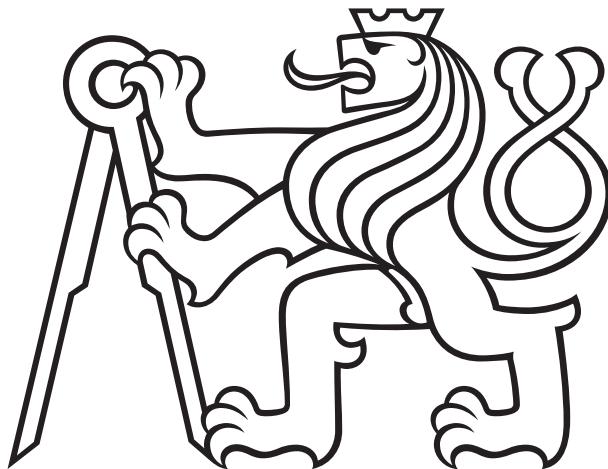


České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra jaderných reaktorů



Využití jaderných reaktorů

Magisterské studium

STÁTNICOVÉ OTÁZKY

Rok: 2025

Předmluva

Obsah

1 Měření reaktivity	6
1.1 Reaktivita	6
1.2 Metody měření reaktivity	7
1.2.1 Rod-Drop a Source-Jerk – okamžitý skok	8
1.2.2 Rod-Drop a Source-Jerk – integrálně	9
1.2.3 Násobení zdroje	10
1.2.4 Kladná perioda	11
1.2.5 Využití reaktimetru	11
1.3 Stanovení charakteristiky absorpcní tyče	12
1.3.1 Absorpční tyč	12
1.3.2 Kalibrační křivka tyče vycházející z poruchové teorie	12
1.3.3 Metoda inverzních četností	13
1.3.4 Metoda s reaktimetrem	14
2 Měření rozložení hustoty toku	16
2.1 Axilární rozložení hustoty toku neutronů	16
2.1.1 Rozložení dle difúzní teorie	16
2.1.2 Měření rozložení hustoty toku neutronů plynovými detektory	18
2.1.3 Měření rozložení hustoty toku neutronů samonapájecími detektory	18
2.1.4 Měření rozložení hustoty toku neutronů aktivačními detektory	19
2.2 Spektra neutronů v AZ reaktoru	20
2.2.1 Měření absolutní hustoty toku aktivačními detektory	21
3 Kritický experiment	22
3.1 Kritický stav	22
3.1.1 Metoda inverzní četnosti	22
3.1.2 Experimentální predikce kritického stavu	23
3.2 Kritický experiment na VR-1	24
4 Prostorové a energetické rozložení hustoty toku, spektrální indexy	25
4.1 Spektrální indexy	25
4.1.1 Měření	26
4.1.2 Protokol na spektrální indexy	27
5 Měření kinetických parametrů	30
5.1 Kinetické parametry reaktoru	30
5.2 Rovnice jednobodové kinetiky	30
5.3 Kinetické parametry	30
5.4 Zpožděné neutrony	32
5.4.1 Vznik a vlastnosti zpožděných neutronů	32
5.4.2 Emise zpožděných neutronů	34
5.4.3 Stanovení poločasu rozpadu prekurzorů zpožděných neutronů	35
5.4.4 Určování množství štěpného materiálu	36
6 Režimy a provoz neutronových detektorů	39
6.1 Princip detekce neutronů	39
6.1.1 Konvertor neutronů	39
6.2 Základní dělení	41
6.2.1 Plynem plněné detektory	41
6.2.2 Scintilační detektory	43
6.2.3 Polovodičové detektory	44
6.2.4 Samonapájecí detektory	44
6.2.5 Termoluminiscenční detektory	45
6.2.6 Aktivační detektory	46
6.3 Charakteristiky detektorů	46

6.3.1	Parametry detektorů neutronů	47
6.4	Provozní režimy a konfigurace provozních parametrů	48
7	Neutronové zdroje	50
7.1	Radionuklidové zdroje	50
7.2	Generátorové zdroje	50
7.3	Fotonutronové zdroje	51
7.3.1	Foto-neutronové reakce	52
7.3.2	Vlastnosti foto-neutronových zdrojů	53
8	Spektrometrie neutronů	54
8.1	Bonnerovy sféry	54
8.2	Metoda odražených jader	56
9	Interakce gamma záření	58
9.1	Základní poznatky	58
9.1.1	Zdroje fotonů	58
9.1.2	Členění fotonů	58
9.2	Interakce gamma záření s látkou	59
9.2.1	Primární interakce	59
9.2.2	Druhotné efekty	62
9.3	Charakteristika gamma spektra	63
9.3.1	Tvar gamma spektra	63
9.3.2	Další efekty	65
9.3.3	Měření	65
9.4	Detektory gamma záření	66
9.4.1	Základní typy detektorů	66
9.4.2	Základní charakteristiky	67
9.4.3	Kalibrace detektorů	68
10	Aktivační měření, gama spektroskopie	70
10.1	Zdroje neutronů	70
10.1.1	Radionuklidové zdroje	70
10.1.2	Zbylé zdroje	71
10.1.3	Zdroje pro aktivační měření	71
10.2	Fyzikální principy aktivačních měření	72
10.2.1	Reakční rychlosť	72
10.2.2	Generátorové rovnice	73
10.2.3	Aplikace filtrů	74
10.3	Využití gamma spektroskopie	74
11	Aktivační analýza	75
11.1	Základní dělení	75
11.1.1	Absolutní NAA	75
11.1.2	Porovnávací NAA	76
11.1.3	Metoda jednoho komparátoru	76
11.1.4	Metoda k_0 standardizace	76
11.2	Pracovní postup	77
11.3	Využití NAA	78
12	Měření neutronů aktivační metodou	79
12.1	Aktivační měření s dozimetrickými foliemi	79
12.1.1	Měření účinných průřezů	79
12.1.2	Spektrometrie neutronových polí	80
12.1.3	Stanovení štěpných výtežek	80
13	Využití výzkumných reaktorů	83
13.1	Neutronová aktivační analýza	83

13.2 Ozařování materiálů	84
13.3 Měření jaderných dat	84
13.4 Produkce radioizotopů	85
13.5 Transmutace – dopovádání křemíku a barvení kamenů	85
13.6 Neutronové zobrazování	86
13.7 Rozptylové reakce	87
13.8 Borová záchytová terapie	88
13.9 Vzdělávání a školení	89
14 Konstrukce a provoz výzkumných reaktorů	90
14.0.1 Situace ve světě ohledně VR	95
15 Bezpečnost výzkumných reaktorů	97
15.1 Úvod do bezpečnosti jaderných reaktorů (obecně)	97
15.2 Bezpečnost výzkumných reaktorů	99
15.3 Nehody na výzkumných reaktorech	101
15.3.1 Příklad nehody s kritičností – RA-2	102

1 Metody měření reaktivity a stanovení charakteristiky absorpční tyče

1.1 Reaktivita

Reaktivita je jedním ze základních provozních parametrů, který ovlivňuje chování jaderného reaktoru. Její časové změny a absolutní velikost mají bezprostřední vliv na bezpečný provoz reaktoru a jsou proto limitovány. S reaktivitou je svázána řada provozních parametrů reaktoru, jejichž detailní znalost je nezbytná pro jeho provoz. Patří k nim (resp. je posuzováno pro VR-1):

- podkritičnost odstaveného reaktoru,
- maximální přebytek reaktivity (MPR) – zásoba kladné reaktivity, vázaná při kritickém stavu reaktoru řídicími tyčemi E1, E2, R1 a R2,
- provozní přebytek reaktivity (PPR) – zásoba kladné reaktivity, vázaná při kritickém stavu reaktoru řídicími tyčemi R1 a R2,
- Maximální rychlosť uvolnění kladné reaktivity při pohybu tyče určovaná vztahem (vychází z poruchové teorie):

$$v_\rho \leq \frac{2 \cdot \rho_T \cdot v_T}{H} \quad (1)$$

kde:

ρ_T váha tyče T

v_T rychlosť pohybu tyče T

H horní koncová poloha tyče (680 mm)

- kompenzační schopnost reaktoru – zásoba záporné reaktivity, vázaná při kritickém stavu reaktoru všemi absorpčními tyčemi.
- účinnost bezpečnostních ochran:

$$\frac{\sum_{i=1}^7 \rho_i - \rho_{max}}{MPR} \quad (2)$$

ρ_i kompenzační schopnost i-té absorpční tyče

ρ_{max} kompenzační schopnost absorpční tyče s maximálním účinkem

V Tabulce 1 jsou uvedeny vypočtené parametry pro AZ C12-C (záona reaktoru VR-1).

Tabulka 1: Výpočtem určené základní provozní hodnoty AZ

hodnocený parametr	zjištěná hodnota	limitní hodnota
MPR	$2,39 \pm 0,02 \beta_{ef}$	není limitován
PPR (E2=170 mm)	$0,59 \pm 0,02 \beta_{ef}$	$\leq 0,7 \beta_{ef}$
účinnost bezpečnostních ochran	$2,38 \pm 0,02$	$\geq 1,5$
podkritický stav pro odstavený reaktor	$-8,53 \pm 0,02 \beta_{ef}$	$\leq -3 \beta_{ef}$
max. rychlosť uvolnění reaktivity při pohybu tyče	$\approx 0,05 \beta_{ef} \cdot s^{-1}$	$\leq 0,1 \beta_{ef} \cdot s^{-1}$

Reaktivita představuje relativní odchylku reaktoru od kritického stavu, čímž je dána i její souvislost s koeficientem násobení:

$$\boxed{\rho = \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}}.} \quad (3)$$

Někdy se lze setkat také s vyjádřením ve tvaru s přirozeným logaritmem:

$$\rho = \ln(k_{\text{ef}}), \quad (4)$$

Platnost tohoto vztahu je však omezena pouze na hodnoty blízké kritickému stavu reaktoru. Plyne z Taylorova rozvoje přirozeného logaritmu okolo jedničky, kde $\ln x \approx x - 1$, ale nechápu, proč by to někdo dělal¹.

Jak vyplývá z definice reaktivity, jedná se o bezrozměrnou veličinu, nicméně z praktických důvodů se používají pomocné jednotky, respektive jejich násobky:

$$\begin{aligned}\rho(\%) &= \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} \cdot 100, \\ \rho(\text{pcm}) &= \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} \cdot 10^5, \\ \rho(\beta_{\text{ef}}) &= \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} \cdot \frac{1}{\beta_{\text{ef}}}.\end{aligned}$$

V procentech se reaktivita prakticky neuvádí, jednotky pcm se používají na energetických reaktorech a β_{ef} je nejčastěji na výzkumných reaktorech, protože palivo moc nevyhořívá a hodnota β_{ef} se zásadně nemění. V anglicky psané literatuře se obvykle používá místo jednotek β_{ef} označení \$, respektive jeho setina tj. ¢.

1.2 Metody měření reaktivity

V podstatě se aplikují pouze pro měření podkritičnosti (až na metodu kladné periody), případně pro určování váhy regulačních orgánů (ivedu reaktor do kritického stavu, vložím absorbátor, změřím podkritičnost systému, což je právě váha vloženého absorbátoru).

Pokud máme kritický a nadkritický stav, tak to změřím celkem jednoduše za pomoci podílu odezvy na detektoru dvěmi po sobě jdoucími měřeními (viz měření na VR-1). Problém je měření podkritičnosti, což takto nejde (na detektoru nenaměřím v podstatě nic). Existuje poměrně dost metod měření podkritičnosti, ale my jsme si tak nějak říkali jen o následujících:

- Rod-Drop,
- Source-Jerk,
- Násobení zdroje,
- Kladná perioda,
- Využití reaktimetru.

¹Mám pocit, že je to pro zrychlení výpočtu a že to takhle aplikují systémy na ETE.

1.2.1 Rod-Drop a Source-Jerk – okamžitý skok

Metoda **Rod-Drop** se používá k určování velikosti záporné reaktivity skokově vnesené do AZ kritického reaktoru, např. pádem absorpční tyče.

Metoda **Source-Jerk** slouží k určení velikosti podkritického stavu reaktoru s vnějším zdrojem neutronů za pomoci jeho odstranění.

Výchozím stavem obou metod je reaktor v kritickém stavu (v případě Rod-Drop jde skutečně o kritický stav, v případě Source-Jerk jde o podkritický stav s vnějším zdrojem neutronů, což ho přivede do ustáleného stavu). V tomto ustáleném stavu máme konstantní hustotu neutronů $n_0 = \text{konst.} \rightarrow \frac{dn(t)}{dt} = 0$. Tento vztah dosadíme do rovnice jednobodové kinetiky:

$$0 = \frac{\rho - \beta_{\text{ef}}}{\Lambda} \cdot n_0 + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot c_{i0} + S$$

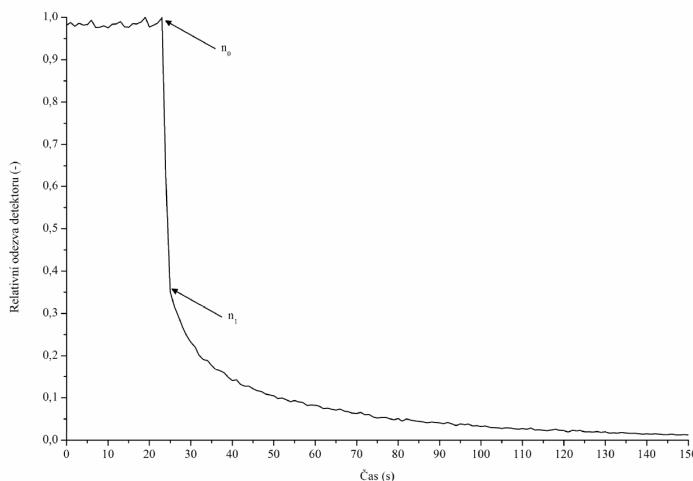
Předpokládáme-li, že v krátkém časovém okamžiku (odpovídající střední době života okamžitých neutronů) po zavedení tyče do AZ, nebo při vypnutí zdroje neutronů, **nedojde ke změně koncentrace materinských jader zpozděných neutronů** (prekurzorů c_{i0}) a taktéž bude-li dále platit $\frac{dn(t)}{dt} = 0$, pak pro kvazistatický stav s nižší hustotou neutronů n_1 (to je ten stav po zavedení záporné reaktivity) a $\rho < 0$ bude platit:

$$0 = \frac{\rho - \beta_{\text{ef}}}{\Lambda} \cdot n_1 + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot c_{i0}.$$

Dosazením těchto dvou rovnic do sebe a se započtením korekce na odezvu pozadí n_B dostáváme finální vztah:

$$\boxed{\frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = 1 - \frac{n_0 - n_B}{n_1 - n_B}.} \quad (5)$$

V reálném měření prostě n_0 , n_1 a n_B odpovídají četnostem na detektorech (předpokládáme, že detekční účinnost je stejná a navzájem se ve zlomku vykrátí, jde nám o poměr).



Obrázek 1: Rod-Drop měření.

1.2.2 Rod-Drop a Source-Jerk – integrálně

Pro obě metody lze odvodit vztah pro reaktivitu i v případě **uvažování změn koncentrace mateřských jader zpožděných neutronů**, ke které dochází po vyvolání dynamické změny v reaktoru. Nalezení příslušných vztahů vychází opět z řešení rovnic jednobodové kinetiky. Integrální metoda spočívá v integraci obou rovnic od okamžiku, kdy byla vyvolána dynamická změna v reaktoru (pád absorpční tyče do AZ nebo odstranění neutronového zdroje z AZ) až po okamžik, kdy hustota zpožděných neutronů poklesne k nule:

$$\int_0^\infty dn(t) = \frac{\rho - \beta_{\text{ef}}}{\Lambda} \cdot \int_0^\infty n(t) dt + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \int_0^\infty c_i(t) dt + \int_0^\infty S(t) dt$$

$$\int_0^\infty dc_i(t) = \frac{\beta_{\text{ef},i}}{\Lambda} \cdot \int_0^\infty n(t) dt - \lambda_i \int_0^\infty c_i(t) dt$$

Abychom mohli vyřešit tyto rovnice, je nutné aplikovat úpravy integrálů a zároveň určit podmínky:

$$\int_0^\infty dn(t) = n(\infty) - n(0) \quad \text{a} \quad \int_0^\infty dc_i(t) = c_i(\infty) - c_i(0)$$

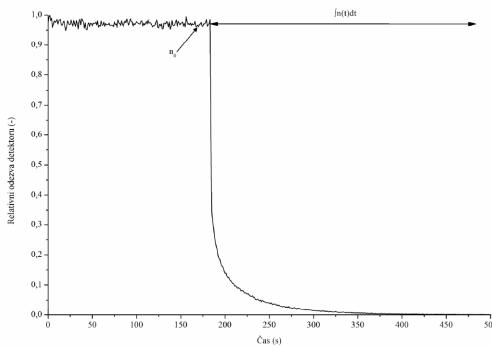
a podmínky:

$$n(t=0) = n_0 \quad \text{a} \quad c_i(t=0) = c_{i0} \quad n(t \rightarrow \infty) \rightarrow 0 \quad \text{a} \quad c_i(t \rightarrow \infty) \rightarrow 0$$

Přesné odvození je ve skriptech, ale finální rovnice vede na tvar:

$$\boxed{\frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = - \frac{n_0 \left(\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{ef},i}}{\beta_{\text{ef}} \lambda_i} \right)}{\int_0^\infty n(t) dt} \approx - \frac{(n_0 - n_B) \cdot A}{\int_0^{300} s (n(t) - n_B) dt}.} \quad (6)$$

Konstanta A je charakteristická pro každou AZ dle geometrie a vsázky. Počítá se numericky (např. Serpentem) a pohybuje se řádově mezi 12-15 $\beta_{\text{ef}} \cdot s$. Zároveň se musí opět odečíst korekce na pozadí n_B a integrovat stačí do doby, než vymřou všechny prekurzory zpožděných neutronů (my na VR-1 jsme většinou čekali 300 s). Při měření je nejsložitější určit počátek integrálu, protože tyč/zdroj nějakou dobu padá/odstřeluje se, ale rovnice předpokládají okamžité zasunutí/odstřelení. To samé detektory snímají pouze v předem definovaných časových krocích a může se stát, že tento krok dostatečně nepostihne okamžik zavedení záporné reaktivity.



Obrázek 2: Rod-Drop měření.

1.2.3 Násobení zdroje

Další metoda, která se využívá k určování podkritického stavu reaktoru, je metoda násobení zdroje. **Tato metoda se používá jako on-line metoda na měření reaktivity v jaderných reaktorech.**

Metoda vychází z kombinace dvou měření:

- reaktor v podkritickém stavu se zdrojem.
- reaktor v kritickém stavu se zdrojem.

Vychází se opět z rovnic bodové kinetiky (odvození ve skriptech). Máme podkritický systém (ten co měřím) se zapnutým neutronovým zdrojem. Tím se nám reaktor ustálí, díky čemuž můžeme stanovit zdrojový člen n_0 . V dalším kroku přivedeme reaktor do kritického stavu (zdroj je furt zapnutý), což má za následek **lineární nárůst četnosti**. V tomto okamžiku změříme směrnici k tohoto nárůstu (viz Obrázek 3) a jednoduchým dosazením hodnot n_0 a směrnice k do rovnice (7).

Z rovnic bodové kinetiky, získáme nehomogenní diferenciální rovnici druhého řádu s konstantními koeficienty a řešení vede na tvar

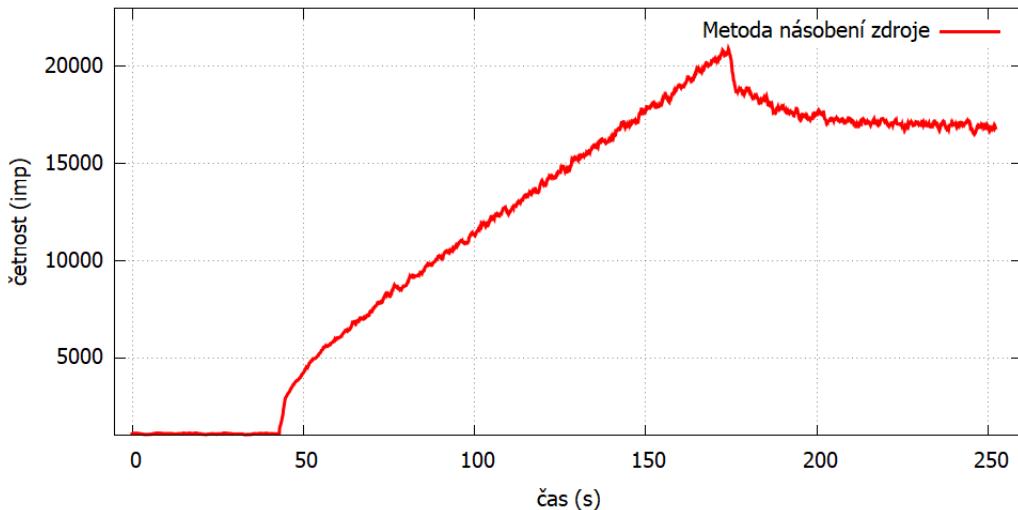
$$n(t) = \tilde{n}(t) + \hat{n}(t) = K_1 + K_2 \cdot e^{-\left(\frac{\beta_{\text{ef}}}{\ell} + \lambda\right)t} + \frac{S \cdot \ell}{\ell} \cdot t,$$

člen s exponenciálním poklesem lze zanedbat a poté rovnice přechází na tvar:

$$\boxed{\rho(\beta_{\text{ef}}) = -\frac{\bar{\ell} \cdot k}{(n_0 - n_B) \cdot \beta_{\text{ef}}}}, \quad (7)$$

kde $\bar{\ell}$ značí střední dobu života jedné generace neutronů, β_{ef} značí efektivní podíl zpožděných neutronů (obě dvě jsou konstanty) a k značí směrnici nárůstu kritického systému se zdrojem. V tento moment totiž platí:

$$n(t) = \frac{S \cdot \ell}{\bar{\ell}} t + \text{konst.} = k \cdot t + \text{konst.}$$



Obrázek 3: Násobení zdroje.

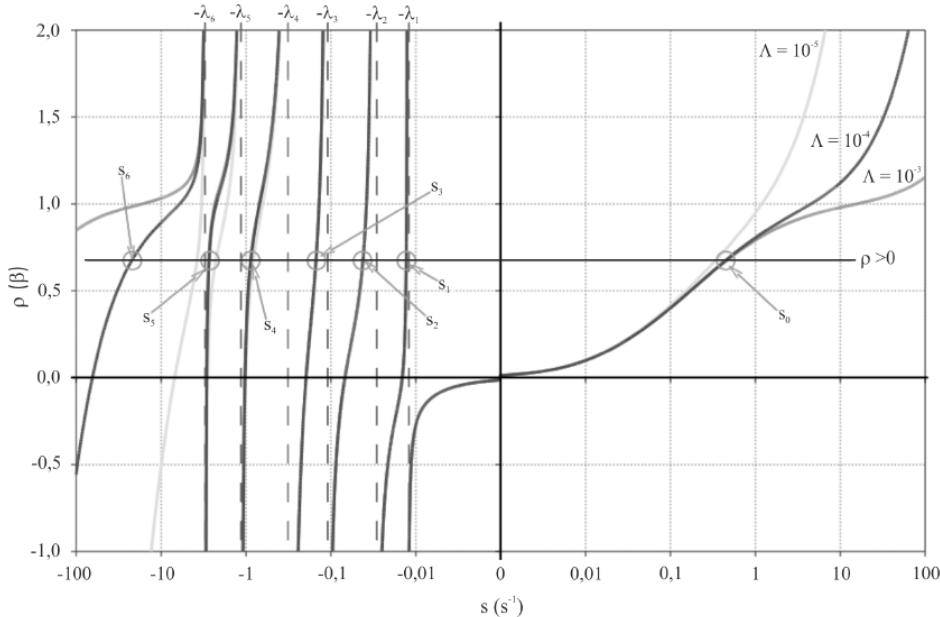
1.2.4 Kladná perioda

Metoda kladné periody se používá k určování velikosti kladné reaktivity, která byla ”skokově” vnesena do reaktoru v kritickém stavu. Tato reaktivita je pak určována na základě měření periody reaktoru v nadkritickém stavu.

Vztah mezi reaktivitou a periodou můžeme nalézt opět na základě řešení rovnic jednobodové kinetiky. Předpokládejme, že reaktor je na počátku v kritickém stavu a v časovém okamžiku $t = 0$ je do AZ reaktoru vnesena konstantní kladná reaktivita ρ . Pak můžeme aplikací Laplaceovy transformace na rovnice jednobodové kinetiky (viz otázky FJR, kapitola 8) získat následující vztah:

$$\boxed{\rho = s \cdot \left(\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{ef},i}}{s + \lambda_i} \right).} \quad (8)$$

Řešení rovnice je graficky znázorněno na Obrázku 4. Kořeny rovnice s jsou body, ve kterých vynesené křivky protínají horizontální přímku odpovídající reaktivitě ρ . Z obrázku vyplývá, že v případě $\rho > 0$ je všech šest kořenů s_0, \dots, s_6 záporných a pouze kořen s_0 je kladný. Je-li $\rho < 0$, pak je všech sedm kořenů s_0, \dots, s_6 záporných.



Obrázek 4: Kladná perioda.

1.2.5 Využití reaktimetru

Jedním z nejčastěji používaných zařízení k měření reaktivity je tzv. reaktimetr. Jedná se o systém, který obsahuje detektor neutronů, vhodnou aparaturu (elektronické moduly) pro zpracování signálů z detektora a procesor (počítač) s numerickým algoritmem, který na základě těchto signálů určuje reaktivitu v reálném čase.

Konečný vztah vyjadřující časovou závislost reaktivity:

$$\boxed{\rho(t) = \left(\frac{\Lambda \cdot \frac{dn(t)}{dt} + \beta_{\text{ef}} - n_0 \cdot \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{ef},i} \cdot e^{-\lambda_i t}}{n(t)} \right) - \left(\frac{\sum_{i=1}^6 \beta_{\text{ef},i} \cdot \lambda_i \cdot \int_0^t n(u) \cdot e^{-\lambda_i u} du - \Lambda \cdot S(t)}{n(t)} \right).} \quad (9)$$

Funkce $S(t)$ popisuje vnější zdroj neutronů. Pokud je tento zdroj mimo AZ reaktoru, je $S(t) = 0$, jinak je $S(t) = S_0$ (konstanta). Hodnota S_0 závisí na konfiguraci AZ a poloze detektoru. Lze ji určit experimentálně například metodou násobení zdroje. Kalibraci reaktimetru můžeme provést také srovnáním se známou reaktivitou, kterou určíme jinou metodou.

1.3 Stanovení charakteristiky absorpční tyče

1.3.1 Absorpční tyč

Absorpční tyče jsou důležitým nástrojem pro řízení reaktoru ve jaderné elektrárně. Jejich správná manipulace a kalibrace jsou nezbytné pro zajištění bezpečného provozu reaktoru.

Absorpční tyče jsou v jaderných reaktorech používány nejen jako regulační, ale i jako ochranné prvky. Absorpčním materiélem bývá velmi často bór (absorbuje ^{10}B) ve formě karbidu boru B_4C nebo ocelových slitin obohacených borem, dále kadmiem (VR-1), stříbro, indium nebo hafnium.

Absorpční tyče, které plní ochranné funkce, jsou obvykle označovány jako **bezpečnostní tyče**. Jejich pozice v AZ je volena tak, aby byly schopny v krátkém časovém úseku vnést do reaktoru dostatečné množství záporné reaktivity, které bezpečně odstaví reaktor.

Absorpční tyče, které plní funkci regulačního orgánu jsou označovány jako **regulační tyče** a slouží k dosahování kritického stavu reaktoru, uvádění reaktoru do podkritického nebo nadkritického stavu, zvyšování či snižování výkonu, kompenzaci krátkodobých, ale i dlouhodobých změn reaktivity. Na těchto tyčích je vázán kladný přebytek reaktivity (tzv. provozní přebytek reaktivity), který lze dle potřeby uvolnit.

Jelikož absorpční tyče plní v jaderném reaktoru jak bezpečnostní, tak i provozní roli, je nutné znát detailně jejich charakteristiky, které popisují vliv tyče na násobící schopnost reaktoru. Mezi základní charakteristiky absorpční tyče patří:

- váha tyče – ρ_0 (celková záporná reaktivita, která je na tyči vázaná),
- integrální charakteristika – $\rho(z)$ (závislost mezi změnou reaktivity a polohou),
- diferenciální charakteristika – $\Delta\rho(z)/\Delta z$ (derivace integrální charakteristiky, závislost mezi změnou reaktivity a změnou polohy).

K určování charakteristik absorpčních tyčí lze použít metody měření reaktivity, které byly prezentovány v předchozích kapitolách.

1.3.2 Kalibrační křivka tyče vycházející z poruchové teorie

Na základě poruchové teorie je možné odvodit teoretický stav pro integrální charakteristiku absorpční tyče jako:

$$\rho_{\text{por}}(z) = \rho_0 \cdot \left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2\pi} \cdot \sin \frac{2\pi z}{H} \right),$$

kde ρ_0 je váha tyče, H je celková délka AZ a z vzdálenost tyče od dolní koncové polohy. Diferenciální charakteristiku je možné získat její derivací.

Základní myšlenkou poruchové teorie je očekávání, že pokud se dostatečně málo změní fyzikální prostředí, v němž se nachází studovaný systém, potom se dostatečně málo změní i jeho vlastnosti a chování.

1.3.3 Metoda inverzních četností

Kalibrace absorpční tyče metodou inverzních četností je založena na násobení neutronů, které jsou **emitovány vnějším zdrojem neutronů v podkritickém systému**. Aktuální násobící schopnost, tedy míra podkritičnosti takového systému, je měněna absorpční tyčí, která je předmětem kalibrace.

Předpokládejme, že máme zdroj neutronů umístěný v podkritickém reaktoru s $k_{ef} < 1$, který emituje konstantně S_0 neutronů. Pak lze celkový počet neutronů N , získaných jak ze zdroje, tak z násobení v AZ reaktoru, popsat následujícím vztahem:

$$N = S_0 + S_0 \cdot k_{ef} + S_0 \cdot k_{ef}^2 + S_0 \cdot k_{ef}^3 + \dots + S_0 \cdot k_{ef}^m,$$

což představuje součet členů geometrické posloupnosti s kvocientem k_{ef} . Vztah pro měřenou četnost CR získáme součtem m členů posloupnosti v rovnici výše a jeho vynásobením účinností detekčního systému ε :

$$CR = \varepsilon \cdot S_0 \cdot \frac{1 - k_{ef}^m}{1 - k_{ef}},$$

kde m je počet neutronových generací.

Je-li $k_{ef} < 1$ a $m \rightarrow \infty$, pak lze rovnici zjednodušit na tvar:

$$CR = \varepsilon \cdot S_0 \cdot \frac{1}{1 - k_{ef}}$$

a vyjádřit k_{ef} ve formě:

$$k_{ef} = 1 - \frac{\varepsilon \cdot S_0}{CR}$$

Změnu reaktivitu po vytažení tyče z dolní koncové polohy do polohy z je možné charakterizovat na základě Obrázku 5 následujícím vztahem:

$$\Delta\rho(z) = \rho_0 \cdot \frac{\rho(z) - \rho_\downarrow}{\rho_\uparrow - \rho_\downarrow},$$

kde:

- ρ_0 je váha řídicí tyče,
- $\rho(z)$ je reaktivita v případě, že je kalibrovaná tyč v aktuální poloze z ,
- ρ_\downarrow je reaktivita v případě, že je kalibrovaná tyč v dolní koncové poloze,
- ρ_\uparrow je reaktivita v případě, že je kalibrovaná tyč v horní koncové poloze.

Vyjádříme-li reaktivitu pomocí koeficientu násobení: $\rho = \frac{(k_{ef}-1)}{k_{ef}}$ a dosadíme do rovnice, můžeme tuto rovnici přepsat:

$$\Delta\rho(z) = \rho_0 \cdot \frac{\frac{k_{ef}(z)-1}{k_{ef}(z)} - \frac{k_{ef,\downarrow}-1}{k_{ef,\downarrow}}}{\frac{k_{ef,\uparrow}-1}{k_{ef,\uparrow}} - \frac{k_{ef,\downarrow}-1}{k_{ef,\downarrow}}}$$

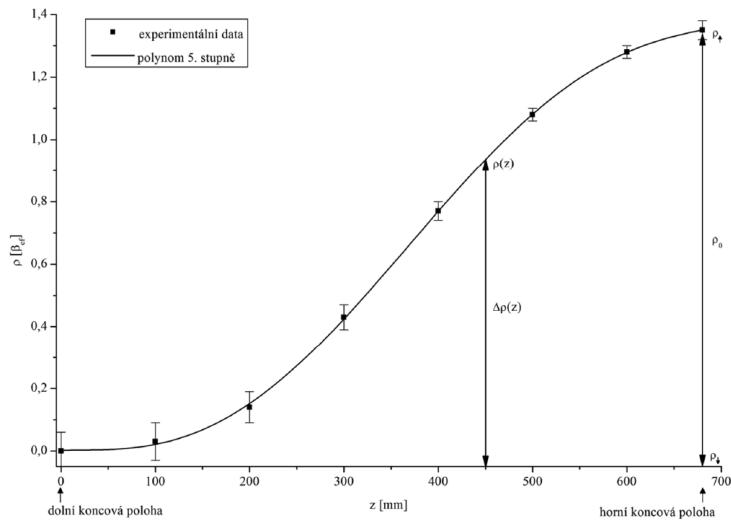
Dosadíme-li za k_{ef} vztah pro k_{ef} , pak rovnice přechází na tvar:

$$\Delta\rho(z) = \rho_0 \cdot \frac{\frac{1}{CR(z)} - \frac{1}{CR_\downarrow}}{\frac{1}{CR_\uparrow} - \frac{1}{CR_\downarrow}} \cdot \frac{k_{ef,\uparrow}}{k_{ef}(z)},$$

a jelikož je $\frac{k_{ef,\uparrow}}{k_{ef}(z)} \approx 1$, můžeme tento podíl zanedbat a získat tak konečný vztah, který umožnuje kalibraci tyče metodou inverzní četnosti:

$$\boxed{\Delta\rho(z) = \rho_0 \cdot \frac{\frac{1}{CR(z)} - \frac{1}{CR_\downarrow}}{\frac{1}{CR_\uparrow} - \frac{1}{CR_\downarrow}}}.$$

(10)



Obrázek 5: Integrální charakteristika tyče.

