

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	4
2	Měření rozložení hustoty toku	5
3	Kritický experiment	6
4	Prostorové a energetické rozložení hustoty toku, spektrální indexy	7
5	Měření kinetických parametrů	8
6	Režimy a provoz neutronových detektorů	9
7	Neutronové zdroje	10
8	Spektrometrie neutronů	11
9	Interakce gamma záření	12
9.1	Základní poznatky	12
9.1.1	Zdroje fotonů	12
9.1.2	Členění fotonů	12
9.2	Interakce gamma záření s látkou	13
9.2.1	Primární interakce	13
9.2.2	Druhotné efekty	16
9.3	Charakteristika gamma spektra	17
9.3.1	Tvar gamma spektra	17
9.3.2	Další efekty	19
9.3.3	Měření	19
9.4	Detektory gamma záření	20
9.4.1	Základní typy detektorů	20
9.4.2	Základní charakteristiky	21
9.4.3	Kalibrace detektorů	22
10	Aktivační měření, gama spektroskopie	24
10.1	Zdroje neutronů	24
10.1.1	Radionuklidové zdroje	24
10.1.2	Zbylé zdroje	25
10.1.3	Zdroje pro aktivační měření	25
10.2	Fyzikální principy aktivačních měření	26
10.2.1	Reakční rychlost	26
10.2.2	Generátorové rovnice	27
10.2.3	Aplikace filtrů	28
10.3	Využití gamma spektroskopie	28
11	Aktivační analýza	29
12	Měření neutronů aktivační metodou	30
13	Využití výzkumných reaktorů	31
14	Konstrukce a provoz výzkumných reaktorů	32
15	Bezpečnost výzkumných reaktorů	33

1 Metody měření reaktivity a stanovení charakteristiky absorpční tyče

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

3 Kritický experiment

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

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

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

7 Měření základních charakteristik radionuklidových, generátorových a fotoneutronových zdrojů neutronů

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

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 nestabilní a energie se zbavují za pomoci 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, pokud k němu nedojde do XX sekund, 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 úplně na nulu, je vzniklý peak rozmazaný.
- EC – 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, nestabilní jádra se mohou energie zbavit tak, 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 nabitou částici působí zrychlení (zatáčí vlivem magnetického pole, k čemuž postačí Coulombovské pole vzbuzené jádrem), což je doprovázeno ztrátou energie ve formě brzdného záření. Záření je spojitě 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 spousta peaků, jelikož záleží na přesném módu přestupu ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ apod.).

- **Gamma fotony** – vznikají deexcitací jádra. Opět čátové 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 $\lambda \ll 10^{-10}$ m, což je výrazně méně než meziatomové vzdálenosti v mřížce. Někdy se chová jako vlna (fotoefekt), jindy jako kulička (Comptonův rozptyl).

Jelikož nejde o nabitě 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).

Koeficient 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 absorbním 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 nabitě částice (elektrony), které je možné detekovat.

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**:

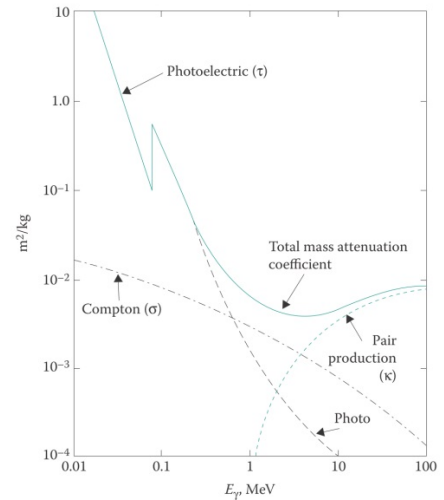
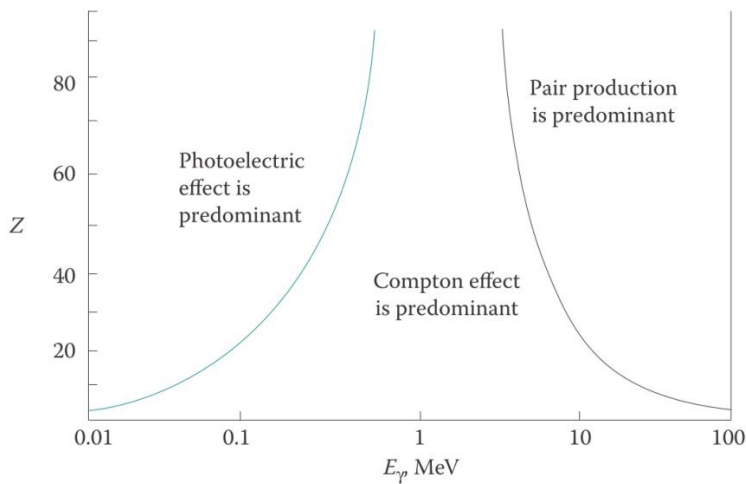
$$\boxed{\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\mu x}.$$

