β rozpadem, dojde k tzv. vzniku větví, které se zase vzápětí spojí, protože za α rozpadem

následuje β rozpad a naopak [2]. Nukleonová čísla členů pro jednotlivé řady se řídí vztahy z tabulky 3, kde n je celé číslo. Sousední radionuklidy tedy mohou mít stejné nukleonové číslo, pokud se přeměňují β rozpadem, nebo číslo lišící se právě o čtyři nukleony, pokud se přeměňují α rozpadem [8]. To je dáno vylétající α částicí, která má právě čtyři nukleony. Zároveň je tím také dáno, že mohou existovat pouze čtyři rozpadové řady. Přírodní rozpadové řady končí stabilními izotopy olova, neptuniová řada končí stabilním izotopem thalia [1].

Tabulka 3: Druhy radioaktivních přeměnových řad [1; 4; 8].

Druhy radioaktivních přeměnových řad	
Thoriová (urano-thoriová)	$A = 4n$
${}^{236}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow \dots \rightarrow {}^{208}_{82}\text{Pb}$	(po 7 přeměnách α)
Uranová (urano-rádiová)	$A = 4n + 2$
${}^{238}_{92}\text{U} \rightarrow \dots \rightarrow {}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow \dots \rightarrow {}^{206}_{82}\text{Pb}$	(po 8 přeměnách α)
Aktiniová (urano-aktiniová)	$A = 4n + 3$
${}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow \dots \rightarrow {}^{227}_{89}\text{Ac} \rightarrow \dots \rightarrow {}^{207}_{82}\text{Pb}$	(po 7 přeměnách α)
Neptuniová	$A = 4n + 1$
${}^{237}_{93}\text{Np} \rightarrow \dots \rightarrow {}^{209}_{82}\text{Pb} \dots \rightarrow {}^{205}_{81}\text{Tl}$	(po 8 přeměnách α)



Obrázek 4: Přírodní radioaktivní rozpadové řady [2].

3 Jaderné štěpení

Jaderné štěpení je štěpení těžkých jader jako je například uran nebo plutonium na dva (vzácně tři) fragmenty o podobné hmotnosti [10]. Tento proces je doprovázen uvolněním velkého množství energie a obecné zákonitosti a principy, kterým se podřizuje jsou rozepsány v podkapitole 1.6. Jaderné štěpení patří spolu s radioaktivním rozpadem a jadernou fúzí mezi nukleární reakce, které mohou uvolňovat energii [10]. Tato energie bývá nejčastěji využita k produkci elektřiny, méně často pak k pohonu jaderných ponorek, ale může být zneužita i jako zdroj ničivé síly atomových bomb [10].

3.1 Nukleární srážky

Za určitých podmínek, nastává nukleární reakce při ostřelování terčového jádra jiným jádrem nebo částicí například z urychlovače částic [1]. Aby došlo ke srážce, musí se k sobě jádra nebo částice a jádro přiblížit dostatečně blízko, tj. na vzdálenost působení silných jaderných interakcí [2]. Produktem reakce může být jakýkoli nuklid, který splňuje zákony zachování (hmotnosti, energie, náboje a nukleonového čísla) [1]. Při srážkách nebo blízkém přiblížení může obecně dojít k těmto typům interakcí:

- 1) pružný rozptyl,
- 2) nepružný rozptyl,
- 3) transmutace,
- 4) destrukce jader.

Rozptyl je pružný, pokud interagující jádra zůstávají po vzájemné kolizi nezměněna a nevznikne při ní žádná další částice [1]. V procesu dochází pouze k redistribuci kinetické energie [13]. Dráha nalétající částice je zakřivena silovým polem, nedochází k excitaci, ani deexcitaci [2]. Je splněn zákon zachování energie a hybnosti, a po interakci se tedy nalétající částice pohybuje obecně jiným směrem a s jinou hybností a kinetickou energií, protože její část předala terčovému jádru [2]. Příkladem pružného rozptylu je reakce (3.1) [1].



Rozptyl je nepružný, pokud je jeden z reaktantů po kolizi v excitovaném stavu (viz rovnice (3.2)) nebo se rozpadá (viz rovnice (3.3)) [1]. Část kinetické energie nalétávající částice je předána trefené částici, která ji částečně převede na teplo [14]. Při nepružném rozptylu vzniká sekundární ionizující záření [2].



Pokud má nalétající částice dostatečnou energii a pronikne až do jádra, dojde v jádru ke změně počtu protonů, neutronů nebo obojího, tj. jádro se transmutuje (proběhne nukleární štěpná reakce) [2]. Příkladem je reakce (3.4) [1]. Štěpení ovšem může vést i ke vzniku více či méně nuklidů, než jich bylo na vstupu jako například v reakcích

(3.5) a (3.6) [1]. A za určitých okolností může nastat i situace, kdy do reakce vstupuje více reaktantů než dva, viz reakce (3.7) [1].



Rekonfigurace nukleonů při srážce dvou částic nemusí dopadnout pokaždé stejně. Příkladem je srážka deuteria a izotopu uranu U^{238} , která může skončit hned několika způsoby, viz reakce (3.8–3.11) [1].



Při srážkách jader s energií výrazně vyšší než 10 MeV/nukleon nedochází k transmutaci, ale interagující jádra se tříští na několik lehčích jader a jednotlivé nukleony, dochází k jejich destrukci. Při energiích v řádu GeV/nukleon dojde k destrukci nukleonů (rozložení na kvarky) a na velmi krátkou dobu je vytvořeno kvark-gluonové plazma. Srážky těžkých jader s takto vysokou energií na jeden nukleon se realizují na největších urychlovačích částic (např. CERN). [2]

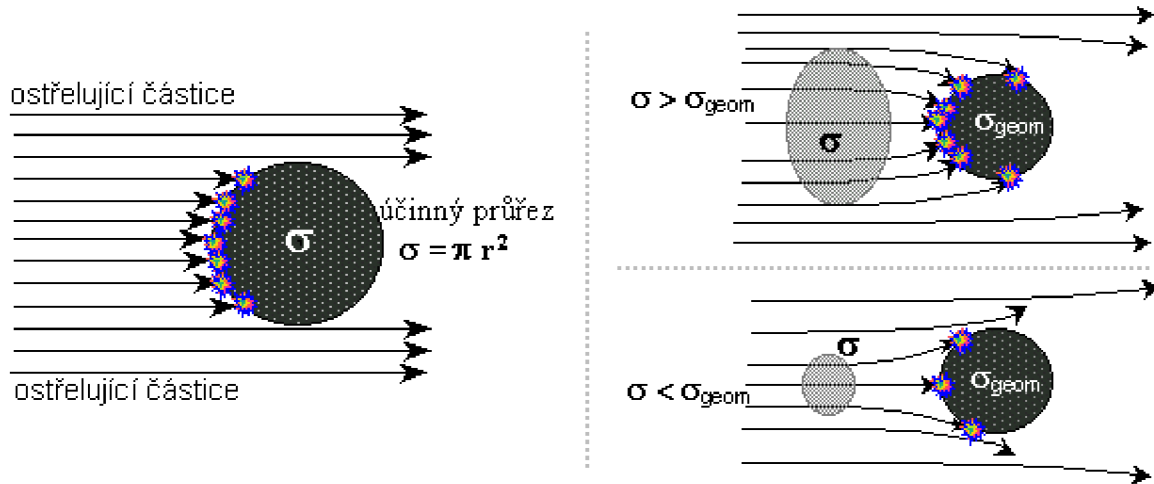
3.2 Účinný průřez jaderné reakce

Stejně jako chemické reakce tak i jaderné reakce probíhají s různou účinností a pravděpodobností v závislosti na druhu reakce a energii částic [2]. Pravděpodobnost, s jakou proběhne konkrétní reakce (např. štěpení nebo pružný rozptyl) mezi ostřelující částicí a terčovým jádrem je stanovena tzv. účinným průřezem jaderné reakce [15].

Pokud nalétající částice zasáhne kruhovou oblast se středem v terčovém jádru a definovanou poloměrem silového vlivu r tohoto jádra, dojde k dané nukleární reakci, v případě minutí reakce neproběhne [15]. Plocha účinného průřezu σ se poté spočítá z rovnice (3.12) [2]. Čím větší je poloměr r , tím je reakce pravděpodobnější. Účinný průřez reakce obvykle není stejný jako geometrický průřez terčového jádra σ_{geo} o poloměru r_{geo} (viz rovnice (3.13)) [15]. Pro přitahující se částice (např. neutrony) je $\sigma > \sigma_{geo}$ a pro odpuzující se částice (např. protony) je $\sigma < \sigma_{geo}$. Graficky je tato situace znázorněna na obrázku 5.

$$\sigma = \pi r^2 \quad (3.12)$$

$$\sigma_{geo} = \pi r_{geo}^2 \quad (3.13)$$



Obrázek 5: Grafické znázornění účinného průřezu jaderné reakce [2].

Zásah stejné nalétající částice může vyvolat různé nukleární reakce (viz podkapitola 3.1), jejichž pravděpodobnosti jsou obecně odlišné a jsou popsány různými účinnými průřezmi [2]. Typická hodnota účinného průřezu je $\sigma = 10^{-28} \text{ m}^2$ [4]. Proto byla z praktických důvodů zavedena plošná jednotka barn, kde $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ [4]. Alternativní jednotkou je čtvereční fermi, kde $1 \text{ fm}^2 = 10^{-15} \text{ m}^2$ [1].

3.3 Proces štěpení

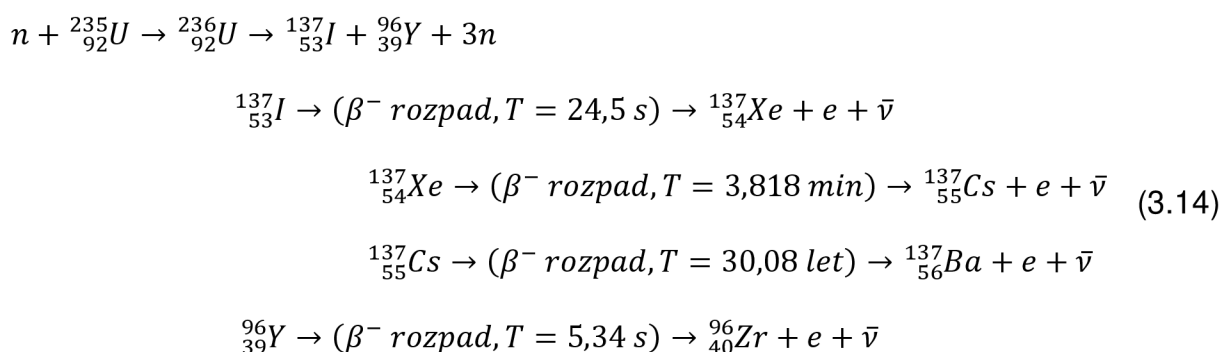
Jaderné štěpení probíhá typicky u nuklidů s vysokým nukleonovým číslem [7]. Aby se jádro mohlo rozštěpit je potřeba, aby mu byla dodána dostatečná aktivační energie k překonání energetické bariéry štěpení [8]. To se nejčastěji děje zachycením pomalého (tepelného) neutronu [16].