1.3.4 Metoda s reaktimetrem

K rychlé kalibraci absorpční tyče lze využít reaktimetr, který poskytuje informaci o časové závislosti podle vztahu:

$$\boxed{\rho_{\text{kin}}(t) = \frac{\Lambda \cdot \frac{dn(t)}{dt} + \beta_{\text{ef}} - n_0 \cdot \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{ef},i} \cdot e^{-\lambda_i \cdot t}}{n(t)} - \frac{\sum_{i=1}^6 \beta_{\text{ef},i} \cdot \lambda_i \cdot \int_0^t n(t') \cdot e^{-\lambda_i \cdot t'} dt' - \Lambda \cdot S(t)}{n(t)}} \quad (11)$$

Do reaktoru, resp. z reaktoru lze zavádět resp. vytahovat kalibrovanou absorpční tyč známou konstantní rychlostí v , lze pak na základě dat z reaktimetru $\rho_{\text{kin}}(t)$ a vztahu mezi rychlostí pohybu tyče a její polohy ($z = v \cdot t$) získat závislost reaktivity na aktuální poloze tyče $\rho_{\text{kin}}(z)$, tedy integrální charakteristiku.

2 Měření rozložení hustoty toku neutronů a jejich spektra v aktivní zóně reaktoru

Detailní znalost rozložení hustoty toku neutronů v AZ je nutná jak z pohledu bezpečného, tak i optimálního provozu jaderného reaktoru (energetického i výzkumného, např. při využívání paliva). V případě výzkumných reaktorů je tato znalost důležitá pro přípravu experimentů (především ozařovacích). Hustota toku neutronů je funkcí závislou jak na poloze v AZ reaktoru, tak i energii neutronů, jelikož v reaktoru se nacházejí neutrony všech energií od maximálních hodnot spektra po spektrum tepelné. Pro správnou interpretaci výsledků experimentů je nutné, aby rozložení hustoty toku neutronů bylo zmapováno nejen jako funkce polohy, ale i energie neutronů.

Obvykle jsou prováděny dva typy experimentů, které souvisejí s měřením hustoty toku neutronů:

- měření relativního rozložení hustoty toku neutronů v axiálním i radiálním směru,
- určení absolutní hustoty toku neutronů.

Relativní rozložení hustoty toku neutronů lze získat z měření s malými aktivačními detektory ve formě folií (nebo drátů), či pomocí plynových detektorů s malými aktivními rozměry. V případě reaktorů s dostatečně vysokým výkonem lze k rozložení hustoty toku neutronů použít také samonapájecí detektory (SPD). Určování absolutní velikosti hustoty toku neutronů se provádí obvykle pomocí vhodného aktivačního detektoru (nejčastěji tenká folie zlata). Hrubého energetického rozdělení na tepelné a epitermální neutrony lze docílit pokrytím detektorů kadmiem. Poté máme spektrum rozdělené na tepelné a tzv. sub-kadmiové neutrony.

2.1 Axialní rozložení hustoty toku neutronů

2.1.1 Rozložení dle difúzní teorie

Chceme-li získat analytické řešení popisující axiální rozložení hustoty toku neutronů v jaderném reaktoru, je nutné použít řadu zjednodušení, která se týkají jak sledované energie neutronů, tak i zvoleného geometrického uspořádání reaktoru. Nejjednodušším přiblížením je difuzní model založený na jednoskupinové teorii neutronů. V tomto případě předpokládáme, že neutrony vznikají, difundují a jsou absorbovány při jedné energii, a to energii tepelné. Tento model můžeme použít k popisu rozložení hustoty toku neutronů v AZ homogenního reaktoru bez refektorů, pomocí stacionární difuzní rovnice ve tvaru:

$$D \cdot \nabla^2 \phi - \Sigma_a \cdot \phi + \frac{1}{k} \cdot \Sigma_f \phi \nu = 0$$

kde:

- D je difuzní koeficient v AZ,
- ϕ je hustota toku neutronů v AZ,
- Σ_a, Σ_f je makroskopický účinný průřez pro absorpci, štěpení v AZ,
- ν je průměrný výtěžek neutronů ze štěpení,

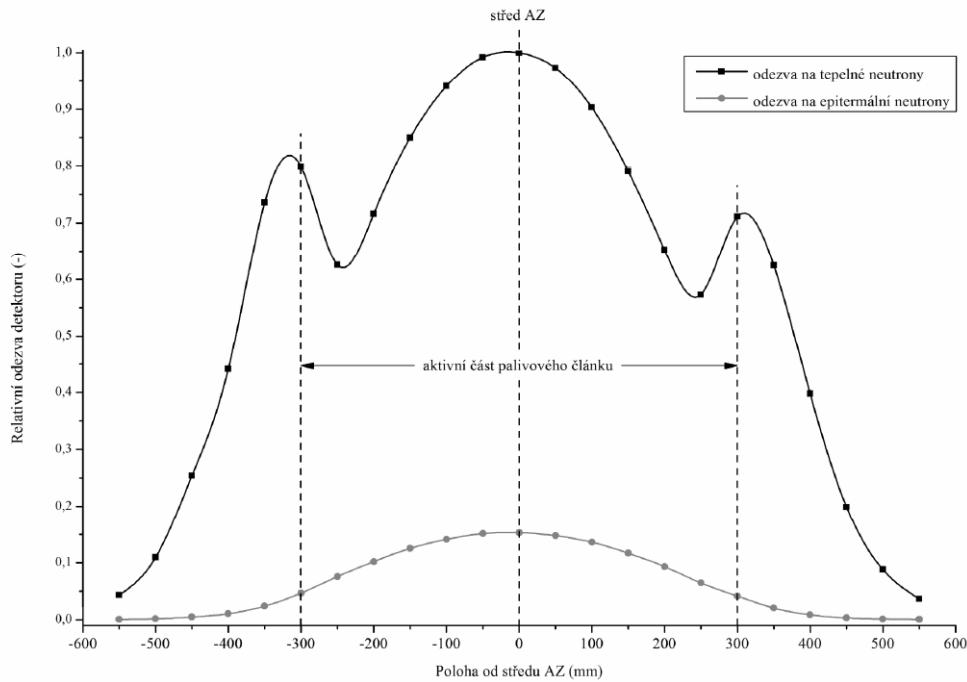
- k je koeficient násobení.

Zavedením geometrického faktoru B^2 a vyřešením difuzní rovnice s okrajovými podmínkami, dostáváme tvar:

$$\phi = A \cdot \cos\left(\frac{\pi z}{H'}\right) \quad (12)$$

Složitější situace nastává, pokud chceme popsat axiální rozložení hustoty toku neutronů v AZ s reflektorem. Účelem reflektoru je vracet zpět do AZ unikající neutrony, které by byly jinak pro štěpnou řetězovou reakci ztracené. Tím, že se sníží únik neutronů ze soustavy, můžeme při stejném složení AZ dosáhnout podstatně menších kritických rozměrů, než jsou potřebné pro reaktor bez reflektoru. Kromě tohoto efektu způsobuje reflektor zvýšení specifického výkonu reaktoru tím, že se v periferní oblasti AZ zvyšuje hustota toku neutronů a i průměrná hustota toku v celé aktivní oblasti. Tomuto nárůstu v hustotě toku se říká reflektorové peaky.

V případě popisu rozložení hustoty toku neutronů v AZ s reflektorem je nutné použít dvouskupinovou teorii. Jednoskupinová teorie předpokládá, že všechny neutrony jsou tepelné a nezahrnuje skutečnost, že u rychlých neutronů unikajících do reflektoru, je větší pravděpodobnost, že budou rozptýleny zpět do AZ při srážkách, ke kterým dojde při zpomalení. Navíc neutrony, které vnikají do reflektoru s nad-rezonančními energiami, se v reflektoru zpomalují a mohou se vrátit do AZ jako neutrony tepelné. Tím by se zcela vyhnuly rezonančnímu zachycení v palivu, které by nastalo, kdyby se zpomalovaly v AZ reaktoru. Tyto okolnosti zvyšují účinnost reflektoru ve srovnání s jeho účinností, jakou by měl reflektor, kdyby všechny neutrony byly tepelné.



Obrázek 6: Axiální rozložení výkonu s reflektorem.

Experimentální měření rozložení hustoty toku neutronů v AZ lze provádět s využitím různých detektorů. Rozdíl při měření jednotlivými detektory je popsán níže.

2.1.2 Měření rozložení hustoty toku neutronů plynovými detektory

Jeden ze způsobů experimentálního stanovení rozložení hustoty toku tepelných neutronů je využití rozměrově malých plynových detektorů pracujících v impulsním režimu. Obvykle se jedná o detektory plněné ^3He nebo detektory s konvertorem neutronů v podobě tenké vrstvy z vysoce obohaceného ^{10}B . Tyto detektory se umisťují do suchých vertikálních kanálů v AZ, kde na základě jejich odezvy (četnost CR) můžeme získat informaci o poli neutronů v AZ nebo její periferii. V případě postupného protahování detektoru po výšce kanálu obdržíme axiální rozložení hustoty toku neutronů.

Při vysouvání detektoru z AZ může docházet ke zkreslení jeho odezvy, jelikož detektor prochází od oblastí s minimálními hustotami toku neutronů (vně AZ) do oblastí maximálních hustot toku neutronů (střed AZ). V takovém případě je nutné provést korekci na nelinearitu odezvy detektoru tak, aby ho získali její nezkreslenou hodnotu. Nelinearita je způsobena především mrtvou dobou detekčního systému. Jednou z metod, které se používá k určení korekčního činitele nonlinearity, respektive mrtvé doby detekčního systému, je metoda srovnání detekčního systému, který je v celém rozsahu měřicích četností lineární. Vhodným detekčním systémem pro tyto účely je **kompenzovaná ionizační komora pracující v proudovém režimu** pro měření malých proudů. Kompenzace zajišťuje korekce odezvy a srovnávací měření této komory již umožňuje zjistit lineární odezvu detekčního systému i pro vysoké hustoty toku neutronů.

Chceme-li znát spektrum neutronů je potřeba pokrýt detektor vhodným materiálem, přičemž nejčastěji se používá kadmium (sežere tepelné neutry). Poté lze stanovit odezvu na tepelné neutry, jako:

$$CR_{\text{th}} = CR - F_{\text{Cd}} \cdot CR_{\text{Cd}},$$

kde:

- CR - je četnost získaná měřením s holým detektorem,
- CR_{Cd} - je četnost v případě detektoru umístěného v kadmiovém pokrytí,
- F_{Cd} - je kadmiový korekční faktor zohledňující, že kadmium zachycuje i neutry mezi dolní hranicí epitermální oblasti ($\sim 0,1 \text{ eV}$) a hranicí tzv. kadmiové hrany.

2.1.3 Měření rozložení hustoty toku neutronů samonapájecími detektory

Samonapájecí detektory se využívají **převážně v energetických reaktorech**. Skládají se z tenkého drátku s velkým účinným průřezem pro záchyt neutronů, který vede k produkci β^- nestabilního izotopu s krátkým poločasem rozpadu (typicky rhodium nebo vanad). Tento drátek je obalen vrstvou izolantu, na kterou navazuje vodivý materiál kolektoru, který snímá impulzy. β^- nestabilní izotop se ustaluje do rovnovážné koncentrace, která je úměrná absolutní hustotě toku neutronů v daném místě. Následně se rozpadá a vzniklé elektrony putují do kolektoru, kde jsou snímány jako elektrický proud (β^- částice jsou v podstatě elektrony, které zapříčinují vznik a přesun náboje v kolektoru).

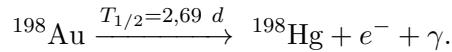
Jejich výhoda spočívá v tom, že nepotřebují napájení a pro každý detektor stačí pouze jeden drátek jako vývod do měřicího počítače. Zároveň jsou malé a skladné, do centrální trubice palivového souboru se jich naskládá několik, čímž je možné získat axiální rozložení neutronů v daném souboru.

2.1.4 Měření rozložení hustoty toku neutronů aktivačními detektory

Aktivační detektory lze úspěšně použít také k určování prostorového rozložení hustoty toku neutronů v AZ. Jejich výhodou jsou malé rozměry a možnost je umístit do oblastí, ve kterých nelze použít elektronické detektory. Nevýhodou naopak je, že tím nezískáme on-line monitoring a rozložení zjistíme až zpětným měřením.

Vhodnou volbou aktivačního materiálu nebo jeho kombinace s filtry neutronů lze měřit neutrony z různých energetických oblastí. Pro měření rozložení hustoty toku neutronů můžeme využít aktivační detektory ve tvaru malé tenké fólie, respektive sady fólií. Ještě lepší je použít drátek, který protáhnu axiálně celým reaktorem, ozářím, a pro následné měření rozstříhám. Nejčastěji používanými materiály pro výrobu aktivačních detektorů ve tvaru drátu, které jsou citlivé především na tepelné, respektive epitermální neutrony, jsou zlato, měď nebo dysprosium.

Zlato je vhodným materiálem pro zhotovení aktivačních detektorů jak z důvodů mechanických, tak i fyzikálních vlastností. Jeho určitou nevýhodou je vyšší pořizovací cena. Zlato se velmi často používá pro absolutní měření hustoty toku neutronů, protože má velmi přesně stanovenou hodnotu účinného průřezu a poločasu rozpadu. Poločas rozpadu je dostatečně dlouhý pro přenos i analýzu ozářených aktivačních detektorů na detekčním systému. Účinný průřez izotopu zlata ^{197}Au (v přírodě 100 % zastoupení) pro radiační záchyt neutronu se v oblasti tepelných neutronů řídí zákonem $1/v$, jelikož jeho první výrazná rezonance leží již na energii $E_n = 4,9\text{ eV}$. Proto se zlato používá nejen pro měření tepelných, ale i epitermálních neutronů. Často se používá ve slitinách s jinými prvky, např. s hliníkem.



Tímto rozpadem vzniká gamma peak na energii $E_\gamma = 411,8\text{ keV}$ s intenzitou $I_\gamma = 96\text{ %}$.

Následné zpětné určení hustoty toku je založeno na určování reakční rychlosti (RR). S využitím kadmiového pouzdra lze měřit reakční rychlosť epitermálních neutronů (RR_{Cd}). Reakční rychlosť od tepelných neutronů lze poté stanovit podle vzorce:

$$RR_{\text{th}} = RR - F_{\text{Cd}} \cdot RR_{\text{Cd}}.$$

Reakční rychlosť (RR) lze určit z gamma spektrometrie dle:

$$RR = \frac{S(E_\gamma) \cdot \lambda \cdot \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}) \cdot \varepsilon_{\text{eff}}(E_\gamma) \cdot I_\gamma(E_\gamma)}, \quad (13)$$

kde jednotlivé členy vyjadřují:

- $S(E_\gamma)$ je plocha pod peakem příslušné energie,
- λ je rozpadová konstanta pro ^{198}Au ,
- t_{real} je skutečný čas měření v HPGe detektoru,
- t_{live} je čas měření se zohledněním mrtvé doby detektoru,
- N_0 udává počet jader v ozařovaném vzorku, $N_0 = \frac{m \cdot N_A}{M}$,
- t_a udává čas ozařování v reaktoru,

- t_v udává čas od ukončení ozařování do doby spuštění detektoru,
- $\varepsilon(E_\gamma)$ značí detekční účinnost pro příslušnou energii,
- $I_\gamma(E_\gamma)$ udává intenzitu gama linky příslušné energie.

Metoda je lépe popsána v otázce 10 a 12.

2.2 Spektra neutronů v AZ reaktoru

Spektrum neutronů je spojité, tedy neutrony v jaderném reaktoru mohou mít energie od jednotek meV až po 20 MeV. Neutrony uvolněné při štěpení jader ^{235}U mají střední energii přibližně 2 MeV. V tepelném reaktoru jsou neutrony ze štěpení zpomaleny srážkami s atomy moderátoru (nejčastěji H_2O), až dosáhnou přibližně tepelné rovnováhy s moderátorem. Jejich střední energie při pokojové teplotě je 0,0379 eV ($E = \frac{3}{2}kT$) a nejpravděpodobnější energie 0,0253 eV ($E = \frac{1}{2}kT$). Z uvedených hodnot vyplývá, že v tepelném reaktoru pokrývá spektrum neutronů (tj. rozložení neutronů v závislosti na jejich kinetické energii) v rozsahu energie více než osm řádů. Je zcela logické, že vzhledem k tak širokému oboru energií se neutrony v reaktoru účastní řady typů jaderných reakcí.

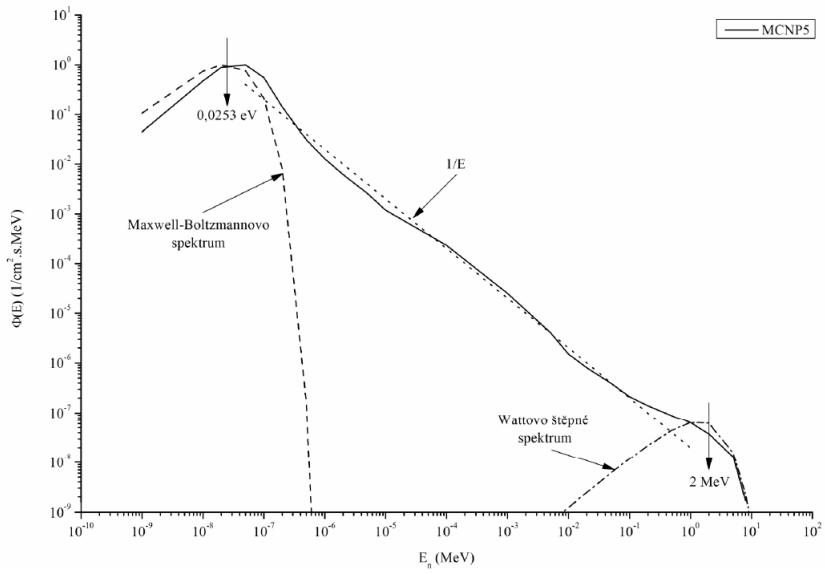
V tepelném reaktoru můžeme spektrum neutronů rozdělit do tří oblastí podle jejich energie:

- oblast neutronů ze štěpení – rychlé neutrony,
- oblast zpomalujících se neutronů – neutrony středních (epitermálních) energií,
- oblast tepelných neutronů – pomalé neutrony.

Toto dělení není normativní, nicméně řadí se mezi nejčastěji používané.

Neutrony, které jsou uvolňovány při štěpení v jaderném palivu, mají kinetickou energii přibližně v rozsahu od 100 keV do 20 MeV a tvoří první oblast spektra neutronů. Druhá oblast energií neutronů vzniká při zpomalovacím procesu, který prodělávají neutrony především na lehkých jádrech moderátorů. Energie neutronů v této oblasti se pohybuje od 1 eV do 100 keV. Na konci zpomalování dosahují neutrony poslední z uvedených oblastí, a to oblast tepelných neutronů. Neutrony mají v této oblasti energii menší než 1 eV. Hraniční energie jsou přibližně, spektrum neutronů v jaderném reaktoru je spojité funkce a hranice nelze přesně definovat.

Celý rozsah spektra neutronů je značný (viz Obrázek 7) a může představovat až deset řádů v rozsahu energií a více než dvanáct řádů ve velikosti hustoty toku neutronů.



Obrázek 7: Spektrum neutronů.

V tepelných reaktorech je možné spektrum popsat matematicky dle 3 rovnic:

- Maxwellovo spektrum

$$\chi(E) = C_1 E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right),$$

kde součin kT při teplotě 20°C má hodnotu $kT = 0,0253$ eV.

- Spektrum pro zpomalující se neutrony

$$\chi(E) = \frac{C_2}{E},$$

- Štěpné spektrum

$$\chi(E) = C_3 \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{\Theta_{\text{fis}}}\right),$$

kde $\Theta_{\text{fis}} = 1,4$ MeV.

Konstanty C_1 , C_2 , C_3 slouží k napojení všech spekter dohromady.

2.2.1 Měření absolutní hustoty toku aktivačními detektory

Se znalostí RR_{th} lze z definice vyjádřit hustotu toku tepelných neutronů (ϕ_{th}), jako:

$$\phi_{\text{th}} = \frac{RR_{\text{th}}}{g \cdot \sigma_{2200}^{Au}}, \quad (14)$$

kde g je Westcottův g -faktor, který opravuje odchylku od zákona $1/v$ a σ_{2200}^{Au} je mikroskopický účinný průřez pro ^{197}Au pro energii 0,0253 eV.

Měření se nejčastěji provádí pomocí aktivačních detektorů, které se poté obalím kadmiem. Viz otázka 12.

3 Kritický experiment

3.1 Kritický stav

Kritický stav jaderného reaktoru je označení stavu reaktoru, ve kterém je podíl množství neutronů v aktuální a předcházející generaci roven jedné:

$$k_{\text{ef}} = \frac{N_i}{N_{i-1}} = 1. \quad (15)$$

Přiblížení ke kritickému stavu lze provést různými způsoby v závislosti na konstrukčním řešení jaderného reaktoru. Nejčastěji se na jaderných reaktorech uvažuje vysouvání nebo zasouvání absorpčních tyčí, nebo změna koncentrace absorbátoru v chladivu (kyseliny boritě H_3BO_3). Na výzkumných reaktorech se lze setkat i s dalšími způsoby, mezi něž se řadí:

- přidávání nebo odebírání štěpného materiálu, tj. změna množství štěpného materiálu (viz regulace na EDU),
- změna úrovně vodní hladiny, tj. změna množství moderátoru (myslím, že to umí i LR0; případně změnit rychlosť průtoku, čímž se změní teplota a hustota moderátoru, viz BWR reaktory),
- přibližování nebo oddalování reflektoru (výzkumný reaktor v SSSR nebo nějaké vesmírné reaktory).

Kritického stavu reaktoru je dosahováno při každém uvádění reaktoru do provozu. Změna výkonu je také v podstatě krátkodobým odchýlením od kritického stavu a jeho opětovným dosažením. Tento postup se ale vždy odehrává na známém uspořádání AZ. Pokud se spouští reaktor po změnách konfigurace AZ nebo úplně poprvé, je dosažení kritického stavu spojeno vždy s jistým prvkem neurčitosti. Ani zkušenosť operátorů a kontrolních fyziků, ani precizní fyzikální výpočty nemohou zaručit přesné určení kritické velikosti AZ, poloh absorpčních tyčí nebo přesného množství absorbátoru při kritickém stavu reaktoru. Proto se na většině reaktorových provozů provádí tzv. **kritický experiment**, který k minimalizaci neurčitostí při dosažení prvního kritického stavu využívá jak výsledky neutronově-fyzikálních výpočtů, tak i měření v průběhu experimentu. V případě reaktoru VR-1 se jedná o jeden z nejnáročnějších experimentů, proto je jeho provedení zohledněno mimo jiné i v limitech a podmínkách.

3.1.1 Metoda inverzní četnosti

Pokud bychom byli schopni měřit koeficient podkritického násobení M , lze kritický stav reaktoru predikovat z převrácené hodnoty M , respektive její závislosti na parametru x (množství paliva, poloha absorpčních tyčí nebo množství moderátoru), který ovlivňuje hodnotu k_{ef} . Ze závislosti podílu $1/M$ na parametru x můžeme pomocí extrapolace zjistit, pro jakou hodnotu x bude podíl $1/M$ roven nule a v tomto bodě můžeme očekávat kritický stav reaktoru.

$$\lim_{m \rightarrow \infty} S \cdot \frac{1 - k_{\text{ef}}^m}{1 - k_{\text{ef}}} = \frac{S}{1 - k_{\text{ef}}} \rightarrow M = \frac{S}{S \cdot (1 - k_{\text{ef}})} = \frac{1}{1 - k_{\text{ef}}} \rightarrow \frac{1}{M} = 1 - k_{\text{ef}}$$

Při reaktorových experimentech získáváme údaje, které charakterizují hustotu neutronů. Jak zjistíme dále, lze nahradit koeficient podkritického násobení M odezvou detektoru v daném místě AZ reaktoru. Předpokládejme, že přiblížování ke kritickému stavu začíná od výchozího stavu AZ, který bude označen indexem 0, dále označme všechny následující stavy AZ indexem i . Hustota toku neutronů pro výchozí stav AZ a stav AZ v kroku i je výsledkem násobení v podkritickém reaktoru s externím zdrojem neutronů a lze ji vyjádřit následujícími vztahy:

$$\phi_0 \approx \frac{S}{1 - k_{\text{ef},0}} \quad \phi_i \approx \frac{S}{1 - k_{\text{ef},i}},$$

kde ϕ_0 resp. ϕ_i je hustota toku neutronů ve výchozím resp. aktuálním stavu AZ, $k_{\text{ef},0}$ resp. $k_{\text{ef},i}$ je efektivní koeficient násobení pro výchozí resp. aktuální stav AZ a S značí externí zdroj neutronů.

Z poměru hustot toku neutronů ve výchozím a aktuálním stavu lze s určitou přesností stanovit aktuální hodnotu efektivního koeficientu násobení jako:

$$\frac{\phi_0}{\phi_i} = \frac{S}{1 - k_{\text{ef},0}} \cdot \frac{1 - k_{\text{ef},i}}{S} = \frac{1 - k_{\text{ef},i}}{1 - k_{\text{ef},0}} = C \cdot (1 - k_{\text{ef},i}),$$

kde $C = \frac{1}{1 - k_{\text{ef},0}}$ je nějaká konstanta pro výchozí stav (je úplně jedno, že ji neznáme).

Hustota toku neutronů je úměrná naměřeným četnostem (CR_0 a CR_i) získaným z detektorů, pak lze psát:

$$\frac{\text{CR}_0}{\text{CR}_i} \approx \frac{\phi_0}{\phi_i} \approx C \cdot (1 - k_{\text{ef},i}).$$

Tedy pro kritický stav ($k_{\text{ef,krit}} = 1$) musí platit $\frac{\text{CR}_0}{\text{CR}_i} = 0$.

3.1.2 Experimentální predikce kritického stavu

Ve výchozím stavu x_0 ($k_{\text{ef},0} < 1$) určíme počáteční četnost CR_0 . Je logické, že první hodnota charakterizující inverzní četnost je rovna jedné. Po naměření je tyč posunuta do polohy x_1 a opět určen poměr CR_0/CR_1 . Obě hodnoty jsou vyneseny do grafu závislosti CR_0/CR_i na poloze x_i .

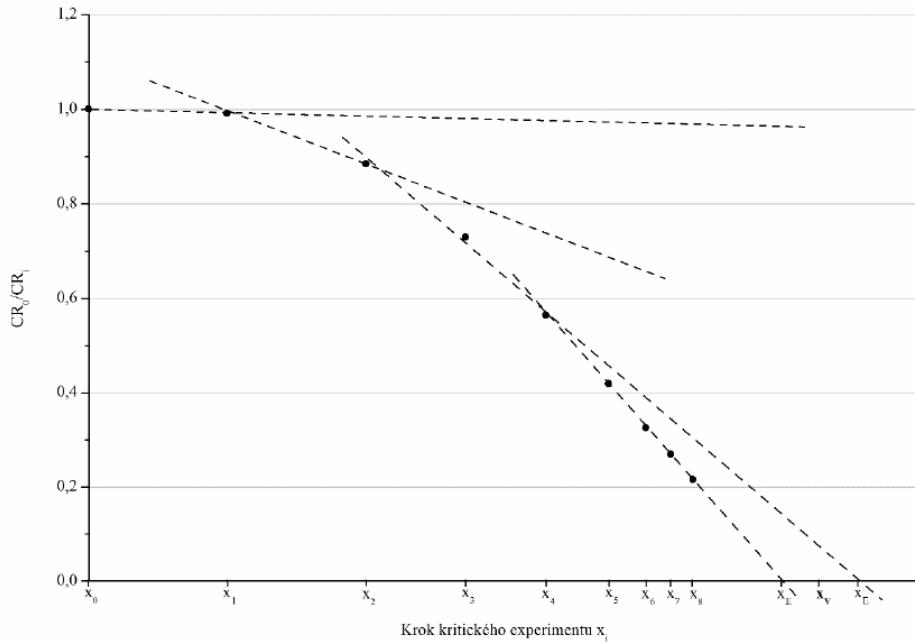
Extrapolací těchto dvou bodů je zjištěn první odhad kritického stavu (x_i^E). Regulační tyč je poté vysouvána z AZ po krocích délky odpovídající vztahu: (vztah mi říká jak moc mám v dalším kroku tyč vysunout)

$$x_{i+1} = x_i + \frac{1}{2} \cdot \{\min(x_E, x_V) - x_i\}, \quad (16)$$

kde hodnota $1/2$ je volena z čistě konzervativních důvodů, x_E značí experimentálně určenou polohu regulační tyče vždy ze dvou posledních bodů a x_V značí polohu **kritického stavu** určenou výpočetním programem.

Tato iterace je prováděna do té doby, dokud se hodnota $\text{CR}_0/\text{CR}_i \approx 0,2$. Poté se reaktor nachází v blízkosti kritického stavu a opětovnou extrapolací poslední 2-3 hodnot lze určit předpokládanou polohu regulační tyče pro kritický stav.

Významnou roli hraje vzdálenost neutronového zdroje od detektoru, vzdálenost detektoru od místa, v němž je měněn (ovlivňován) koeficient násobení a samozřejmě způsob, jakým závisí změna koeficientu násobení na změně proměnného parametru x_i .



Obrázek 8: Závislost CR_0/CR_i na poloze x_i .

Vtipný je, že tenhle jednoduchý a old-style způsob se skutečně využívá i na velkých reaktorech (ne jenom VR-1), pouze to nedělají ručně, ale mají na to programek (on stačí Excel). Kamarád byl na stáži na elektrárni, kde ho nechali to samé rýsovat na milimetrový papír a nezávisle ho kontrolovali vlastním programkem, a to bylo v rámci skutečného najízdění nové vsázky.

3.2 Kritický experiment na VR-1

V rámci předmětu 17KEX, při němž se sestavuje "nová" AZ se po sestavení základní vsázky postupuje následovně:

- Přidá se další PČ a provádí se měření reaktivity v DKP a HKP (dokud to jde, aby reaktor nebyl kritický) s využitím SNM detektorů ve 3 různých pozicích a PMV kanálů. Výsledky se srovnávají s numericky vypočtenými hodnotami a kontroluje se jejich shoda.
- Po složení celé AZ se postupně vytahují bezpečnostní, experimentální a jedna regulační tyč do HKP (v každém kroku se provádí měření).
- Nakonec se vytahuje (BÚNO R2) po krocích dané rovnicí (16) a dosahuje se KS.

4 Prostorové a energetické rozložení hustoty toku neutronů v aktivní zóně reaktoru a spektrální indexy

Prostorové a energetické rozložení je popsáno v jiných otázkách. Tato otázka se bude týkat pouze spektrálních indexů.

4.1 Spektrální indexy

K charakterizaci energie neutronů v reaktoru se kromě reakčních rychlostí využívá i tzv. spektrálních indexů. **Spektrální index představuje podíl reakčních rychlostí pro různé materiály, reakce a energetické oblasti neutronů.** Základním a zároveň nejpoužívanějším spektrálním indexem v experimentální reaktorové fyzice (tady bych se hádal, to že se to praktikuje v rámci měření na VR-1 ještě neznamená, že jde o nejdůležitější index) je tzv. kadmiový poměr, který rozlišuje zastoupení kadmiových a subkadmiových neutronů. Kadmiový poměr se určuje na základě porovnání reakční rychlosti pro aktivační detektor v kadmiovém pokrytí a bez kadmiového pokrytí (ozařování musí probíhat za shodných podmínek), pak lze poměr vyjádřit vztahem:

$$R_{cd} = \frac{RR}{RR_{cd}} = \frac{RR_{th} + RR_e}{\frac{1}{F_{cd}} \cdot RR_e} \quad (17)$$

kde:

- RR je odezva detektoru, respektive reakční rychlosť pro spektrum neutronů v místě ozařování,
- RR_{cd} je reakční rychlosť pro neutrony, které projdou Cd pokrytým aktivačním detektoru,
- RR_{th} je reakční rychlosť pro tepelné neutrony,
- RR_e je reakční rychlosť pro epitermální neutrony,
- F_{cd} je kadmiový korekční faktor, zohledňuje skutečnost, že kadmium absorbuje neutrony od epitermálního spektra (0,1 eV) do tzv. kadmiové hrany ($\approx 0,3$ eV).

Další významné spektrální indexy se určují na základě ozařování aktivačních detektorů vyrobených z uranu, respektive jeho izotopů, nejlépe z čistého ^{235}U nebo ^{238}U a to jak holých, tak umístěných v kadmiovém pokrytí. Na základě porovnání reakčních rychlostí pro radiační záchrny neutronů $RR_{(n,\gamma)}$ a štěpení $RR_{(n,f)}$ se určují spektrální indexy charakterizované následujícími poměry:

$$\begin{aligned} \delta_{28} &= \frac{\text{štěpení v } ^{238}\text{U}}{\text{štěpení v } ^{235}\text{U}} \\ \delta_{25} &= \frac{\text{epikadmiové štěpení v } ^{235}\text{U}}{\text{subkadmiové štěpení v } ^{235}\text{U}} \\ \varrho_{28} &= \frac{\text{epikadmiový záchrny v } ^{238}\text{U}}{\text{subkadmiový záchrny v } ^{238}\text{U}} \end{aligned}$$

$$\alpha_{28} = \frac{\text{záchyt v } ^{238}\text{U}}{\text{štěpení v } ^{238}\text{U}}$$

kde:

- δ_{28} je spektrální index charakterizující podíl štěpení v ^{238}U a ^{235}U ,
- δ_{25} je spektrální index charakterizující štěpení epitermálními a tepelnými neutrony v ^{235}U ,
- ϱ_{28} je spektrální index charakterizující záchyt epitermálních a tepelných neutronů v ^{238}U ,
- α_{28} je spektrální index charakterizující záchyt a štěpení v ^{238}U .