Pokud je vzorek emitující fotony tlustý (tloušťka L), dochází k samostínění (část fotonů se pohltí) 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 svázaný s hustotou materiálu:

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



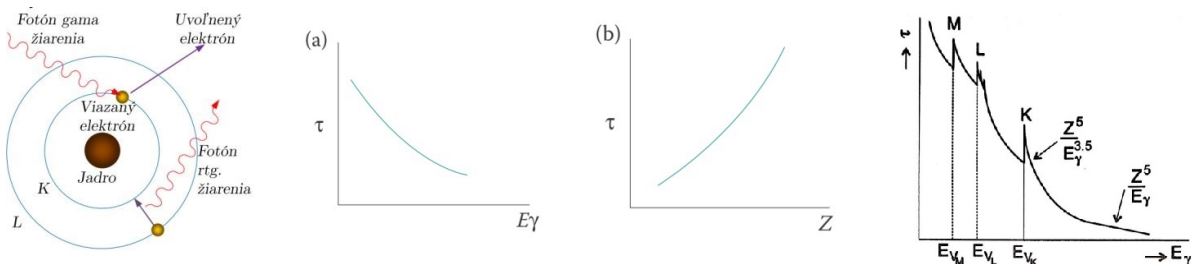
Fotoefekt: jde o jev, kdy primární foton interaguje s elektronem v obalu, odevzdá mu veškerou svoji energii, foton zanikne a tzv. fotoelektron je uvolněn (energie fotonu E_{γ} se rozdělí na vazebnou energii elektronu E_b a kinetickou energii elektronu E_e):

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

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 **peak úplného pohlcení**. 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 vyražení 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:

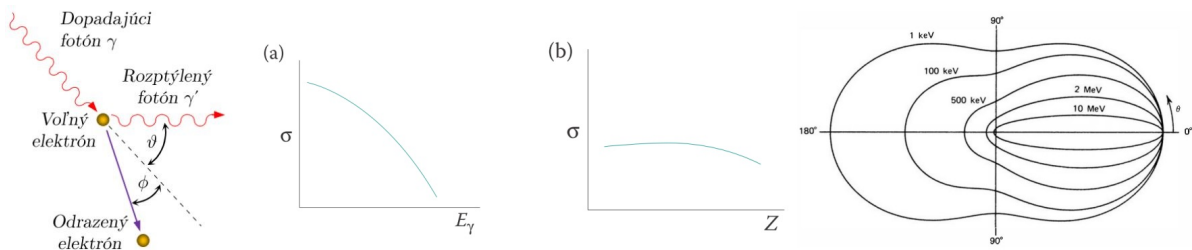
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))}.$$

Dochází k němu pro vší 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 sitribuce rozptýlených fotonů je dána Klein-Nishinovým vztahem pro diferenciální účinný průřez, s rostoucí energií gamma fotonů roste pravděpodobnost dopředných úhlů.



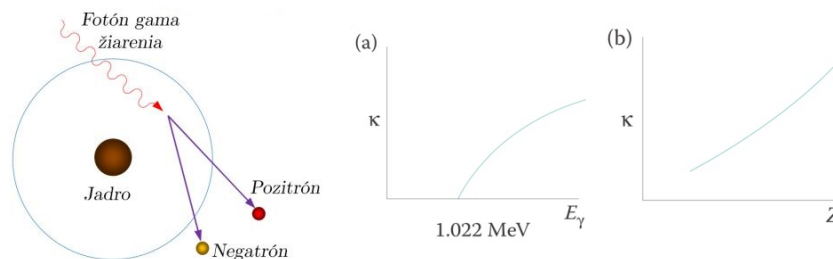
Tvorba elektron-pozitron páru: jde o důsledek interakce gamma fotonu s jádrem. Dojde k zaniknutí gamma fotonu a vznikne pár elektron-pozitron o energiích:

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

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 nabitě částice).