Neutron je částice bez náboje, proto může být jádrem snadno pohlcen [2]. Jádro drží pohromadě silné jaderné síly, které jsou silnější než elektrické odpudivé síly mezi protony [2]. Silné jaderné síly mají ale velmi krátký dosah [2]. Pohlcený neutron převede jádro na krátký okamžik do excitovaného stavu a uvede ho do oscilací [2]. Oscilace způsobí, že kulový tvar jádra se začne deformovat na eliptický, přičemž na jeho koncích dojde ke shlukování protonů [2; 16]. Tyto dvě skupiny se vzájemně odpuzují a zvětšená vzdálenost mezi nimi způsobí pokles silných jaderných interakcí. Jádro se v jeho středu zužuje (zaškrucuje) a při překonání vazbové energie se definitivně rozdělí na dva fragmenty (štěpné trosky) [2].

Štěpné trosky převezmou obecně asi 90 % z uvolněné energie [2]. Zároveň jsou z každé štěpné trosky uvolněny nejčastěji jeden až dva neutrony [2]. Jde o neutrony, které se při štěpení nacházely v zaškrčeném místě a po rozdělení jsou okamžitě emitovány z nově vzniklých jader, proto jsou nazývány jako okamžité neutrony [2].

Během štěpení se uvolňuje do okolí záření γ [1]. Je označováno jako okamžité, protože se uvolňuje přímo při procesu štěpení [16]. Štěpné trosky se po štěpení nacházejí v excitovaném stavu [4]. Stabilní těžká jádra např. U^{235} obsahují poměrově více neutronů (viz kapitola 1.5). Vzniklé trosky jsou proto bohaté na neutrony, což pro ně není energeticky výhodné (viz kapitola 1.5). V procesu deexcitace proto podstupují několik β^- přeměn, vyzařují opožděné gama záření a mohou emitovat i tzv. zpožděné neutrony [2].

Konkrétní příklad průběhu štěpné reakce je znázorněn v následujícím štěpení izotopu uranu U^{235} (3.14) [1]. V závorkách u přeměn štěpných trosek je vždy uveden typ další přeměny a poločas rozpadu této přeměny.



3.3.1 Okamžité a zpožděné neutrony

Z předchozího vyplývá, že zcela zásadní jsou při iniciaci a průběhu štěpení neutrony. Jsou dvojího typu. Okamžité neutrony vznikají při štěpení [16]. Tvoří celkem 99,3 % ze všech neutronů vzniklých v celém procesu štěpení [16]. Vyznačují se krátkou dobou života, která činí 10^{-4} sekundy a širokým rozmezím kinetické energie od 0,025 eV do 10 MeV [2; 16]. Naproti tomu zpožděných neutronů je pouze 0,7 % a vznikají až během samovolné přeměny štěpných trosek [16]. Mají kinetickou energii od 0,2 MeV do 0,6 MeV [2]. Jejich průměrná doba života je přibližně tisíckrát delší než u okamžitých neutronů, a to 10^{-1} sekundy [16]. Tyto data jsou pro přehlednost zpracována v tabulce 4.

Tabulka 4: Porovnání okamžitých a zpožděných neutronů [2; 16].

Typ neutronů	Okamžité neutrony	Zpožděné neutrony
Vznik	Při štěpení	Samovolnou přeměnou štěpných trosek
Množství	99,3 %	0,7 %
Doba života	10^{-4} s	10^{-1} s
Kinetická energie	0,025 eV – 10 MeV	0,2 – 0,6 MeV

3.3.2 Energetická bilance

Energetické bilance štěpení různých těžkých jader se mírně liší. Podrobněji bude rozebrána v praxi nejčastěji vyskytující se štěpná reakce izotopu uranu U^{235} . Při ní se během štěpení jednoho jádra celkově uvolňuje energie přibližně 205 MeV [16]. Nejvíce energie (asi 89,2 %) je z reakce odneseno štěpnými troskami [16]. Část energie je předána okamžitým neutronům (asi 2,4 %) [16]. Další energie je potom uvolněna formou okamžitého i opožděného gama záření, vylétajícími neutriny a β^- rozpadem štěpných trosk [2]. Energie jednotlivých částic a jejich procentuální poměry jsou seřazeny v tabulce 5. Obecně platí, že jaderné štěpení je proces s vysokou hustotou energie na jednotku hmoty paliva [2]. Vyšší energetická účinnost se předpokládá pouze u jaderné fúze, ale dosud neexistuje zařízení, které by bylo schopno této účinnosti dosáhnout [2].

Tabulka 5: Energetická bilance jedné štěpné reakce uranu U^{235} [16].

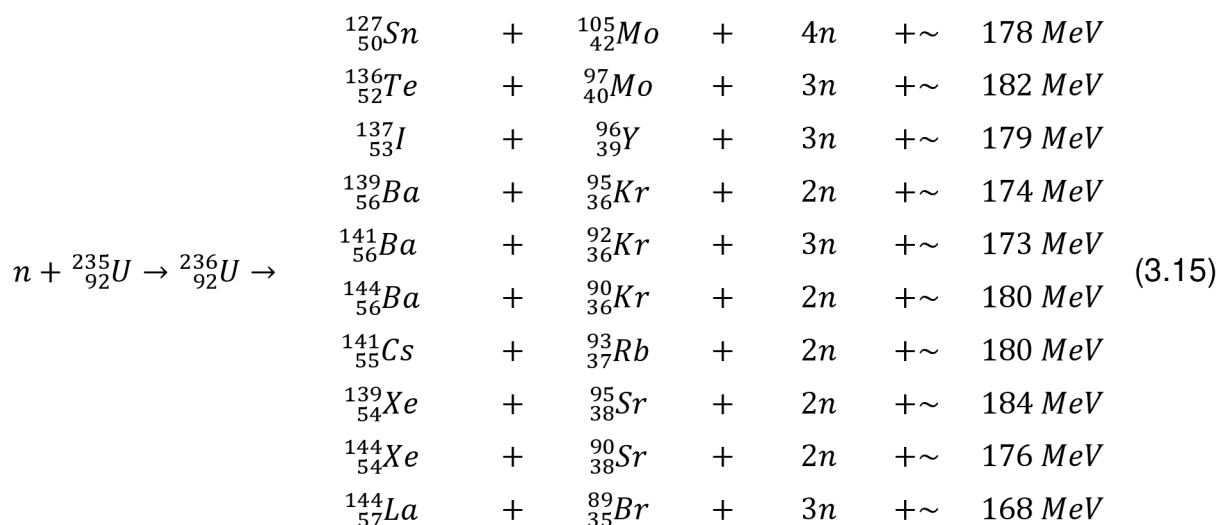
Druh energie	Uvolněná energie [MeV]	Procentuální podíl [%]
E_k štěpných trosk	170	82,92
E_k okamžitých neutronů	5	2,44
Okamžitá gama	6	2,93
Opožděná gama	6	2,93
β^- rozpad štěpných trosk	8	3,90
Antineutrino	10	4,88
Celkem	205	100

3.4 Produkty štěpení

Štěpení jedné konkrétní částice může vést k celé řadě kombinací výsledných jader (fragmentů) [1]. Každé kombinaci je přiřazena pravděpodobnost, se kterou se jádro rozpadne právě na dané fragmenty. Všechny tyto kombinace musí splnit zákon zachování nukleonového čísla [1]. Při štěpení ovšem dojde ke ztrátě malé části atomové hmoty, která se transformuje do kinetické energie fragmentů, neutronů a γ záření [1].

Jak již bylo dříve zmíněno, těžká jádra (např. U^{235} , U^{233}) obsahují poměrově více neutronů [1]. Po štěpení jsou tedy i jejich fragmenty bohaté na neutrony a podstupují β^- rozpad, spojený s emisí γ záření (viz kapitola 3.3) [2]. Tyto následné rozpady způsobují, že jsou štěpné fragmenty vysoce radioaktivní [2]. Po několika štěpných reakcích, s přihlédnutím k následným rozpadům fragmentů, vznikne až několik set různých radioaktivních nuklidů, přičemž ne všechny z nich se přirozeně vyskytují v přírodě [1]. Souhrnně se nuklidy vzniklé při štěpení označují termínem směs štěpných produktů [2]. Jako příklad různorodosti štěpení těžkých jader je v rovnici

(3.15) uvedeno deset možných způsobů rozpadu U^{235} po zachytu neutronu a součet hodnoty kinetické energie neutronů a kinetické energie štěpných fragmentů pro danou reakci [1].



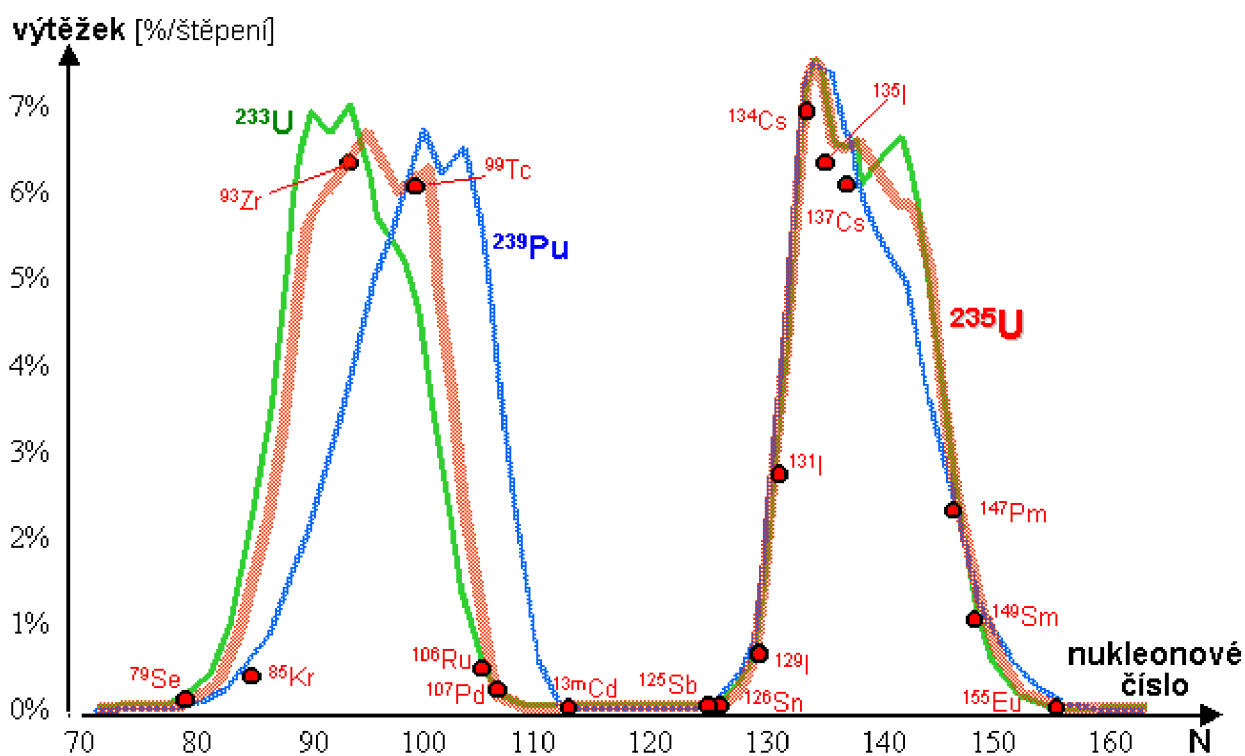
Při štěpení těžkých jader je rozštěpení na dvě totožná nebo hmotnostně velmi blízká jádra velmi nepravděpodobné a prakticky téměř nenastává [1]. Obvykle jsou vzniklé fragmenty z hlediska nukleonového čísla asymetrické [1]. Situace bude přiblížena opět na izotopu uranu U^{235} . Ten se nejčastěji rozštěpí na lehčí jádro o nukleonovém čísle N v rozmezí od 88 do 103 a těžší jádro o N v rozmezí od 132 do 147 [1]. Při vynesení závislosti nukleonového čísla vzniklého fragmentu na jeho výtěžku ze štěpení do grafu vznikne charakteristický dvouvrcholový tvar se středy v $N = 95$ a $N = 137$ [2]. Tato závislost pro U^{235} je znázorněna na obrázku 6, přičemž suma všech výtěžků je rovna 200 % [2]. To je způsobeno tím, že v grafu je výtěžek vztažen k počtu štěpených nuklidů a ne k počtu štěpných fragmentů, kterých je dvakrát tolik při zanedbání ternárního a vyššího řádu štěpení, které je velmi nepravděpodobné [1].