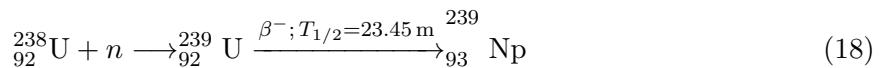
Tohle jsou spektrální indexy vyučované v rámci ERF, protože jsou měřitelné. Ale je možné je určit i na základě výpočtu (hlavně Serpent). Obecně bych spektrální indexy shrnul jako:

- podíl 2 odlišných reakčních rychlostí (štěpení, záchyt, absorbce) na jednom izotopu (např. pravděpodobnost transmutace na nějakém štěpném izotopu),
- podíl 2 stejných reakčních rychlostí na 2 odlišných izotopech (např. podíl štěpení na hlavním štěpném a štěpitelném izotopu v množivém reaktoru),
- podíl 2 stejných reakčních rychlostí na jednom izotopu, ale v odlišných energetických oblastech (např. podíl štěpení rychlými a tepelnými neutrony na hlavním štěpném izotopu),
- podobné poměry, ale s koncentracemi izotopů pro rovnovážný palivový cyklus, xenon vs. jod apod.,
- střední energie neutronů způsobující nějakou reakci (typicky štěpení).
- apod.

Ve zkratce jde o poměry dvou hodnot, které jsou charakteristické volbou paliva, vyhořením, spektrem, výkonem atd. Rychlý reaktor bude mít jinou pravděpodobnost štěpení na ^{238}U než tepelný reaktor, vodou moderovaný reaktor bude mít jinou energii štěpení než grafitem moderovaný reaktor, atd.

4.1.1 Měření

Tepelné neutrony lze poměrně dobře detektovat pomocí aktivačních fólií (např. ze zlata). Pro rychlé energie lze využít překryv fólie kadmiem nebo využít jiné aktivační detektory. Pro tyto účely se dělají fólie z ochuzeného uranu (^{238}U), kdy záchytem neutronu vzniká ^{239}U , které se rozpadá γ na ^{239}Np .



Účinný průřez pro štěpení ^{238}U dosahuje výrazně nižších hodnot takřka v celém svém průběhu ($\sigma < 1 \cdot 10^{-30} \text{ m}^2$). Má však významný nárůst v oblasti rychlých neutronů, přibližně od $E_n =$

0.5 MeV začíná hodnota účinného průřezu stoupat až na hodnoty $\sigma \sim 1 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. K určení hodnoty reakční rychlosti pro štěpení $RR_{(n,f)}$ je nutné mít k dispozici tabulkové hodnoty výtěžků štěpení. Pro každý produkt štěpení je pak určena tato reakční rychlosť vztahem:

$$RR_{(n,f)}(A, Z) = \frac{RR(A, Z)}{\frac{Y_f(A, Z)}{2}} \quad (17.30)$$

kde:

- $RR(A, Z)$ – je reakční rychlosť pro produkt (A, Z) ze štěpení,
- $Y_f(A, Z)$ – je kumulativní výtěžek produktu (A, Z) ze štěpení.

Hodnota Y_f je dělená dvěma, jelikož při každém štěpení vznikají dva štěpné produkty a hodnota sumy $\Sigma_{(A,Z)} Y_f(A, Z)$ je normalizována na 2. Hodnoty Y_f lze získat z databáze JANIS, kde jsou uváděny pro efektivní energie neutronů 0.025 eV, 400 keV, 14 MeV. Konečná hodnota $RR_{(n,f)}$ se získá jako vážený průměr přes všechny identifikované produkty štěpení.

4.1.2 Protokol na spektrální indexy

Reakční rychlosť

Obecně lze reakční rychlosť stanovit podle vzorce 19.

$$RR = \frac{S(E_\gamma) \cdot \lambda \cdot \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}) \cdot \varepsilon_{\text{eff}}(E_\gamma) \cdot I_\gamma(E_\gamma)}, \quad (19)$$

kde jednotlivé členy vyjadřují:

- $S(E_\gamma)$ je plocha pod peakem příslušné energie,
- λ je rozpadová konstanta pro ^{198}Au ,
- t_{real} je skutečný čas měření v HPGe detektoru a t_{live} je čas měření zohledňující mrtvou dobu,
- N_0 udává počet jader v ozařovaném vzorku ²,
- t_a resp. t_v udává čas ozařování v reaktoru resp. od konce ozařování do spuštění detektoru,
- $\varepsilon(E_\gamma)$ značí detekční účinnost pro příslušnou energii,
- $I_\gamma(E_\gamma)$ udává intenzitu gama linky příslušné energie.

Reakční rychlosť pro sub-kadmiové neutrony se určí podle vztahu (20).

$$RR_{\text{sub}} = RR - RR_{\text{Cd}}, \quad (20)$$

kde RR značí reakční rychlosť pro holou aktivační fólii a RR_{Cd} pro fólii v kadmiovém pouzdře.

Lze definovat různé typy reakčních rychlosťí:

² N_0 se určí ze znalosti hmotnosti vzorku, jako $N_0 = \frac{m \cdot N_A}{M}$

- $RR_{(n,\gamma)}$ je reakční rychlosť pro radiačnú záchrnu neutrónu na jádro ^{238}U ,
- $RR(A,Z)$ je reakční rychlosť pre produkt (A,Z) ze štěpení,
- $RR_{(n,f)}(A,Z)$ je reakční rychlosť štěpení pre produkt (A,Z) ze štěpení:

$$RR_{(n,f)}(A, Z) = \frac{RR(A, Z)}{\frac{Y_f(A, Z)}{2}}, \quad (21)$$

kde $Y_f(A, Z)$ je kumulatívny výťežek produktu (A,Z) ze štěpení, ktorý sa líši pre rôzne produkty. (Viz. Tab. 2)

- $RR(n,f)$ je výsledná reakční rychlosť ze štěpení stanovená ako vážený průměr z $RR(n,f)(A,Z)$.

Tabuľka 2: Hodnoty kumulatívnych výťežků ze štěpení pre štěpné produkty.

Produkt	$Y_f (-)$
^{138}Xe	0,057
^{141}Ba	0,053
^{138}Cs	0,058

Pre korekci reakčných rychlosťí na efekt samostínení lze využiť vzťah (22).

$$k = \frac{\mu_m \cdot d \cdot \rho}{1 - \exp(-\mu_m \cdot d \cdot \rho)}, \quad (22)$$

kde μ_m je lineárny súčinatel zeslabenia, d je šírka fólie a ρ je hustota fólie.

Parametre aktivačnej fólie z ochuzeného uranu (0.3 wt.% ^{235}U) sú zobrazené v Tab. 3

Tabuľka 3: Parametre aktivačnej fólie

Parametr	Hodnota
d (cm)	0,028
ρ (g/cm ³)	19,01
$m_{\text{holá}}$ (g)	0,7807
m_{Cd} (g)	0,7080

Pre rozpad izotopu u ktorého bolo pozorované viac γ -linek, ktorým odpovedajú dané reakčné rychlosťi RR_{γ_i} sa výsledná reakčná rychlosť získá ako súčet reakčných rychlosťí vážený pries neurčitosti ploch σ_{γ_i} . (Viz. (23))

$$RR(A, Z) = \frac{\sum_i^n \frac{RR_{\gamma_i}}{\sigma_{\gamma_i}^2}}{\sum_i^n \frac{1}{\sigma_{\gamma_i}^2}}. \quad (23)$$

Postup mērení a vypracovanie

Nejprve boli pripravené fólie z ochuzeného uranu, pričom jedna bola holá a druhá umiestnená do kadmiového pouzdra pre odstínenie tepelných neutrónov. Vzorky boli umiestnené na držák a vložené do pozice E4 do stredu AZ, kde boli ozařovány pri výkonu 4E7 po dobu 15 minút.

Po vyndání byly vzorky kontrolně proměřeny, ale nebyly zjištěny vyšší hodnoty radioaktivního záření. Vzorky byly přemístěny do spektrometrické laboratoře, kde byly postupně vkládány do HPGe detektoru.

Z měření na HPGe detektoru se ukázalo, že pozice 80 mm (vzdálenost vzorek-detektor) poskytuje nejlepší statistiku a malou mrtvou dobu a proto byla tato pozice vybrána pro stanovení spektrálních indexů. V této pozici byly provedeny 2 měření s fólií, co byla ozařována jako holá a 2 měření s fólií ozařovanou v Cd pouzdře.

Byly identifikovány γ -linky odpovídající rozpadu ^{239}U , který vzniká radiačním záchytém neutronů na ^{238}U a rozpadá s poločasem rozpadu $T_{1/2} = 23,45$ min na ^{239}Np . Dále byly identifikovány linky od štěpných produktů ^{138}Xe , ^{141}Ba a ^{138}Cs , pro které lze předpokládat, že jsou primárně důsledkem štěpení epitermálními neutrony na ^{238}U .

Ze vzorce (19) byly určeny reakční rychlosti odpovídající daným γ -linkám pro obě fólie, tyto reakční rychlosti byly opraveny na samostínění podle rovnice (22).

Pokud daný izotop obsahoval více γ -peaků byly tyto reakční rychlosti RR_{γ_i} zprůměrovány přes vážení chyby určení plochy pod peakem podle vzorce (23) a získány hodnoty $RR(A,Z)$. Tyto hodnoty byly korigovány podle rovnice (21) a tím byly určeny hodnoty pro $RR_{(n,f)}(A,Z)$. Průměrem těchto reakčních rychlostí lze poté určit celkovou reakční rychlosť pro štěpení $RR_{(n,f)}$.

Dále byly stanoveny celkové reakční rychlosti pro štěpení jako vážený průměr.

Ze získaných reakčních rychlostí (Tab. ??) lze stanovit hodnoty spektrálních indexů ρ_{28} a α_{28} . V Tab. ?? jsou uvedeny hodnoty spektrálních indexů ρ_{28} (určený z rozpadu ^{239}U) a α_{28} určený z poměru reakčních rychlostí pro záhyt pro fólii bez kadmia a štěpení pro fólii s kadmiem.

Diskuze a závěr

V rámci měření byl analyzován vzorek ozářeného ochuzeného uranu. Z provedených analýz získaných γ -spekter byly určeny reakční rychlosti pro reakci (n,γ) z rozpadu ^{239}U . (Viz. Tab. ??)

Z rozpadů vybraných štěpných produktů (^{138}Xe , ^{141}Ba , ^{138}Cs) byly stanoveny reakční rychlosti $RR(A,Z)$, $RR_{(n,f)}(A,Z)$ a $RR_{(n,f)}$. (Viz. Tab. ??)

Z poměrem příslušných reakčních rychlostí byly určeny spektrální indexy. (Viz. Tab ??)

Spektrální indexy $\rho_{28} = 2,04$. Tento index vyjadřuje, že záhyt epikadimových neutronů v dané pozici AZ je 2,04 krát větší než pro subkadmiové neutrony. Tento index by bylo možné určit i z následného rozpadu ^{239}Np , aby reakční rychlosti by bylo nutné korigovat přes exponenciální rozpadový zákon.

Spektrální index $\alpha_{28} = 8,85$ vyjadřuje, že záhyt neutronů v dané pozici AZ je 8,85 krát větší než štěpení, což by odpovídalo i mnohonásobně většímu mikroskopickému účinnému průřezu pro záhyt než pro štěpení tepelných neutronů na ^{238}U .

Pro přesnejší výsledky by bylo nutné analyzovat více produktů štěpení a případně po delší dobu sbírat γ -spektra na HPGe detektoru.

5 Kinetické parametry reaktoru, zpožděné neutrony, jejich vlastnosti, vliv na provoz reaktoru a určování jejich parametrů

5.1 Kinetické parametry reaktoru

Kinetika reaktoru zkoumá časové chování reaktoru se změnou vstupních parametrů, přičemž vstupními parametry primárně chápeme k_{ef} , který lze ovlivnit změnou geometrie, či materiálového složení.

K popisu kinetiky reaktoru lze využít transportní rovnici, resp. zjednodušenou difúzní rovnici → vede na komplikované soustavy, které nelze v obecném případě řešit analyticky (s projevem heterogenity systému).

V praxi se využívají zjednodušené rovnice kinetiky, tzv. **Rovnice bodové kinetiky**, které zanedbávají změnu prostorového rozložení → nastane-li změna na vstupních parametrech (zvětší se reaktivita), tak změna výstupních parametrů (např. ϕ) se ve všech místech změní stejnou měrou → výstupní parametry se tedy pouze škálují a průběh zůstává zachován. Kromě prostorové závislosti se zanedbává i energetické rozdělení → vede na 1G rovnice.

V reálu to tak není, ale kupodivu dávají rovnice přijatelné výsledky.

5.2 Rovnice jednobodové kinetiky

Pro odvození se vychází z 1G difúzní rovnice (s konstantním D a Σ_a). Po sérii úprav a zanedbání se dostáváme na tvar: (Odvození je popsáno jinde :D).

Destrukční tvar rovnic:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_{\text{ef}}(1 - \beta_{\text{ef}}) - 1}{\ell} N(t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i(t), \quad (24)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = -\lambda_i C_i(t) + \frac{\beta_{\text{ef},i} k_{\text{ef}} N(t)}{\ell}, \quad (25)$$

Produkční tvar rovnic:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\text{ef}}}{\Lambda} N(t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i(t), \quad (26)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = -\lambda_i C_i(t) + \frac{\beta_{\text{ef},i} N(t)}{\Lambda}. \quad (27)$$

5.3 Kinetické parametry

K popisu rovnic jednobodové kinetiky bylo využito parametrů, které budou popsány níže.

Střední doba života neutronů - ℓ (s)

$$\ell \equiv \frac{1}{v\Sigma_a} \frac{1}{1 + L^2 B_g^2} \quad (28)$$

Tabulka 4: Střední doby života pro různé typy reaktorů.

Typ systému	ℓ (s)
FR	10^{-7}
LWR	$10^{-5} - 10^{-4}$
Grafit	10^{-3}

Efektivní střední doba života neutronů - ℓ^* (s)

Tohle už bere do úvahy i zpožděnky a lze podle toho definovat další "efektivní" kinetické parametry

$$\ell^* \equiv \ell(1 - \beta) + \sum_i \beta_i \tau_i, \quad (29)$$

Perioda reaktoru - T_e (s)

Zadefinujeme si **periodu reaktoru** T_e (s) jako dobu, za kterou se výkon v systému změní e-krát, pomocí vztahu:

$$T_e \equiv \frac{\ell}{k_{\text{ef}} - 1}. \quad (30)$$

Střední doba vzniku neutronů - Λ (s)

Je definována jako průměrná doba mezi emisí neutronu v jednom štěpení a jeho absorbováním nebo způsobením dalšího štěpení. Nižší hodnota Λ znamená rychlejší dynamickou odezvu reaktoru.

$$\Lambda \equiv \frac{\ell}{k_{\text{ef}}}. \quad (31)$$

Podíl zpožděných neutronů - β (-)

$$\beta \equiv \frac{\nu_D}{\nu_T}, \quad (32)$$

kde:

- ν_D (-) značí střední počet zpožděných neutronů vzniklých při jednom štěpení,
- ν_T (-) značí střední počet všech vzniklých neutronů.

Efektivní podíl zpožděných neutronů - β_{ef} (-)

Umělá hodnota, která koriguje energetický rozdíl ve skupinách, jelikož každá ze skupin má jiný vliv na štěpení. Lze ji zavést pomocí vztahu:

$$\beta_{\text{ef}} = \beta \cdot I, \quad (33)$$

Tabulka 5: Kinetické parametry různých izotopů.

Izotop	ν_p (n/štěpení)	ν_d (n/štěpení)	ν_{tot} (n/štěpení)	β (-)	$T_{1/2}$ (s)	$\bar{\lambda}$ (s ⁻¹)
²³⁵ U	2,416	0,0158	2,432	0,0065	9,022	0,077
²³³ U	2,475	0,0066	2,482	0,0027	12,796	0,054
²³⁹ Pu	2,868	0,0061	2,874	0,0021	10,672	0,065

kde I (-) značí tzv. **funkci vlivu** a závisí na konkrétním reaktoru. Říká, jak je snadné pro zpožděné neutrony štěpit, oproti okamžitým neutronům. Obecně se pohybuje okolo ≈ 1 , při bližším studiu lze napsat: $FR < 1$ a $LWR > 1$.

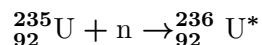
5.4 Zpožděné neutrony

Kinetika a dynamika jaderného reaktoru v průběhu jeho provozu (především při přechodových procesech) je do značné míry udávána zpožděnými neutrony. Znalost parametrů zpožděných neutronů je velmi významná nejen při návrhu, ale i vlastním provozu jaderných reaktorů. Zpožděné neutrony lze využít také jako analytický nástroj, pomocí něhož lze přesněji určit obohacení, respektive hmotnost štěpného materiálu.

Z hlediska řízení reaktivity platí, že nikdy nesmí dojít ke kritičnosti na okamžitých neutronech, jelikož se tím drasticky (až o několik řádů) sníží perioda reaktoru, viz otázky FJR. Rovněž více o kinetických parametrech reaktoru je k dohledání v otázkách FJR, případně ve wikiSkriptech z KIDu

5.4.1 Vznik a vlastnosti zpožděných neutronů

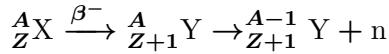
Štěpení spočívá v rozdelení jádra (např. ²³⁵U) na dva nebo více úštěpků s hmotnostmi a atomovými čísly podstatně menšími než u výchozího jádra. V prvním stádiu štěpné reakce dochází k pohlcení neutronu, přičemž vznikne jádro ²³⁶U ve vzbuzeném stavu:



Takto vzniklé jádro může emitovat gama záření a přejít tak do základního stavu nebo může dojít k jeho rozštěpení.

Produkty štěpení mají příliš vysoký poměr počtu neutronů k počtu protonů a jsou tedy nestabilní. Proto téměř všechny produkty štěpení jsou radioaktivní a dochází u nich nejčastěji k rozpadu β^- se spojeným zářením gama. Radioaktivní bývají i přímé produkty rozpadu, u nichž může opět docházet k rozpadu β^- , než vznikne stabilní jádro. Délka rozpadových řad bývá různá, v průměru procházejí produkty štěpení třemi rozpadovými stádii, než se utvoří stabilní jádro. V některých případech vede rozpad β^- jádra, které se nachází ve vzbuzeném stavu, k uvolnění neutronu. Jelikož energie vázaného neutronu je nižší než vazbová energie neutronu v jádře, pak je určitá pravděpodobnost, že dojde k emisí neutronu a vzniku stabilního jádra. Uvolněný neutron se nazývá zpožděným neutronem. Zpoždění je dáno pouze poločasem rozpadu produktu štěpení, který je nazýván prekurzorem, jelikož k uvolnění neutronu dochází až po předchozím rozpadu jeho jádra.

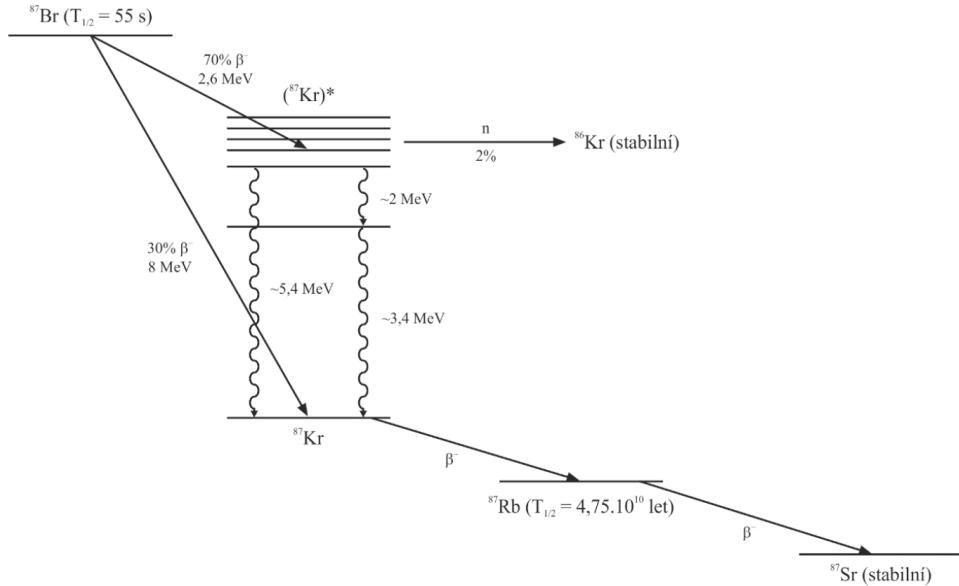
Obecně lze zapsat vznik zpožděného neutronu následujícím předpisem:



kde:

- ${}_{Z}^A X$ je produkt štěpení, jádro nazývané prekurzor neboli předchůdce mateřského jádra,
- ${}_{Z+1}^A Y$ je jádro nazývané emitor neboli mateřské jádro,
- ${}_{Z+1}^{A-1} Y$ je výsledné jádro.

Na Obrázku 9 je znázorněno rozpadové schéma typického prekurzoru ${}^{87}\text{Br}$. Izotop ${}^{87}\text{Br}$ hraje významnou roli v případě odstavení jaderného reaktoru, kdy odezní vliv okamžitých a krátkodobě žijících zpožděných neutronů. V tomto případě je populace neutronů v AZ určována především rozpadem ${}^{87}\text{Br}$. Jak vyplývá z obrázku, přibližně 30 % jader ${}^{87}\text{Br}$ přechází rozpadem β^- na ${}^{87}\text{Kr}$, který se nachází v základním stavu, zatímco 70 % jader přechází rozpadem β^- na ${}^{87}\text{Kr}^*$ ve vzbuzeném stavu (${}^{87}\text{Kr}^*$). Z těchto 70 % přechází přibližně 20 % jader ${}^{87}\text{Kr}^*$ izomerickým přechodem do základního stavu. Zbýlá jádra (${}^{87}\text{Kr}^*$) se dostávají do základního stavu přímo emisí neutronu. Tím vzniká zpožděný neutron. Prekurzorem je tedy ${}^{87}\text{Br}$, který opět rozpadem β^- přechází na již stabilní ${}^{87}\text{Sr}$. Zpožděný neutron není emitován přímo jádrem ${}^{87}\text{Br}$, ale dceřiným produktem ve vzbuzeném stavu (${}^{87}\text{Kr}^*$).



Obrázek 9: Rozpadové schéma ${}^{87}\text{Br}$.

V současnosti bylo identifikováno téměř 400 prekurzorů zpožděných neutronů. Nejdéle žijícími jsou ${}^{91}\text{Rb}$ a ${}^{87}\text{Br}$ s poločasem rozpadu 58,4 s, respektive 55,6 s, zatímco ${}^{102}\text{Rb}$ a ${}^{101}\text{Rb}$ jsou krátkodobě žijící prekurzory s poločasem rozpadu 37 ms, respektive 32 ms. Jelikož k emisi neutronu dochází bezprostředně po rozpadu prekurzoru, řídí se časové zpoždění, s nímž se emitované neutrony objevují, zákony radioaktivního rozpadu těchto jader.

Jelikož prekurzorů je moc, tak se pro optimalizaci výpočtů prekurzory sloučují do několika skupin, přičemž každá skupina je charakteristická jedním středním poločasem rozpadu a jedním

společným kumulativním výtěžkem. Čím více skupin, tím přesnější výpočet, ale tím složitější a zdlouhavější výpočet. Pro první přiblížení stačí použít 1-2 skupiny, lepší kdy aplikují 6-8 skupin (záleží na knihovně, např. ENDF/B má 6 skupin a JEFF 8 skupin).

Skupina	Prekurzor	$T_{1/2}$ (s)
1	^{87}Br , ^{142}Cs	55,72
2	^{137}I , ^{88}Br	22,72
3	^{138}I , ^{89}Br	6,22
4	^{139}I , $(^{93,94}\text{Kr}$, ^{143}Xe	2,30
5	^{140}I , ^{145}Cs	0,61
6	Br, Rb, As...	0,23

Kumulativní výtěžek označovaný jako β se pohybuje v desetinách procenta, záleží, který izotop se štěpí. Pro ^{235}U je to asi 0,7 %, pro izotypy Pu je to méně. Proto jsou MOXové vsázky citlivější na změnu výkonu.

Kromě výše uvedených parametrů je důležitou charakteristikou zpožděných neutronů i jejich energie. Ta se pohybuje pro jednotlivé skupiny zpožděných neutronů v rozmezí od 200 keV do 700 keV. Porovnáme-li tento rozsah energií se střední energií okamžitých neutronů (2,2 MeV), je zřejmé, že zpožděné neutrony musí v rámci zpomalovacího procesu projít menším rozsahem energií než neutrony okamžité. Je nižší pravděpodobnost, že dojde k jejich ztrátě v důsledku úniku nebo parazitické absorpce, než v případě okamžitých neutronů. Naopak u okamžitých neutronů je vyšší pravděpodobnost, že vyvolají štěpení ve vyšší oblasti energií (např. na ^{238}U). Tyto dva efekty mají tendenci působit navzájem proti sobě, nicméně je obvykle mezi nimi určitý, i když mírný, rozdíl. V důsledku toho se definuje tzv. efektivní podíl zpožděných neutronů β_{ef} , který zohledňuje rozdílnou energii zpožděných neutronů oproti neutronům okamžitým a tím i jejich význam v procesu štěpení. Je tedy závislý na typu reaktoru, moderaci apod.

5.4.2 Emise zpožděných neutronů

Emise zpožděných neutronů je spojena se vznikem a aktivitou jejich jednotlivých mateřských jader. Vznik konkrétního prekurzoru zpožděných neutronů v průběhu ozařování můžeme popsat bilanční rovnicí ve tvaru:

$$\frac{dN_i}{dt} = Y_C \cdot \Sigma_f \cdot \Phi - \lambda_i \cdot N_i$$

kde:

- N_i je počet mateřských jader zpožděných neutronů i -tého druhu,
- Y_C je kumulativní výtěžek mateřských jader zpožděných neutronů ze štěpení,
- Σ_f je reakční rychlosť pro štěpení,
- Φ je hustota toku neutronů,
- λ_i je rozpadová konstanta mateřských jader zpožděných neutronů.

Pro jednoduchost je zanedbán záhyt neutronů mateřskými jádry zpožděných neutronů. Tuto rovnici lze jednoduše řešit pro N_i jako funkci času ozařování:

$$N_i(t) = \frac{Y_C \cdot \Sigma_f \cdot \Phi}{\lambda_i} \cdot (1 - e^{-\lambda_i t}).$$

Abychom získali emisi zpožděných neutronů (tj. zdrojový člen), je nutné vynásobit obě strany rozpadovou konstantou λ_i . Za předpokladu, že mateřské jádro prochází rozpadem vedoucím k emisi neutronu P_i , předpokládáme-li, že druhů mateřských jader a ozářovacích časů je t_{irr} , pak počet zpožděných neutronů emitovaných v čase t po ukončení ozařování bude:

$$N_{DN}(t) = \sum_{i=1}^m P_i \cdot Y_C \cdot \Sigma_f \cdot \Phi \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_{\text{irr}}}) \cdot e^{-\lambda_i t}.$$

V souladu s teorií lze zpožděné neutryny rozdělit do šesti skupin podle typických mateřských jader a vztah přepsat na tvar:

$$N_{DN}(t) = \sum_{i=1}^6 a_i \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_{\text{irr}}}) \cdot e^{-\lambda_i t},$$

kde a_i je zastoupení i -té skupiny zpožděných neutronů. Bude-li provedeno pouze krátkodobé ozářování (např. neutronovým pulzem), pak rovnice nabývá tvar:

$$N_{DN}(t) = \sum_{i=1}^6 a_i \cdot e^{-\lambda_i t}.$$

(34)

Je-li doba ozářování dostatečně dlouhá ($t_{\text{irr}} \gg \tau_i$), přechází rovnice na tvar:

$$N_{DN}(t) = \sum_{i=1}^6 a_i \cdot (1 - e^{-\lambda_i t}).$$

(35)

5.4.3 Stanovení poločasu rozpadu prekurzorů zpožděných neutronů

V případě, že bychom chtěli určit parametry jednotlivých skupin zpožděných neutronů a celkovou emisi rozdělit na individuální rozpadové křivky, je nutné aplikovat na analyzovaná data metody **nelineární regrese**. Takováto úloha není jednoduchá a pro její řešení jsou běžně používány sofistikované softwarové nástroje pro analýzu dat. Nicméně úloha se výrazně zjednoduší, pokud se bude jednat o hledání parametrů pouze jedné exponenciální funkce. Toho lze dosáhnout, pokud si uvědomíme, že platí $\lambda_1 \ll \lambda_2 \ll \dots \ll \lambda_6$ a $e^{-\lambda_1 t} \gg e^{-\lambda_2 t} \gg \dots \gg e^{-\lambda_6 t}$. Po dostatečně dlouhé době, která vede k rozpadu předchozích skupin zpožděných neutronů, můžeme vztah approximovat pouze jednou exponenciální funkcí odpovídající nejdéle žijící skupině zpožděných neutronů:

$$N_{DN}(t) = a_1 \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

Tuto funkci lze linearizovat použitím přirozeného logaritmu:

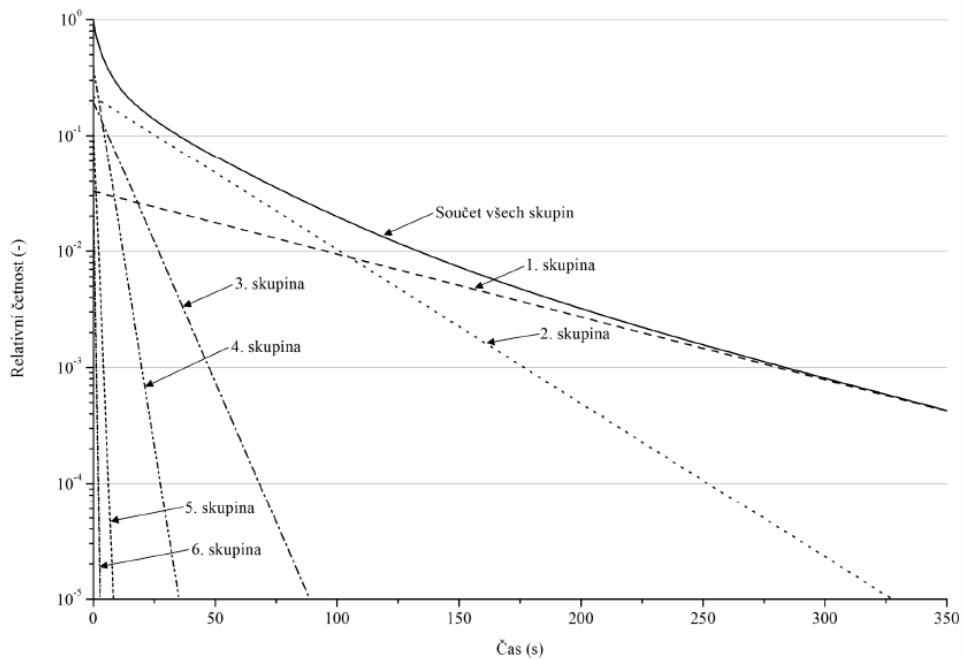
$$\ln N_{DN}(t) = \ln a_1 - \lambda_1 \cdot t$$

díky čemuž můžeme jednoduše určit parametry a_1 a λ_1 . Takto získanou teoretickou emisi odečteme od celkové emise:

$$N_{DN}(t) = a_1 \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

Tento rozdíl pak představuje četnost emise pro zbývající skupiny zpožděných neutronů (2 až 6), z něhož můžeme na základě výše popsané úvahy určit parametry zpožděných neutronů druhé skupiny (a_2 a λ_2). Tímto způsobem bychom pokračovali až k určení parametrů skupiny zpožděných neutronů s nejkratší dobou života (a_6 a λ_6).

Problém nastane u krátkodobých skupin (5 a 6), jelikož jejich poločas rozpadu je tak malý, že než dojde k měření, tak se většina prekurzorů rozpadne.



Obrázek 10: Měření zpožděných neutronů.

5.4.4 Určování množství štěpného materiálu

Z předchozí teorie je zřejmé, že celkový počet zpožděných neutronů emitovaných ozářeným štěpným materiélem závisí na počtu štěpení, což je samozřejmě spjato s množstvím jader ve štěpném materiu. Tudíž lze využít této závislosti k určení vybraných vlastností zkoumaného vzorku, jako je množství, respektive obohacení štěpného materiálu ve vzorku.

Metoda určování množství nebo obsahu štěpného materiálu ve zkoumaném vzorku na základě detekce zpožděných neutronů je rychlá, nedestruktivní, přesná a velmi citlivá analytická metoda. Je založena na ozáření vzorku obsahujícího štěpný materiál neutrony a následné detekci zpožděných neutronů, které jsou emitovány tímto vzorkem. Množství nebo obsah štěpného materiálu ve

zkoumaném vzorku je pak určená na základě porovnání intenzity zpožděných neutronů emitovaných tímto vzorkem se vzorky (standardy), u nichž je známo množství nebo obsah štěpného materiálu (za pomoci trojčlenky).