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

Rayleigho 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 nepřilíš dominantní interakce, lze zanedbat. Roste pro nízké energie fotonů a vysoká Z . Vsuvka, vysvětluje, 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 znovu interagovat (fotoefektem, Comptonovsky), což může přispět do peaku úplné absorpce, 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. Absorbicí 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 detektoru, 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

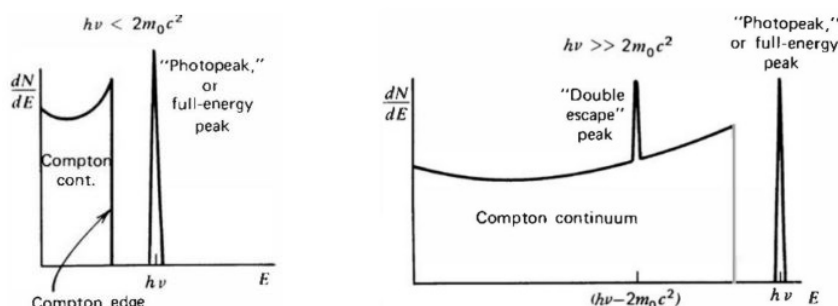
Spektrum, které zaznamenám, je dáno vlastnostmi detektoru.

Limitní případ malého detektoru: nastává, pokud střední volná dráha sekundárních fotonů (řádově 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 sekundárních elektronů, tak se spektrum projeví Comptonovým kontinuem zakončeným Comptonovou hranou (Comptonův rozptyl) a fotopeakem úplné absorpce (fotoefekt, vznikne **FEP = Full Energy Peak**).

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

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

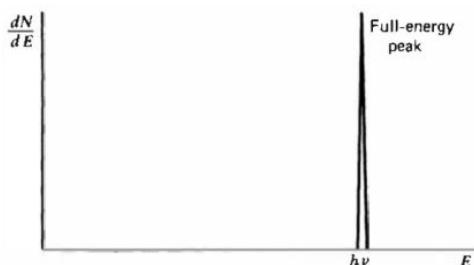


Obrázek 1: Tvar gamma spektra pro malý detektor ($E_\gamma < 1022 \text{ keV}$ vlevo, $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$ vpravo).

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 absorpce FEP, v tomto případě **peak úplného pohlcení**.

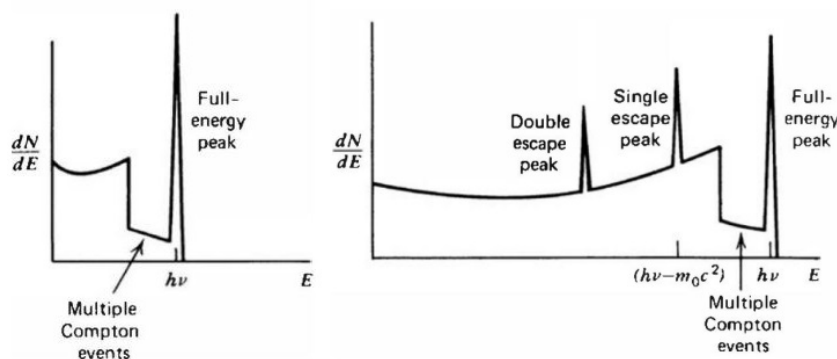


Obrázek 2: Tvar gamma spektra pro velký detektor.

Středně velký detektor: Ve skutečnosti vždy něco vylétne (kor, pokud dojde k reakci na kraji detektoru), 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 3: 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 nárůstá s energií těchto fotonů. To způsobuje zkreslení odezvy 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

detekovat pouze určité interakce (v tomto případě FEP):