U další štěpných materiálů např. Pu^{239} a U^{233} se závislost nukleonového čísla na výtěžku liší jen málo od charakteristiky pro U^{235} [1]. Vrchol výtěžnosti je u těžšího fragmentu téměř totožný a u lehčího fragmentu pro U^{233} posunut mírně vlevo a pro Pu^{239} mírně vpravo [2]. Přehled vybraných nuklidů vznikajících při štěpení s jejich výtěžkem a poločasem rozpadu je zpracován v tabulce 6.

Štěpné produkty tvoří významnou část odpadu z jaderných reaktorů [1]. Izotopové složení směsi se v čase výrazně mění [2]. Zpočátku směs vykazuje vysokou aktivitu způsobenou radioaktivními přeměnami krátkodobých radionuklidů [2]. Po několika dnech je hlavním izotopem I^{131} [2]. Velmi nebezpečné izotopy pro člověka jsou stroncium Sr^{90} a cesium Cs^{137} s poločasy rozpadu okolo třiceti let [1]. Po několika desítkách let ve směsi zůstávají dlouhodobé radionuklidy např. Tc^{99} , Zr^{93} [2]. Tyto radionuklidy jsou i po několika desetiletích nebezpečnou složkou vyhořelého jaderného paliva a musí být bezpečně a dlouhodobě skladovány [2].

Tabulka 6: Přehled vybraných nuklidů vznikajících při štěpení a jejich výtěžnost [17].

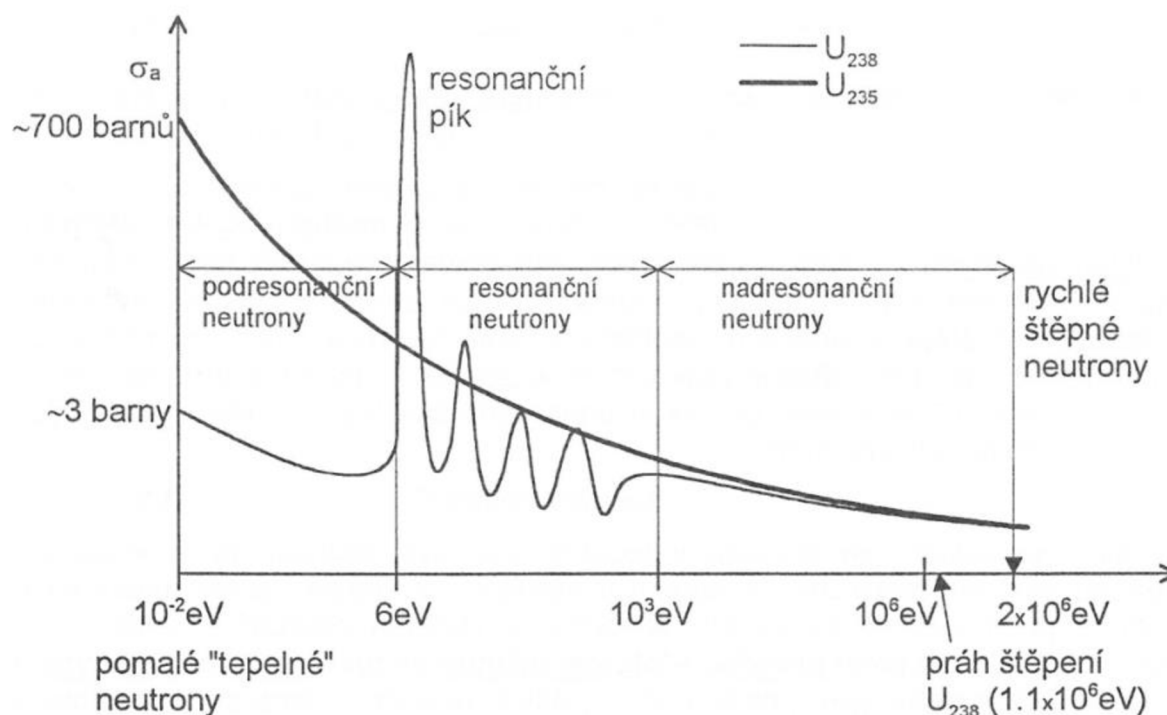
Nuklid	Výtěžnost [%/počet štěpení]			Poločas rozpadu
	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}	
Kr^{83}	1,0	0,5	0,3	stabilní
Mo^{95}	6,4	6,5	4,8	stabilní
Tc^{99}	4,9	6,1	6,2	$2,1 \cdot 10^5$ let
Ru^{103}	1,6	3,0	7,0	39 dní
Ru^{106}	2,5	0,4	4,4	376 dní
Pd^{107}	0,1	0,1	3,3	$6,5 \cdot 10^6$ let
I^{135}	5,0	6,3	6,5	6,6 hod
Xe^{135}	1,2	0,3	1,1	9 hod
Xe^{136}	6,7	6,1	6,9	$2,4 \cdot 10^{21}$ let
Cs^{137}	6,8	6,3	6,7	30 let
Pm^{147}	1,7	2,2	2,1	2,6 roku
Sm^{151}	0,3	0,4	0,7	90 let



Obrázek 6: Závislost nukleonového čísla fragmentu na jeho výtěžku [2].

3.5 Řetězová reakce a jaderný reaktor

Základní podmínkou řetězové reakce je, že neutrony vzniklé při rozštěpení jádra se po zpomalení stanou iniciačními neutrony pro štěpení dalších jader [7]. Neutrony vzniklé při štěpení mají energii v průměru okolo 1,5 MeV a pravděpodobnost jejich záchytu a následného štěpení je, jak vyplývá z grafu na obrázku 7, velmi malá [2]. Proto je neutronům nutné odebrat energii (zpomalit je) pomocí vhodného moderátoru na energii okolo 0,025 eV [1; 8]. Energií neutrony ztrácí při srážkách s jádry moderátoru [4]. Aby byla ztráta energie neutronů co nejrychlejší a nejefektivnější, tak moderátor musí být látka s lehkými jádry s hmotností podobnou neutronům [4]. Dobrymi moderátory jsou proto lehká voda (H_2O), těžká voda (D_2O , D - deuterium) a grafit [18].

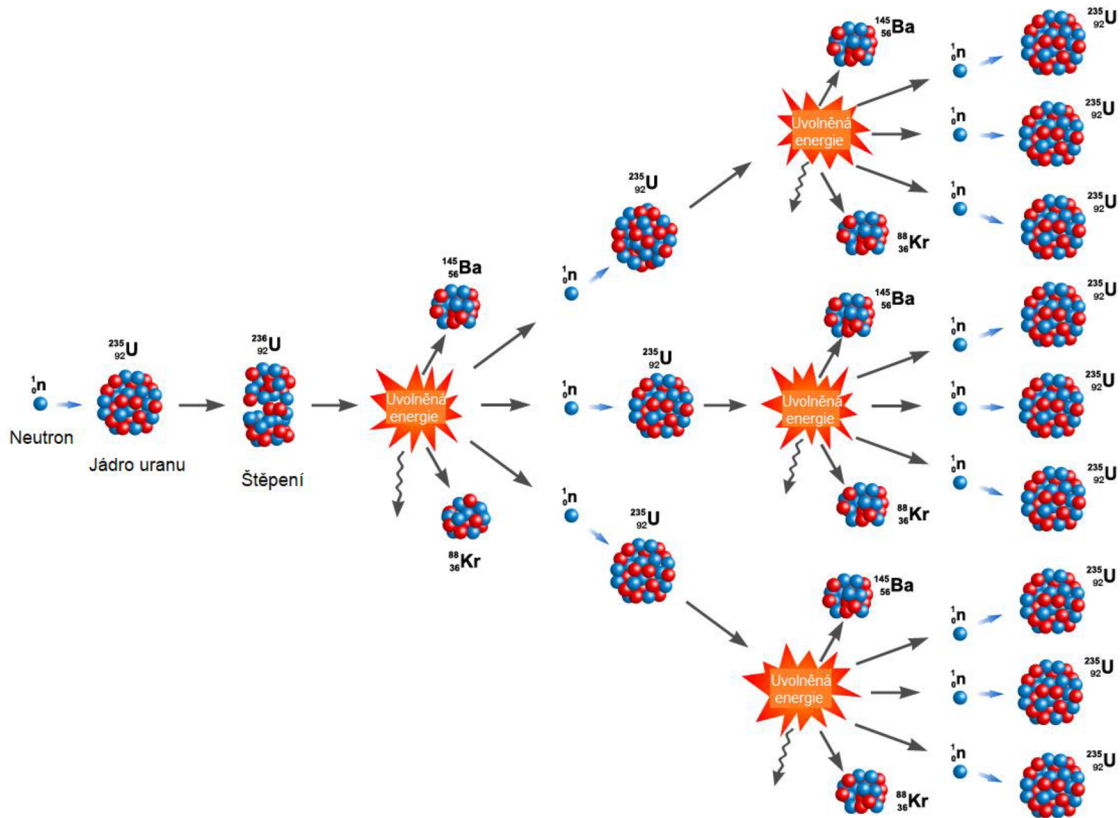


Obrázek 7: Závislost účinného průřezu štěpení na energii neutronu [18].