Předpokládejme zjednodušeně, že celkový počet zpožděných neutronů emitovaných ozářeným vzorkem a detekovaný detekčním systémem je roven součtu četností získaných za dobu detekce ($t_{\text{end}} - t_{\text{start}}$). Pak lze počet zpožděných neutronů N_X odpovídající neznámému vzorku a počet zpožděných neutronů N_{ST} odpovídající standardu, určit na základě následujících vztahů:

$$N_X = \sum_{i=t_{\text{start}}}^{t_{\text{end}}} CR_{X,i}, \quad N_{\text{ST}} = \sum_{i=t_{\text{start}}}^{t_{\text{end}}} CR_{\text{ST},i},$$

kde $CR_{X,i}$ a $CR_{\text{ST},i}$ jsou četnosti získané v i -té časovém kroku detekčního systému pro neznámý vzorek a standard.

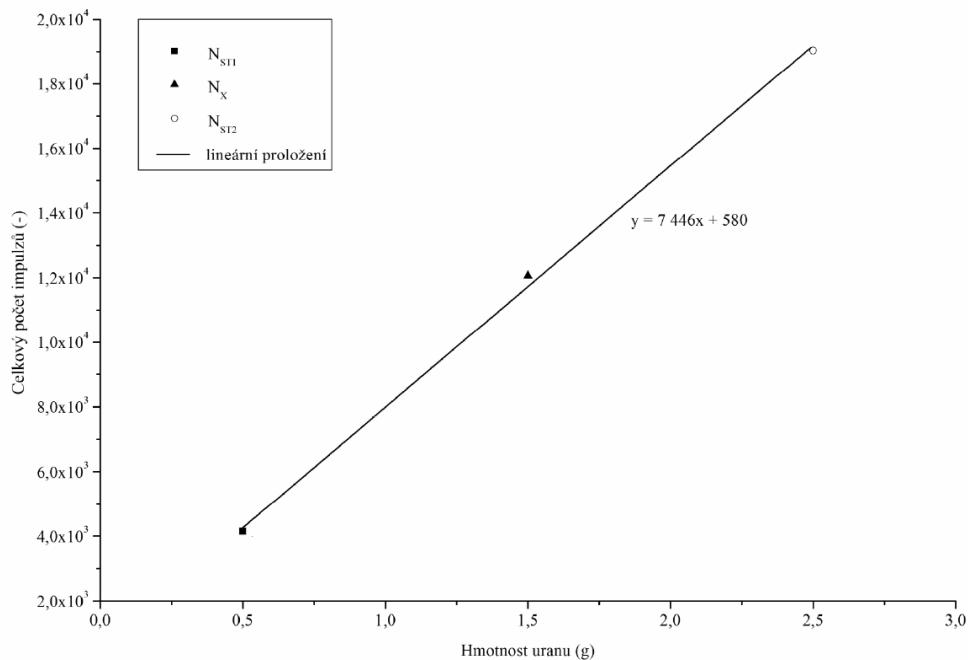
Je-li odezva detekčního systému na pozadí rovna:

$$N_{\text{BG}} = \sum_{i=t_{\text{start}}}^{t_{\text{end}}} CR_{\text{BG},i},$$

pak platí pro závislost počtu zpožděných neutronů produkovaných standardem na jeho hmotnosti m_{ST} následující úměra:

$$m_X = m_{\text{ST}} \cdot \frac{N_X - N_{\text{BG}}}{N_{\text{ST}} - N_{\text{BG}}}. \quad (36)$$

Přesnější výslednou hodnotu m_X neznámého vzorku získáme, pokud použijeme více než jeden standard se štěpným materiálem. V takovém případě je vhodné vynést do grafu závislost celkového počtu zpožděných neutronů na množství štěpného materiálu, proložit data vhodnou křivkou a získat její rovnici. Z rovnice lze pak určit neznámé množství štěpného materiálu ve zkoumaném vzorku. Nicméně je důležité, aby se vsemi vzorky bylo nakládáno za stejných experimentálních podmínek (hustota toku neutronů, doba ozařování, doba transportu vzorku a doba detekce) a kromě toho musí mít vzorky podobnou geometrii.



Obrázek 11: Stanovení množství štěpného materiálu.

6 Základní dělení, charakteristiky, provozní režimy a konfigurace provozních parametrů detektorů neutronů

6.1 Princip detekce neutronů

Neutron je elektricky neutrální, proto pokud ho chceme detektovat, musíme postupovat nepřímo. Je potřeba neutron konvertovat na jinou nabíjoucí částici (elektron, alfa, proton, ...), která se potom snáze detekuje.

Detekce prostřednictvím sekundárních částic. Používají se detektory nabitých částic s konverzním materiálem naneseným na povrchu detektoru, někdy je konvertor přímo v aktivní části detektoru jako plyn, aby vznikající sekundární ionizující záření mohlo být bezprostředně detekováno.

6.1.1 Konvertor neutronů

Konvertory neutronů představují klíčovou součást detektorů určených k měření neutronového záření. Jejich návrh a konstrukce musí splňovat následující požadavky.

Požadavky na konvertor neutronů:

- **Velký účinný průřez:** Materiál použitý v konvertoru musí mít co největší účinný průřez pro jadernou reakci, při níž dochází ke konverzi neutronu.
- **Dostupnost materiálu:** Nuklid použitý jako terč by měl být dostatečně zastoupen v přírodním izotopickém složení, nebo musí existovat cenově efektivní a účinný způsob získávání obohaceného materiálu.
- **Energie uvolněná při reakci (Q-hodnota):** Energie uvolněná při konverzní jaderné reakci (Q) je důležitým parametrem. Vyšší hodnota Q umožňuje snazší potlačení doprovodného gama záření.

Požadavky na konstrukci detektoru:

Detektor musí být navržen tak, aby částice vzniklé při konverzní reakci odevzdaly celou svou kinetickou energii v jeho aktivním objemu. Aktivní délka detektoru musí být proto dostatečná, aby zajistila kompletní absorpci energie.

Typy konvertorů podle skupenství:

- **Plynné konvertory:** Ionizační a proporcionalní plynové komory využívající plynný konvertor (^3He , $^{10}\text{BF}_3$).
- **Kapalné konvertory:** Kapalné scintilátory.
- **Pevné konvertory:**
 - Plynové komory s pevným konvertorem (např. s vrstvou ^{10}B , ^{235}U).
 - Scintilátory ($^6\text{Li}(\text{Eu})$).
 - Polovodičové detektory (konvertor nanesený nad PN přechodem).

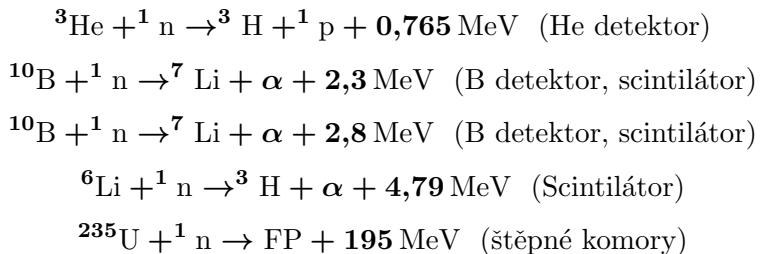
- Termoluminiscenční detektory (z ${}^6\text{LiF}$, dochází k excitaci elektronů, které zamrzou v mřížce. Po následném ohřátí se uvolní a změří).
- Plastové nebo emulzní detektory zaznamenávající stopy neutronů.

Citlivost detektoru závisí na hustotě atomů v konvertoru (počet atomů na cm^{-3}). Vyšší hustota atomů zvyšuje citlivost na neutrony, avšak zároveň i na gama záření. Proto nelze jednoznačně preferovat konkrétní skupenství materiálu konvertoru; volba závisí na specifických požadavcích konkrétní aplikace.

Většina detektorů má on-line odezvu, ale existují i detektory, které se musí později vyhodnotit (TLD, aktivační fólie). Účel měření neutronů může být:

- fluence neutronů (neutronový tok),
- spektrometrie neutronů (mimo počtu častic zaznamenáváme i jejich energie),
- měření ekvivalentní dávky (dozimetry).

Nejčastější reakce pro konverzi neutronu na nabité částici jsou:



Základem nastavení jak plynových, tak scintilačních detektorů je kombinace vysokého napětí (zesílení ve fotonásobiči) a zesílení (v zesilovači), tak aby výsledné pulsy měly amplitudu vhodnou pro další zpracování. Dále je nutno nastavit diskriminaci, tak aby optimálně splňovala následující kombinaci požadavků:

- Malá změna (nestabilita) vysokého napětí by měla mít za následek minimální změnu četnosti pulsů. Tzn. nastavení v oblasti lokálního minima nebo aspoň ploché části amplitudového spektra.
- Pulsy iniciované neutrony by měly být minimálně potlačeny (nesnižovat citlivost).
- Maximálně by měly být potlačeny pulsy iniciované γ zářením.

Diskriminace se stanovuje z amplitudového spektra, které je spolu s voltampérovou charakteristikou základními charakteristikami detekčního řetězce.

Důležitým parametrem detektoru je citlivost; ta určuje jeho použitelnost v praxi. Citlivostí detektoru rozumíme podíl četnosti na konci detekčního řetězce a toku neutronů. Citlivost záleží na spektru neutronů a k její stanovení je potřeba stanovit absolutní hustotu toku, tak spektrum neutronů.

6.2 Základní dělení

Tohle jsou tak nějak všechny možné detektory neutronů, co jsem byl schopen najít:

- Plynové detektory
- Scintilátory
- Polovodičové detektory
- Samonapájecí detektory (SPD)
- Termoluminiscenční detektory (TLD)
- Aktivační detektory

6.2.1 Plynem plněné detektory

Plynem plněné detektory patří k nejrozšířenějším detektorům ionizujícího záření. Měří ionizaci produkovánou průchodem nabité částice prostředím. Jsou založeny na sběru iontů a elektronů vytvořených dopadajícím zářením v prostoru detektoru. Ionizace je způsobena buď přímo ionizujícím zářením (α , β), nebo interakcí nepřímo ionizujícího záření (elektromagnetické, neutrony) s materiálem detektoru.

Plynové detektory měřící neutrony mají stejné uspořádání jako pro nabité částice. Konvertor je nuklid s vysokým účinným průřezem pro neutrony (nejčastěji ^1H , ^3He , ^6Li , ^{10}B , ^{235}U). Nejčastěji je obsažen v plynové náplni nebo materiálu pokrývajícím stěny detektoru. Plynové detektory pracují nejčastěji v režimu ionizační komory nebo proporcionality.

Plynne prostředí plynové detektoru je řídké, což je výhoda z hlediska nízké citlivosti ke γ záření, ale na druhou stranu celková nižší účinnost kvůli menšímu účinnému průřezu.

Borové komory:

Borové komory využívají reakci $^{10}\text{B}(n, \alpha)$. Bór může být buď nanesený na vnitřní straně stěny komory, nebo použit jako plynová náplň BF_3 .

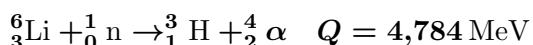
Reakce probíhají dle následujících rovnic:



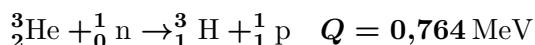
Příklady borových komor: SNM10, SNM12, používané například na reaktoru VR-1.

Lithiové, heliové a gadoliniové komory

Lithiové komory využívají reakci $^6\text{Li}(n, \alpha)$:



Heliové komory pracují na základě reakce $^3\text{He}(n, p)$:



Gadoliniové komory využívají reakce $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)$ a vyznačují se velmi vysokou citlivostí. Pro jejich správnou funkci je nutná diskriminace gama záření.

Štěpné komory:

Štěpné komory pracují na základě štěpných reakcí s izotopy ^{235}U , ^{233}U a ^{239}Pu :

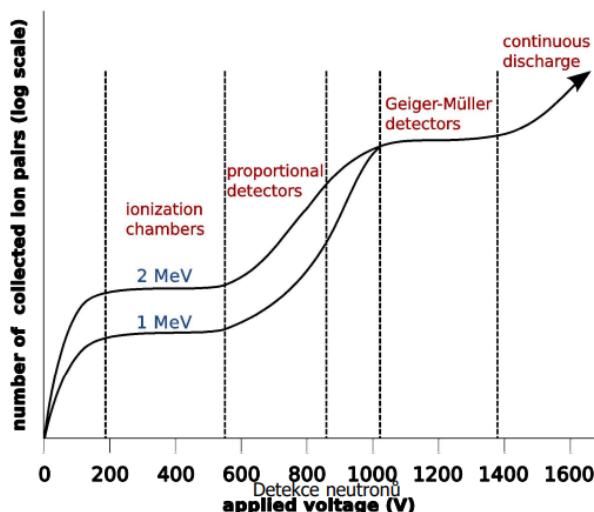
$$^{235}\text{U}, ^{233}\text{U}, ^{239}\text{Pu}(n, f)$$

Na povrchu štěpné komory je štěpný materiál, jako je ^{235}U , ^{233}U nebo ^{239}Pu , což je vhodné pro detekci tepelných neutronů. Štěpitelné materiály jako ^{238}U a ^{232}Th se používají pro detekci rychlých neutronů.

Je nutné diskriminovat vliv α záření ze štěpných nebo štěpitelných materiálů. Štěpné komory jsou citlivé také na gama záření, což vyžaduje další diskriminaci.

Příklad použití: Štěpné komory RJ1300 na reaktoru VR-1. Tyto komory zahrnují i miniaturizované varianty s průměrem jen 4,7 mm, které jsou vhodné pro vnitro-reaktorová měření (in-core měření).

Klasifikace plynových detektorů



Obrázek 12: Klasifikace plynových detektorů.

Klasifikace plynových detektorů zahrnuje několik typů, z nichž každý má své specifické vlastnosti a použití.

Ionizační komory pracují tak, že volba napětí zajistí, aby proud komorou nezávisel na napětí (nasyčený proud). Odezva komory závisí i na energii záření a může být provozována impulzně i proudově.

Proporcionální detektory využívají vyšší napětí, které zvyšuje pravděpodobnost sekundární ionizace, plynového násobení a vzniku lavinového efektu. Počet iontových párů zde závisí na napětí, přičemž odezva je úměrná energii záření. Tento typ detektorů se využívá pro spektrometrii záření.

Oblast limitované proporcionality nastává při ještě vyšším napětí, které způsobí hromadění iontů u katody, což ovlivňuje elektrické pole v detektoru. Elektrony se snáze pohybují k anodě než

těžké ionty ke katodě, což vytváří nelineární efekt, kdy výstupní signál není proporcionální k deponované energii. Tato oblast se dle literatury běžně nepoužívá.

Geiger-Müllerovy detektory fungují tak, že ionizující záření proniká okénkem do trubice, kde ionizuje plyn. Uvolněné elektrony jsou urychlovány k anodě, zatímco kladné ionty směřují ke katodě. Následná lavinová ionizace vede k vzniku volných nosičů náboje. Tento proces převyšuje rekombinaci, což umožňuje vznik výboje. Použití zhášedla (např. etylen, halogen) omezuje trvání výboje na mikrosekundy, což umožňuje detekci impulzů v rozsahu 10^4 až 10^5 za sekundu.

Koronové detektory nejsou schopny registrovat záření s nízkou ionizační schopností, jako je záření β nebo γ . Při normálním režimu je v koronové vrstvě ionizovaný plyn, který vytváří koronový proud vedoucí ke vzniku milivoltových impulsů. Silně ionizující částice, jako jsou částice α , mohou vytvořit impulsy s amplitudou až 300 mV. Tento typ detektorů zachovává úměrnost mezi energií částice a amplitudou impulsu.

Jiskrové detektory pracují ve vzduchu při normálním tlaku. Mezi katodou a anodou je aplikováno stejnosměrné napětí několik kilovoltů. Ionizující částice, která vstoupí mezi elektrody, způsobí jiskrový výboj, který může být detekován jako impuls napětí nebo fotograficky jako jiskra. Moderní jiskrové detektory mají velmi krátké impulsy (řádově 10^{-9} s), což je jejich hlavní předností oproti Geiger-Müllerovým detektorům.

Každý z těchto detektorů má specifické výhody a použití, a jejich volba závisí na požadavcích konkrétní aplikace.

6.2.2 Scintilační detektory

Scintilační detektory představují zařízení pro detekci ionizujícího záření, které fungují na principu excitace elektronu do vyššího energetického stavu zářením. Návrat elektronu do základního stavu je doprovázen emisí světelného záblesku.

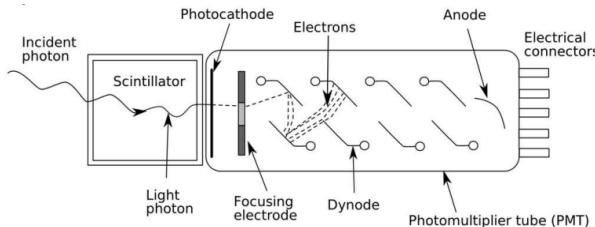
Proces detekce probíhá ve dvou krocích:

- Ionizující záření je převedeno na viditelné nebo ultrafialové světlo pomocí scintilačního materiálu (krystalu). Při absorpci záření dochází k excitaci elektronů krystalu, které následně při de-excitaci emitují fotony viditelného světla.
- Viditelné světlo je detekováno a převedeno na elektronický signál pomocí zařízení, jako je fotonásobič.

Používané scintilační materiály zahrnují organické látky, jako jsou naftalen a antracen, i anorganické látky, například NaI, CsI nebo BaF₂. Každý materiál má specifické vlastnosti, které ovlivňují citlivost a rychlosť odezvy detektoru.

Fotonásobič, který je často součástí scintilačního detektoru, funguje na principu zesílení světelného signálu. Fotony dopadají na fotokatodu, kde díky fotoelektrickému jevu dochází k emisi elektronů. Tyto elektrony jsou urychlovány a jejich počet je postupně násoben na sérii elektrod zvaných dynody. Výsledkem je zesílení signálu, které umožňuje detekci jednotlivých fotonů.

Scintilační detektory se běžně nepoužívají v I&C systémech jaderných reaktorů, avšak nacházejí široké uplatnění v jiných oblastech, jako je medicína, fyzika čistic nebo dozimetrie.



Obrázek 13: Scintilační detektor.

6.2.3 Polovodičové detektory

Podobné jako plynové detektory. Konverze neutronu na nabitou částici probíhá v konvertoru. Nízké napětí a vysoká účinnost díky menší energii potřebné na vytvoření páru elektron-díra.

Elektrotechnické zařízení pracující na principu fotodiody zapojené v závěrném směru, výhody jsou malá šířka zakázaného pásu a velmi dobrá rozlišovací schopnost. Nevýhody tohoto detektoru jsou hlavně tepelný šum a nižší detekční účinnost. Nepoužívají se běžně v I&C jaderných reaktorů.

6.2.4 Samonapájecí detektory

Samo-napájecí detektory (Self Powered Neutron Detectors, SPND) nebo Self Powered Detectors (SPD) patří mezi zařízení, která využívají materiály s relativně vysokým účinným průřezem pro absorpci neutronů. Tento proces vede k následnému beta nebo gama rozpadu. Nejjednodušší forma těchto detektörů funguje na principu přímého měření proudu vzniklého z beta rozpadů po záchyti neutronů. Proud je přímo úměrný množství zachycených neutronů v detekčním materiálu, což eliminuje potřebu dodatečného pracovního napětí a ospravedlňuje označení "samo-napájecí".

Další možností je využití gama záření emitovaného po záchyti neutronu. Gama záření může tvořit sekundární elektrony pomocí Comptonova efektu, fotoelektrického jevu nebo tvorbou páru. Proud těchto sekundárních elektronů pak slouží k měření hustoty neutronového toku.

Výhody těchto detektörů zahrnují nepotrebu přívodu energie, jednoduchou a robustní konstrukci, relativně malé rozměry vhodné pro vnitro-reaktorové instalace, dobrou stabilitu při působení teplot a tlaku, nízkou cenu a jednoduchou elektroniku. Mezi nevýhody patří omezený pracovní rozsah způsobený nízkou citlivostí na neutrony, citlivost proudu na změny spektra energií neutronů, nutnost kompenzace šumů pozadí a dlouhá doba odezvy na změny hustoty neutronového toku.

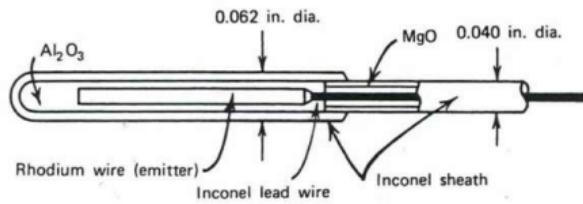
Samo-napájecí detektory založené na beta rozpadu mají jako základ emitor vyrobený z materiálu s vysokým účinným průřezem pro záchyt neutronů (používá se ^{51}V $\sigma_a \approx 4,9$ b nebo ^{103}Rh $\sigma_a \approx 120$ b). Tento materiál produkuje beta aktivní radioizotopy. Ostatní části detektoru by měly mít nízký účinný průřez a minimální interakci s neutrony. Použitý izolátor musí být odolný vůči vysokým teplotám a radiaci v aktivní zóně reaktoru, a často se využívají oxidy magnesia, křemíku nebo hliníku. Kolektor bývá z nerezavějící oceli nebo inconelu.

Výkonnost těchto detektörů je silně ovlivněna volbou emitoru, jeho účinným průřezem a poločasem rozpadu. Nevhodně zvolený průřez může způsobit nízkou citlivost nebo rychlé vyhoření detektoru. Důležitým parametrem je i dostatečná energie beta záření, aby nedocházelo k samoabsorci v emitoru nebo izolátoru. Krátký poločas rozpadu zajistuje rychlou odezvu na změny hustoty

neutronového toku.

Mezi vhodné materiály pro emitory SPD patří rhodium a vanad. Vanad má nižší vyhoření, což umožňuje jeho použití po delší dobu, zatímco rhodium vyžaduje častější výměnu. Výstupní proud těchto detektorů je úměrný hustotě neutronového toku, ale změny v poločasu rozpadu mohou ovlivnit odezvu při velkých změnách toku.

Alternativou jsou samo-napájecí detektory využívající sekundární elektrony z gama rozpadu. Tyto detektory mají oproti beta variantám rychlejší odezvu, ačkoliv jejich citlivost bývá nižší. Používají se například kobalt nebo hafnium, které generují sekundární elektrony z gama záření s vysokou rychlostí odezvy.



Obrázek 14: Samo-napájecí detektory.

6.2.5 Termoluminiscenční detektory

Termoluminiscenční detektory jsou zařízení, která využívají schopnost některých materiálů uchovávat energii ionizujícího záření v podobě excitovaných elektronů. Když je materiál zahřátý, elektrony se uvolní z energetických pastí a při návratu na nižší energetickou hladinu vyzařují světlo.

Proces fungování termoluminiscenčních detektorů zahrnuje tyto kroky:

- Ionizující záření excituje elektrony z valenčního do vodivostního pásu. Tyto elektrony jsou zachyceny v záhytných centrech.
- Zahřátímu materiálu získají elektrony dostatečnou energii k uvolnění ze záhytných center.
- Při návratu do základního stavu emitují elektrony světlo, které je detekováno pomocí fotonásobiče.

Vyzařovaná energie je úměrná energii pohlceného ionizujícího záření, což umožňuje přesné měření dávky záření.

Pro výrobu TLD se používají materiály jako lithium fluorid (LiF), calcium fluoride (CaF_2), magnesium beryllium oxide (MgBeO_4), a calcium sulfate dopovaný dysprosiem ($\text{CaSO}_4(\text{Dy})$). Každý z těchto materiálů má různé citlivosti a energetické charakteristiky pro různé druhy záření.

Výhody termoluminiscenčních detektorů zahrnují:

- Vysokou citlivost a přesnost měření.
- Širokou oblast lineární závislosti mezi dávkou a odezvou.
- Opakované použití díky možnosti vymazání zachycené energie zahřátím.

- Možnost použití materiálů s vlastnostmi podobnými lidské tkáni, což je výhodné pro lékařskou dozimetrie.

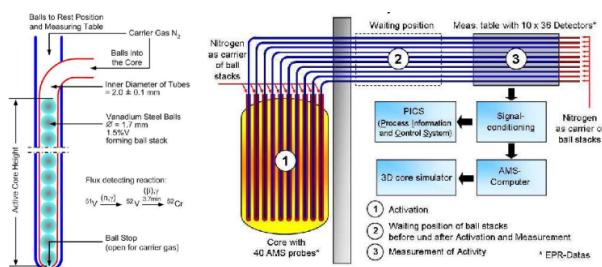
Nevýhody zahrnují citlivost na světlo a znečištění, což může ovlivnit přesnost měření. Termoluminiscenční detektory nejsou běžně používány v I&C systémech jaderných reaktorů, ale nacházejí uplatnění v oblasti osobní dozimetrie.

6.2.6 Aktivační detektory

Aktivační detektory představují pasivní detektory ionizujícího záření, které se primárně používají k měření fluence neutronového záření. Tyto detektory mají obvykle tvar fólie nebo drátu a jsou vyrobeny buď z jednoho prvku, nebo z definované slitiny. Nejprve jsou detektory ozařovány v měřeném poli záření, během čehož dochází k indukci radionuklidů. Po ozáření se pomocí spektrometrie gama záření stanoví aktivity příslušných radionuklidů, což umožňuje výpočet celkové fluence neutronů.

Jednou z hlavních výhod aktivačních detektorů je, že jejich odezva není ovlivněna gama zářením, které je obvykle přítomné v poli neutronů. Dalšími přednostmi jsou malé rozměry a odolnost, což umožňuje jejich použití v aktivních zónách jaderných reaktorů. Pro detekci tepelných neutronů se často využívají materiály jako kobalt (Co), zlato (Au) a železo (Fe), zatímco pro rychlé neutrony se používají nikl (Ni), titan (Ti) a niob (Nb).

Specifickým příkladem použití je Aeroball Measurement System (AMS), který se používá v elektrárnách KWU. Tento systém využívá kuličky o průměru 1,7 mm vyrobené z oceli obsahující 1,5 % vanadu. Kuličky se pohybují pneumatickým systémem (dusík) a slouží k týdenní kalibraci ostatních neutronových detektorů.



Obrázek 15: Aktivační detektory v reaktoru.

6.3 Charakteristiky detektorů

Citlivost – Schopnost produkovat měřitelný signál pro daný typ částic a energii. Závisí na:

- účinném průřezu ionizujících interakcí,
- hmotnosti detektoru,
- šumu detektoru,
- tloušťce detektoru.

Odezva – Vztah mezi energií částice a výstupem na detektoru (celkovým nábojem nebo amplitudou proudového pulsu).

Funkce odezvy – Spektrum monoenergetického svazku je detektorem pozorováno jako komplikovaná funkce, většinou blízká Gaussově funkci s chvostem k nižším energiím.

Mrtvá doba – Doba potřebná pro vytvoření a zpracování signálu v detektoru. Velmi vysoká mrtvá doba vede k navrstvení pulzů přes sebe, což následně způsobuje spektrální posun a horší rozlišení.

Detekční účinnost – Poměr mezi počtem částic vyzářených zdrojem a detekovaných detektorem (absolutní účinnost). Ta se skládá z:

- vnitřní účinnosti,
- geometrické účinnosti (akceptance).

Energetické rozlišení – Nejmenší rozlišitelný rozdíl energie ΔE mezi dvěma blízkými energiemi. U monoenergetického svazku je ideálně δ -funkce, reálně pík s konečnou šírkou (většinou Gaussův tvar). Rozlišení se udává ve formě pološírky (FWHM) jako relativní rozlišení $\Delta E/E$ v %.

Časové rozlišení – Nejmenší rozlišitelný rozdíl časů, definice podobná jako u energie.

Dráhové rozlišení – Nejmenší rozlišitelný rozdíl v dráze, definice obdobná jako u předchozích veličin.

6.3.1 Parametry detektorů neutronů

Citlivost k neutronům – Závisí na:

- účinném průřezu konverzního materiálu a energii neutronů,
- objemu a hustotě detektoru (absorpce náboje).

Energie reakce – Energie uvolněná záhytem neutronu (Q -energie), která determinuje kinetickou energii detekovatelné částice.

Potlačení γ záření – ”Průhlednost” detektoru pro γ záření v porovnání s velikostí Q :

- větší Q zajišťuje lepší odstup od šumu a γ záření,
- ”průhlednost” detektoru pro γ závisí na hustotě a Z detektoru.

Možnost získání informace o energii původního neutronu – Kolekce celého vzniklého náboje zajišťuje spolehlivou diskriminaci a umožňuje spektroskopii. Používají se například:

- konverze (n, α),
- metoda odražených protonů.

Tabulka 6: Parametry a jejich význam v kontextu detekce neutronů.

Parameter	Význam
Φ (fluence)	Tok neutronů (počet neutronů na jednotku plochy)
σ (cross-section)	Účinný průřez (pravděpodobnost interakce neutronů s látkou)
R (reaction rate)	Rychlosť reakcí (počet reakcí za sekundu)
E (energy)	Energie neutronů
dE/dx (stopping power)	Ztráta energie na jednotku délky při průchodu částic prostředím
L (mean free path)	Střední volná dráha (průměrná vzdálenost mezi interakcemi neutronů s látkou)
ϵ (detector efficiency)	Detekční účinnost (podíl registrovaných interakcí vůči celkovému počtu interakcí)
ΔE (energy resolution)	Energetické rozlišení (schopnost detektoru rozlišit různé energie částic)
T (time resolution)	Casové rozlišení (schopnost detektoru rozlišit události v čase)
S/N (signal-to-noise ratio)	Poměr signálu k šumu (kvalita měřeného signálu vůči šumu pozadí)

6.4 Provozní režimy a konfigurace provozních parametrů

Impulsní režim komory

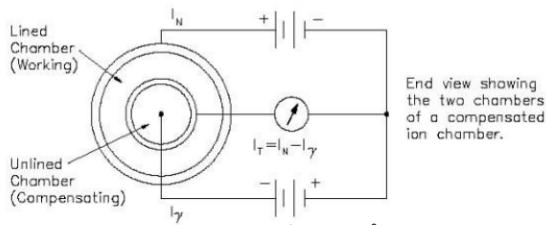
V impulzním režimu komory se detekují jednotlivé impulzy z neutronové komory. Signál je následně zesílen a diskriminován. Diskriminace slouží k tomu, aby byla zvýrazněna odezva na neutrony, která je nejsilnější, a naopak potlačeny impulzy s menší amplitudou, jako jsou impulzy způsobené gama, beta, alfa zářením nebo šumem. Tyto složky jsou eliminovány diskriminací. V tomto režimu je však třeba řešit problematiku mrtvé doby. Maximální četnost impulzů bývá typicky do 10^5 impulzů za sekundu, přičemž na zařízení VR-1 dosahuje přibližně $5 \cdot 10^4$ impulzů za sekundu. Při vysokých četnostech impulzů může nastat problém stejnosměrného posunu signálu za kondenzátorem, což lze kompenzovat pomocí speciálních systémů, například systému dataPartner pro reaktor LVR-15.

Proudový režim komory

V proudovém režimu komory se měří celkový stejnosměrný proud (DC) protékající komorou. Tento režim umožňuje potlačit mrtvou dobu, což je výhodné zejména při měření velkých hustot neutronového toku. Na druhé straně zde není možné využít standardní diskriminaci k potlačení vlivu alfa a gama záření či šumu. Proudový režim se používá pro velké rozsahy proudů, kde je vhodné využít logaritmické zesilovače nebo Campbellovu metodu, která vychází ze vztahu $n = \text{RMS}^2$. Pro potlačení vlivu gama záření se využívají kompenzované komory nebo Campbellovský režim.

Kompenzovaná komora:

Kompenzovaná komora se skládá ze dvou částí. První část měří jak neutrony, tak gama záření, zatímco druhá část měří pouze gama záření. Pro získání čistého signálu neutronů se odečítají proudy z obou částí podle vztahu $I_n = I_{\gamma+n} - I_\gamma$. Tento přístup umožňuje eliminovat vliv gama záření a získat přesné údaje o neutronovém toku



Obrázek 16: Kompenzovaná komora.

Campbellovský režim:

Proudový režim, který využívá jen střídavou složku (AC) proudu.

Campbellova metoda přináší několik významných výhod, které ji činí atraktivní pro aplikace v detekci záření. Především využití střídavých (AC) zesilovačů, které se snáze konstruují a nabízejí lepší stabilitu a menší drift ve srovnání se stejnosměrnými (DC) zesilovači.

Další výhodou je kvadratická závislost výkonu na RMS (Root Mean Square), která umožňuje pokrýt celý výkonový rozsah typicky pouze jedním měřicím kanálem.

Navíc Campbellova metoda poskytuje velmi dobrou diskriminaci gama záření, která je srovnatelná s diskriminací dosažitelnou pomocí kompenzovaných komor.

CHYBÍ KONFIGURACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ!!!

7 Měření základních charakteristik radionuklidových, generátorových a fotoneutronových zdrojů neutronů

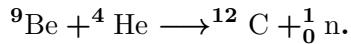
Asi bych to všechno měřil v manganové lázni, ale to asi nebude úplně oukej :D³.

Zdroje neutronů jsou významným nástrojem ve vědeckých, výzkumných, lékařských, ale i přírodních a průmyslových aplikací. Nejvíce využívanými zdroji pro tyto obory jsou výzkumné jaderné reaktory, které poskytují dostatečně vysoké hustoty toku neutronů, ovšem jejich nevýhodou jsou vysoké pořizovací a provozní náklady.

7.1 Radionuklidové zdroje

Pokud není vyžadována vysoká intenzita, lze využít tzv. radionuklidové zdroj. Jejich výhodou jsou malé rozměry, snadná přeprava, nízké nároky na údržbu, jednoduchá obslužnost a nízká cena.

Jedním ze zástupců radionuklidového zdroje je AmBe zdroj. Americium je α zářič, který emituje jádra ^4_2He s poločasem rozpadu $T_{1/2} = 433,6$ let. Jádra helia jsou zachycena na beryliu za vzniku uhlíku a volného neutronu:



Energie uvolněného neutronu se pohybuje okolo **10 MeV**.

Radionuklidový zdroj bych měřil v manganové lázni. Podrobně zpracováno jnde.