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

9.3.2 Další efekty

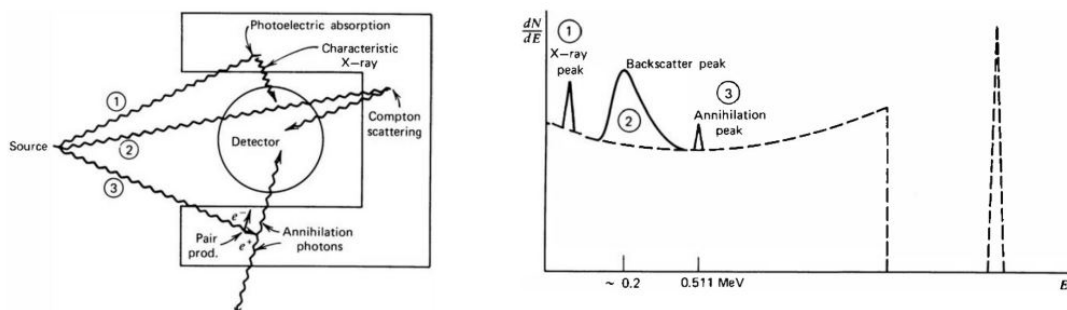
RTG únikové peaky: ty jsou způsobeny tím, že uniknou RTG fotony, které vzniknou kaskádou po fotoefektu (tzv. **XEP = X-ray Escape Peak**). V případě nekonečně velkého detektoru neuniknou a opět se veškerá energie deponuje v FEP.

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

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 absorbatory) z lehkých materiálů, které je pohltní (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 4: 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 Gausiánu. 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.

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

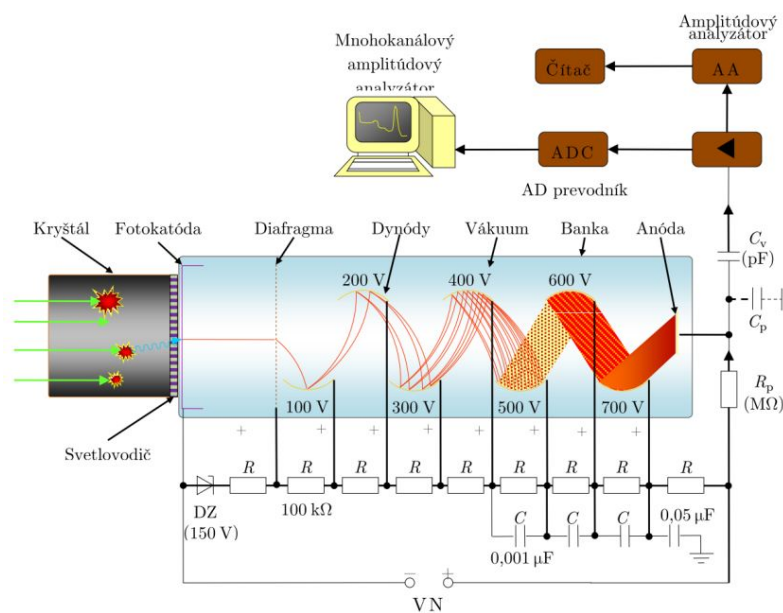
MDA = Minimální detekovatelná aktivita, jde o nejmenší aktivitu, které může být s jistotou měřené.

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 (**luminescence**, 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 5: 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 nabitě částice.
 - Krystal je tvořen organickými molekulami na bázi benzenu a luminiscence je způsobena molekulárními deexcitacemi.
- Mohou být krystaly (antracen), kapaliny (rozpouštědlo + org. aktivátor, např. toluen + p-terphenyl), plasty (org. aktivátor v polymeru)

Scintilační detektory:

- 1) Ve formě diody z čistého polovodiče v závěrném směru. Gamma záření způsobuje vyražení elektronů, které se dostávají do vodivého pásma.
- 2) Vznikají tak páry elektron-díra, které jsou nosiči 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 zaznamenány 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 průřezích, rozměrech hmotnosti, materiálech, šumu (ten může růst s rostoucím rozměrem detektoru).

Mrtvá doba: čas potřebný na zpracování signálu.

Energetické rozlišení nejmenší energetická rozlišitelnost mezi dvěma 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.