Pokud jsou nově vzniklé neutrony zpomaleny, způsobují štěpení, při kterém vzniknou další neutrony (v průměru vzniká 2,5 neutronu na jedno štěpení), které jsou následně zpomaleny moderátorem a iniciují další štěpení [1]. Tímto způsobem je nastartována řetězová štěpná reakce, její část pro případ izotopu uranu U^{235} je znázorněna na obrázku 8. Pokud počet volných neutronů v čase klesá, řetězová reakce se zastavuje, pokud roste, může dojít k výbuchu [7]. Proto je pro udržení řetězové reakce klíčové, aby se v čase neměnil počet volných neutronů [7].

Zařízení založené na řízené štěpné reakci se nazývá jaderný reaktor. Aby bylo možné štěpení ovládat a nějakým způsobem regulovat, je potřeba znát základní charakteristiku řetězové reakce, kterou je multiplikační faktor k [4]. Ten vyjadřuje poměr počtu neutronů mezi dvěma po sobě následujícími generacemi neutronů [2].

Pokud je $k > 1$, počet neutronů v aktivní zóně (tj. část jaderného reaktoru, kde dochází k samotnému štěpení) roste a reakce má charakter exploze [4]. V tomto stavu se nachází jaderný reaktor při jeho nájždění na výkon [16]. Pokud je $k = 1$, počet neutronů v aktivní zóně se nemění [4]. Jedná se o kritický stav reaktoru, právě jeden z uvolněných neutronů po štěpení způsobí další reakci [18]. Tento stav je pro reaktor optimální a je běžným pracovním stavem reaktoru [18]. Posledním případem je $k < 1$, kdy počet volných neutronů v aktivní zóně klesá [4]. Tento stav nastává při odstavení reaktoru například z důvodu zavezení nového paliva nebo provedení údržbových a kontrolních prací [16].



Obrázek 8: Řetězová štěpná reakce izotopu uranu U^{235} [19].

Po njetí reaktoru na jmenovitý výkon, je potřeba zachytávat přebytečné neutrony vhodným absorbátorem, aby nedošlo k lavinovitému šíření štěpné reakce a multiplikační faktor se držel na hodnotě jedna [2]. Absorpce (pohlcování) neutronů probíhá několika způsoby. Část neutronů je pohlcena moderátorem [4]. To je ovšem nežádoucí efekt, moderátor by měl pohlcovat neutrony co nejméně [4]. V kombinaci vlastností moderace a absorpce vychází nejlépe těžká voda, která neutrony téměř neabsorbuje a výborně je moderuje [4]. Umožňuje rovněž používání paliva s přírodním obohacením uranu U^{235} (0,7 %) [4]. Je však nutné ji mít ve velmi vysokých koncentracích (více než 90 %), což je ekonomicky drahé, proto se v praxi příliš nepoužívá [4]. Pokud je moderátorem lehká voda, část neutronů se absorbuje do ní, proto je potřeba palivo na počátku palivo obohatit na vyšší koncentraci izotopu uranu U^{235} [4]. V praxi je ovšem nejpoužívanější, protože zároveň plní funkci chladiwa a má dobře známé chování při různých tlacích a teplotách [4].

Výbornými absorbátory volných neutronů jsou prvky bór, kadmium, hafnium a gadolinium [1; 19]. V jaderných reaktorech jsou neutrony absorbovány dvěma hlavními způsoby. Prvním typem je regulace pomocí bóru ve formě kyseliny borité, která se přidává v přesně definované koncentraci do chladiwa (moderátoru) aktivní zóny [2]. Tato regulace má dlouhodobý charakter, při zavezení čerstvého paliva je koncentrace kyseliny borité v aktivní zóně největší a s postupným vyhoříváním paliva se snižuje [16]. Druhým typem regulace jsou kadmiové tyče, které mohou být v průběhu štěpení zasunuty různě hluboko do aktivní zóny, to slouží k dlouhodobé regulaci [8]. A v případě potřeby okamžitého odstavení reaktoru (zastavení řetězové reakce) jsou plně spuštěny do aktivní zóny a dojde k zastavení štěpení v řádu několika sekund [16].

Aby řetězová reakce mohla nastat, nesmí být množství neutronů, které opouští štěpitelný materiál příliš velké, tzn. materiál nesmí mít příliš velký povrch vzhledem k jeho objemu [7]. Proto se pro každé jaderné palivo definuje jeho kritická hmotnost, tj. hmotnost k udržení řetězové reakce [2]. Pokud je hmotnost štěpitelného materiálu menší, reakce se časem samovolně zastaví [7]. Pro jednotlivé druhy štěpných materiálů se udává jejich kritická hmotnost m_{krit} pro kulové homogenní uspořádání čistého materiálu [2]. Konkrétní hodnoty pro vybrané materiály jsou uvedeny v tabulce 7. V tabulce nejsou uvedeny kritické hmotnosti pro štěpitelné materiály thorium Th^{232} a uran U^{238} , protože tyto nuklidy nejsou schopny řetězovou reakci udržet při libovolně velké hmotnosti materiálu [2].

Tabulka 7: Kritická hmotnost vybraných štěpných materiálů [2].

Štěpný materiál	Kritická hmotnost m_{krit} [kg]
U^{235}	48
Pu^{239}	17
U^{233}	16

4 Reakce používaných jaderných paliv

Jako jaderné palivo mohou být použity pouze ty nuklidy, které jsou schopny udržet řetězovou štěpnou reakci [2]. To znamená, že musí být především štěpitelné i velmi pomalými neutrony, protože většina rychlých neutronů štěpení nezpůsobuje [2]. Tyto nuklidy se označují jako štěpné materiály a jsou potenciálním zdrojem jaderného paliva, avšak ne všechny jsou dostupné v dostatečném množství pro ekonomicky smysluplné provozování řetězové reakce [2]. Zásadní jsou proto pouze tři, uran U^{233} , plutonium Pu^{239} a nejpoužívanější U^{235} [20].

4.1 Štěpná a štěpitelná jádra

U lichých izotopů těžkých jader (např. U^{233} , U^{235} , Pu^{239}) stačí ke štěpení zachycení pomalého neutronu, jehož navázáním se jádro dostatečně rozkmitá a rozštěpí [2]. Při dostatečném (alespoň kritickém) množství těchto jader lze spustit řetězovou štěpnou reakci [2]. Tyto nuklidy jsou označovány jako štěpné [2].

U sudých izotopů (např. Th^{232} a U^{238}) energie vnesená do jádra zachyceným pomalým neutronem nestačí na jejich rozštěpení, proto je nutné, aby neutron předal nuklidu navíc určitou kinetickou energii [2]. Z toho plyne, že jádra jsou štěpitelná pouze rychlými neutrony, např. uran U^{238} je štěpitelný pouze neutrony o kinetické energii vyšší než 1,2 MeV [2]. Souhrnně se označují tyto nuklidy jako štěpitelné [2]. Nedochozí u nich k řetězové reakci, protože většina emitovaných rychlých neutronů opouští prostor reakce bez interakce a velmi rychle [2].

Přesto lze uran U^{238} a thorium Th^{232} využít jako jaderné palivo. Záchyt pomalých neutronů může vyvolat sérii přeměn, během nichž se jádra těchto tzv. množivých nuklidů přemění na izotopy s lichým počtem neutronů, a to uran U^{233} respektive plutonium Pu^{239} , která jsou schopna řetězovou reakci udržet [2].

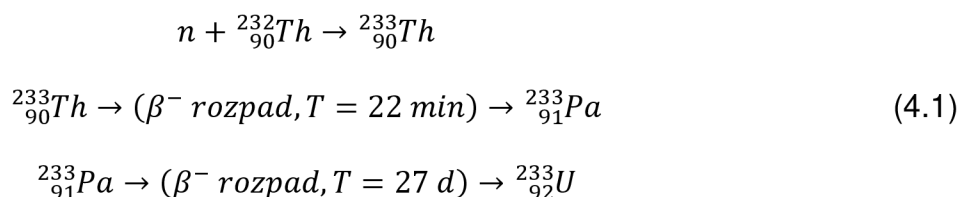
4.2 Uran 235

Je jediným štěpitelným materiálem dostupným v přírodě a zároveň nejčastěji používaným jaderným palivem ve všech typech reaktorů [2]. V přírodě je jeho koncentrace v uranové rudě přibližně 0,7 %, což není pro provoz v reaktorech pracujících s lehkou vodou dostatečná koncentrace, proto je nutné obohacení na hodnoty od 2,5 do 4,5 % [20]. Maximální hranice obohacení stanovená pro komerční využívání (myšleno mírové použití za účelem výroby elektřiny) uranu U^{235} v jaderných elektrárnách je 5 % [16]. Tato podmínka neplatí pro výzkumné reaktory, které mohou pracovat s vyšším obohacením, např. školní reaktor VR-1 na ČVUT v Praze pracuje s obohacením téměř 20 % [21].

Uran U^{235} byl vybrán jako izotop, na kterém byly vysvětleny principy jaderného štěpení v kapitole 3. Deset nejčastějších způsobů rozštěpení izotopu U^{235} je vypsáno v rovnici (3.15). Přehled výtěžnosti jednotlivých nuklidů je zpracován v tabulce 6 a graficky zanesen do obrázku 6.

4.3 Thorium 232

Thorium Th^{232} není samo o sobě štěpným, ale pouze štěpitelným materiálem, tudíž není přímým palivem jaderných reaktorů [22]. Situace se ale změní, pokud tento nuklid absorbuje neutron [22]. Vznikne totiž thorium Th^{233} , které se s poločasem přeměny necelých dvacet dva minut rozpadá β^- přeměnou na protaktinium Pa^{233} [1]. A to se s poločasem přeměny dvacet sedm dní přemění opět β^- rozpadem na uran U^{233} [1]. Celý tento proces je tak o transmutaci jader thoria Th^{233} na jádra uranu U^{233} , která jsou výborným štěpným materiálem [22]. Jejich štěpení bude popsáno v následující kapitole. Celá transmutace je znovu vyjádřena sérií přeměn (4.1) [1].



Transmutace thoria Th^{232} na uran U^{233} se využívá v tzv. množivých reaktorech s thorium-uranovým palivovým cyklem, u kterých je potřeba do reaktoru zavést alespoň minimální množství štěpného materiálu (např. uranu U^{233}), který slouží k nastartování reakce a dodání potřebného množství neutronů jádrům thoria Th^{232} k jejich transmutaci na uran U^{233} [2; 22]. Dochází tedy ke zmnožování štěpného materiálu na úkor thoria [2]. Tento proces může na rozdíl od uran-plutoniového cyklu, který pracuje pouze s rychlými neutrony, probíhat i s neutrony pomalými [2].