7.2 Generátorové zdroje

Generátory neutronů jsou kompaktní zařízení, které produkují neutrony na základě fúzní reakce dvou izotopů vodíku. Fúzní reakce probíhá pomocí urychlených částic D nebo T v terci z kovového hydridu (D, T nebo směs).

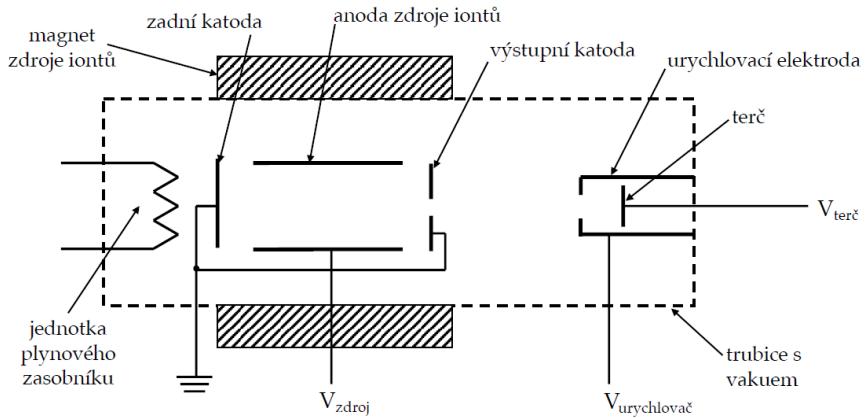
$$\begin{array}{ll} ^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \text{n}, & Q = 3.27 \text{ MeV}, \\ ^3\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + 2\text{n}, & Q = 11.33 \text{ MeV}, \\ ^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + \text{n}, & Q = 17.59 \text{ MeV}. \end{array}$$

Fúzní reakce probíhá pomocí urychlených částic D nebo T v terci z kovového hydridu.

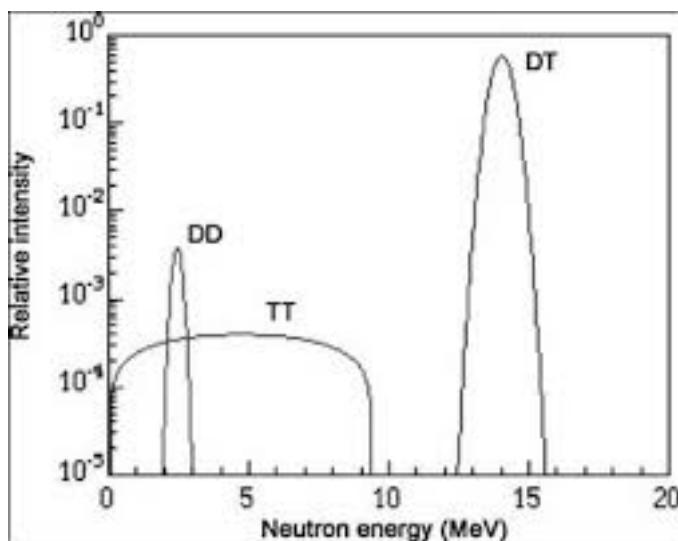
Generátory neutronů jsou obvykle kompaktní a přenosné přístroje. Využívají reakce D-D, T-T nebo D-T, což umožňuje jejich široké použití. Výstup neutronů se pohybuje v rozmezí od **10⁶ n/s** do **10¹¹ n/s**. Při vyšších výtěžcích je nutné zajistit chlazení terče. Tyto generátory mohou pracovat v kontinuálním nebo pulzním režimu. Frekvence jejich provozu může být od jednotek Hz až po desítky kHz, přičemž šířka jednotlivých pulzů dosahuje až desítek μs . Emise neutronů je řízena počítačem, což zajišťuje přesnost a kontrolu nad provozem zařízení.

Na Obrázek 17 je zobrazeno schéma neutronového generátoru.

³Tím změříš jenom emisivitu, jinak je ti to k prdu :D



Obrázek 17: Schéma neutronového generátoru.



Obrázek 18: Spektrum neutronů produkovaných fúzními generátory neutronů.

7.3 Fotonutronové zdroje

Foton dopadající na jádro může způsobit vyražení neutronu z jádra v případě, že jeho energie je větší než energie, se kterou je neutron vázán v jádře. Vhodnými zdroji fotonů jsou radioaktivní prvky, které však emitují gama kvanta, jejichž energie je obvykle nižší než prahová energie reakce. Z tohoto důvodu jsou pro foto-neutronové reakce optimální terčová jádra s nižší prahovou energií (viz Tabulka 7). Nejčastěji jsou jako terčový materiál využívána jádra ${}^2\text{H}$ a ${}^9\text{Be}$. Typickým představitelem foto-neutronového zdroje, který je v praxi využíván, je zdroj typu ${}^{124}\text{SbBe}$.

S foto-neutrony se můžeme setkat při provozu jak energetických (těžkovodní reaktory typu CANDU), tak i výzkumných reaktorů (výzkumné reaktory, které používají beryllium nebo těžkou vodu).

Hlavní výhodou foto-neutronových zdrojů je, že v případě použití mono-energetického gama záření jsou emitované neutrony také mono-energetické a jejich energie je oproti tradičním radionuklidovým zdrojům neutronů výrazně nižší (řádově od desítek až po několik stovek keV).

Naproti tomu nevýhodami jsou nízký výtěžek neutronů a obtíže spojené s přítomností vysokoen-ergetického gama záření o značné intenzitě.

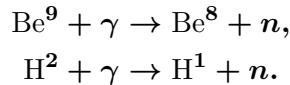
Gama kvanta vysokých energií i intenzity lze také získat použitím různých typů urychlovačů častic. V jejich případě nejsou produkovány mono-energetické neutrony, jelikož tato zařízení poskytují gama kvanta větší spektrální šíře.

Tabulka 7: Přehled vybraných terčových nuklidů používaných pro foto-neutronové reakce.

Terčový nuklid	Prahová energie (MeV)	Reakce
^2H	2,225	$^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$
^6Li	3,697	$^6\text{Li}(\gamma, n + p)^4\text{He}$
^6Li	5,670	$^6\text{Li}(\gamma, n)^5\text{Li}$
^7Li	7,251	$^7\text{Li}(\gamma, n)^6\text{Li}$
^9Be	1,667	$^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$
^{13}C	4,900	$^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$

7.3.1 Foto-neutronové reakce

Nejběžnějšími foto-neutronovými reakcemi jsou reakce záření gama s jádry beryllia a deuteria:



Jedná se o endotermické reakce s prahovou energií **1.63 MeV** v případě beryllia a **2.18 MeV** u deuteria. Vzhledem k endotermické povaze těchto reakcí, budou mono-energetické fotony produkovat mono-energetické neutrony. Ze zákona zachování energie a hybnosti můžeme odvodit vztah pro energii foto-neutronu:

$$E_n = \frac{A - 1}{A} \cdot \left[E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{1862 \cdot (A - 1)} \right] + \delta \quad (37)$$

kde:

- E_n – je energie neutronu (MeV),
- A – je hmotnostní číslo terčového jádra,
- E_γ – je energie gama záření (MeV),
- Q – je prahová energie (energie reakce) pro (γ, n) reakci.

δ je malý rozptyl energie, který je funkcí úhlu θ mezi dopadajícím gama kvantem a emisí neutronu a lze jej popsat vztahem:

$$\delta = E_\gamma \cdot \left[\frac{2 \cdot (A - 1) \cdot (E_\gamma - Q)}{931 \cdot A^3} \right]^2 \cdot \cos \theta \quad (38)$$

Tabulka 8: Parametry vybraných radioizotopů včetně poločasu rozpadu ($T_{1/2}$), energie gama záření (E_γ) a intenzity gama záření (I_γ).

Radioizotop	$T_{1/2}$	E_γ (MeV)	I_γ (%)
^{24}Na	14,96 h	2,75	99,94
^{28}Al	2,24 m	1,78	100
^{38}Cl	37,24 m	1,64; 2,17	31,9; 42,4
^{56}Mn	2,58 h	1,81; 2,11	27,2; 14,3
^{116m}In	54,29 m	1,75; 2,11	2,46; 15,5
^{124}Sb	60,20 d	1,69; 2,09	47,79; 5,51

Radioizotopy s poločasem kratším než jedna hodina nejsou obvykle využívány pro fotoneutronové zdroje, jelikož jejich životnost je příliš krátká. Pro experimentální práce s tímto typem zdrojů je nutné, aby jejich poločas rozpadu byl alespoň několik hodin nebo spíše několik dnů.

Aby příslušný fotoneutronový zdroj byl monoenergetickým zdrojem neutronů, musí používaný radionuklid vyzařovat gama kvanta pouze s jednou energií nad prahem reakce.

7.3.2 Vlastnosti foto-neutronových zdrojů

Mezi základní charakteristiky fotoneutronových zdrojů patří energie a výtěžek neutronů. Důležitým parametrem je také životnost takového zdroje, která je dána poločasem rozpadu gama zářiče.

Charakteristické energie neutronů pro reakce různých zdrojů gama záření s deuteriem a berylliem jsou uvedeny v Tabulce 9.

Tabulka 9: Energie fotoneutronů pro různé reakce (γ, n).

Reakce	E_n (MeV)
$^{24}\text{Na} + \text{Be}$	1,00
$^{24}\text{Na} + \text{D}$	0,29
$^{28}\text{Al} + \text{Be}$	0,15
$^{38}\text{Cl} + \text{Be}$	0,46; 0,0187
$^{56}\text{Mn} + \text{Be}$	0,15; 0,45
$^{56}\text{Mn} + \text{D}$	0,26
$^{116m}\text{In} + \text{Be}$	0,15; 0,46
$^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	0,060; 0,42

Reakce	Výtěžek neutronů (s^{-1})
$^{24}\text{Na} + \text{Be}$	$14 \cdot 10^4$
$^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{O}$	$29 \cdot 10^4$
$^{56}\text{Mn} + \text{Be}$	$2,9 \cdot 10^4$
$^{56}\text{Mn} + \text{D}_2\text{O}$	$0,31 \cdot 10^4$
$^{116m}\text{In} + \text{Be}$	$0,82 \cdot 10^4$
$^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	$19 \cdot 10^4$

Tabulka 10: Výtěžek neutronů pro různé reakce (γ, n) a zdroj gama záření o aktivitě 1 Ci.

8 Spektrometrie neutronů pomocí Bonnerových sfér a scintilačních detektorů na bázi odražených jader

8.1 Bonnerovy sféry

Spektrometrie neutronů metodou Bonnerových sfér funguje na principu měření odezv neutronového zdroje při různých moderujících prostředích. Scintilační detektor LiI je citlivý na tepelné neutrony, proto se provedou různá měření s různými moderujícími prostředími, v tomto příkladě se kolem detektoru umisťují PE sféry o různých poloměrech. Tyto sféry vytváří z rychlých neutronů tepelné, které je detektor schopen zaznamenat, přičemž platí, že s rostoucí tloušťkou sféry nejprve roste moderující vlastnost, a tím i roste odezva v detektoru, nicméně po překročení určitého poloměru začne převažovat absorpce neutronů v PE (stínící schopnost) a odezva opět klesá.

Další roli hraje i moderace pomocí odrazu v místnosti. Proto se pro každou sféru provádějí 2 různá měření:

- První probíhá pouze umístěním neutronového zdroje do určité vzdálenosti od detektoru.
- Při druhém měření se mezi detektor a neutronový zdroj vloží stínící přepážka, která zabrání přímému vstupu neutronů ze zdroje do detektoru (detektor tak zaznamenává pouze neutrony odražené v místnosti).

Vzájemným rozdílem těchto četností je poté možné určit odezvu, kterou poskytuje přímý svazek neutronů z neutronového zdroje.

Bonnerovy sféry jsou tvořeny:

- Kulovými obaly z moderátoru různého průměru (typicky 5–30 cm).
- Centrálním detektorem umístěným ve středu každé sféry.

Každá sféra má odlišnou energetickou odezvu, což umožňuje rekonstruovat neutronové spektrum.

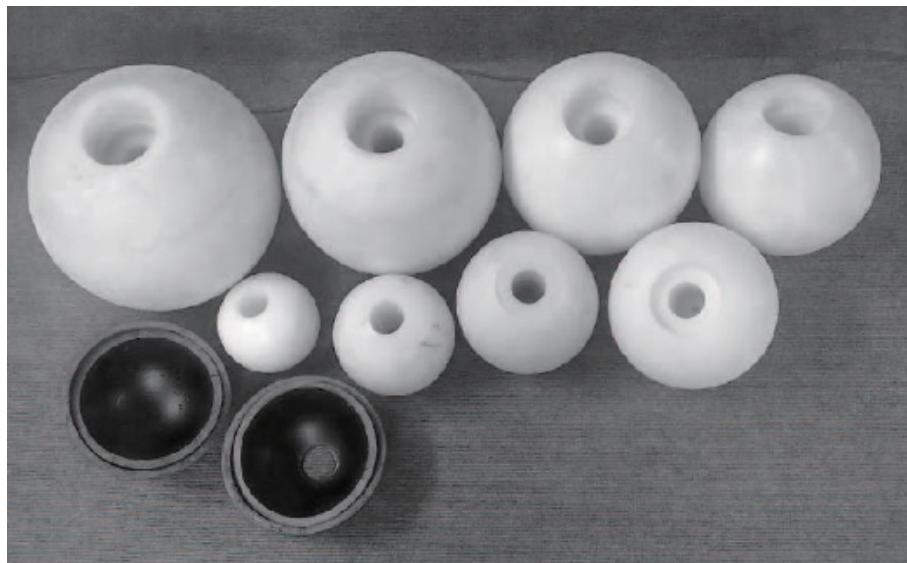
Unfolding energetického spektra

Po získání odezv pro různé poloměry sfér následuje proces zpětné dekonvoluce, známý jako *unfolding*, který slouží k určení energetického spektra neutronů. K tomu se využívají specializované programy, například **SAND**, a vhodné aplikacní knihovny.

Unfolding je však složitý proces:

- Jedná se o nepodmíněnou úlohu s teoreticky nekonečným počtem řešení.
- Aby bylo možné stanovit pravděpodobné spektrum, využívá se tzv. *a priori spektrum*, což je odhad spektra na základě očekávání uživatele.

Tato metoda tedy spíše potvrzuje předpokládané spektrum, než pro přímé měření vzorku emittující neutrony o neznámé energii.



Obrázek 19: Bonnerovy sféry

Zhodnocení:

Výhody:

- Široký energetický rozsah.
- Jednoduchost konstrukce.
- Spolehlivost.

Nevýhody:

- Potřeba složité rekonstrukce spektra.
- Nízké prostorové rozlišení.

Bonnerův spektrometr je zařízení určené pro měření neutronového spektra, zejména rychlých neutronů. Základní součástí spektrometru je detektor citlivý na tepelné neutrony (např. scintilátor LiI(Eu) nebo heliové komory ^3He) a sada polyetylenových koulí různých průměrů. Polyetylenové koule slouží jako moderátory, které zpomalují neutrony na různé energetické úrovně, čímž umožňují detekci neutronů s širokým rozsahem energií.

Moderátory jsou navrženy tak, aby účinné průřezy pro interakci neutronů dosahovaly maxima v nízkoenergetické oblasti. Každá moderující sféra má specifickou odezvu na rychlé neutrony, což poskytuje energetickou závislost odezvy celého systému. Tato metoda umožňuje převést rychlé neutrony na tepelnou oblast, kde je možné je detektovat citlivými detektory.

Pro správnou funkci Bonnerova spektrometru je nutné mít k dispozici známé **odezvové funkce** pro jednotlivé moderátory. Tyto funkce mohou být získány pomocí simulací, například pomocí kódů ANISN (Oak Ridge NL), BOKU (PTB Braunschweig) nebo MCNP.

Odezvová funkce:

popisují, jaký signál (odezvu) poskytne detektor neutronů pro různé energie neutronů při použití daného moderátoru (polyetylenové koule určité velikosti). Jinými slovy, odezvová funkce charakterizuje citlivost celého detekčního systému na neutrony různých energií.

Odezvová funkce dané koule vyjadřuje pravděpodobnost, že neutron určité energie bude moderován na takovou energii, aby ho detektor mohl registrovat. Odezvové funkce se nejčastěji získávají na základě numerických simulací, např. pomocí MCNP.

Dekonvoluce spektra:

Podobně jako u jiných metod dekonvoluce neutronového spektra, například u aktivačních měření, je vhodné využít apriorní informace o očekávaném spektru neutronů. To umožňuje přesnější rekonstrukci spektrálního rozložení hustoty toku neutronů.

Metoda Bonnerovy spektrometrie je založena na rekonstrukci neutronového spektra z naměřených odezv různě velkých polyetylenových koulí. Energetické rozložení hustoty toku neutronů může být stanoveno v širokém rozsahu od meV až po $20 MeV$, přičemž při použití olověného pokrytí lze rozsah rozšířit až na $200 MeV$. Výhodou této metody je její **necitlivost** na γ -záření, což zlepšuje přesnost měření.

Nicméně Bonnerova spektrometrie má i své nevýhody. Mezi nejvýznamnější patří **nízké energetické rozlišení** způsobené deformací neutronového pole v těsné blízkosti moderátorových koulí. Spektrometr je také závislý na použitých detektorech, počtu, velikosti a materiálu moderujících koulí.

Z hlediska rekonstrukce spektra je žádoucí mít co největší počet moderujících koulí, protože přesnost výsledného spektra se zvyšuje s počtem energetických skupin. Pro dekonvoluci spektra lze využít různé kódy, jako například SAND-II, STAY'SL nebo MIEKE. Většina těchto kódů je založena na metodě nejmenších čtverců, zatímco MIEKE využívá metodu Monte Carlo.

Moderující materiál koulí je obvykle polyetylen s hustotou přibližně $0,95 g/cm^3$. Pro získání co nejpřesnějších výsledků je klíčové zajistit, aby byly známy odezvové funkce všech použitých koulí.

8.2 Metoda odražených jader

Při pružném rozptylu neutron předá část energie odraženému jádru, která se měří vhodným detektorem (odražené jádro představuje nabitou, přímoionizující částici). Metoda je vhodná pouze pro rychlé neutrony s vysokou kinetickou energií, v opačném případě odražené jádro nevytvorí měřitelné množství iontů. Jako odražená jádra se nejčastěji využívají protony a jádra helia (nabité přímoionizující částice). Energie předaná neutronem závisí na úhlu rozptylu.

Problémem může být nízká detekční účinnost, která závisí na účinném průřezu pro rozptyl, atomové hustotě a tlouštce vrstvy:

$$\varepsilon = \sigma N x \quad \text{resp.} \quad \varepsilon = \sigma(E_k) N x \left(1 - \frac{E_p}{E_k} \right), \quad (39)$$

kde E_p je energie registrovaných protonů nad prahem.

Pokud nejsou rozměry detektoru dostatečně velké vzhledem k dosahu odražených protonů, nelze zanedbat stěnový efekt, tedy ztrátu části drah protonů ve stěnách detektoru.

Metoda odražených jader se dále dělí na integrální a diferenciální měření.

Používají se hlavně scintilační detektory a polovodičové detektory v podobě proton-recoil-teleskopu (průletový a závěrný křemíkový detektor).

Proton-recoil teleskop:

Teleskop odražených protonů je založen na diferenciální metodě měření a tedy vyžaduje znalost směru pohybu dopadajícího neutronu. Neutron dopadá na tenkou vrstvu konvertoru (např. CH_2) a vyráží z ní jádra, která dopadají na detektor pod známým úhlem ϑ . Pokud dopadají na konvertor monoenergetické neutrony, tak i jádra odražená ve směru ϑ jsou monoenergetická a energie neutronů se stanoví ze změřené energie odražených jader:

$$E_n = E_p \frac{(m_n + m_p)^2 \cos^2 \vartheta}{4m_n m_p}, \quad (40)$$

kde E_n je energie neutronu a E_p je energie odraženého protonu.

Měřicí uspořádání:

Teleskop odražených protonů využívá dva nebo tři tenké polovodičové detektory, přičemž poslední detektor (tzv. závěrný) slouží k úplnému zastavení částice. Před ním jsou vloženy jeden až dva průletové ΔE detektory, kde částice ztratí jen část své energie.

Integrální metody měření:

Integrální metody měření odražených jader nevyužívají informace o směru pohybu neutronů a pracují s celkovou informací o tvaru spektra odražených jader.

Z experimentálně změřeného spektra odražených jader $W(E_p)$ (jeho diferencováním) je možné stanovit spektrum neutronů $\phi(E_n)$:

$$\phi(E_n) = \frac{E_n}{\sigma(E_n)} \left. \frac{dW(E_p)}{dE_p} \right|_{E_p=\alpha E_n}, \quad (41)$$

kde $W(E_p) = \int_{E_p/\alpha}^{\infty} \sigma(E_n) \phi(E_n) \frac{dE_n}{E_n}$.

Využívané detektory:

Konkrétní aplikací integrální metody je organický scintilační detektor neutronů nebo ionizační komora. Ionizační komory se využívají pro spektrometrii neutronů s nízkou energií (od 0,1 MeV do 2 MeV). Při vyšších energiích se stěnový efekt (ztráta drah nabitéch částic ve stěně detektoru) zhoršuje. Tento efekt je však výrazně nižší v organických scintilátorech, které mají vysokou lineární brzdnou schopnost protonů.

Organické scintilační sondy se využívají také pro vyšší energie neutronů (řádově desítky MeV), často v kombinaci s metodou time-of-flight. V energetickém oboru nad 10 MeV se projevuje odraz jader uhlíku ve scintilátoru.

Může však nastat problém s diskriminací γ -záření, které se při měření neutronových polí běžně vyskytuje. Tvarová diskriminace impulsů (elektronové impulsy od γ -záření mají rychlou náběžnou hranu oproti impulsům od odražených protonů) tento problém zmírňuje.

9 Interakce gama záření s látkou, charakteristika gama spektra, charakteristiky a kalibrace detektorů

9.1 Základní poznatky

9.1.1 Zdroje fotonů

Hlavním zdrojem gamma fotonů je RA rozpad částic (primárně β , pro vyšší Z i α). Nově vzniklá jádra jsou často ve vzbuzeném energetickém stavu a do základního stavu se vracejí vyzáření gamma fotonu o specifické energii a intenzitě. Tato energie je charakteristická pro daný izotop, a ačkoliv je gamma foton vyzářen nově vzniklým jádrem, v tabulkách se připisuje k původnímu nestabilnímu jádru (např. ^{90}Sr se rozpadá na ^{90}Y , gamma foton vyzáří ^{90}Y , ale v tabulkách ho najdu u ^{90}Sr). Tento proces je velmi rychlý (většinou do 10^{-12} s), pokud k němu dojde za delší dobu, tak se vzniklé izotopy označují jako **metastabilní stavy**.

Mimo to jsou s produkcí gamma fotonů spojeny další procesy související s RA rozpady:

- β^+ rozpad – vzniká pozitron, který je ihned zastaven v látce. Najde kamaráda elektron, čímž vzniká **pozitronium** (neboli krátce žijící vazba pozitronu a elektronu), anihiluje a vznikají 2 fotony o energii 511 keV jdoucí od sebe pod úhlem 180° (mohou vzniknout i 3 fotony, viz níže), tzv. **anihilační záření**. Jelikož před anihilací nezastaví pozitron uplně na nulu, je vzniklý peak rozmazený.
- EC – konkurenční k β^+ , když není dostatek energie (2×511 keV), tak elektron potřebný ke konverzi protonu na neutron se vezme z obalu. Vzniká vakance v orbitale (nejčastěji K), která je zaplněna kaskádovými přeskoky z vyšších orbitalů, čímž vzniká charakteristické **RTG záření** (nebo Augerův elektron).
- IC – neboli vnitřní konverze, vzbuzená jádra se mohou energie zbavit tak (kromě klasického γ přechodu), že vnitřně předají energii elektronům v obale. Ten je uvolněn, vzniká vakance, která je opět kaskádami zaplněna za vzniku charakteristického **RTG záření** (nebo Augerova elektronu).

K tomu navíc existuje:

- **okamžité záření** – vzniká v důsledku jaderných reakcí, např. (n,γ) , tedy gamma fotony uvolněné hned v rámci reakce, nikoliv následný rozpad (může přesahovat až 10 MeV).
- **brzdné záření** – vzniká, pokud na nabitému částici působí zrychlení (zatačí vlivem magnetického pole, k čemuž postačí Coulombovské pole vzbuzené jádrem), což je doprovázeno ztrátou energie ve formě brzdného záření. Záření je spojité a přispívá k nárůstu kontinua v gamma spektru. Záření je vyšší pro vyšší Z , proto by v oblasti detektoru měly být lehké materiály.

9.1.2 Členění fotonů

- **RTG fotony** – vznikají v orbitalech přeskoky elektronů. Energie je dána rozdílem energií orbitalů, což je dáno hlavním a vedlejším kvantovým číslem. Nicméně elektron nemůže skákat jen tak, řídí se Paulovým vylučovacím principem, který jasně říká, v jakém pořadí

se elektrony zaplňují. Nižší energie, do desítek keV. Záření je čárové a charakteristické, ale ke každému izotopu existuje spoustu peaků, jelikož záleží na přesném módu přestupu ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ apod.).

- **Gamma fotony** – vznikají deexcitací jádra. Opět čárové charakteristické záření, ale je zde výrazně méně možností (žádné módy). Energie je vyšší, až jednotky MeV.
- V oblasti 1 MeV se fotony překrývají, členění není tak striktní.

9.2 Interakce gamma záření s látkou

Fotony jsou EM záření, kterému přísluší kvantum energie dle:

$$E_\gamma = h\nu = h\frac{c}{\lambda}.$$

Vlnové délky se pohybují řádově $\lambda << 10^{-10}$ m, což je výrazně méně než meziatomové vzdálenosti v mřížce. Někdy se chová jako vlna (fotoefekt), jindy jako kulička (Comptonův rozptyl).

Jelikož nejde o nabité částice (tzv. **nepřímo ionizující záření**), tak se při detekci musí spoléhat na konverzi a detekují se až sekundární částice (elektrony).

Typ interakce je podmíněný energií (např. k tvorbě páru nedojde, je-li energie pod 1022 keV).

Koefficient zeslabení = charakterizuje zeslabení způsobené absorbcí v daném materiálu (osa y) v závislosti na energii (osa x). Jde o součet křivek zeslabení způsobených fotoefektem, Comptonovým rozptylem a tvorbou páru.

Absorbční koeficient = podíl energie pohlcené absorbčním materiálem při průchodu gamma záření, jelikož ne každá interakce vede na absorpci celé energie primárního fotonu.

9.2.1 Primární interakce

Máme 3 základní a nejdominantnější primární interakce: fotoefekt, Comptonův rozptyl a tvorba páru. Zbytek interakcí je z pohledu detekce zanedbatelný. Tím vznikají sekundární nabité částice (elektrony), které je možné detektovat.

Celkovou pravděpodobnost interakce (mikroskopický účinný průřez τ , σ a κ) je pak možné převést do **lineárního koeficientu zeslabení**, který vyjadřuje pravděpodobnost interakce na jednotku dráhy (makroskopický účinný průřez μ).

Z toho vychází i **střední volná dráha λ** :

$$\lambda = \frac{1}{\mu},$$

a **zeslabovací zákon**:

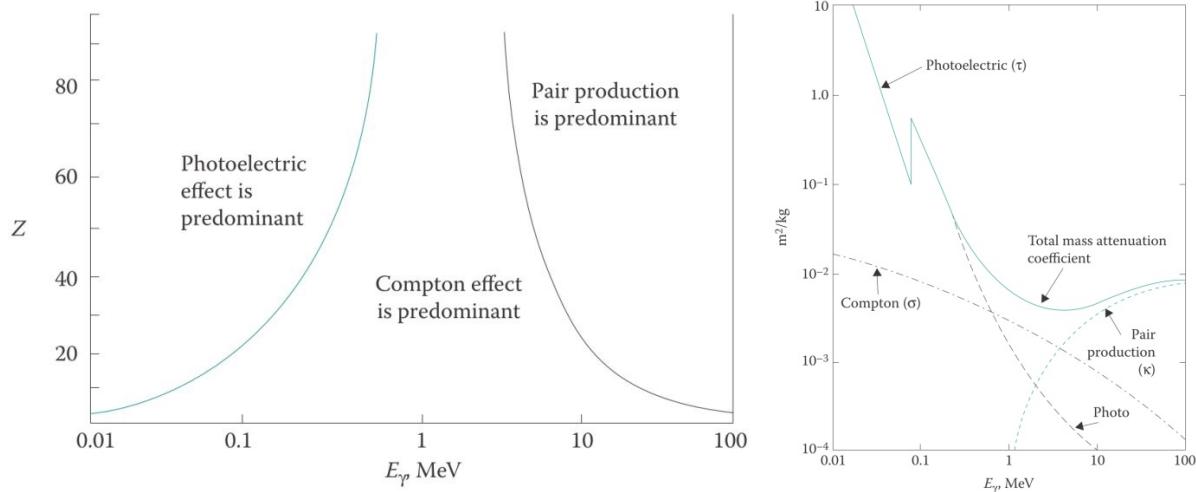
$$\boxed{\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\mu x}.}$$

Pokud je vzorek emitující fotony tlustý (tloušťka L), dochází k samostnímění (část fotonů se pochlívá) a celková intenzita se musí určit integrací:

$$I_\gamma(L) = \frac{1}{L} \int_0^L I_\gamma^0 e^{-\mu x} dx = \frac{I_\gamma^0}{\mu L} (1 - e^{-\mu L}).$$

V tabulkách se pak uvádí **hmotnostní koeficient zeslabení**, který je svázáný s hustotou materiálu:

$$\mu(\text{cm}^2/\text{g}) = \frac{\mu(1/\text{cm})}{\rho(\text{g}/\text{cm}^3)}.$$



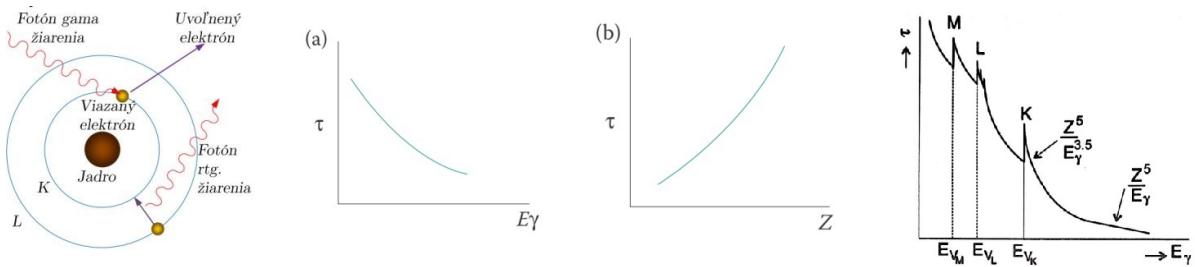
Fotoefekt: jde o jev, kdy primární foton interaguje s elektronem v obalu, odevzdá mu veškerou svoji energii, foton zanikne a tzv. fotoelektron je uvolněn (energie fotonu E_γ se rozdělí na vazebnou energii elektronu E_b a kinetickou energii elektronu E_e):

$$E_e = E_\gamma - E_b.$$

Jde o dominantní reakci při absorpci do 200 keV. Pravděpodobnost reakce (účinný průřez reakce τ) klesá s energií E_γ a roste se Z , jako:

$$\tau = c \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}}, \quad n \in (4, 5).$$

Energetické spektrum fotoelektronů (sekundární částice) je **čárové** a fotoefekt je zodpovědný za **fotopeak**. Fotoelektrony mohou být uvolněny z libovolného orbitalu (nejpravděpodobněji K orbital), nicméně při nižší energii než E_{V_K} už foton není schopný vyrazit elektron z K orbitalu, τ skokově klesá a dochází k vyrážení z vyšších orbitalů.



Comptonův rozptyl: jde o rozptyl fotonů na atomovém obale. Foton se odrazí od elektronu pod úhlem θ s novou energií (resp. vlnovou délkou) dle vztahu:

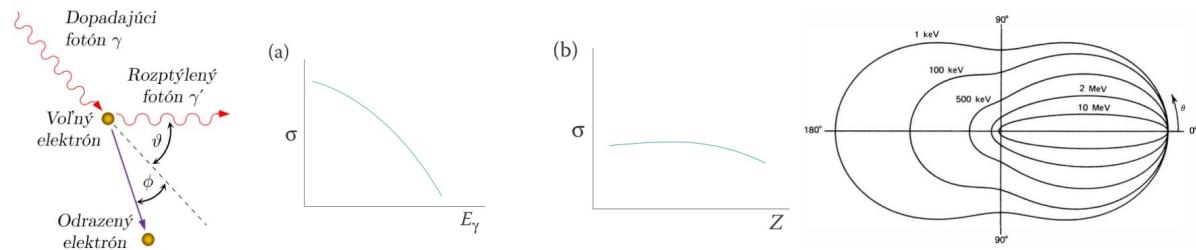
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))}.$$

Dochází k němu pro vyšší energie, pokud je energie nalétávajícího fotonu vyšší, než vazebná energie elektronu v obalu. Pravděpodobnost interakce (účinný průřez σ) je úměrná Z a nepřímo úměrná energii E_γ :

$$\sigma \sim \frac{Z}{E_\gamma}.$$

Tím vznikají odražené elektrony (sekundární částice), které jsou detekovány. Energetické spektrum odražených elektronů je **spojité**, tzv. **Comptonovo kontinuum**. To je zakončeno **Comptonovou hranou**, která je dána maximální energií elektronů (k tomu dojde, dojde-li k čelní srážce, kdy $\theta = 180^\circ$).

Úhlová distribuce rozptýlených fotonů je dána Klein-Nishinovým vztahem pro diferenciální účinný průřez, s rostoucí energií gamma fotonů roste pravděpodobnost dopředních úhlů.