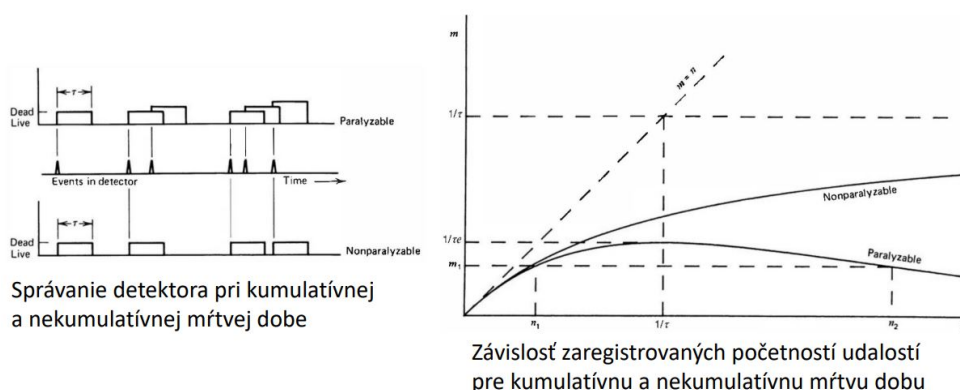
9.4.3 Kalibrace detektorů

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

Energetická kalibrace: MCA mi dá histogram, který musím zkalibrovat (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).

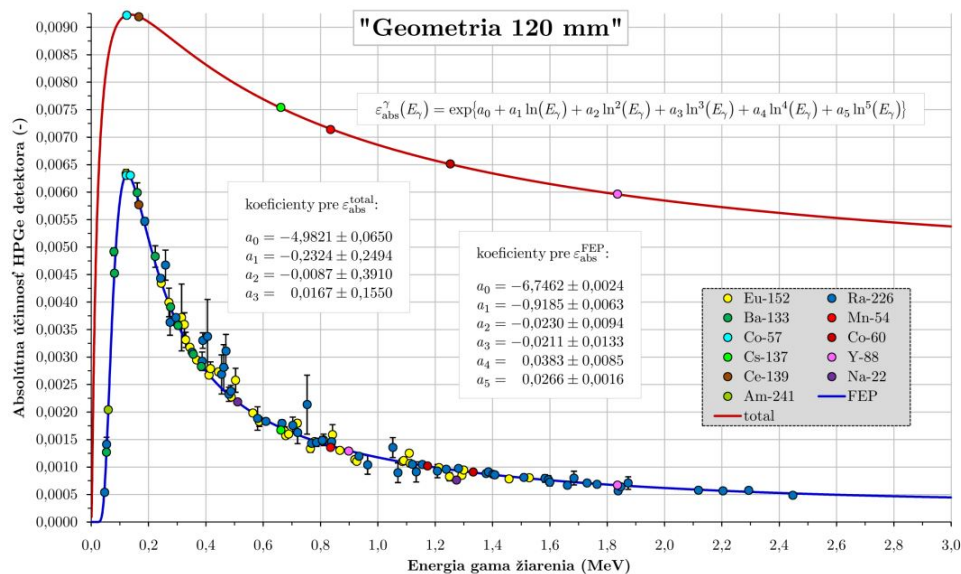
Kalibrace na mrtvou dobu: Pokud máme příliš vysokou mrtvou dobu, dochází ke ztrátám počítání signálů a ke ztrátě informací (větší aktivita může vést k přehlcení detektoru a k nárůstu mrtvé doby). Rozlišujeme:

- 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



Obrázek 6: 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 (zářič se v průběhu měření rozpadá),
- oprava na nebodovost 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:

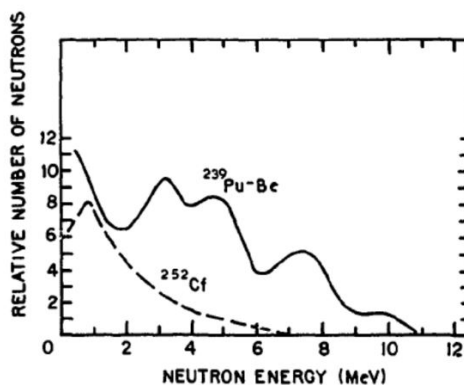
$$\chi(E) = Ae^{BE_n} \sinh(C \cdot E_n).$$

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 zářič, který emituje primární α částice, a ty vyvolávají sekundární neutrony. Primární zářič 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 7: 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 zářič (^{24}Na , ^{28}Al , ^{38}Cl , ^{56}Mn , ^{226}Ra). Opět intenzita ovlivněna poločasem rozpadu primárního zářiče.