Problémem tohoto cyklu je ovšem relativně dlouhý poločas přeměny proaktinia Pa^{233} na uran U^{233} (dvacet sedm dní) [23]. Během této doby může dojít u proaktinia Pa^{233} k dalšímu záchytu neutronu a přeměně na protaktinium Pa^{234} [2]. To se β^- rozpadem přeměňuje s poločasem rozpadu asi sedm hodin na uran U^{234} , který se už nedá využít jako palivo jaderného reaktoru [2]. Proto je nutné protaktinium Pa^{233} chemicky separovat od dceřiného thoria, nechat ho rozpadnout ve vhodném zásobníku na uran U^{233} , a ten poté buď přepracovat na nové palivo, nebo ponechat v této formě a vložit zpět do reaktoru (to je možné pouze u typu reaktorů založených na roztavených fluoridových solích s průběžnou chemicko-izotopovou separací) [2; 22].

Thorium Th^{233} lze teoreticky využít i jako přímé palivo vybraných typů jaderných reaktorů čtvrté generace. Ke štěpení stačí rychlý neutron o kinetické energii vyšší než 1 MeV. Ovšem jeho štěpitelnost je desetkrát horší než u izotopu uranu U^{238} , kterého je v současnosti dostatečné množství, proto by byl provoz těchto reaktorů z ekonomického hlediska zcela nesmyslný. [22]

Mezi výhody paliva thoria Th^{232} oproti palivu uranu U^{238} patří například třikrát větší absorpce termálních (tepelných) neutronů [23]. To činí konverzi thoria Th^{232} na uran U^{233} efektivnější oproti konverzi uranu U^{238} na plutonium Pu^{239} [23]. Další výhodou je, že při reakcích vznikají radioaktivní odpady s nižší měrnou aktivitou, a především dlouhodobé radionuklidy a transurany vznikají pouze ve velmi malém množství [2].

Rovněž z hlediska zásob je zásoba thoria v zemských horninách třikrát až čtyřikrát větší než zásoba uranu [1].

Thorium lze jako palivo využít u těchto typů reaktorů:

- 1) tlakovodní reaktory na lehkou i těžkou vodu,
- 2) varné reaktory na lehkou vodu,
- 3) vysokoteplotní plynem chlazené reaktory,
- 4) reaktory s rychlými neutrony,
- 5) reaktory založené na roztavených solích,
- 6) podkritické reaktory řízené urychlovačem.

4.4 Uran 233

Izotop uranu U^{233} má poločas rozpadu 159 200 let [24]. To je důvod, proč se dnes v přírodě již přirozeně nevyskytuje a je vyráběn uměle v množivých reaktorech z thoria Th^{232} , jak je popsáno v předcházející kapitole. Uran U^{233} je velmi dobrým štěpným materiálem [2]. Po absorpci termálního neutronu dojde z 94 % k jeho rozštěpení a ve zbylých 6 % k záchytu neutronu [24]. Oproti ostatním štěpným materiálům tak má výrazně nižší poměr záchytu ku štěpení [24]. V případě záchytu neutronu vznikne izotop uranu U^{234} [24]. Ten je po absorpci neutronu v excitovaném stavu, a proto se z něj uvolňuje záření γ [24]. Proces záchytu neutronu uranem U^{233} je znovu popsán reakcí (4.2) [24].

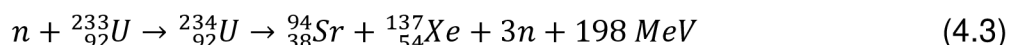


Častější variantou je již zmíněné štěpení. To je majoritně binární, ternární štěpení nastává pouze ve vzácných případech [24]. Při štěpení se uvolňuje energie v průměru 198 MeV, a to ve formě tepla a γ záření [24]. Při každé reakci se dále průměrně uvolní 2,48 neutronu, což je dostačující množství pro zachování řetězové reakce [24]. Energetická bilance štěpení je zpracována do tabulky 8.

Tabulka 8: Energetická bilance jedné štěpné reakce uranu U^{233} [24].

Druh energie	Uvolněná energie [MeV]	Procentuální podíl [%]
E_k štěpných trosků	168	84,85
E_k okamžitých neutronů	5	2,52
Okamžitá gama	8	4,05
Opožděná gama	5	2,52
β^- rozpad štěpných trosků	5	2,52
Antineutrino	7	3,54
Celkem	198	100

Průměrné nukleonové číslo fragmentů je sto dvanáct, ale výtěžnost izotopů s tímto nukleonovým číslem je velmi malá [24]. Mnohem častěji stejně jako u uranu U^{235} dojde k asymetrickému rozštěpení z hlediska nukleonového čísla viz obrázek 6. Vrchol výtěžnosti je u izotopů těžších prvků téměř stejný, a u lehčích prvků mírně posunutý doleva ve srovnání s izotopem uranu U^{235} [2]. Nejpravděpodobnější je rozštěpení na lehčí fragment s nukleonovým číslem okolo hodnoty 93 a těžší fragment s nukleonovým číslem okolo hodnoty 137 [24]. Jeden z možných způsobů rozštěpení je popsán v rovnici (4.3) [25].



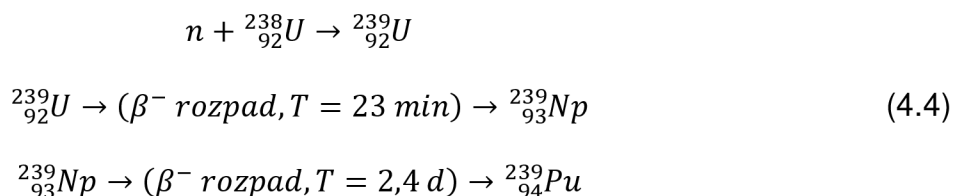
Většina fragmentů je po štěpení vysoce nestabilní a záhy podstupuje jeden z možných radioaktivních rozpadů [24]. Přehled výtěžnosti dvanácti vybraných fragmentů je zpracován v tabulce 6.

Palivo uranu U^{233} je méně rizikové z hlediska zneužití za účelem výroby jaderných zbraní než paliva na bázi uranu U^{235} a plutonia z důvodu nevyhnutelné kontaminace izotopem uranu U^{232} , které brání [26]. Vykazuje také nejmenší kritickou hmotnost k udržení řetězové reakce z těchto tří materiálů [2]. Další výhodou je nižší produkce radioaktivního odpadu a především transuranů [26].

4.5 Uran 238

V přírodě nejrozšířenějším izotopem uranu je U^{238} , který tvoří asi 99,3 % ze všech jeho izotopů [22]. Patří mezi štěpitelné materiály a lze ho rozštěpit neutrony s kinetickou energií vyšší než 1,2 MeV [2]. K přímému použití jako paliva jaderných reaktorů se ovšem nehodí, protože při jeho štěpení nevzniká dostatek neutronů s alespoň minimální energií potřebnou pro vyvolání dalšího štěpení [24].

Obdobně jako u thoria Th^{232} i uran U^{238} lze transmutovat na štěpný materiál [2]. V tomto případě jím je transuranový prvek plutonium Pu^{239} [2]. Děje se tak v množivých reaktorech s uran-plutoniovým cyklem, a to záchytem pomalého neutronu, kterým vznikne izotop uranu U^{239} [1]. Ten se β^- rozpadem s poločasem přeměny dvacet tři minut přemění na neptunium Np^{239} , a to se s poločasem přeměny necelých dvou a půl dní opět β^- rozpadem přemění na výsledné plutonium Pu^{239} [1]. Celý proces je znázorněn sérií přeměn (4.4) [1].



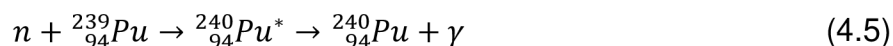
Jako palivo se uran U^{238} používá v reaktorech s rychlými (nezpomalenými) neutrony, které nemají moderátor a jsou chlazené nejčastěji tekutým sodíkem [20]. Při použití pomalých neutronů by docházelo ke štěpení jader plutonia Pu^{239} jen v 73 % případů, v ostatních případech by plutoniové jádro neutron pouze pohltilo a vznikl by izotop plutonia Pu^{240} , který nemá štěpné vlastnosti [2; 24]. Při štěpení plutonia

Pu^{239} rychlými neutrony se při jedné reakci v průměru uvolní necelé tři nové neutrony [2]. Statisticky se dva z nich spotřebují na další štěpení a jeden je zachycen jádrem uranu U^{238} a vyvolá jeho transmutaci na jádro plutonia Pu^{239} viz rovnice (4.4) [2]. Uvnitř reaktoru tak dochází ke zmnožování štěpného materiálu [20]. Tento typ reaktoru se označuje jako rychlý množivý reaktor, nebo též zkratkou z anglického pojmenování FBR (Fast Breeder Reactor) [20]. Z uranu U^{238} zde neustále vzniká plutonium Pu^{239} [2]. Prostřednictvím plutonia je tak možné zhodnotit 90 % uranu U^{238} , a tím znásobit dostupné zdroje štěpného materiálu pro jaderné reaktory [2].

4.6 Plutonium 239

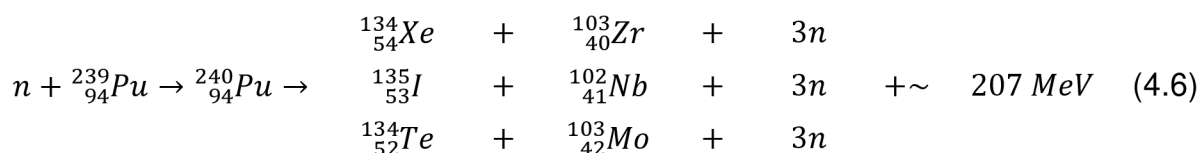
Plutonium Pu^{239} je štěpný materiál s poločasem rozpadu 24 110 let [1]. V přírodě se vyskytuje pouze ve stopovém množství [22]. Proto se získává uměle v množivých reaktorech z izotopu uranu U^{238} , jak je popsáno v předchozí kapitole [24]. Používá se jako palivo v reaktorech pracujících jak s lehkou, tak s těžkou vodou a také v reaktorech s rychlými neutrony [22].

Tento izotop plutonia je štěpitelný rychlými i termálními neutrony. Po absorpci neutronu však nemusí dojít vždy ke štěpení. Celkem ve 27 % případů dojde k záchytu neutronu a vytvoření plutonia Pu^{240} . Záchyt neutronu plutoniem Pu^{239} je popsán reakcí (4.5). [24]



Ze štěpení plutonia Pu^{239} pochází jedna třetina veškeré energie vyrobené v jaderných elektrárnách, i když nemusí být součástí původního paliva [22]. Vzniká totiž z uranu U^{238} záchytem neutronu, jak je popsáno v předchozí kapitole. Po záchytu termálního neutronu k němu u plutonia Pu^{239} dojde v celkem 73 % případů [24]. Průměrné nukleonové číslo štěpného fragmentu je sto dvacet, ale stejně jako u dvou předchozích štěpných materiálů je výtěžnost takových fragmentů velmi malá a mnohem pravděpodobnější je asymetrické rozštěpení [24].