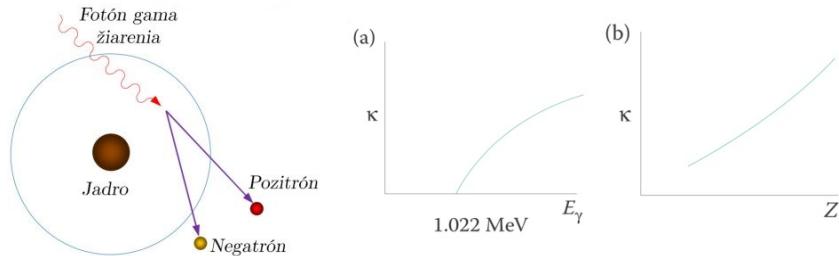
Tvorba elektron-pozitron páru: jde o důsledek interakce gamma fotonu s jádrem atomu. Dojde k zaniknutí gamma fotonu a vznikne pár elektron-pozitron o energiích:

$$E = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1022 \text{ keV}).$$

Elektron i pozitron se ihned zastaví a v případě pozitronu dojde ke vzniku pozitronia, anihilaci a vzniku 2-3 fotonů.

Pravděpodobnost interakce (účinný průřez κ) roste s energií E_γ a je přímo úměrná Z^2 . Zároveň jde o prahovou reakci a je dominantní pro vysoké energie:

$$\kappa \sim Z^2 \ln \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right).$$



Fotojaderné reakce: při interakci a pohlcení gamma fotonů může být z jádra emitován nukleon.

Jde o prahové reakce a je jich spousta: (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) , (γ, np) , (γ, α) apod. Jde o prahové reakce (alespoň 5 MeV), v porovnání s předchozími 3mi reakcemi jsou zanedbatelné. Problematické v radiační ochraně (emitují se těžké nabité částice).

V JI se využívají hlavně k emitování neutronů, jako fotojaderné neutronové zdroje (např. ^{206}Pb , ^9Be , ^2H , ^7Li , ^{14}N apod.)

Rayligho rozptyl: jde o koherentní rozptyl fotonu s celým obalem (tedy se všemi elektrony), přičemž nedochází k ionizaci, ani excitaci (nepřenáší se energie, vlnová délka fotonů se zachovává). Pouze se mění směr hybnosti fotonů.

Opět nepříliš dominantní interakce, lze zanedbat. Roste pro nízké energie fotonů a vysoká Z . Vysvětuje, proč je obloha modrá (ale nevím proč :D).

9.2.2 Druhotné efekty

V případě detekce může docházet k zaznamenávání nechtěných druhotných efektů.

Vícenásobná interakce: Comptonovsky rozptýlené fotony v citlivé oblasti detektoru mohou znova interagovat (fotoefektem, Comptonovsky), což může přispět do peaku úplné absorbce, nebo vytvořit novou Comptonovu hranu.

Peak zpětného rozptylu: fotony proletí detektorem bez interakce, Comptonovsky interagují až v okolním materiálu, rozptýlí se zpět s nižší energií do citlivé oblasti detektoru a jsou zaregistrovány. Tím vzniká peak zpětného rozptylu s nižší energií.

Anihilace elektron-pozitron: pokud mimo detektor dojde ke tvorbě páru, vzniklý elektron a pozitron za vzniku pozitronia anihilují a jeden z fotonů se dostane zpět do detektoru. Absorbcí fotoefektem vzniká anihilační peak 511 keV.

Pozitronium je vázaný systém, analogický atomu vodíku, kdy elektron a pozitron obíhají kolem společného těžiště s dobou života okolo 10^{-10} . Existují 2 typy v závislosti na spinu:

- Para-pozitronium – spiny opačně, vznikají 2 fotony o energii 511 keV (dominantní),
- Orto-pozitronium – spiny shodně, vznikají 3 fotony (málo časté).

RTG záření: je způsobené fotoefektem, kdy je vzniklá vakance zaplněna jiným elektronem a vyzářením RTG záření.

Augerovy elektrony: konkurenční proces k RTG záření, pouze je přebytečná energie předána sousednímu elektronu, který je uvolněn a vyletí ven.

Brzdné záření: vzniká, pokud elektrony a pozitrony proletí kolem jádra, které vyvolává Coulombovo EM pole.

Sumační efekty: ovlivněno geometrií detektora, můžou být zaznamenány 2 gamma kvanta ve stejný okamžik (např. 511 keV + gamma deexcitace)

Pozadí: detektor detekuje záření z přirozeného prostředí, jde hlavně o izotopy ^{40}K , ^{137}Cs a produkty rozpadových řad (urany, radony apod.). Lze zamezit dobrým stíněním.

9.3 Charakteristika gamma spektra

9.3.1 Tvar gamma spektra

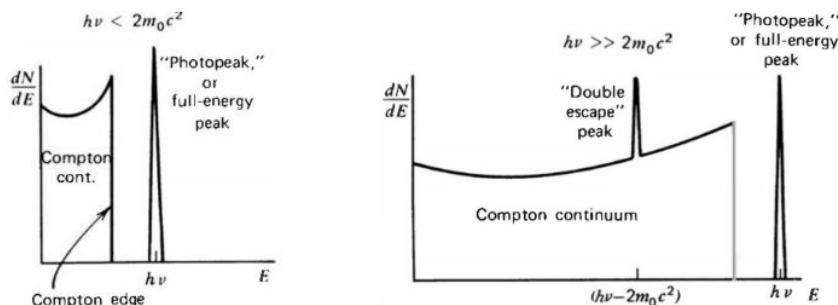
Spektrum, které zaznamenám, je dáno vlastnostmi detektoru.

Limitní případ malého detektoru: nastává, pokud střední volná dráha sekundárních fotonů (rádově jednotky cm) je výrazně větší, než citlivá plocha detektoru (do 1-2 cm). Detektor tak zaznamená pouze primární interakce, nedochází k vícenásobné interakci. Sekundární fotony vyletí ven.

Za předpokladu, že detektor zaznamená veškerou energii sekunárních elektronů, tak se spektrum projeví Comptonovým kontinuem zakončeným Comptonovou hranou (Comptonův rozptyl) a fotopeakem úplné absorbce (fotoefekt, vznikne **FEP = Full Energy Peak**).

Pro energie větší než 1022 keV se navíc projeví efekt tvorby páru (vznikne **DEP = Double Escape Peak**), anihilační fotony (jde o sekundární fotony) uniknou.

$$E_{\text{DEP}} = E_{\text{FEP}} - 2 \cdot 511 \text{ keV}.$$

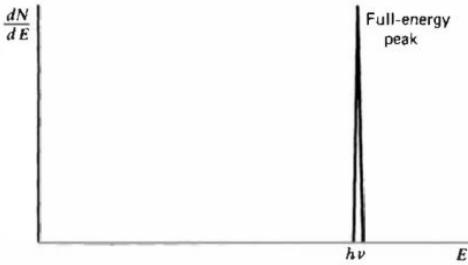


Obrázek 20: Tvar gamma spektra pro malý detektor ($E_\gamma < 1022$ keV vlevo, $E_\gamma > 1022$ keV vpravo).

Limitní případ velkého detektoru: pokud je střední volná dráha sekundárních fotonů výrazně menší, než rozměry detektoru. Ten pak zaznamená veškeré interakce, nic neunikne. Nakonec pak vždy dojde k fotoabsorbci, veškerá energie primárního záření je doponována v de-

tektoru, tudíž zaznamenaný náboj sekundárních elektronů odpovídá energii primárního záření. Výsledná odezva je stejná, jako by primární gamma záření interagovalo pouze fotoefektem.

Spektrum se projevuje pouze peakem úplné absorbce FEP, v tomto případě **peak úplného pohlcení**.

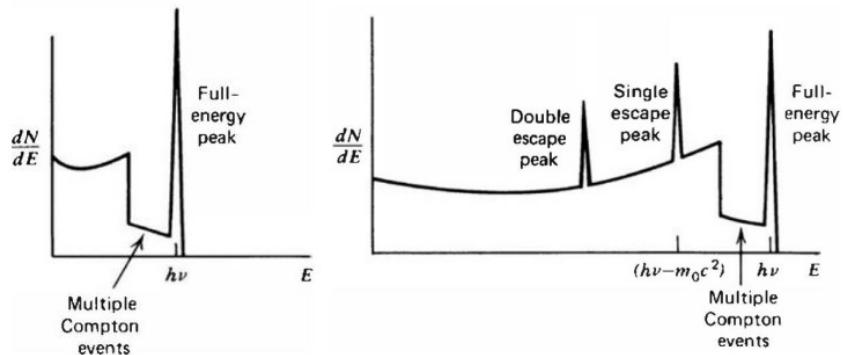


Obrázek 21: Tvar gamma spektra pro velký detektor.

Středně velký detektor: Ve skutečnosti vždy něco vylétní (kor, pokud dojde k reakci na kraji detektora), tudíž reálný detektor zaznamená něco mezi. Nízkoenergetické záření se zaznamená lépe, jelikož nedochází tak často k sekundárním interakcím. Pak dochází k vícenásobným Comptonovým rozptylům, které vyplňují mezeru mezi Comptonovou hranou a fotopíkem.

Pro energie větší než 1022 keV se opět projevuje DEP, ale navíc i **SEP = Single Escape Peak** (pokud jeden foton unikne, a druhý ne).

$$E_{\text{SEP}} = E_{\text{FEP}} - 511 \text{ keV}.$$



Obrázek 22: Tvar gamma spektra pro středně velký detektor ($E_\gamma < 1022$ keV vlevo, $E_\gamma > 1022$ keV vpravo).

V každém případě nedojde k deponování veškeré energie a některé sekundární fotony uniknou, tento efekt nářůstá s energií těchto fotonů. To způsobuje zkreslení odezvové funkce a některé události jsou posunuty do nižších energií.

→ **Ve zkratce.** Pokud mi nic neunikne, objeví se pouze FEP. Reálně ale něco unikne, což se projeví ve formě SEP a DEP (uniklé anihilační fotony). Pokud je detektor hodně malý, tak unikne vše sekundární a projeví se pouze DEP.

Ideálně chceme znát pouze FEP, přičemž Comptonovo kontinuum nám zkresluje měření. Pro jeho potlačení je možné využít koincidenční nebo antikoincidenční zapojení vícera detektorů a

detektovat pouze určité interakce (v tomto případě FEP):

- Comptonův spektrometr – gamma-gamma spektrometr, mám 2 detektory pod úhlem θ a matematickým postprocessingem Comptonovo kontinuum eliminuji.

9.3.2 Další efekty

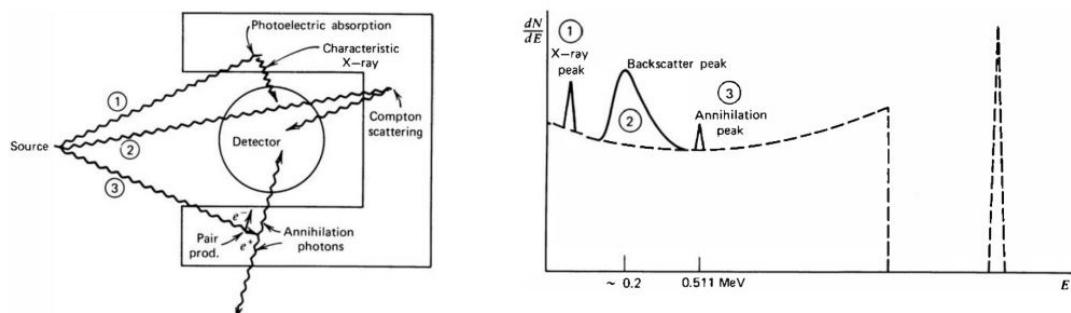
RTG únikové peaky: ty jsou způsobeny tím, že uniknou RTG fotony, které vzniknou kaskádou po fotoefektu (tzv. **XEP = X-ray Escape Peak**). V případě nekonečně velkého detektoru neuniknou a opět se veškerá energie deponuje v FEP.

$$E_{\text{XEP}} = E_{\text{FEP}} - E_{\text{X}}.$$

Anihilační peaky: projeví se hlavně, je-li zářič β^+ radioaktivní. Pozitron anihiluje v materiálu a vzniknou gamma fotony o 511 keV. Pokud neuniknou, projeví se ve formě FEP na energii právě 511 keV. Pokud zaznamenáváme celou prostorovou geometrii, tak se projeví ve formě FEP na energii 1022 keV (zaznamenám oba dva najednou).

Brzdné záření: pokud máme gamma zářič β radioaktivní, mohou unikat β částice přímo ze zdroje a za vzniku brzdného záření zkreslovat spektrum. K tomu se používají filtry (β absorbátory) z lehkých materiálů, které je pohltí (např. Be).

Okolní materiály: tvar gamma spektra a jeho zkreslení mohou ovlivňovat i okolní materiály, s kterými záření může interagovat (stínění, pouzdro, materiál zářiče, zpětně rozptýlené gamma, sumační peaky apod.)



Obrázek 23: Vliv okolních materiálů na tvar gamma spektra.

9.3.3 Měření

Při měření se projevuje statistika. My jsme v rámci detekce schopni zaznamenat histogramový záznam v jednotlivých energetických kanálech. Pod 100 zaznamenaných událostí je třeba uvažovat Poissonovo rozdělení, nad 100 událostí Gaussovo rozdělení (čas vs. aktivita).

Ve výsledku poté zaznamenáme celkovou plochu pod peakem S s potlačením Comptonova kontinua a pozadí pod peakem a s nejistotou, kterou určím z matematického popisu Gaussiánu. Dále se určí statistická významnost dle:

- kritický limit L_C – plocha S musí být větší než minimální hodnota,

- horní limit L_U – hodnota, kterou by plocha S neměla překročit,
- detekční limit L_D – hodnota, nad kterou je plocha S detekovatelná,
- limit stanovitelnosti L_Q – hodnota, nad kterou určím plochu S s předem danou nejistotou.

$$L_C < L_D < L_Q < S < L_U$$

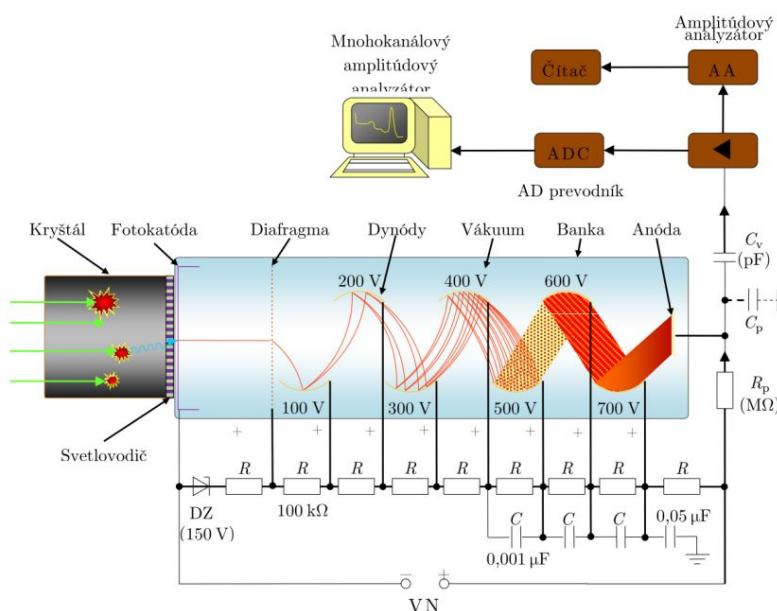
MDA = Minimální detekovatelná aktivita, jde o nejmenší aktivitu, které může být s jistotou měřené.

9.4 Detektory gamma záření

9.4.1 Základní typy detektorů

Scintilační detektory:

- 1) Primární gamma záření putuje do scintilačního krystalu, absorbuje se a část záření se transformuje na záblesk viditelného světla (**luminiscence**, atomy jsou excitovány a deexcitují viditelnými fotony), energie je úměrná světelnému signálu.
- 2) Fotony putují fotonásobičem (elektronka), který mění světlo na elektrický signál. Ve formě fotokatody na vstupu, ze které jsou fotoefektem emitovány elektrony (to je ten signál).
- 3) Na výstupu je anoda a vzniklé napětí urychluje elektrony za vzniku elektrického proudu. elektrony postupně dopadají na dynody, na kterých jsou vyráženy nové elektrony (2-6) a signál je zesilován. Je možné zesílit intenzitu elektronů až o 5 řádů.
- 4) Takto zesílený proud je již detekovatelný, je vyveden na pracovní odpor, na kterém se mění napětí (to je ten signál, který měřím).



Obrázek 24: Princip scintilačního detektoru.

Scintilační krystal může být:

- **Anorganický** – primárně pro spektrometrii (gamma).
 - Krystal je tvořen nejčastěji alkalickými kovy s malou příměsí nečistoty (tzv. aktivátor, to co je v závorce a ten je zodpovědný za luminiscenci): NaI(Tl), CsI(Tl), CaI(Na), LiI(Eu), CaF₂(Eu).
 - Pro nízkoenergetické je lepší krystal s malým Z , pro vysokoenergetické s velkým Z (ale tam je potom menší energetická rozlišitelnost).
- **Organický** – primárně pro neutrony a nabité částice.
 - Krystal je tvořen organickými molekulami na bázi benzenu a luminiscence je způsobena molekulárními deexcitacemi.
Mohou být krystaly (antracen), kapaliny (rozpuštědlo + org. aktivátor, např. toluen + p-terphenyl), plasty (org. aktivátor v polymeru)

Polovodičové detektory:

- 1) Ve formě diody z čistého polovodiče v závěrném směru. Gamma záření způsobuje vyrážení elektronů, které se dostávají do vodivého pásma.
- 2) Vznikají tak páry elektron-díra, které jsou nosičemi náboje, čímž vzniká elektrický signál.
- 3) Ten putuje do předzesilovače, zesilovače, tvaruje se a zaznamenává v MCA.

Mají mnohem lepší energetickou rozlišitelnost, ale jsou dražší a musejí se chladit (jinak elektrony vyskakují samy a vzniká tak šum). Momentálně nejlepším detektorem je superčistý krystal germania (HPGe).

Rozdíly: polovodičové detektory mají lepší energetickou rozlišitelnost, ale menší detekční účinnost. Také jsou levnější.

9.4.2 Základní charakteristiky

Odeva detektoru: poměr mezi energií záření a pozorovaným výstupem (binem) na detektoru (záření o energii E vytvoří N nosičů náboje, které způsobí napěťový rozdíl na elektrodách detektoru, což je to, co detektor zaznamená).

Odezvová funkce: vyjadřuje pravděpodobnost, že monoenergetické fotony budou zaznamenané v daném energetickém binu.

Časová odezva detektoru: čas potřebný k vytvoření signálu. Signál je ve tvaru ostré náběžné a pozvolné seběžné hrany.

Časové rozlišení: nejmenší časová rozlišitelnost mezi dvěma signály.

Citlivost detektoru: schopnost detektoru produkovat měřitelný signál pro konkrétní typ částice s danou energií. závisí na účinných průřezech, rozměrech hmotnosti, materiálech, šumu (ten může růst s rostoucím rozměrem detektoru).

Mrtvá doba: čas potřebný na zpracování signálu.

Energetické rozlišení nejmenší energetická rozlišitelnost mezi dvěmi signály. Detektor s dobrým rozlišením má užší a vyšší peak, než detektor s horším rozlišením (ale plochy pod peakem jsou stejné).

FWHM = Full Width at Half Maximum, stanovuje šířku pulzu (peaku) v polovině jeho maxima. Dáno energetickým rozlišením. Z toho je možné stanovit relativní energetické rozlišení jako:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E}.$$

Polovodičové detektory mají $R \approx 1\%$, scintiláky $R \approx 3 - 10\%$.

Detekční účinnost: poměr mezi počtem registrovaných částic a emitovaných částic.

9.4.3 Kalibrace detektorů

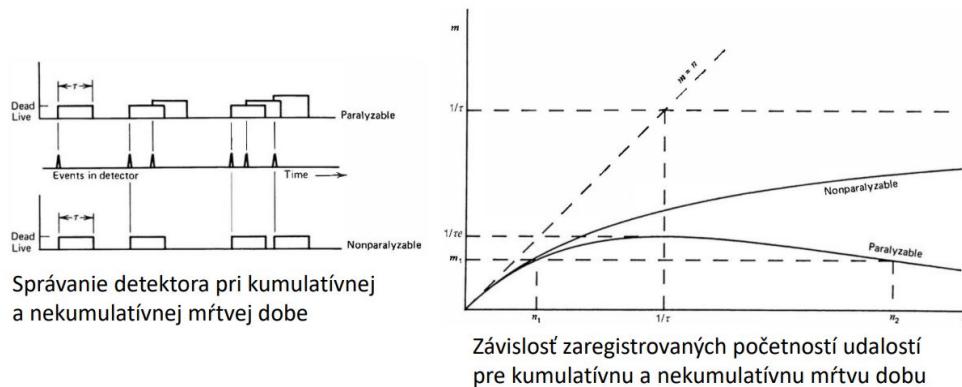
Kalibrace energetického rozlišení: za pomoci FWHM. Peak si proložím Gaussiánem, určím FWHM a relativní rozlišení. Problém nastává, pokud se peaky překrývají (tzv. **multiplety**).

Energetická kalibrace: MCA mi dá histogram, který musím zkalirovat (až 16 tisíc kanálů). Jednotlivým binům za pomoci kalibračních zářičů přiřadím konkrétní energii, přičemž předpokládám lineární závislost (pokud mám více zářičů, je možné uvažovat kvadratickou závislost).

Kalibrace na mrtvou dobu: Pokud máme příliš vysokou mrtvou dobu, dochází ke ztrátám počítání signálů a ke ztrátě informací (větší aktivita může vést k přehlcení detektoru a k nárůstu mrtvé doby). Rozlišujeme:

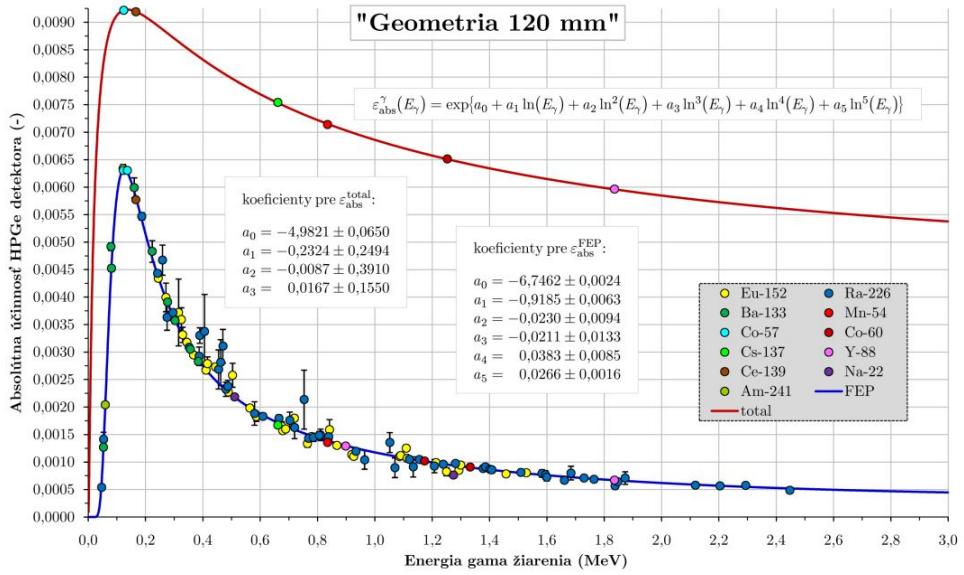
- Nekumulativní mrtvá doba – události, které nastaly v průběhu mrtvé doby, nejsou zaznamenány, ale nevedou na prodloužení celkové mrtvé doby.
- Kumulativní mrtvá doba – události, které nastaly v průběhu mrtvé doby, nejsou zaznamenány, ale vedou na prodloužení celkové mrtvé doby

Vysokou mrtvou dobu řeším tak, že dám vzorek dál.



Obrázek 25: Analýza mrtvé doby.

Kalibrace detekční účinnosti: ta není konstantní, je závislá na energii a typu záření. Je zapotřeba stanovit funkci detekční účinnosti za pomoci etalonů o známé aktivitě.



Aplikace opravných faktorů: na závěr je vhodné uvažovat opravné faktory:

- oprava na RA rozpad (záříč se v průběhu měření rozpadá),
- oprava na nevodovost zdroje,
- oprava na samostínění (pro vzorky konečné tloušťky),
- oprava na náhodné koincidence (potlačení sumačních efektů).

Pak je možné určit finální aktivitu vzorku z analýzy FEP (v pořadí korekce na samostínění, korekce na rozpad a celková aktivita peaku):

$$A = \frac{\mu L}{1 - e^{-\mu L}} \frac{\lambda t_{\text{real}}}{1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}} \frac{S}{I_{\gamma} \varepsilon_{\text{FEP}}^{\text{abs}} t_{\text{live}}}.$$

10 Neutronová pole pro aktivační analýzu, fyzikální principy aktivačních měření, využití gama spektroskopie

10.1 Zdroje neutronů

10.1.1 Radionuklidové zdroje

Spontánní štěpení: u některých transuranů existuje nenulová pravděpodobnost, že mimo tradiční rozpady podléhají spontánnímu štěpení. Typickým příkladem je ^{252}Cf s $T_{1/2} = 2,6$ let a s $\nu = 3,75$ (3,1 % štěpení, zbytek α). Výsledkem je spojité spektrum v oblasti rychlých neutronů (střední energie 2,1 MeV) dle Wattovy distribuce:

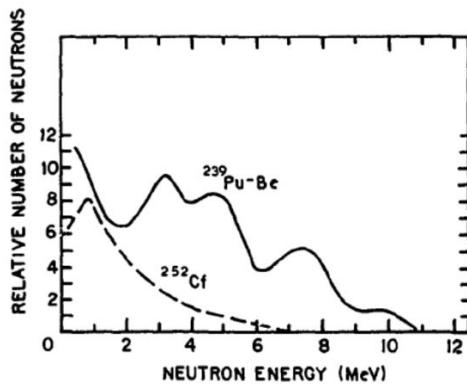
$$\chi(E) = Ae^{BE_n} \sinh(C \cdot E_n).$$

Emisivita komerčních zdrojů se pohybuje řádově 10^9 až 10^{10} 1/s, prodává se ve formě zapouzdřeného oxidu CfO_2 .

(α, n) reakce: jde o prahovou reakci na vybraných izotopech, primárně ^9Be . V tomto důsledku vzniká i doprovodné gamma záření (4,4 MeV pro ^9Be).

K tomu se přidá α záříč, který emituje primární α částice, a ty vyrážejí sekundární neutrny. Primární záříč se vybírá v závislosti na poločasu rozpadu (ten určuje emisivitu) a doprovodného gamma záření. Jde primárně o ^{210}Po (poločas 138 dní), ^{238}Pu (poločas 70 let, skoro žádná gamma), ^{241}Am (poločas 400 let).

Výsledkem je opět spojité záření (kvůli proměnné energii primární α částice) v rychlé oblasti neutronů. Ve formě oxidů PoBe, AmBe, PuBe apod. Komerční emisivita 10^5 až 10^9 1/s.



Obrázek 26: Srovnání emitovaného neutronového spektra pro spontánní štěpení a (α, n) reakce.

(γ, n) reakce: obdobné, opět prahové reakce na vybraných izotopech, primárně ^9Be (1,67 MeV), ^2H (2,23 MeV).

Vyžaduje vysokoenergetický gamma záříč (^{24}Na , ^{28}Al , ^{38}Cl , ^{56}Mn , ^{226}Ra). Opět intenzita ovlivněna poločasem rozpadu primárního záříče.

Výhodou je, že pokud máme monoenergetický primární záříč (není více linek), tak vznikají monoenergetické neutrny. Nevýhoda je, že mají nižší výtěžek a pro vyšší emisivitu (řádově 10^5 1/s) je zapotřebí velmi silné gamma záříče.

10.1.2 Zbylé zdroje

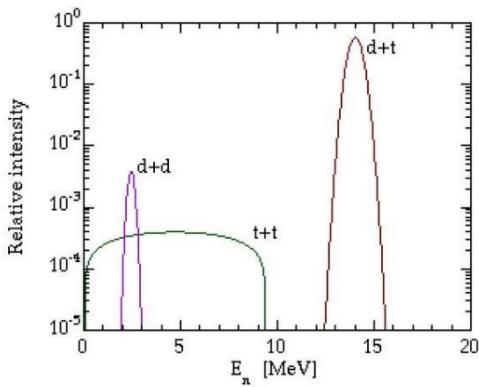
Jaderné reaktory: nejintenzivnější zdroje neutronů, spektrum v závislosti na typu reaktoru, moderace apod. Je možné vytvářet kolimované svazky (radiální kanál + kolimátor (trubka)) o intenzitách 10^{10} 1/s. V pulzním režimu až o několik rádů více.

V případě moderovaných systémů se distribuce může popsat Wattovou formulí, $1/E^x$ oblastí a Maxwellovým rozdělením.

Dále je možné aplikovat filtry a vytvářet kvazimonoenergetická spektra (Sc, Si, Fe, S apod.).

Neutronové generátory: založeny na prahových reakcích urychlených nabitého částic (D+D, D+T, T+T reakce). Vznikají spojitá spektra s rychlými neutrony o emisivitě až 10^{10} 1/s.

Mohou být kompaktní, jdou vypnout, fungují i v pulzním režimu.



Obrázek 27: Emitované spektrum pro neutronové generátory.

Urychlovačem řízené zdroje: stejný princip, pouze větší urychlovače, více typů reakcí (jenom změněný terčík na ^7Li , ^9Be apod.) a mnohem větší emisivita.

Pro tenký terčík získáme čárové spektrum, pro tlustý terčík (před interakcí dojde ke zpomalení primárních částic) spojité spektrum. Využívá se pro výzkumné účely, hlavně pro aktivační měření.

Spalačné zdroje: pokud ještě více zvětšíme energii primárních částic (řádově GeV), dojde k rozbití atomu na jednotlivé nukleony, což má za následek mnohem větší emisivitu. Jako terčík se využívají těžké prvky (W, U, Pb apod.). Vzniká široké spojité spektrum (vysokoenergetické, mohou vzniknout neutrony s energií desítek a stovek MeV).

10.1.3 Zdroje pro aktivační měření

Nejlepšími neutronovými zdroji pro aktivační měření jsou:

- Výzkumné jaderné reaktory:
 - toku alespoň 10^9 1/cm²/s,
 - tepelné i epitermální neutrony, primárně (n,γ) reakce, kde jsou velké účinné průřezy, které jsou dobře proměřené,

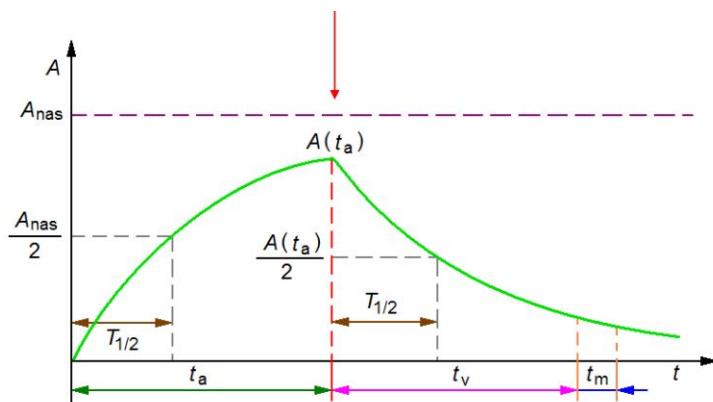
- případně možnost využít i prahové reakce (n,p), ($n,2n$) apod.
- Urychlovačem řízené zdroje:
 - toky alespoň $10^{10} \text{ } 1/\text{cm}^2/\text{s}$,
 - využívají se reakce $p + \text{Be}$, $d + \text{Be}$
 - primárně rychlé neutrony ve spojitém spektru (tlustý terčík)
 - problém je, že v důsledku vícero prahových reakcí se otevírají nové kanály pro vznik daného izotopu.
- Radionuklidové zdroje:
 - jsou přenositelné
 - mají menší emisivitu, proto se používají pouze u některých izotopů s vyšším účinným průřezem,
 - pro NAA jsou vhodné pouze za specifických podmínek.

10.2 Fyzikální principy aktivačních měření

Veškeré aktivační měření jsou založeny na tom, že sleduju, které procesy se s daným vzorkem během ozařování v neutronovém procesu odehrály. Díky tomu je možné stanovit parametry neutronového pole, složení (kvantita i kvalita) aj.

10.2.1 Reakční rychlosť

Vložím-li vzorek do neutronového pole, tak vzniká radioizotop A , který se rozpadá do izotopu B . Pokud ponecháme izotop v poli alespoň po dobu $10 \cdot T_A$, tak aktivita vzorku bude konvergovat k saturované aktivitě (produkce a destrukce izotopu A je v rovnováze).



Po jeho vyjmutí se začne rozpadat, přenese se do laboratoře a začíná se měřit jeho aktivita, ze které je možné zpětně dopočítat **reakční rychlosť R** (1/s), která stanovuje, ke kolika reakcím za jednotku času v daném neutronovém poli docházelo:

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) \sigma(E) dE = \frac{S \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{N_0 \varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}})}.$$

$$R_R = \frac{\text{Hrubá aktivita linky } E_\gamma}{\frac{S(E_\gamma)}{\text{Plocha vrcholu}} \frac{1}{N_0} \frac{1}{t_{\text{live}}} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_a}} \frac{1}{e^{-\lambda t_v}} \frac{\lambda t_{\text{real}}}{1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}} \frac{1}{I_\gamma(E_\gamma)} \frac{1}{\varepsilon_{\text{FEP}}^\gamma(E_\gamma)}}}$$

aktivita linky E_γ
Počet častíc na čistú látku
časť na čistú látku
merania Oprava na čistú látku
faktor Oprava na čistú látku
rozpad izotopu počas vymierania
izotopu počas vymierania
počas vymierania
oprava na intenzitu gama prechodu
oprava na efektivitu detektora pre danú geometriu

Dále je třeba zahrnout vhodné opravné faktory (samostínění, nerovnoměrnost ozařování, geometrie, koincidenční sumační efekty apod.).