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

10.1.2 Zbylé zdroje

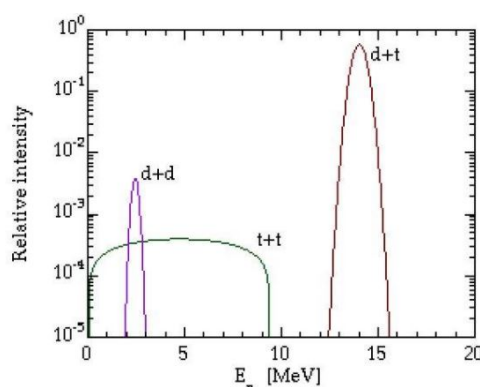
Jaderné reaktory: nejintenzivnější zdroje neutronů, spektrum v závislosti na typu reaktoru, moderace apod. Je možné vytvářet kolimované svazky (radiální kanál + kolimátor (trubka)) o intenzitách 10^{10} 1/s. V pulzním režimu až o několik řádů více.

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 nabitých 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 8: Emitované spektrum pro neutronové generátory.

Urychlovačem řízené zdroje: stejný princip, pouze větší urychlovače, více typů reakcí (jenom změním terčů na ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ aj.) a mnohem větší emisivita.

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

Spalačné zdroje: pokud ještě více zvětším energii primárních částic (řádově GeV), dojde k rozbití atomu na jednotlivé nukleony, což má za následek mnohem větší emisivitu. Jako terč 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

Nejllepšími neutronovými zdroji pro aktivační měření jsou:

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

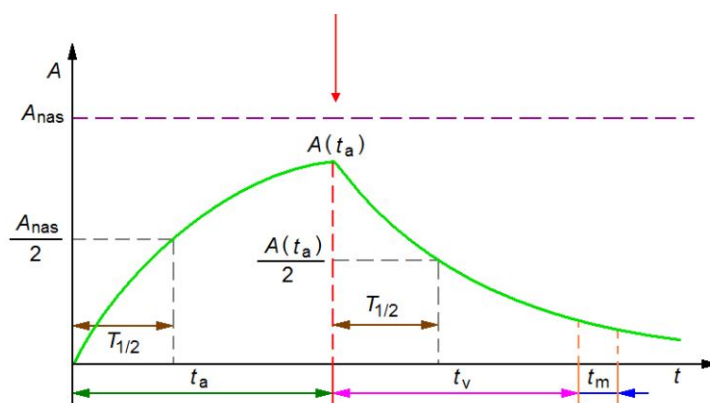
- případně možnost využít i prahové reakce (n,p) , $(n,2n)$ apod.
- Urychlovačem řízené zdroje:
 - toky alespoň 10^{10} $1/\text{cm}^2/\text{s}$,
 - využívají se reakce $p + \text{Be}$, $d + \text{Be}$
 - primárně rychlé neutrony ve spojitém spektru (tlustý terčík)
 - problém je, že v důsledku vícero 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 sledují, 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 rychlost

Vloží-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 saturevané aktivitě (produkce a destrukce izotopu A je v rovnováze).



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

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

$$R_R = \overbrace{\frac{S(E_\gamma)}{\text{Plocha vrcholu}} \frac{1}{N_0} \frac{1}{t_{live}}}^{\text{Hrubá aktivita linky } E_\gamma} \frac{1}{\frac{1 - e^{-\lambda t_a}}{\text{Saturační faktor}}} \frac{1}{\frac{e^{-\lambda t_v}}{\text{Oprava na rozpad izotopu počas vymierania}}} \frac{\lambda t_{real}}{\frac{1 - e^{-\lambda t_{real}}}{\text{Oprava na rozpad izotopu počas merania}}} \frac{1}{\frac{I_\gamma(E_\gamma)}{\text{Oprava na intenzitu gama prechodu}}} \frac{1}{\frac{\varepsilon_{FEP}^\gamma(E_\gamma)}{\text{Oprava na efektivitu detektora pre danú geometriu}}}$$

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

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

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

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

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

Navíc pokud skutečně vycházím ze saturevané (nebo alespoň skorsaturevané) aktivity, je možné vynechat i saturační faktor (je roven jedné), čímž získám stejnou rovnici z předešlé otázky:

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

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 izotopy:

- **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 pomoci $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ v rychlém spektru).

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

- ENNA = epitermální NNA,
- RNNA = 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. $\text{Cd} + \text{B}$ je vhodné pro energie od 2 do 15 eV.

10.3 Využití gamma spektroskopie

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

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

13 Využití výzkumných reaktorů jako zdrojů neutronů

14 Konstrukce a provoz výzkumných reaktorů

15 Bezpečnostní aspekty provozu výzkumných reaktorů