Typicky se plutonium Pu^{239} po absorpci neutronu štěpí binárně (ternárně pouze v ojedinělých případech) na lehčí fragment s nukleonovým číslem okolo hodnoty 103 a těžší fragment s nukleonovým číslem okolo hodnoty 134 [24]. Závislost výtěžnosti jednotlivých fragmentů na jejich nukleonovém čísle pro plutonium Pu^{239} je znázorněna na obrázku 6. Při srovnání se závislostí uranu U^{235} je patrné, že vrchol výtěžnosti těžších fragmentů je téměř shodný, zatímco vrchol výtěžnosti lehčích fragmentů je oproti uranu U^{235} posunut mírně vpravo [2]. Dále je při reakci uvolněna energie ve formě tepla a γ záření [24]. Uvolňuje se také průměrně 2,89 neutronů, což je dostatečné množství k zachování řetězové reakce [24]. Energetická bilance jednoho štěpení je zpracována v tabulce 9. Tři konkrétní způsoby štěpení plutonia jsou znázorněny reakcí (4.6) [25].



Většina fragmentů je po štěpení plutonia Pu^{239} vysoce nestabilní a záhy podstupuje jeden z možných radioaktivních rozpadů [24]. Přehled výtěžnosti dvanácti vybraných fragmentů je zpracován v tabulce 6.

Tabulka 9: Energetická bilance jedné štěpné reakce plutonia Pu^{239} [24].

Druh energie	Uvolněná energie [MeV]	Procentuální podíl [%]
E_k štěpných trosek	176	85,02
E_k okamžitých neutronů	6	2,90
Okamžitá gama	8	3,86
Opožděná gama	5	2,42
β^- rozpad štěpných trosek	5	2,42
Antineutrino	7	3,38
Celkem	207	100

Ve srovnání s palivem uranu U^{235} má plutonium Pu^{239} nepatrně vyšší celkovou energii na jedno štěpení, což je způsobeno jeho vyšším nukleonovým číslem. Riziko zneužití za účelem výroby a rychlého množení jaderných zbraní je zde mnohem vyšší než například u uranu U^{233} [22]. Hranice obohacení plutonia Pu^{239} pro civilní účely je stanovena na 55 až 70 % za současného minimálního obsahu izotopu plutonia Pu^{240} alespoň 19 % [24]. Plutoniové palivo je i náročnější na řízení řetězové reakce z důvodu simultánního vzniku a vyhořívání paliva [1].

4.7 MOX

Vyhořelé jaderné palivo stále obsahuje okolo 95 % znovu použitelného jaderného materiálu [24]. To v sobě nese obrovský potenciál další výroby elektrické energie a snahu o jeho recyklaci či přepracování. Jedním z možných způsobů jeho recyklace a znovu použití je výroba jaderného paliva MOX. Název paliva MOX je odvozený z jeho složení, jedná se o smíšený oxid uraničitý UO_2 a oxid plutoničitý PuO_2 (anglicky mixed uranium oxide and plutonium oxide) [22]. Toto palivo představuje necelých 5 % z celkového množství používaných jaderných paliv [22]. V současnosti s ním pracuje třicet reaktorů s lehkou vodou v Evropě a deset v Japonsku [22].

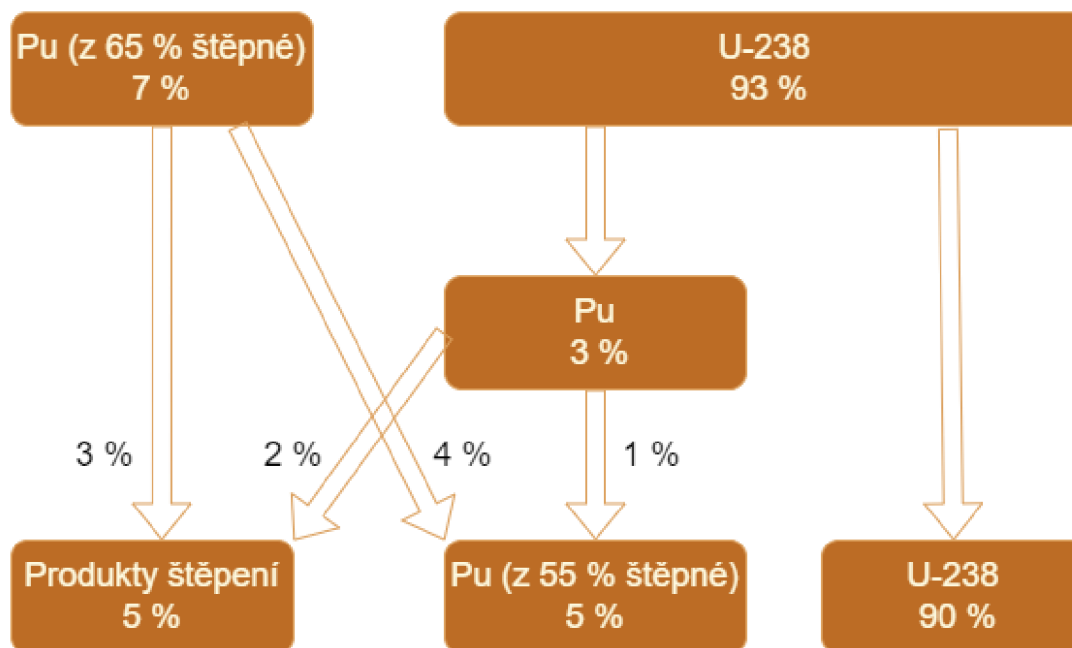
Složení paliva MOX se může lišit, ale v podstatě se vždy jedná o kombinaci dvou základních štěpných materiálů, a to vyhořelého a přepracovaného paliva uranu U^{235} s obohacením okolo 0,2 % a plutonia Pu^{239} (a dalších jeho izotopů, celkově plutonium obsahuje 65 % štěpných izotopů) s obohacením od 5 do 10 % [22; 24]. Nicméně největší část paliva MOX tvoří štěpitelné materiály (např. uran U^{238}).

Palivo MOX obsahující 7 až 11 % izotopu plutonia Pu^{239} je ekvivalentní palivu uranu U^{235} s jeho standardním obohacením okolo 4,5 % [22]. Zároveň palivo MOX dostačuje 2,6krát menší neutronový tok, který způsobuje štěpení, ve srovnání s palivem uranu U^{235} při zachování stejného počtu štěpných reakcí [24]. Při zavezení reaktoru z poloviny palivem MOX se tím nezmění jeho operační charakteristiky [22]. Z bezpečnostního hlediska je nutné pouze více regulačních tyčí [22]. Při vyšším obsahu paliva MOX jsou již potřebné zásadní změny a úpravy na reaktoru [22].

Štěpné reakce jednotlivých štěpných a štěpitelných izotopů v palivu MOX probíhají stejně jak již bylo dříve popsáno. Hrubou představu o složení čerstvého a vyhořelého paliva MOX poskytuje obrázek 9 a procentuální zastoupení jednotlivých izotopů plutonia ve vyhořelém palivu je zapsáno do tabulky 10.

Tabulka 10: Procentuální zastoupení izotopů plutonia ve vyhořelém palivu MOX [22].

Izotop plutonia	Procentuální zastoupení [%]
Pu^{238}	4
Pu^{239}	37
Pu^{240}	32
Pu^{241}	16
Pu^{242}	12



Obrázek 9: Vstupní a výstupní složení paliva MOX [22].

5 Problémy energetického využití štěpných reakcí

Energie získávaná štěpením jádra má celou řadu výhod. Například žádný jiný zdroj nemá tak vysokou hustotu energie [2]. Z toho vyplývá, že k výrobě jedné kilowatthodiny elektřiny se spotřebuje v ostatních elektrárnách mnohonásobně víc uhlí, biomasy či plynu, než například izotopu uranu U^{235} či plutonia Pu^{239} v elektrárně jaderné [2]. Ovšem provoz jaderného zařízení se pojí s celou řadou rizik, problémů a vysokých požadavků na bezpečnost. Při lehkomyšlném zacházení a nedbalém provozu může totiž dojít od drobných nehod k haváriím celosvětového dosahu. Tomu je třeba předcházet vhodnými opatřeními vycházejících z pochopení a dobré znalosti všech krizových situací, které mohou při provozu jaderného zařízení nastat.

5.1 Nízká využitelnost z celkové energie paliva

Přestože štěpné reakce paliv v jaderných elektrárnách vyprodukují velké množství energie, je to jen zlomek z jejich energetického potenciálu. Současné technologie umožňují využít pouze kolem 5 % energie jaderného paliva bez jeho dalšího přepracování [22]. S tím také vyvstává otázka, zda použité palivo považovat za znovu nepoužitelný materiál a začít ho ukládat do hlubinných úložišť či stavět prozatímní sklady vyhořelého paliva s možností jeho pozdějšího přepracování či recyklaci za účelem dalšího využití.

5.2 Jaderné odpady

Standartně se do lehkovodního jaderného reaktoru o výkonu 1000 MW zaváží kolem 100 tun paliva uranu, s obohacením uranu U^{235} na tři až pět procent [2]. Jedna tuna paliva, tak může obsahovat například 967 kg uranu U^{238} a 33 kg uranu U^{235} [2]. Po třech letech provozu transmutoje asi 25 kg uranu U^{235} a 24 kg uranu U^{238} [2]. Dále vyhořelé palivo obsahuje 35 kg štěpných produktů, 9 kg různých izotopů plutonia, 4,5 kg uranu U^{236} , 0,5 kg neptunia Np^{237} , 0,12 kg americia Am^{243} a menší množství jiných transuranů [2]. Všechny tyto radionuklidy jsou pro klasický reaktor jaderným odpadem a bez dalšího přepracování se nedají znovu využít [22].

Vyhořelé jaderné palivo obsahuje řadu dlouhodobých radionuklidů (např. cesium Cs^{137} , stroncium Sr^{90} nebo americium Am^{241}), které jsou svou vysokou aktivitou nebezpečné pro životní prostředí. Existují v zásadě tři možnosti, jak s jaderným odpadem naložit, a to:

- 1) uložení do dlouhodobého bezpečného úložiště,
- 2) přepracování,
- 3) řízené vypouštění do přírodního prostředí [2].

U dlouhodobého ukládání jsou kladeny vysoké požadavky na těsnost a odolnost obalů vůči korozi (typickým obalovým souborem na použité palivo je CASTOR) [16]. Dále například výběr místa pro hlubinné úložiště jaderného odpadu je doprovázen rozsáhlým geologickým průzkumem seismické aktivity a stability daného podloží [16].

Přepřerování paliva je v současnosti čím dál běžnější praxí. Vzniká tak například palivo MOX či REMIX [22]. Přepřerování umožňuje jednou vyhořelé palivo znovu využít, proto místo jaderného odpadu lze hovořit o potenciální důležité surovině [2].

Nejméně ekologickou variantou je řízené vypouštění do přírodního prostředí. Při dostatečném naředění by nemuselo způsobit žádné větší radioekologické problémy [2]. Nicméně tato varianta je silně okrajová (pouze pro radionuklidy s nižší aktivitou) a pro většinu vysoce radioaktivních látek prakticky nemyslitelná [16].