Pokud reakční rychlosť pronásobím počtem atomů, získám **produkční rychlosť R** (1/s), tedy kolik se vyprodukuje nových izotopů za jednotku času:

$$P = R \cdot N_0 = \frac{S \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}})}.$$

Pokud produkční rychlosť pronásobím korekcí na vymírání, získám **aktivitu A** (Bq) nově vzniklého izotopu:

$$A = P \cdot e^{-\lambda t_v} = \frac{S \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}})}.$$

Navíc pokud skutečně vycházíme ze saturované (nebo alespoň skorosaturované) aktivity, je možné vynechat i saturační faktor (je roven jedné), čímž získáme stejnou rovnici z předešlé otázky:

$$A = \frac{S \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}})}.$$

10.2.2 Generátorové rovnice

Dále může docházet ke kaskádám, vznikne izotop A , který se rozpadá do B a ten do C . Po chvíli dochází k rovnováhám mezi izotypy:

- **Přechodná rovnováha** – pokud $T_A > T_B$, k takovéto rovnováze dojde po uplynutí $10 \cdot T_B$, aktivity jsou v poměru:

$$\frac{A_B}{A_A} = \frac{T_A}{T_A - T_B}.$$

- **Dlouhodobá rovnováha** – pokud $T_A \gg T_B$, jde o limitní případ předešlého, kdy je T_B zanedbatelně malý (okamžitý) a aktivity jsou v rovnováze:

$$A_A = A_B$$

- **Stav bez rovnováhy** – pokud $T_A < T_B$, k rovnováze nedojde.

10.2.3 Aplikace filtrů

V neutronovém poli moderovaných jaderných reaktorů jsou neutrony o všech energiích, což je z hlediska aktivačního měření problematické (otevírají se nové reakční kanály, např. izotop ^{24}Na může vzniknout za pomoci $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$ reakce v jakémkoliv spektru, nebo za pomocí $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ v rychlém spektru).

To je možné eliminovat za pomocí filtrů (kadmium), kdy odstraním efekt neutronů nad kadmiovou hranou. v závislosti na tom rozlišíme:

- ENNA = epitermální NNA,
- RNNNA = reaktorová NAA.

Je možné využít i jiné filtry (B, Cl, Au, In, Al), ale musí být dostatečně tlusté, aby vykompenzovaly to, že nejsou tak dobrými absorbátory. Takto je možné odseparovat jednotlivé oblasti neutronového spektra.

^{113}Cd je vhodné pro energie pod 2 eV, nezahřívá se, stačí ho 1 mm, aktivované kadmium rychle vymírá. ^{10}B je ideální nad 15 eV, nemá žádnou hranu, produkuje alfu, což vede k ohřevu vzorku. Cd + B je vhodné pro energie od 2 do 15 eV.

10.3 Využití gamma spektroskopie

Aplikace gamma spektrometrie:

- Zobrazovací metody PIGE a PIXE (viz první okruh otázek)
- RTG difrakční krystalografie
- Neutronová aktivační analýza

Základní výzkum:

- Studium rozpadových schémat (Stanovení intenzit, poločasů rozpadů, gamma linek apod.)
- Studium účinných průřezů
- Aktivační měření neutronových polí

11 Druhy a metody neutronové aktivační analýzy, pracovní procedury a praktické aplikace neutronové aktivační analýzy

Neutronová aktivační analýza je radioanalytická metoda založená na jaderné aktivaci chemických prvků přítomných v analyzovaném vzorku. Patří mezi nejcitlivější chemické analýzy.

Existují i další aktivační analýzy založené na primárních fotonech, jiných nabitych částicích či vysokoenergetických neutronech, nicméně ty jsou komplikovanější (ale zase mohou objevit jiné prvky). NAA je totiž citlivá na velikosti účinných průřezů na daných prvcích (pokud je účinný průřez dostatečný, je možné zaznamenat i nepatrné stopové množství). Nejčastěji se tedy využívá neutronová analýza s tepelnými neutrony, kde jsou velmi vysoké účinné průřezy (n,γ) reakcí.

1 H	2 He																
3 Li	4 Be																
11 Na	12 Mg																
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	57 ¹ La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	89 ² Ac	104 Rf	105 Db													
¹ Lanthanide																	
	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu			
² Actinide series																	
	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr			
No n-gamma radioactive isotopes																	
Radioactive isotopes can be produced. Limitation is short half-life or flux energy																	
Elements routinely determined by INAA																	

Obrázek 28: Prvky vhodné pro NAA.

11.1 Základní dělení

Rozlišujeme:

- **Kvalitativní NAA** – zajímá mě pouze, které prvky se ve vzorku nacházejí.
- **Kvantitativní NAA** – zajímá mě, v jakém množství se prvky ve vzoru nacházejí.

Dále dle energie neutronů (lze ovlivnit filtry): tepelné, epitermální, rychlé.

11.1.1 Absolutní NAA

Pokud známe přesnou hustotu neutronového toku a průběh účinného průřezu, tak je možné ze znalosti reakční rychlosti přesně dopočítat hmotnost zkoumaného izotopu. Hustotu toku ale přesně většinou neznám, proto se moc nevyužívá. Ale je vhodná, pokud dopředu nevím co hledám.

$$m = \frac{S \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{I_\gamma \epsilon_{\text{FEP}}^{\text{abs}} (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}) \frac{N_A}{M} \int \sigma(E) \phi(E) dE}. \quad (42)$$

11.1.2 Porovnávací NAA

Pokud dopředu vím, co hledám, tak spolu se vzorkem ozářím etalon z daného materiálu o známé hmotnosti. Za předpokladu rovnosti produkčních rychlostí ve vzorku i v etalonu pak přes trojčlenku določtu množství izotopu ve vzorku. Vyhnu se neznalosti neutronového toku a účinných průřezů, ale pro každý izotop musím mít vlastní standard a oboje ozařovat za stejných podmínek.

$$m = m_{\text{et}} \frac{P}{P_{\text{et}}}. \quad (43)$$

11.1.3 Metoda jednoho komparátoru

Něco mezi přímou a porovnávací metodou. Využívá tzv. k-faktory pro jednotlivé prvky, tedy poměr ozářených aktivit mezi standartem a daným prvkem. Tyto faktory se pak určují buď výpočtem (složité), nebo experimentálně (společným ozářením). Experimentálně získané k-faktory jsou pak přesnější, ale je možné je využít pouze pro daný detektor, reaktor a geometrii a za předpokladu stabilního neutronového pole. Jsou nepřenositelné.

Pak stačí spolu se vzorkem ozářit pouze etalon se standardem a za pomocí dopředu známých k-faktorů určit i-tý prvek.

$$m = k_i m_{\text{com}} \frac{P}{P_{\text{com}}}. \quad (44)$$

11.1.4 Metoda k_0 standardizace

Zdokonalení předchozí metody, k porovnávání jsou využity k_0 faktory, které jsou přenositelné. Spolu se vzorkem se ozáří komparátor (zlato), ke kterému jsou tabelovány hodnoty k_0 a Q_0 .

$$m = m_{\text{com}} \frac{P I}{P_{\text{com}} I_{\text{com}}} \frac{1}{k_0} \frac{1 + \frac{Q_0^{\text{com}}}{f}}{1 + \frac{Q_0}{f}}, \quad f = \frac{\phi_{\text{th}}}{\phi_{\text{epi}}}. \quad (45)$$

Hodnoty ϕ_{th} a ϕ_{epi} se pak stanoví aktivačním měřením neutronového pole za pomocí změření reakčních rychlostí v tepelné a epitermální oblasti na zlatém komparátoru/standardu s a bez kadmiového filtru na základě **Hoghdalovy konvence**.

Platí, že spektrum v reaktoru je možné rozepsat do 3 složek (štěpné Wattovo, 1/v Fermiho a tepelné Maxwellovo), které je možné mezi sebou provázat pomocí empirických spojovacích

funkcí. Konvence pak říká jak je možné stanovit reakční rychlosti v těchto grupách na základě měření s a bez kadmiového filtru (ještě třeba pronásobit kadmiovým faktorem, ten najdu na internetu nebo si ho pamatuju $f_{\text{Cd}} = \mathbf{1.16}$ (VR-1)):

$$\mathbf{R}_{\text{th}} = \mathbf{R} - f_{\text{Cd}} \mathbf{R}_{\text{Cd}},$$

$$\mathbf{R}_{\text{epi}} = f_{\text{Cd}} \mathbf{R}_{\text{Cd}}.$$

Potom platí:

$$\phi_{\text{th}} = \frac{\mathbf{P}_{\text{th}}}{g(\mathbf{T}_0) \sigma_0 \mathbf{G}_{\text{th}}},$$

$$\phi_{\text{epi}} = \frac{\mathbf{P}_{\text{epi}}}{I_0 \mathbf{G}_{\text{epi}}},$$

kde $g(\mathbf{T}_0)$ je opravný faktor pro oblast $1/v$, \mathbf{G} je korekční faktor pro samostnínění, σ_0 průřez pro (n,γ) reakci na etalonu při energii E_0 a I_0 je rezonanční integrál pro energii E_0 :

$$\boxed{m = m_{\text{Au}} \frac{PI}{P_{\text{Au}} I_{\text{Au}}} \frac{1}{k_0} \frac{G_{\text{th,Au}} f + G_{\text{epi,Au}} Q_0, \text{Au}}{G_{\text{th}} f + G_{\text{epi}} Q_0}, \quad Q_0 = \frac{I_0}{\sigma_0}.} \quad (46)$$

Dále ještě existuje metoda stanovení k_0 standardizace za pomocí **Westcottova formalizmu**, ale to jsme nedělali :).

11.2 Pracovní postup

- 1) Vzorek připravím k ozáření (pevné vzorky přilepím izolepou, případně nějaká chemická separace biologických vzorků) a vložím do neutronového pole. Případně přidám etalon.
- 2) Ozařuji vzorek po dobu t_a .
- 3) Přenesu vzorek do laborky a připravím k měření (doba t_v).
- 4) Změřím gamma spektrum (doba t_{real}) a určím produkční rychlosti jednotlivých FEP peaků.
- 5) Dle konkrétní metody přepočtu produkční rychlost na hmotnost. Pokud má izotop vícero linek, tak provedu analýzu pro všechny peaky, ze kterých určím vážený průměr.

Měření je možné optimalizovat:

- opakováním měření,
- použití vícero peaků,
- delší doba měření t_{real} ,
- kratší doba vymírání t_v ,
- delší doba aktivace t_a (ideálně do saturovaného stavu),

- co nejmenší mrtvá doba,
- cyklicky ozařovat (nutné pro krátkodobě žijící izotopy, např. ^{20}F . Pak je možné změřit i izotopy s poločasy rozpadu v jednotkách vteřin).

11.3 Využití NAA

NAA se uplatňuje v:

- archeologie (kosti mamutů, nádobí),
- geologie (složení hornin, vyvřelin),
- historie,
- biomedicína,
- výživové produkty (složení doplňků stravy),
- průmysl,
- apod.

Jde o částečně destruktivní metodu (problém jsou živé organismy, které pravděpodobně umřou).

12 Stanovení neutronových polí, účinných průřezů a štěpných výtěžků využitím aktivační techniky

Většina důležitých informací je v otázkách 9-11.

12.1 Aktivační měření s dozimetrickými foliemi

Měření probíhá tak, že vložíme aktivační detektor (folie o známé tloušťce, hmotnosti a materiálu) do neutronového pole a poté za pomoci spektrometrie určíme reakční rychlosť:

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) \sigma(E) dE = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{N_0 \varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{real}})}, \quad (47)$$

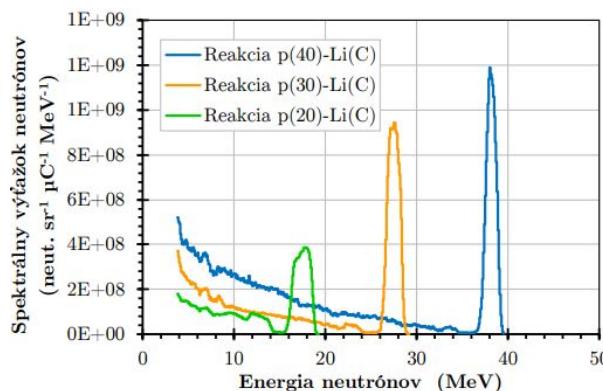
případně produkční rychlosť (faktor ty samé vztahy):

$$P = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{real}})}. \quad (48)$$

Tato měření pak pomohou pomoci v dalších odvětvích (tedy mimo NAA, té se věnuje předešlá otázka).

12.1.1 Měření účinných průřezů

Hojně využívané pro měření účinných průřezů prahových reakcí (na urychlovači). Jako zdroj neutronů se použije svazek protonů, které odstřelují tenkou Li folii ($p + Li$), což produkuje proud kvazimonoenergetických neutronů, které jsou dobře odlišitelné od pozadí. Dále možné využít beryliový terčík ($p + Be$).



Obrázek 29: Neutronové spektrum pro reakci ($p + Li$).

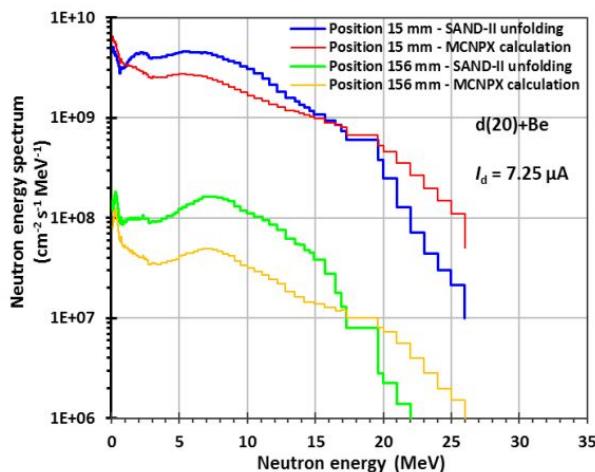
Tím, jak méním rychlosť primárních protonů jsem schopný sekundární neutronový peak posouvat do různých energiích. Tyto sekundární neutrony poté ozářují zkoumaný materiál, jehož

účinný průřez měřím. Takto změřím několik bodů (dle energie), které poté vyhodnocuji a dle čehož stanovím závislost σ na E . Tato metoda se využívá v ÚJF AV ČR v Řeži.

12.1.2 Spektrometrie neutronových polí

Spektrometrii neutronů je věnována celá předchozí otázka, tahle kapitolka je pouze o smektometrii aktivační technikou. Ve zkoumaném neutronovém poli se ozáří několik odlišných aktivačních detektorů: Cd, Mo, Y, Cu, In, Co apod., přičemž materiály se vybírají podle toho, jak jsou citlivé v jiných oblastech energie neutronů.

Po ozáření opět proběhne gamma spektrometrie a u každé folie se stanoví sada reakčních rychlostí. Jelikož známe průběhy účinných průřezů na těchto materiálech, je pak možné zpětně zrekonstruovat neutronové spektrum. K tomu se využívají různé kódy, my pracovali s kódem SAND-II (podobně jako v případě měření Bonnerovými sférami).



Obrázek 30: Zpětná rekompozice neutronového spektra pro reakci ($d + Be$).

12.1.3 Stanovení štěpných výtěžků

Aktivační metoda (neutron activation analysis, NAA) představuje klíčový nástroj pro kvantitativní analýzu štěpných produktů vznikajících při štěpení těžkých jader, jako je ^{235}U nebo ^{239}Pu . Tato metoda využívá měření gama záření emitovaného radionuklidy po jejich aktivaci neutrony a umožňuje stanovit relativní štěpné výtěžky jednotlivých produktů s vysokou přesností. Tato práce se zaměřuje na detailní popis principů NAA, její aplikaci na výpočet štěpných výtěžků a diskusi výhod a omezení této metody.

Štěpné výtěžky představují základní charakteristiku jaderného štěpení, vyjadřující relativní množství jednotlivých produktů vznikajících při této reakci. Přesné stanovení těchto výtěžků je nezbytné pro mnoho aplikací, včetně návrhu jaderných reaktorů, správy jaderného odpadu a základního výzkumu jaderné fyziky. Aktivační metoda (NAA) nabízí možnost měření s vysokou citlivostí a selektivitou, což ji činí oblíbenou pro analýzu produktů štěpení.

Princip metody

NAA je analytická technika založená na ozařování vzorku neutrony a následném měření gama záření emitovaného radionuklidů. Celý proces lze rozdělit do následujících kroků:

- a. Vzorek obsahující štěpný materiál (např. ^{235}U nebo ^{239}Pu) je umístěn do vhodného kontejneru, který odolá neutronovému ozařování. Velikost a geometrie vzorku jsou optimalizovány pro dosažení rovnoměrného ozáření.
- b. Vzorek je ozářen neutrony ve zdroji, například v jaderném reaktoru. Během ozáření probíhá štěpení těžkých jader, přičemž vznikají produkty štěpení, které jsou často samy o sobě radioaktivní. Současně dochází k aktivaci přítomných prvků.
- c. Po ozařování je vzorek přemístěn do gama spektrometru. Radioaktivní produkty emitují gama záření, jehož energie jsou charakteristické pro konkrétní radionuklid. Intenzita jednotlivých gama čar je přímo úměrná množství daného radionuklidu ve vzorku.
- d. Na základě změrených intenzit gama záření a znalosti detekční účinnosti, poločasů rozpadu a dalších parametrů lze vypočítat počet jader jednotlivých produktů štěpení. Relativní štěpné výtěžky se stanoví podle vztahu:

$$\boxed{\mathbf{Y}_i = \frac{\mathbf{N}_i}{\sum_j \mathbf{N}_j}}, \quad (49)$$

kde \mathbf{N}_i je počet jader i-tého produktu a $\sum_j \mathbf{N}_j$ je celkový počet jader všech detekovaných produktů štěpení.

Výhody:

- Vysoká citlivost: Detekce stopových množství radionuklidů.
- Selektivita: Identifikace specifických radionuklidů díky charakteristickým energiím gama záření.
- Nedestruktivní charakter: Vzorek lze použít pro další analýzu.

Omezení:

- Vyžaduje přístup k neutronovému zdroji, což omezuje její dostupnost.
- Náročné zpracování dat, zejména při překryvu gama čar.
- Manipulace s radioaktivními vzorky vyžaduje přísná bezpečnostní opatření.

Aplikace:

Metoda NAA je široce využívána v následujících oblastech:

- Studium produktů štěpení při různých energiích neutronů.
- Výzkum vlastností jaderného paliva.

- Analýza radioaktivních odpadů.

Stanovení štěpných výtěžků pomocí aktivační metody je účinným nástrojem pro studium jaderných procesů. Tato metoda poskytuje přesná a spolehlivá data o relativních výtěžcích jednotlivých štěpných produktů, což přispívá k hlubšímu pochopení jaderného štěpení a jeho aplikací.

13 Využití výzkumných reaktorů jako zdrojů neutronů

Výzkumné jaderné reaktory hrají klíčovou roli v rozvoji jaderné vědy a technologií. Na rozdíl od energetických reaktorů, jejichž primární účel je výroba elektriny, výzkumné reaktory slouží především k experimentálním, vzdělávacím a vývojovým účelům. Jsou navrženy tak, aby umožnily detailní studium neutronových polí, testování nových konstrukčních materiálů, vývoj jaderného paliva a získávání cenných dat pro validaci výpočetních metod a simulací.

Tyto reaktory také poskytují neutronové zdroje pro aplikace v medicíně (např. produkce radionuklidů pro diagnostiku a terapii), průmyslu (neutronová radiografie) a vědě (materiálový výzkum pomocí neutronového rozptylu). Díky své flexibilitě a schopnosti simulovat různé provozní podmínky hrají nezastupitelnou roli při řešení aktuálních výzev spojených s jadernou bezpečností, udržitelností a inovacemi v oblasti jaderné energetiky.

V České republice se výzkumné reaktory staly významnou součástí jaderného výzkumu. Mezi nejvýznamnější zařízení patří reaktory LVR-15, LR-0 v Řeži a VR-1, VR-2, které poskytují zázemí pro experimentální měření, přípravu odborníků a mezinárodní spolupráci. Výzkumné reaktory tak nejen podporují technický pokrok, ale také přispívají k mezinárodnímu sdílení poznatků a k budoucímu rozvoji celého oboru.

Informace ohledně způsobů využití jednotlivých výzkumných reaktorů na světě lze dohledat v databázi IAEA, Research Reactor Database. Nachází se tam veškeré informace ohledně vše výzkumných reaktorů, ve vše provozních stavech (plánované, ve výstavbě, v provozu, krátkodobě odstavené, dlouhodobě odstavené I vyřazené z provozu).

Způsoby využití lze rozdělit například podle toho, jestli se využívá přímo AZ reaktoru (uvnitř reaktoru) nebo jestli je reaktor pouze jako zdroj neutron (vně reaktoru). Tak trochu mimo leží vzdělávání a výcvik:

Tabulka 11: Výzkumné reaktory v provozu, dočasně odstavené, plánované a ve výstavbě.

Stav reaktoru	Počet reaktorů	Počet zemí
Celkem	257	56
Výuka / školení	161	51
Neutronová aktivační analýza	116	50
Výroba radioizotopů	82	41
Materiální ozařování	68	26
Neutronová radiografie	69	37
Neutronový rozptyl	44	28
Dopování křemíku	23	15
Geochronologie	24	21
Barvení drahokamů	20	12
Zachytávání neutronů borem pro terapii	15	12
Inovativní výzkum energie		
Příprava jaderných dat	16	9
Další aplikace	116	34

13.1 Neutronová aktivační analýza

Neutronová aktivační analýza (NAA) je jaderná analytická technika využívaná pro stanovení:

- Složení vzorků
- Nečistot ve vzorcích
- Stopových prvků ve vzorcích

NAA umožňuje získat jak kvalitativní, tak kvantitativní výsledky. Stabilní nuklidu po interakci s neutrony mohou vytvářet nestabilní izotopy. Tyto nestabilní izotopy jsou následně analyzovány pomocí vícekanálového analyzátoru.

Z detekované gama záření lze určit původní stabilní nuklidu, které byly ve vzorku přítomny před jeho ozářením. Tato technika je velmi užitečná pro přesné analýzy složení vzorků a sledování příměsí či stopových prvků.

Existuje několik typů neutronové aktivační analýzy, z nichž každá má specifické aplikace a vlastnosti:

- **Instrumentální NAA (INAA):** Standardní metoda bez chemické separace.
- **Cyklická instrumentální NAA (CINAA):** Používá opakované cykly ozařování a měření.
- **Epithermální instrumentální NAA (EINAA):** Využívá epithermální neutrony.
- **Radiochemická NAA (RNAA):** Zahrnuje chemickou separaci před měřením.
- **Předkoncentrační NAA (PNAA):** Před analýzou je prováděna předkoncentrace vzorku.
- **Odvozená NAA (DNAA):** Modifikace zahrnující derivace vzorku.
- **Promptní gama NAA (PGNAA):** Detekce gama záření během ozařování.
- **Zpožděná gama NAA (DGNAA):** Detekce gama záření po určitém zpoždění od ozařování.

NAA má širokou škálu využití např. v archeologii, geologii, geochemii, biomedicíně, nutriční a zdravotní vědě, a vědách týkajících se životního prostředí. Příklady z VR-1: tibetské mince, zdravotní doplňky, mamutí kosti, environmentální vzorky, vzorky lidské tkáně atd.

13.2 Ozařování materiálů

Ozařování materiálů se provádí z různých oblastech např. testování nových typů paliv, změny materiálu vlivem záření, teploty, tlaku atd. především pro použití v jaderných elektrárnách nebo nových typech reaktorů.

Lze použít speciální ozařovací místa, speciální smyčky s prostředím, tlakové nádoby atd.

13.3 Měření jaderných dat

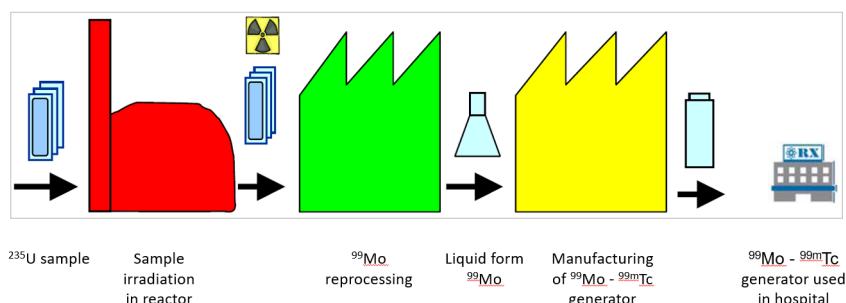
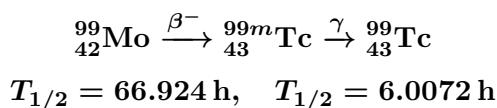
Výzkumné reaktory mohou být také používány k ověřování jaderných dat – data ze štěpení (výtěžky ze štěpení), data účinných průřezů, data o zpožděných neutronech, rozpadová data atd.

13.4 Produkce radioizotopů

Radioizotopy jsou používány v široké škále aplikací – medicína, průmysl, zemědělství, věda a výzkum. Příklady nejpoužívanějších radioizotopů jsou: ^{14}C , ^{24}Na , ^{32}P , ^{35}S , ^{38}Cl , ^{41}Ar , ^{51}Cr , ^{56}Mn , ^{60}Co , ^{54}Cu , ^{89}Sr , $^{99\text{m}}\text{Tc}$, ^{125}I , ^{131}I , ^{133}Xe , ^{153}Sm , ^{169}Yb , ^{170}Tm , ^{192}Ir , ^{198}Au , ^{177}Lu .

Pro nemedicínské aplikace jsou nejčastěji produkovány dva radioizotopy: ^{60}Co a ^{192}Ir (zdroje gama záření). Tyto izotopy jsou používány v oblastech jako gama zobrazování, gama radioterapie, kalibrační zařízení, sterilizace nástrojů apod.

V medicínské oblasti je nejčastěji používán $^{99\text{m}}\text{Tc}$ z ^{99}Mo . Tento izotop se využívá v 80 % případů diagnostiky nádorů pomocí radioizotopů. ^{99}Mo vzniká jako produkt ze štěpení ^{235}U . Uranový vzorek je ozářen v reaktoru, kde vznikne štěpením ^{99}Mo , který je následně přepracován do tekuté formy.



Obrázek 31: Cesta radioizotopu

Jsou potřebné vysoké neutronové toky, přibližně $10^{13} - 10^{14} \text{ n/s/cm}^2$. V současnosti provozované reaktory pro produkci ^{99}Mo jsou: BR2 (Belgie), HRF (Nizozemsko), LVR-15 (Česko), OPAL (Austrálie), MARIA (Polsko), RA-3 (Argentina), Itálie (Pavia)

13.5 Transmutace – dopováni křemíku a barvení kamenů

Dopování křemíku:

Během ozařování křemíkových ingotů tepelnými neutrony v reaktoru dochází ke vzniku nečistot, což zlepšuje vodivost křemíkového polovodiče. Přírodní křemík obsahuje cca 3 % ^{30}Si , který je vhodný k dopování.



Křemík je čtyřmocný prvek, zatímco fosfor je pětimocný. Když se v matrici krystalů křemíku vytvoří fosfor, čtyři z jeho valenčních elektronů vytvoří vazby podobné okolním atomům křemíku a extra valenční elektron se uvolní. Tento volný elektron v krystalu je dostupný jako volný nosič náboje, který mění vodivost krystalu.

Křemík je k tomuto nevhodnější, ale existují i jiné materiály např. germanium. Opět jsou potřeba vysoké neutronové toky cca $10^{13} - 10^{14}$ n/s.cm².

Barvení drahých kamenů:

Barvení drahokamů je založeno na myšlence, že po ozáření mohou některé drahokamy změnit svou barvu na atraktivnější a hodnotnější.

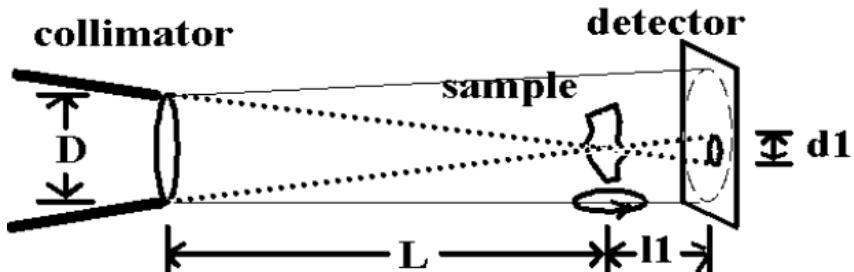
Ozáření může být provedeno rychlými neutrony nebo vysokoenergetickým gama zářením. Nádoby jsou stíněné (bór, kadmium) za účelem potlačení ozáření tepelnými neutrony a použití pouze rychlých neutronů ($10^{13} - 10^{14}$ n/s.cm²). Po ozáření je nutné nechat klesnou aktivitu, doba záleží na typu kamenů, ale obvykle několik měsíců.

Drahé kameny se obvykle vkládají do ozařovacího kontejneru o hmotnosti asi 2 kg kamenů, které se nakládají k aktivní zóně. Dominantně je ozařován topaz, který po ozáření mění barvu z bílé/průhledné na modrou. V některých zemích je barvení drahokamů zakázáno. V Řeži to dělali, ale už to mají zakázané.

13.6 Neutronové zobrazování

Neutronové zobrazování je metoda určená k pozorování vnitřních struktur neprůhledných objektů. Jedná se o nedestruktivní metodu. Funguje na stejném principu jako rentgenové zobrazování. Rozdíl je pouze v interakci neutronu s látkou, což poskytuje jiný kontrast než rentgen. Mezi další zobrazovací metody patří například:

- Rentgenové zobrazování
- Gama zobrazování

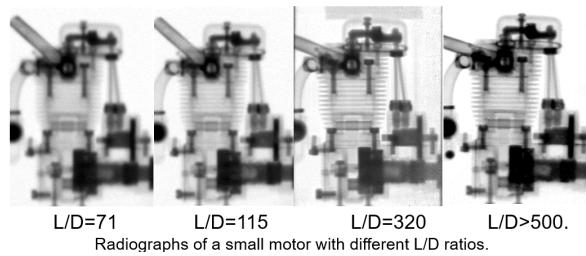


Obrázek 32: Neutronové zobrazování

Základní princip: Intenzita paprsku je po průchodu zobrazovaným objektem utlumena v závislosti na tloušťce a materiálu objektu. Útlum je dán materiálovým složením vzorku – míra pravděpodobnosti interakce je dána účinným průřezem. Toto zeslabení závisí na:

- Tloušťce objektu
- Materiálu, ze kterého je objekt vyroben

Existuje několik metod NI (neutron imaging): neutronová radiografie (2D zobrazování – vytváří se pouze 2D obraz zobrazovaného předmětu), neutronová počítačová tomografie (3D zobrazování – pomocí sady 2D obrazů pod různými úhly lze počítačově provést 3D rekonstrukci

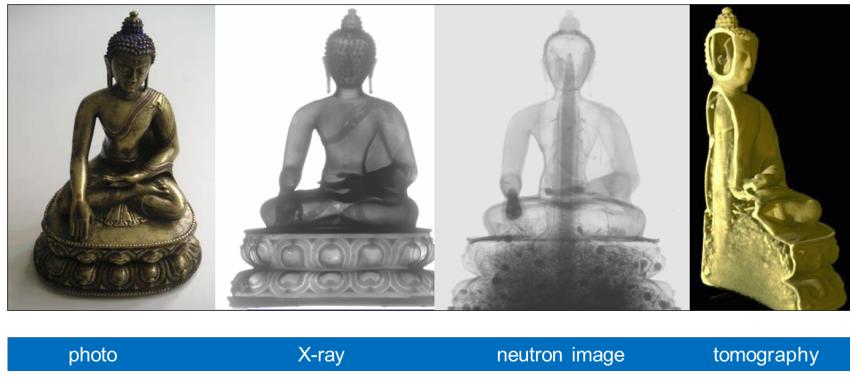


Obrázek 34: Rozlišení podle L/D

obrazu), stroboskopické zobrazování (zobrazování dynamických procesů). Nově patří do neutronového zobrazování i další pokročilé metody: energeticky selektivní zobrazování (používá se velmi úzké neutronové spektrum), neutronová mřížková interferometrie, zobrazování pomocí polarizovaných neutronů, zobrazování ve vysokém rozlišení.

Dříve se používaly jako detektory fotografické filmy s konvertorem neutronů, v současnosti se používají digitální systémy založené na kombinaci kamery (CCD nebo CMOS) scintilátor.

NI má širokou škálu použití např. archeologie, kulturní dědictví, jaderný průmysl, výzkum palivových článků, výzkum baterií, environmentální věda – rostliny, průmyslové výrobky atd.

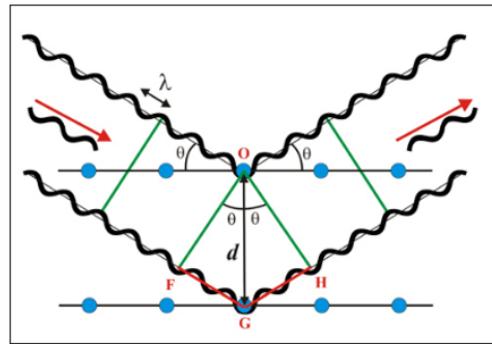


Obrázek 33: Příklady prosvícení neutrony.

13.7 Rozptylové reakce

Rozptylové aplikace jsou založeny na částicově-vlnové dualitě neutronů. Zkoumání materiálu je založeno především na koherentním rozptylu neutronů. Tepelné neutrony mají vlnovou délku podobnou meziatomovým vzdálenostem, díky tomuto jevu je možné určovat vzdálenosti mezi jednotlivými atomy. Neutrony nemají náboj, proto se dostanou snáze do vnitřních struktur materiálů.

Příkladem rozptylových aplikací je neutronová difrakce – jedná se o pružný koherentní rozptyl, který se řídí Braggovým zákonem. Další příklady jsou rozptyl do malých úhlů (SANS – small angle neutron scattering) a zpětný rozptyl (back scattering).