Řešením nakládání s jadernými odpady může být zvládnutí problematiky jaderné fúze [2].

5.3 Problém chlazení jaderných reaktorů

Jaderná energie uvolňovaná převážně formou kinetické energie štěpných trosek a neutronů se při jejich brždění mění na teplo [24]. Tím se zahřívá aktivní zóna [24]. Toto teplo se musí odvádět chladícím médiem, kterým je nejčastěji voda (lehká nebo těžká) [2]. Předané teplo chladivu se v době provozu reaktoru dále využívá a mění na elektrickou energii [2]. Avšak aktivní zóna reaktoru se dále zahřívá i po zastavení řetězové reakce a odstavení reaktoru [16]. Je to důsledek velkého množství vysoce radioaktivních štěpných fragmentů, které podstupují další přeměny a energií uvolněnou těmito rozpady aktivní zónu dále zahřívají [2]. Proto je nutné reaktor chladit či dochlazovat i několik dní až měsíců po jeho odstavení [16].

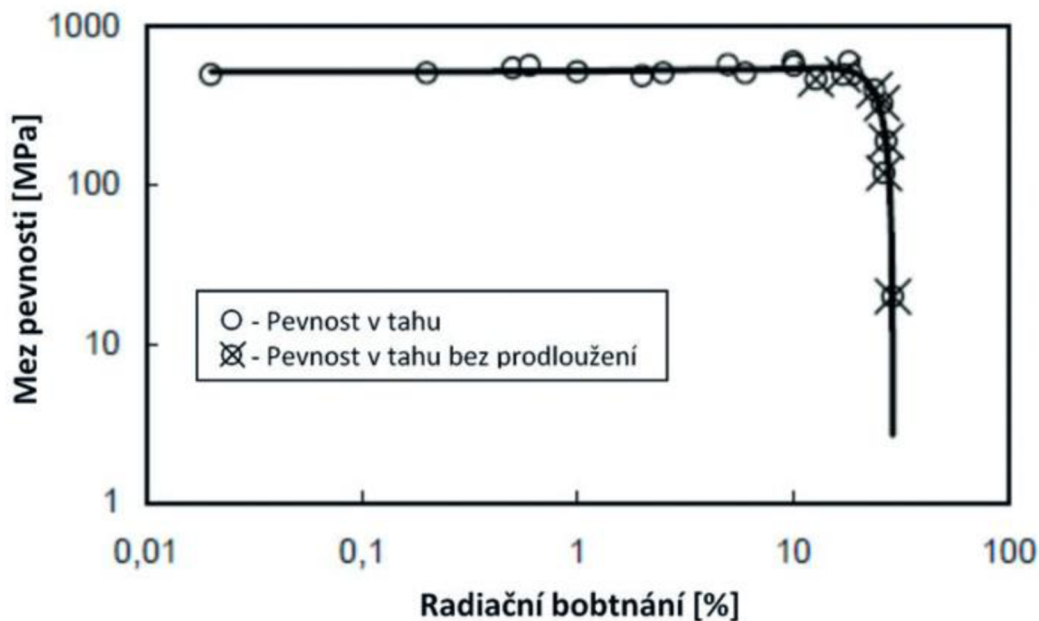
Při nezajištění dostatečného chlazení (např. z důvodu poruchy hlavních uzavíracích armatur, hlavních cirkulačních nebo vlivem přírodní katastrofy), ať už za provozu či při odstávce reaktoru může dojít k tepelnému poškození nebo úplnému roztavení palivových článků v aktivní zóně [2]. Proto je nutné, aby byl provozovatel jaderného zařízení na všechny tyto, byť často vysoce nepravděpodobné, situace připraven a dokázal vždy zajistit chlazení aktivní zóny [16]. To se nepodařilo v roce 2011 v jaderné elektrárně Fukušima, kde došlo k podcenění bezpečnostních rizik a vlivem přírodní katastrofy (vlna tsunami) došlo k jejímu zničení [1].

5.4 Radiační bobtnání

Pojem radiační bobtnání byl poprvé použit v šedesátých letech dvacátého století. Při kontrole vyhořelých palivových souborů používaných v rychlých reaktorech bylo zjištěno, že některé z palivových proutků jsou viditelně prodloužené. Mikro strukturní rozbor následně prokázal, že při vystavení materiálu ionizujícímu záření došlo ke vzniku dutin a kavit. Při bližším zkoumání bylo zjištěno, že kavity jsou prázdné a přejímají tvar krystalografie mřížky, zatímco dutiny jsou vyplněny plyny, a to heliem, vodíkem, kyslíkem a dusíkem, přičemž poslední dva jmenované jsou přirozeně obsaženy v ocelích jaderného reaktoru. [27]

Mezi hlavní projevy radiačního bobtnání patří změna rozměrů a degradace mechanických vlastností materiálu. Stupeň rozvoje degradačního mechanismu se stanovuje jako procentuální změna rozměrů původních rozměrů součástí před ozařováním. Trend poškozování nemusí být lineární, jak je vidět na obrázku 10.

Při dosažení určitého stupně radičního bobtnání materiál zcela ztrácí plasticitu a výrazně klesá jeho pevnost. [27]



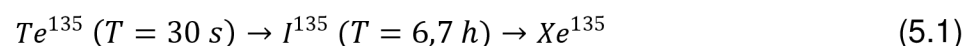
Obrázek 10: Závislost meze pevnosti oceli AISI321 na stupni radičního bobtnání pro teploty 400 až 500 °C [27].

Mezi hlavní faktory ovlivňující intenzitu radičního bobtnání patří chemické složení oceli a koncentrace nečistot v oceli, dále výrobní postup komponenty, způsob tepelného zpracování, teplota, a především dávka a intenzita ozařování. Z hlediska chemického složení je zásadní obsah niklu, který snižuje náchylnost oceli k radičnímu bobtnání. Jeho kontrolu je nutno provádět jak u rychlých reaktorů, tak i lehkovodních tlakových reaktorů, které jsou používány pro výrobu elektrické energie v jaderných elektrárnách v České republice. [27]

5.5 Otrava Xenonem

Při štěpení v jaderném reaktoru je jedním ze štěpných produktů Xe^{135} [16]. Ten je výborným absorbátorem neutronů, což je ovšem v reaktoru nežádoucí, protože je tím narušena neutronová rovnováha, klesá reaktivita a řetězová reakce se zastavuje [1]. Pokus o nastartování reaktoru s vysokým obsahem izotopu xenonu Xe^{135} v palivu může být proto nerealizovatelný a je zapotřebí vyčkat až se xenon rozpadne [1].

Xenon Xe^{135} vzniká přímo při štěpení v poměrně malém množství, jeho výtěžnost je pouze 0,3 % [17]. Mnohem častěji při štěpení vznikají telur Te^{135} a jod I^{135} , které se záhy rozpadají podle rozpadové řady v rovnici (5.1) a jsou tak hlavním zdrojem tzv. xenonové otravy [2]. Kromě xenonu Xe^{135} je dalším významným absorbátorem neutronů izotop samaria Sm^{149} , který rovněž snižuje reaktivitu reaktoru [16].



5.6 Únik radioaktivního záření

Při provozu jaderného zařízení je nutné splnit všechna bezpečnostní a preventivní opatření k udržení bezpečného chodu reaktoru. Pokud i přes veškerou bezpečnostní snahu dojde k havárii, musí být zabráněno úniku radioaktivního záření, a to v jakékoli podobě, protože by mohlo dojít k nevratnému poškození životního prostředí, kontaminaci řek a přímému ohrožení zdraví člověka [16]. Moderní jaderné elektrárny mají čtyřbariérový systém bránící úniku tohoto záření [1].

První bariéru tvoří peleta, do které je palivo slisováno [1]. Druhou bariéru představuje opláštění palivového proutku [1]. Třetí a nejvíce účinnou bariérou proti úniku radioaktivního záření je samotná tlaková nádoba reaktoru [16]. A poslední čtvrtou bariérou je kontejnment neboli budova, ve které je nachází reaktorový sál [16]. Kontejnment ale není součástí většiny starších typů elektráren (např. Jaderná elektrárna Dukovany) [16].

5.7 Zneužití jaderného paliva na produkci jaderných zbraní

Jaderné zbraně obsahují vysoké obohacení například uranu U^{235} nebo plutonia Pu^{239} , které jsou schopné spustit neřízenou štěpnou reakci a způsobit tak jadernou explozi [2]. Při jaderném odzbrojování vojenských sil jsou proto jaderné bomby pro svůj vysoký obsah štěpného uranu a plutonia vynikajícím zdrojem paliva pro jaderné elektrárny [22]. Ač tento proces probíhá ve většině případů právě tímto směrem (od zbraní k palivu jaderných elektráren), nelze vyloučit, že může proběhnout i směrem opačným. Jaderné palivo (majoritně uran U^{235} , plutonium Pu^{239} a plutonium Pu^{241}) lze zneužít za účelem výroby jaderných zbraní [22].

Závěr

Přestože má jaderná energie celou řadu výhod, tak je spojená s několika rizikovými faktory, které znesnadňují její získávání. Z fyzikální podstaty je štěpení často nepředvídatelné. Lze určit pouze statistickou pravděpodobnost, zda reakce proběhne tím či jiným způsobem. Cílem práce bylo popsat reakce používaných jaderných paliv, ovšem kromě nejpoužívanějšího štěpného materiálu izotopu uranu U^{235} , bylo pro další štěpné materiály velmi obtížné dohledat konkrétní příklady reakcí s jejich energetickou bilancí. Mnohem častěji se uvádí výtěžnosti jednotlivých izotopů prvků, které jsou zpracovány do přehledných tabulek. Stejně tomu je u energetických bilancí daných reakcí, kde se nejčastěji uvádí průměrná hodnota uvolněné energie, ale již ne energie pro konkrétní způsob štěpení.

Z hlediska paliv je v současnosti ekonomicky nejsmysluplnější používat palivo na bázi uranu, s obohacením uranu U^{235} těsně pod hranicí limitu civilního použití, tedy pěti procent. Množivé reaktory na bázi thorium-uranového cyklu nebo uran-plutoniového cyklu jsou náročnější na regulaci z hlediska současného vzniku a vyhořívání štěpného materiálu. Zároveň je ale nutné podotknout, že zásoby uranu nejsou nekonečné, a rovněž s přihlédnutím k ekologickému aspektu věci je částečným řešením přepracování paliva k jeho dalšímu použití, protože použité palivo obsahuje jen asi pět procent štěpných trosk a zbytek je stále potenciálním jaderným palivem. Pro použití těchto přepracovaných paliv (například na bázi plutonia a uranu jako je tomu u paliva MOX) jím nelze zavést celý reaktor postavený primárně na čerstvé palivo. Hranice maximálního zavezení palivem MOX, pro kterou nejsou potřeba na reaktoru provádět žádné zásadnější změny, se pohybuje okolo padesáti procent.

Problematika nakládání s jadernými odpady je předmětem mnoha veřejných debat. Je to jedna ze stinných stránek jaderné energetiky, protože některé fragmenty štěpení vykazují vysokou aktivitu i po několika stech letech, a proto jsou stále velmi nebezpečné. Řešení jsou v současnosti pouze dočasná nebo nedotažená do konce. Konečné řešení by mohlo přinést zvládnutí jaderné fúze, které se ale v nejbližších letech neočekává. Dalším faktorem odrazujícím spoustu obyvatel od podpory jaderné energie je, byť naprosto minimální, riziko havárie uvnitř jaderné elektrárny, kde štěpení probíhá, s odkazem na dřívější incidenty například ve Fukušimě nebo Černobyli.

S jadernou energií si nelze zahrávat, ale pokud je dostatečně pochopena problematika jaderných štěpení, řetězových reakcí a všeho kolem nich, přináší obrovskou příležitost k výrobě spolehlivé energie, která je téměř nezávislá na počasí. A další nutnou podmínkou k jejímu využívání by měla být záruka jejího nezneužití k vojenským nebo jakýmkoli jiným nepřátelským účelům.

Seznam použitých zdrojů

- [1] DE SANCTIS, Enzo, Stefano MONTI a Marco RIPANI. *Energy from nuclear fission: an introduction*. Vyd. 1. Switzerland: Springer, 2016, xv, 278 stran : ilustrace, grafy. ISBN 978-3-319-30649-0.
- [2] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná a radiační fyzika*. 1. vyd. Ostrava: Ostravská univerzita v Ostravě, Fakulta zdravotnických studií, 2009. ISBN 978-80-7368-669-7.
- [3] KUSALA, Jaroslav. Miniencyklopedie: Jaderná energetika. In: *Jaderná energie* [online]. 2004 [cit. 2023-03-18]. Dostupné z: <https://www.cez.cz/edee/content/microsites/nuklearni/nuklear.htm>
- [4] REICHL, Jaroslav a Martin VŠETIČKA. *Encyklopedie fyziky* [online]. In: . 2006 [cit. 2023-03-19]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/>
- [5] MIKULČÁK, Jiří. *Matematické, fyzikální a chemické tabulky pro střední školy*. 3. vyd. Praha: Prometheus, 1997. Pomocné knihy pro žáky. ISBN 80-85849-84-4.
- [6] AUGUSTA, Pavel. *Velká kniha o energii*. Vyd. 1. Praha: L.A. Consulting Agency, 2001. ISBN 80-238-6578-1.
- [7] KUBERA, Miroslav, Tomáš NEČAS a Vojtěch BENEŠ. Elektronická učebnice fyziky pro gymnázia. In: *E-MANUEL* [online]. Brno, 2022 [cit. 2023-03-22]. Dostupné z: <https://e-manuel.cz/>
- [8] JANEČEK, Ivan. *Atomová a jaderná fyzika*. Vyd. 3. Ostrava: Ostravská univerzita, 2007. Systém celoživotního vzdělávání Moravskoslezska. ISBN 80-7042-882-1.
- [9] Australian Radiation Protection and Nuclear Safety Agency (ARPANSA). In: : *Understanding radiation* [online]. Canberra [cit. 2023-04-15]. Dostupné z: <https://www.arpansa.gov.au/understanding-radiation/what-is-radiation/ionising-radiation/radiation-decay>
- [10] *The New Encyclopaedia Britannica: index. L-Z*. 15th Ed. Chicago: Encyclopaedia Britannica, 1991. ISBN 0-85229-529-4.
- [11] MORBACHEROVÁ, Jana. *Atomová, jaderná a kvantová fyzika* [online]. In: . 2015 [cit. 2023-04-19]. Dostupné z: <https://publi.cz/books/270/Cover.html>
- [12] FENDT, Walter. *Fyzikální aplikace* [online]. In: . 1998 [cit. 2023-04-19]. Dostupné z: https://www.walter-fendt.de/html5/phcz/decaychains_cz.htm
- [13] *Materials Characterization Using Nondestructive Evaluation (NDE) Methods* [online]. Elsevier, 2016 [cit. 2023-04-22]. ISBN 9780081000403.
- [14] KLEIN, Tobias, Egbert BUHR a Carl GEORG FRASE. TSEM. In: *Advances in Imaging and Electron Physics Volume 171* [online]. Elsevier, 2012, s. 297-356 [cit. 2023-04-23]. Advances in Imaging and Electron Physics. ISBN 9780123942975. Dostupné z: doi:10.1016/B978-0-12-394297-5.00006-4
- [15] BRITANNICA, The Editors of Encyklopaedia. *Britannica: cross section* [online]. In: . [cit. 2023-04-23]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/cross-section-physics>
- [16] *Interní dokumenty společnosti ČEZ, Sborník přednášek pro Letní univerzitu: Jaderná elektrárna Dukovany*. 2022.

- [17] IAEA, Nuclear Data Section. *WIMS Library Update Project: Fission product yields for U-232, U-235, Pu-239* [online]. In: . [cit. 2023-05-23]. Dostupné z: <https://www-nds.iaea.org/wimsd/fpyield.htm>
- [18] HERALTOVÁ, Lenka. Jaderné reaktory a jak to vlastně vše funguje. In: *Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská: Katedra jaderných reaktorů* [online]. ČVUT Praha, 2015 [cit. 2023-05-01]. Dostupné z: <http://fyzu3v.fjfi.cvut.cz/current/web/prednasky/jadernereaktory.pdf>
- [19] *Energy encyclopedia: Nuclear Energy* [online]. In: . [cit. 2023-05-01]. Dostupné z: <https://www.energyencyclopedia.com/>
- [20] NAVE, C. R. In: *HyperPhysics: Nuclear Physics* [online]. Atlanta, Georgia State University, 2017 [cit. 2023-05-13]. Dostupné z: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hph.html#hph>
- [21] České vysoké učení technické v Praze: Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. In: *Katedra jaderných reaktorů: Školní reaktor VR-1* [online]. Praha, 2017 [cit. 2023-05-13]. Dostupné z: <https://reaktor-vr1.cz/cz/reaktor/popis>
- [22] WORLD NUCLEAR ASSOCIATION. *Information Library* [online]. In: . United Kingdom, 2020 [cit. 2023-05-13]. Dostupné z: <https://world-nuclear.org/information-library.aspx>
- [23] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Thorium fuel cycle - Potential benefits and challenges* [online]. Austria, Vienna: IAEA, 2005 [cit. 2023-05-13]. ISBN 92-0-103405-9. Dostupné z: https://www-pub.iaea.org/mtcd/publications/pdf/te_1450_web.pdf
- [24] *Nuclear Power: Reactor Physics* [online]. In: . [cit. 2023-05-23]. Dostupné z: <https://www.nuclear-power.com/>
- [25] Nuclear Power Plant: Difference Between Nuclear Fission and Nuclear Fusion. In: *Minaprem.com* [online]. [cit. 2023-05-23]. Dostupné z: <http://www.difference.minaprem.com/npp/difference-between-nuclear-fission-and-nuclear-fusion/>
- [26] HANSON, Maris. "*Uranium 233: The Nuclear Superfuel No One is Using,*" [online]. Seattle Journal of Technology, Environmental & Innovation Law: Vol. 12: Iss. 1, Article 3., 2022 [cit. 2023-05-23]. Dostupné z: <https://digitalcommons.law.seattleu.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=1030&context=sjteil>
- [27] POSTLER, Marek. *Jaderná energetika: Radiační bobtnání a jeho dopad na provoz jaderných elektráren* [online]. Centrum výzkumu Řež s.r.o., 2021, 2021(1) [cit. 2023-05-25].

Seznam použitých symbolů a zkratek

Symbol	Veličina	Jednotka
Z	Protonové číslo	-
A	Nukleonové číslo	-
N	Neutronové číslo	-
E	Energie	J, eV
Q	Elektrický náboj	C
U	Napětí	V
m	Hmotnost	kg
c	Rychlost světla	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
M	Hmotnost jádra	kg
M_p	Hmotnost protonu	kg
M_n	Hmotnost neutronu	kg
E_{VA}	Vazebná energie na jeden nukleon	J, eV
E_R	Energie reakce	J, eV
M_X	Hmotnost mateřského jádra	kg
M_Y	Hmotnost dceřiného jádra	kg
M_α	Hmotnost částice α	kg
m_e	Hmotnost elektronu	kg
N	Počet mateřských jader	-
N_0	Počáteční počet mateřských jader	-
λ	Rozpadová konstanta	s^{-1}
t	Čas	s
T	Poločas rozpadu	s
A	Aktivita	Bq
r	Poloměr účinného průřezu jaderné reakce	m
r_{geo}	Geometrický poloměr terčového jádra	m
σ	Účinný průřez jaderné reakce	m^2
σ_{geo}	Geometrický průřez terčového jádra	m^2
k	Multiplikační faktor	-
m_{krit}	Kritická hmotnost	kg

Seznam obrázků

Obrázek 1: Závislost vazebné energie E_{VA} na počtu nukleonů v jádře [1].	14
Obrázek 2: Závislost protonového čísla na neutronovém čísle (Segrèho diagram) [2].	15
Obrázek 3: Závislost poměru počtu přeměněných mateřských jader na čase [8].	22
Obrázek 4: Přírodní radioaktivní rozpadové řady [2].	24
Obrázek 5: Grafické znázornění účinného průřezu jaderné reakce [2].	27
Obrázek 6: Závislost nukleonového čísla fragmentu na jeho výtěžku [2].	31
Obrázek 7: Závislost účinného průřezu štěpení na energii neutronu [18].	32
Obrázek 8: Řetězová štěpná reakce izotopu uranu U^{235} [19].	33
Obrázek 9: Vstupní a výstupní složení paliva MOX [22].	41
Obrázek 10: Závislost meze pevnosti oceli AISI321 na stupni radiačního bobtnání pro teploty 400 až 500 °C [27].	44

Seznam tabulek

Tabulka 1: Základní fyzikální vlastnosti elektronu, protonu a neutronu [1].....	12
Tabulka 2: Porovnání radioaktivních rozpadů [1].....	21
Tabulka 3: Druhy radioaktivních přeměnových řad [1; 4; 8].....	24
Tabulka 4: Porovnání okamžitých a zpožděných neutronů [2; 16].....	28
Tabulka 5: Energetická bilance jedné štěpné reakce uranu $U235$ [16].....	29
Tabulka 6: Přehled vybraných nuklidů vznikajících při štěpení a jejich výtěžnost [17].	31
Tabulka 7: Kritická hmotnost vybraných štěpných materiálů [2].	34
Tabulka 8: Energetická bilance jedné štěpné reakce uranu $U233$ [24].....	37
Tabulka 9: Energetická bilance jedné štěpné reakce plutonia $Pu239$ [24].....	40
Tabulka 10: Procentuální zastoupení izotopů plutonia ve vyhořelém palivu MOX [22].	41