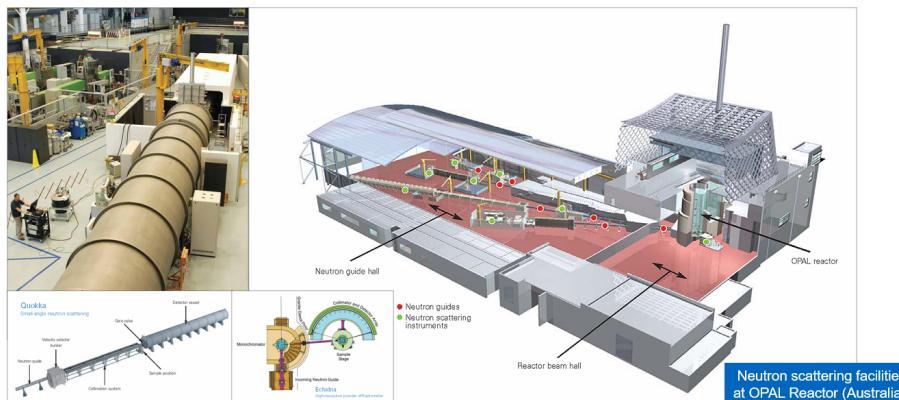


$$\text{Braggův zákon} \quad n\lambda = 2d \sin \theta$$

Obrázek 35: Braggův zákon.

Rozptylové aplikace se používají především v oblasti materiálového výzkumu, jako jsou fyzika a chemie kondenzovaných látek, nanotechnologie, věda o polymerech, výzkum udržitelné energie, senzory a chytré materiály atd.

Svazky můžou být vyvedeny i mimo hlavní budovu reaktoru.



Obrázek 36: OPAL Scattering

13.8 Borová záchytová terapie

Borová záchytová terapie je určena především k léčbě nádorů hlavy a krku. Je založena na interakci neutronového svazku s ^{10}B , který je umístěn do speciálního roztoku. Ten je absorbován nádorem, který je poté bombardován svazkem neutronů. Dochází k (n, α) reakci a vzniklé alpha záření poškozuje okolní nádorovou tkáň.

Klinické studie byly provedeny v řadě zemí: Japonsko, Spojené státy americké, Finsko, Švédsko, Česká republika, Argentina. Současný trend je přesouvat léčbu z výzkumných reaktorů na urychlovače, které mohou být umístěny přímo v nemocnicích a poskytnou příjemnější prostředí pro pacienty.

13.9 Vzdělávání a školení

Výzkumné reaktory poskytují vynikající možnosti pro vzdělávání i školení. Jsou vhodné pro výuku studentů na všech úrovních univerzitního vzdělávání a pro školení odborníků z průmyslu a výzkumných institucí. Mezi klíčové skupiny, které mohou těžit z výcviku na výzkumných reaktorech, patří:

- Personál jaderných elektráren
- Personál výzkumných reaktorů
- Inspektori regulačních orgánů
- Inspektori radiační ochrany z různých organizací
- Hasičské záchranné sbory

Výzkumné reaktory jsou obzvláště vhodné pro jaderné vzdělávání studentů na všech třech úrovních akademického vzdělání. Výzkumné reaktory podporují široké spektrum studijních programů.

Výzkumné reaktory slouží také jako cenný nástroj pro zapojení veřejnosti, umožňují exkurze a návštěvy, které podporují porozumění jaderné vědě a technologii.

14 Konstrukce a provoz výzkumných reaktorů

Pro pojem "výzkumný reaktor" neexistuje jednotná definice, zahrnuje širokou škálu neenergetických reaktorů, od podkritických souborů přes kritické soubory a reaktory s nízkým výkonem až po výzkumné reaktory s vysokým výkonem.

Rozdělení výzkumných reaktorů také není jasně definované. Například IAEA používá dělení podle výkonu:

- Výzkumné reaktory nízkého výkonu do 250 kW,
- Výzkumné reaktory středního výkonu od 250 kW do 1 MW,
- Výzkumné reaktory vysokého výkonu nad 1 MW.

Informace o výzkumných reaktorech lze najít v databázi Research Reactor Database (RRDB), provozované IAEA.

V ČR je podle atomového zákona 263/2016 Sb. výzkumný reaktor definovaný jako:

Výzkumným jaderným zařízením se rozumí jaderné zařízení s jaderným reaktorem, které se využívá jako zdroj ionizujícího záření pro účely výzkumu, vzdělávání, výroby radionuklidů, neutronové radiografie, zkoušení materiálů nebo poskytování zdravotních služeb, jejichž odvod tepla nepřesahuje 50 MW a jejichž hlavním účelem není výroba elektřiny nebo tepla.

Podkritický soubor:

Zařízení, které není schopné udržet štěpnou řetězovou reakci bez externího zdroje neutronů. Jako zdroj neutronů lze použít urychlovače, generátory neutronů nebo radionuklidové zdroje (například ^{252}Cf). Příklady:

- VR-2,
- DEPHI (Nizozemsko)
- YALINA (Bělorusko).

DELPHI subcritical assembly



Obrázek 37: DELPHI.

YALINA subcritical assembly

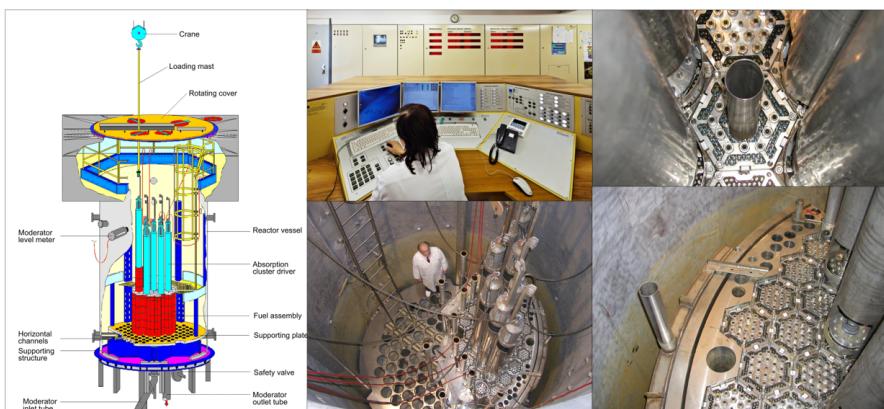


Obrázek 38: YALINA.

Reaktory nízkého výkonu:

Určeny především pro výuku a vzdělávání. Existují různé řady reaktorů:

- AGN, navrženo Aerojet General Nucleonics (USA),
- SUR, navrženo Siemens (Německo),
- ARGONAUT, navrženo Argonne National Laboratory (USA),
- SLOWPOKE, navrženo Atomic Energy of Canada Limited (Kanada),
- TRIGA, navrženo General Atomics (USA): tři modely – Mark I (bez horizontálních svazků), Mark II (několik horiz. svazků) a Mark III.



Obrázek 39: LR0

Reaktory středního a vysokého výkonu:

Žádné typy VR reaktorů středního a vysokého výkonu jako u nízkovýkonových reaktorů (AGN, SUR, ARGONAUT, TRIGA, ...). Obvykle použitá unikátní konstrukce a nestaví se více než 2-3 stejné reaktory. Hlavním důvodem unikátní konstrukce VR středního a vysokého výkonu jsou vysoké provozní důvody:

- Vysoké počáteční investice,

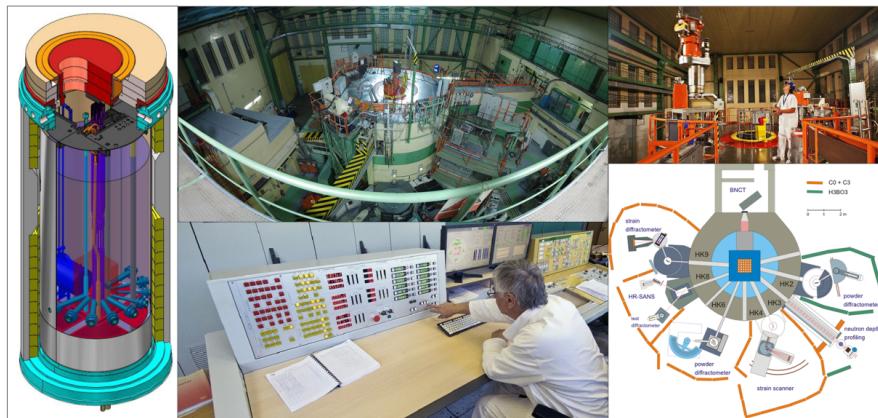
- vysoká spotřeba paliva,
- rozsáhlé a drahé přístrojové vybavení,
- velký počet zaměstnanců.

Efektivní využití reaktoru je nutné pro dlouhodobě udržitelný provoz, to znamená, že reaktory středního nebo vysokého výkonu musí být navrženy pro určité očekávané využití a pro specifické podmínky v zemi/regionu.

Příkladem těchto reaktorů mohou být:

- Střední výkon: RA-6 (Argentina, max. 1 MW), HOR (Nizozemsko, max. 2 MW),
- Vysoký výkon: FRM II (Německo, max. 20 MW), OPAL (Austrálie, max. 20 MW), LVR-15 (ČR, max. 10 MW).

High power research reactors - LVR-15 Reactor



Obrázek 40: LVR15

Reactor class	Excess reactivity	Power	Cooling	General purpose
Subcritical assembly	$\leq -0.7 \$$	-----	Natural	Research reactors
Critical assembly	$\leq +0.7 \$$	-----	Natural	Production reactors
Low power research reactor	$> +0.7 \$$	$\leq 250 \text{ kW}$	Natural	Demonstration reactors
Medium power research reactor	$> +0.7 \$$	$250 \text{ kW} - 2 \text{ MW}$	Forced/natural	Multipurpose reactors
High power research reactor	$> +0.7 \$$	$\geq 2 \text{ MW}$	Forced	Training reactors
Reactor spectra	Core phase	Core construction	Reactor construction	Utilisation
Thermal reactors	Solid reactors	Homogeneous reactors	Pool type reactors	Material testing reactors (MTR)
Fast reactors	Liquid reactors	Heterogeneous reactors	Tank type reactors	High flux reactors (HFR)...
		Mixed reactors	Tank-in-pool reactors	Other classifications according
				Moderators
				Coolants...

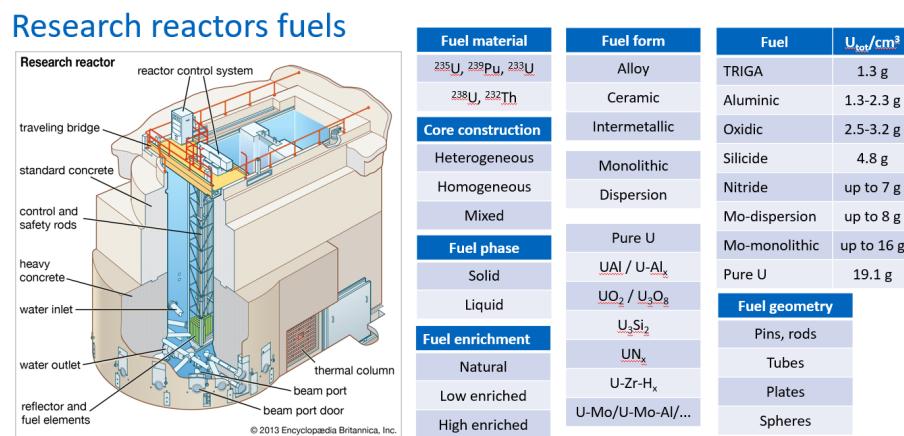
Obrázek 41: Rozdělení výzkumných reaktorů.

Paliva výzkumných reaktorů

Co se týče paliv může se jednat o nejrůznější kombinace materiálů, konstrukcí, obohacení, geometrie, forem a stavů. U výzkumných reaktorů není mnoho konstrukčních řad jako u elektráren. Většinou se jedná o unikátní design:

- Materiály: ^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th ,
- Obohacení: přírodní, LEU, HEU,
- Geometrie: pelety/tyče (EK-10 nebo TRIGA), trubky (VR-1 nebo LVR-15), desky (McMaster nebo OPAL), koule, prstencovité deskové palivo (FRM-II)
- Forma: slitina, keramika, kovové,
- Stav: pevný, kapalný.

Snaha o přechod na nízké obohacení u vše výzkumných reaktorů. Někde se to podařilo, někde to je horší. VR-1 přechod 2005, např FRM-II (Mníchov) má stále HEU.



Obrázek 42: Paliva výzkumných reaktorů.

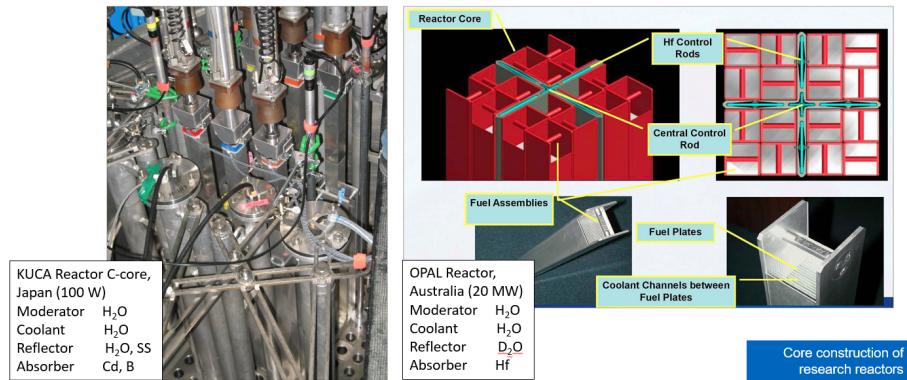
Konstrukce výzkumných reaktorů

Opět co se týče konstrukce může se jednat o nejrůznější kombinace. Konstrukce – bazénový typ (VR-1), tankový typ (LVR-15), tank v bazénu (FRM-II). Základní konstrukční částí výzkumného reaktoru:

- Palivo,
- moderátor,
- chladivo,
- reflektor,
- absorbátory (tyče),
- neutronový zdroj,
- experimentální vybavení (in-core / ex-core),
- stínění,
- řídící systém.

Komplexnost jednotlivých systémů závisí na výkonu a komplikovanosti reaktoru.

Moderátor – voda, těžká voda, grafit, polyethylen **Chladivo** – voda, těžká voda, vzduch, helium **Reflektor** – beryllium, grafit, voda, těžká voda, polyethylen, ocel, **Absorbátory** – bor, kadmium (VR-1), hafnium (OPAL), ocel, europium



Obrázek 43: Konfigurace AZ

Experimentální vybavení

Každý výzkumný reaktor je vybaven různými typy instrumentů pro provádění experimentů, podle toho, k čemu je využíván. Experimentální vybavení je možné rozdělit podle toho, jestli se nachází přímo v AZ reaktoru nebo vně.

Exp. Vybavení v AZ:

- Ozařovací pozice – přímo v AZ, v reflektoru, atd.
- Pneumatický systém
- Vertikální ozařovací kanály
- Smyčky

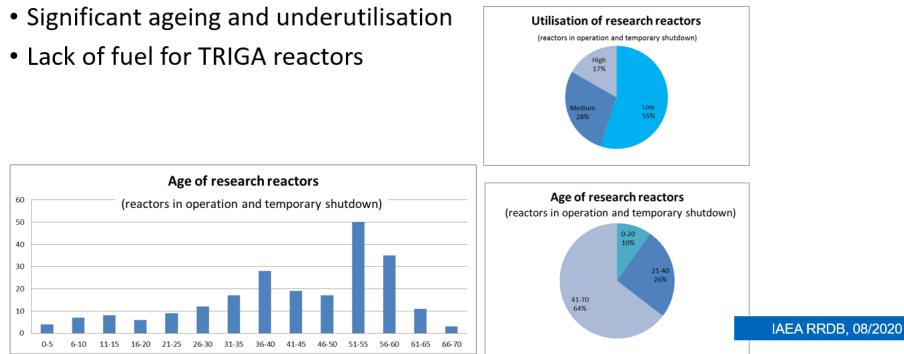
Exp. Vybavení mimo AZ:

- Horizontální kanály – radiální a tangenciální kanály
- Zdroj chladných neutronů
- Tepelná kolona
- Horké komory

Provoz výzkumných reaktorů

Provoz výzkumných reaktorů je závislý na jejich výkonu (od miliwattů až po stovky watů) a způsobu využití. Dále závisí, zda se jedná o ustálený provoz nebo provoz v pulzním režimu nebo jestli například dochází k velké valabilitě provozu (časté změny výkonu, odstavování a spouštění reaktoru).

- Significant ageing and underutilisation
- Lack of fuel for TRIGA reactors



Obrázek 44: Situace ohledně VR

Provoz reaktorů nízkého výkonu se většinou liší od provozu reaktorů vysokého výkonu. Reaktory nízkého výkonu jsou často provozovány v denní směnách, zatímco reaktory vysokého výkonu v cyklech, kde provoz probíhá 24/7.

Radiační ochrana a bezpečnost:

Obvykle zanedbatelný nebo malý dopad na životní prostředí a místní obyvatelstvo při běžném provozu, včetně potenciálních havárií. Může mít významný dopad na personál reaktoru při manipulaci s palivem, neutronovými zdroji, ozářenými vzorky nebo při použití experimentálního vybavení.

Bezpečnost a ochranná opatření ve výzkumných reaktorech:

Výzkumné reaktory jsou obvykle velmi odolné vůči radiologické sabotáži. Riziko krádeže jaderného materiálu je značné.

Jaderná bezpečnost ve výzkumných reaktorech:

Výzkumné reaktory jsou citlivější z hlediska kritičnosti havárií kvůli zpoždění negativních zpětných účinků při nízké úrovni výkonu (tj. wattech nebo několika kilowattech). Změny výkonu a reaktivity často vyžadují větší pozornost kinetice a dynamice reaktoru. Vliv experimentálního vybavení a vzorků v aktivní zóně a reflektoru může být také velmi důležitý a může významně ovlivnit provoz reaktoru.

14.0.1 Situace ve světě ohledně VR

V posledních 10–20 letech bylo v USA mnoho výzkumných reaktorů odstaveno a dekomisováno. Podobná situace nastává v Evropě, avšak s přibližně desetiletým zpožděním. Současně jsou však ve světě uvedeny do provozu nebo jsou ve fázi výstavby nové výzkumné reaktory.

Nové výzkumné reaktory v provozu nebo ve fázi uvedení do provozu:

- Jordánsko: JRTR reaktor
- Ruská federace: PIK reaktor
- Čína: CARR reaktor

Nové výzkumné reaktory ve výstavbě:

- Argentina: RA-10 reaktor, CAREM-25 reaktor (demonstrativní reaktor)
- Francie: JHR (Jules Horowitz Reactor)
- Saúdská Arábie: LP RR reaktor
- Ruská federace: MBIR reaktor, IRV-2M reaktor
- Ukrajina: KIPT podkritické zařízení
- Tádžikistán: ARGUS FTI homogenní reaktor
- Česká republika: VR-2 podkritické zařízení

Zatímco některé státy čelí poklesu počtu výzkumných reaktorů, jiné investují do nové generace zařízení, címž zajišťují pokračující výzkum a vývoj v oblasti jaderné energetiky.

15 Bezpečnostní aspekty provozu výzkumných reaktorů

15.1 Úvod do bezpečnosti jaderných reaktorů (obecně)

Skutečnost, že reaktor existuje, neznamená, že je automaticky bezpečný, a provoz reaktoru neznamená automaticky jeho bezpečný provoz. Klíčové otázky, které je třeba si klást, zahrnují:

- Co je bezpečné? Co je nebezpečné? Co je dostatečně bezpečné?
- Kdo může deklarovat, že je něco bezpečné (nebo nebezpečné)?
- Jak můžeme měřit bezpečnost?
- Máme stejné standardy nebo limity pro bezpečnost na celém světě?

PROČ? – 3S koncept

Každý reaktor musí splňovat koncept 3S:

- Safety (bezpečnost)
- Security (ochrana)
- Safeguard (zárukový proces)

Bezpečný a bezpečně chráněný provoz jakékoliv jaderné instalace je dosažen prostřednictvím plného přijetí, dodržování a ověřování všech požadavků na bezpečnost, ochranu a záruky.

KDY? – Životní cyklus reaktoru

Bezpečnostní požadavky se týkají celého životního cyklu reaktoru, který zahrnuje:

- Záměr stavby jaderné instalace
- Výběr lokality a hodnocení místa
- Návrh
- Výstavba
- Uvádění do provozu
- Provoz
- Vyřazování z provozu
- Uvolnění z regulačního dohledu

KDO? – Klíčové subjekty reaktoru

V oblasti jakékoli jaderné instalace (například výzkumný reaktor nebo jaderná elektrárna) působí tři hlavní subjekty:

- Stát
- Regulační orgán
- Provozovatel

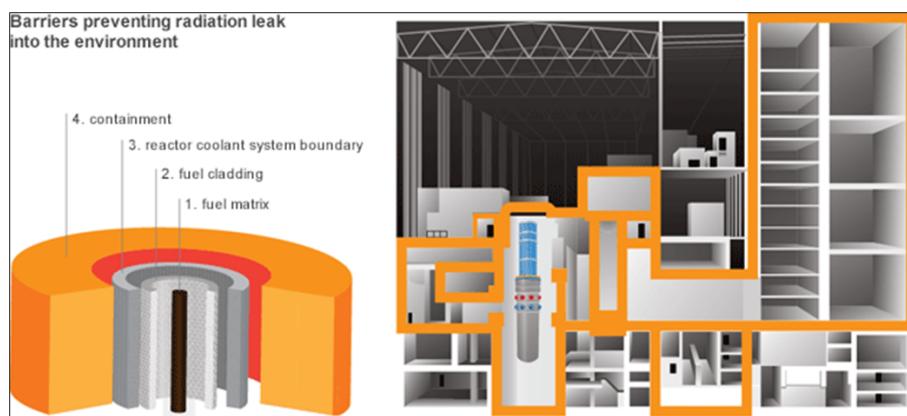
Mezinárodní agentura pro atomovou energii (IAEA) hraje také významnou roli.

JAK? - Základní principy bezpečnosti reaktoru

Bezpečnost reaktoru je velmi složitý úkol, který by měl být řešen prostřednictvím úzké spolupráce mezi všemi klíčovými subjekty (stát, regulační orgán a provozovatel). Tento proces by měl být iterativní a periodický.

Filozofie bezpečnosti reaktoru zahrnuje bezpečnostní cíle založené na konceptu víceúrovňové obrany (*defence in depth*) a bezpečnostních principech. Příklad víceúrovňové obrany zahrnuje bariéry, které chrání proti úniku štěpných produktů do prostředí:

- Bariéra 1: Materiál jaderného paliva (matrice)
- Bariéra 2: Pokrytí jaderného paliva
- Bariéra 3: Primární okruh
- Bariéra 4: Ochranná obálka (containment)



Obrázek 45: Ochrana do hloubky.

Lze rozdělovat 5 úrovní ochrany do hloubky:

- a. Prevence abnormálního provozu a poruch

- b. Řízení abnormálního provozu a detekce poruch
- c. Řízení havárií v rámci návrhové základny
- d. Řízení těžkých podmínek zařízení, prevence eskalace havárie a zmírnění následků těžkých havárií
- e. Zmírnění radiologických důsledků významného úniku radioaktivních látek

S tím souvisí nějaké technické a administrativní požadavky, zahrnující:

- Redundance: Použití tří stejných měřicích linek systému I&C reaktoru.
- Diverzita: Použití různých typů detektorů nebo softwaru pro stejné měřicí linky.
- Nezávislost: Například systémy odstavení reaktoru využívající spouštění tyčí a odvodnění bazénu.
- Konzervativnost: Vždy předpokládat nejhorší možné scénáře.
- Kvalita technologií a procesů: Zajištění kvality.
- Vysoká úroveň výcviku klíčového personálu ve všech fázích životního cyklu reaktoru.

Otázky "Co je bezpečné? Co je nebezpečné? Co je dostatečně bezpečné?" jsou klíčové pro hodnocení bezpečnosti jaderných zařízení. Bezpečnostní analýza zahrnuje celkový rozsah fyzikálně dosažitelných hodnot zkoumaného parametru, který je analyzován, aby byl určen bezpečný rozsah tohoto parametru. Tyto analýzy jsou podrobně popsány v dokumentu *Bezpečnostní analýza* (Safety Analysis Report, SAR).

Omezení zkoumaného parametru jsou dále definována včetně bezpečnostních rezerv, které zajišťují ochranu i za neobvyklých okolností. Tato omezení a bezpečnostní rezervy jsou popsány v dokumentu *Provozní limity a podmínky* (Operational Limits and Conditions, OLC).

15.2 Bezpečnost výzkumných reaktorů

Bezpečnost výzkumných reaktorů zahrnuje specifické aspekty související s jejich provozem. Výzkumné reaktory jsou citlivější na nehody související s kritičností kvůli zpoždění negativní zpětné vazby při nízkých úrovních výkonu (rádově wattů až kilowattů). Časté změny výkonu a reaktivitu vyžadují zvýšenou pozornost kinetice a dynamice reaktoru. Další důležitou roli hraje vliv experimentálního vybavení a vzorků umístěných v jádru nebo reflektoru, které mohou významně ovlivnit provoz reaktoru.

Hlavní faktory ovlivňující bezpečnost výzkumných reaktorů:

- Využití reaktoru
- Experimentální vybavení
- Modifikace technologie reaktoru, I&C a experimentálních zařízení
- Odstupňovaný přístup

- Prodloužené odstávky

Postulované iniciační události (PIE):

Pro výzkumné reaktory byly identifikovány různé postulované iniciační události, které mohou vést k nehodám:

- **Ztráta elektrického napájení**
- **Nadměrná vnesená reaktivita:**

- Kritičnost během manipulace s palivem a jeho zavádění
- Selhání pohonu nebo celého systému pohonu regulačních tyčí
- Zavedení studené nebo horké vody
- Změny v moderátoru (například tvorba bublin, únik těžké vody D_2O do systému s lehkou vodou H_2O)
- Vliv experimentů a experimentálních zařízení (například zaplavení, tvorba dutin, teplotní vlivy, zavedení štěpného materiálu nebo odstranění absorpčního materiálu)
- Neúmyslné vysunutí regulačních tyčí
- Chyby při údržbě zařízení pro řízení reaktivity
- Falešné signály z řídicího systému

- **Ztráta toku chladicí kapaliny**

- Selhání primárního čerpadla
- Snížení průtoku primární chladicí kapaliny (např. kvůli selhání ventilu nebo blokaci v potrubí či tepelném výměníku)
- Blokace kanálu pro palivo nebo snížení průtoku (např. kvůli cizímu materiálu)

- **Ztráta chladicí kapaliny**

- prasknutí potrubí nebo poškození bazénu

- **Chybné zacházení s vybavením nebo jeho selhání**

- **Speciální interní události**

- například požáry, výbuchy, interní záplavy nebo bezpečnostní incidenty

- **Externí události**, jako jsou zemětřesení, záplavy, tornáda nebo požáry

- **Lidské chyby**

Bezpečnost výzkumných reaktorů je zajištěna konceptem obrany do hloubky, který zahrnuje následující 3 úrovně (poslední 2 nejsou pro výzkumné reaktory):

- a. Prevence abnormálního provozu a selhání
- b. Řízení abnormálního provozu a detekce selhání
- c. Řízení nehod v rámci návrhových podmínek

- d. Řízení těžkých podmínek v elektrárně a zmírnění následků vážných nehod
- e. Zmírnění radiologických důsledků významného uvolnění radioaktivního materiálu

Bezpečnostní zpráva (SAR):

Bezpečnostní zpráva pro výzkumné reaktory (Safety analysis report (SAR)) má strukturu přizpůsobenou specifickým potřebám těchto zařízení, přestože obsah je obdobný jako u energetických reaktorů. Obsahuje následující kapitoly:

- Popis zařízení
- Bezpečnostní cíle a inženýrské požadavky
- Charakteristika lokality
- Budovy a konstrukce
- Chladicí systémy a další propojené systémy
- Bezpečnostní systémy, instrumentace a kontrola
- Limity provozu a podmínky
- Plánování a připravenost na mimořádné situace

Limity a podmínky (LaP):

Na základě *Operational Limits and Conditions and Operating Procedures for Research Reactors*, IAEA Specific Safety Guide, NS-G-4.4, IAEA 2008 a IAEA Specific Safety Guide, SSG-20, IAEA 2012:

- Bezpečnostní limity
- Nastavení bezpečnostních systémů
- Omezující podmínky pro bezpečný provoz
- Požadavky na dohled
- Administrativní požadavky

15.3 Nehody na výzkumných reaktorech

Specifické aspekty jaderné bezpečnosti na výzkumných reaktorech vyplývají z jejich citlivosti na nehody související s kritičností. Tato citlivost je způsobena zpožděním negativních zpětných vazeb při nízkém výkonu (řádově wattů až kilowatty). Časté změny výkonu a reaktivitu vyžadují zvýšenou pozornost kinetice a dynamice reaktoru. Navíc experimentální instrumentace a vzorky v jádru a reflektoru mohou významně ovlivnit provoz reaktoru.

Typickými nehodami jsou nehody s kritičností, nehody při přechodových stavech, ozáření personálu.

- Kritičnostní nehody, například:

- Skládání AZ
- Zavážení paliva
- Přesun paliva
- Úpravy jádra
- Manipulace s reflektorem nebo absorpčními materiály
- Experimentální instrumentace (vkládání, odstraňování, selhání)
- Lidské chyby
- Přechodové nehody (transientní nehody)
- Radiační expozice personálu reaktoru

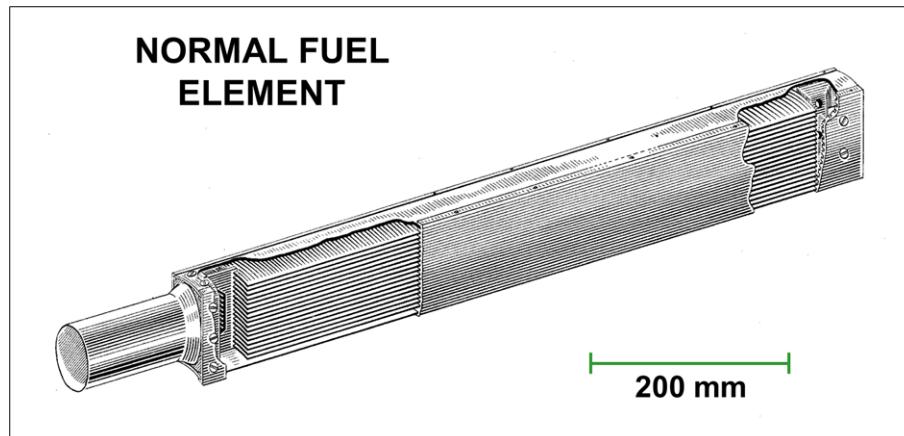
15.3.1 Příklad nehody s kritičností – RA-2

Dne 23. září 1983 došlo k vážné nehodě v argentinském výzkumném reaktoru RA-2, umístěném v Centru Atómico Constituyentes poblíž Buenos Aires. Reaktor RA-2 byl lehkovodní bazénový reaktor s nulovým výkonem (10 W), využívající palivo typu MTR s 90% obohacením uranu. Sloužil především k testování a výcviku.

Průběh nehody

Operátor (15 let zkušeností) prováděl změny konfigurace AZ reaktoru za účelem přípravy na experiment s využitím pulzního zdroje. Protokoly vyžadovaly, aby byla před jakoukoli úpravou konfigurace reaktoru zcela odstraněn moderátor. Operátor však tento krok provedl pouze částečně, čímž porušil stanovené bezpečnostní postupy.

Během úprav byly do reaktoru vloženy dva palivové články bez odpovídajících kadmiových regulačních desek. Druhý z těchto článků byl vložen pouze částečně, což vedlo k náhlému dosažení kritičnosti a následné energetické exkurzi. Během několika desítek milisekund došlo k uvolnění energie přibližně 10 MJ (odpovídající přibližně 3×10^{17} štěpných reakcí).



Obrázek 46: Palivový soubor reaktoru RA-2

Důsledky nehody

Operátor, který byl v té době jedinou osobou přítomnou v reaktorové hale, obdržel smrtelnou dávku radiace odhadovanou na 20-21 Gy a 17-22 Gy od neutronů. Nejvyšší expozice byla zaznamenána v horní pravé části jeho těla. Asi 25 minut po nehodě se u něj objevily příznaky akutní radiační nemoci, jako zvracení, silné bolesti hlavy a průjem. Jeho stav se rychle zhoršoval a zemřel dva dny po nehodě, 25. září 1983.

Další dvě osoby, které se nacházely v kontrolní místnosti, obdržely dávky přibližně 0.15 a 0.2 od gama. 11 dalších pracovníků bylo vystaveno dávkám ??? bez zjevných zdravotních následků.

Vyšetřování a poučení

Vyšetřování odhalilo několik závažných porušení bezpečnostních protokolů:

- **Nedostatečné odstranění moderátoru:** Moderující voda nebyla před úpravami konfigurace AZ zcela odstraněna.
- **Nesprávné umístění palivových článků:** Dva palivové články byly ponechány uvnitř reaktoru v kontaktu s grafitovým reflektorem.
- **Chybné pořadí operací:** Sekvence změn v pozicích palivových článků snížila podkritičnost systému.
- **Nesprávné vložení palivových článků:** Dva články byly vloženy bez odpovídajících kadmiových regulačních desek.
- **Nedostatečný dohled:** Operace byly prováděny bez přítomnosti bezpečnostního pracovníka nebo supervizora. Neexistence schváleného plánu pro změnu konfigurace

Tato nehoda, klasifikovaná jako úroveň 4 na Mezinárodní stupnici jaderných událostí (INES), zdůrazňuje kritickou důležitost přísného dodržování bezpečnostních protokolů, školení personálu a důsledného dohledu při provozu jaderných zařízení.