

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY**

**FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING**

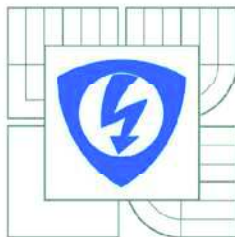
**STUDIUM ZASTRUSKOVÁNÍ A OTRAVY
ENERGETICKÉHO JADERNÉHO REAKTORU**

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS**

**AUTOR PRÁCE
AUTHOR**

RADEK JANOŠEK

BRNO 2014



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav elektroenergetiky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor

Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika

Student: Radek Janošek
Ročník: 3

ID: 146845
Akademický rok: 2013/2014

NÁZEV TÉMATU:

Studium zastruskování a otravy energetického jaderného reaktoru

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Seznamte se s chováním jaderného energetického reaktoru za provozu. Věnujte pozornost nestacionárním stavům jaderného reaktoru.
2. Teoreticky popište některé nestacionární jevy vznikající v průběhu provozu reaktoru - xenonovou a samariovou otravu, jodovou jámu, zastruskování reaktoru, xenonové oscilace. Popište význam těchto jevů pro praxi.
3. Vytvořte model simulující otravu jaderného reaktoru xenonem a samariem. Proveďte názorné vizualizace vlivu těchto otrav během standardních i méně častých přechodových jevů.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

1. Lamarsh, J.R., Barrata, A.J.: Introduction to Nuclear Engineering, Prentice Hall, 2011
2. Bečvář J. a kol.: Jaderné elektrárny, SNTL/ALFA Praha, 1988
3. Sklenka, L.: Provozní reaktorová fyzika, ČVUT v Praze, 2001
4. Hezoucký, F. a kol.: Základy teorie provozních režimů jaderných elektráren s tlakovodními reaktory
5. Reuss, P.: Neutron Physics, ENEN et EDP Sciences, 2008
6. Otčenášek, P.: Nestacionární stavy jaderných reaktorů, ČVUT v Praze, 1982

a další podle pokynů vedoucího práce

Termín zadání: 10.2.2014

Termín odevzdání: 30.5.2014

Vedoucí práce: Ing. Karel Katovský, Ph.D.

Konzultanti bakalářské práce:

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

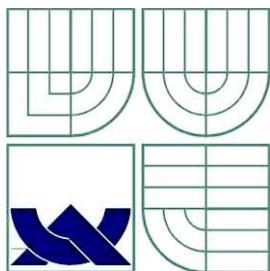
Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Bibliografická citace práce:

JANOŠEK, R. *Studium zastruskování a otravy energetického jaderného reaktoru*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 60 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Karel Katovský, Ph.D..

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. Díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

.....



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ



**Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Ústav elektroenergetiky**

Bakalářská práce

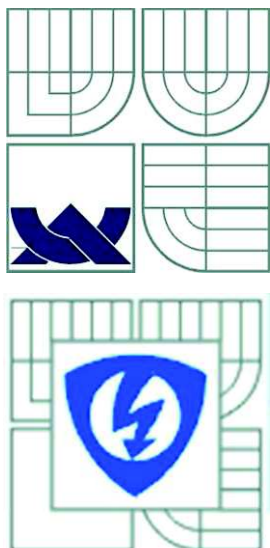
Studium zastruskování a otravy jaderného energetického reaktoru

Radek Janošek

vedoucí: Ing. Karel Katovský, Ph.D.

Ústav elektroenergetiky, FEKT VUT v Brně, 2014

Brno



BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**Faculty of Electrical Engineering and Communication
Department of Electrical Power Engineering**

Bachelor's Thesis

Investigation of nuclear power-reactor core poisoning

by

Radek Janošek

Supervisor: Ing. Karel Katovský, Ph.D.

Brno University of Technology, 2014

Brno

ABSTRAKT

Cílem této bakalářské práce je charakterizování základních nestacionárních dějů probíhajících v energetickém jaderném reaktoru. Hlavním cílem je teoretický rozbor těchto jevů, mezi které patří zejména xenonová a samariová otrava, jodová jáma, xenonové oscilace a zastruskování reaktoru. Významná část této práce se věnuje jednoduchému modelu xenonové a samariové otravy, který byl vytvořen s pomocí programu Maple. Jedním z dalších bodů této práce je také uvedení základních pojmů jaderné fyziky, a popis základních provozních režimů jaderného reaktoru.

KLÍČOVÁ SLOVA: jaderný energetický reaktor; štěpná jaderná reakce; účinný průřez; multiplikační koeficient; reaktivita; nestacionární děj; xenonová otrava; jodová jáma; xenonové oscilace; samariová otrava; zastruskování reaktoru

ABSTRACT

The aim of this Bachelor's Thesis is to characterize fundamental transient processes, which takes place in nuclear power-reactor. The main goal is the theoretical analysis of these processes, which include xenon poisoning, samarium poisoning, xenon after shutdown, xenon oscillation, and permanent poisoning. A significant part of the thesis deal with the simulation of xenon poisoning and samarium poisoning. Model was created using Maple software. One of the other points is to state the basic concepts of nuclear physics and also to describe nuclear power-reactor primary operating processes.

KEY WORDS:

nuclear power-reactor; nuclear fission; cross section; multiplication factor; reactivity; transient process; xenon poisoning; xenon after shutdown; xenon oscillation; samarium poisoning; permanent poisoning

OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	9
SEZNAM TABULEK	11
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	12
1 ÚVOD	13
2 JADERNÝ REAKTOR ZA PROVOZU	14
2.1 ZÁKLADNÍ POJMY JADERNÉ FYZIKY.....	14
2.1.1 RADIOAKTIVNÍ PŘEMĚNY	14
2.1.2 ŠTĚPNÉ JADERNÉ REAKCE.....	15
2.1.3 MULTIPLIKAČNÍ KOEFICIENT	19
2.1.4 HUSTOTA NEUTRONOVÉHO TOKU.....	21
2.1.5 REAKTIVITA REAKTORU	22
2.1.6 PERIODA REAKTORU	22
2.2 ZÁKLADNÍ PROVOZNÍ STAVY JADERNÉHO REAKTORU	23
2.2.1 STACIONÁRNÍ STAVY JADERNÉHO REAKTORU	24
2.2.2 NESTACIONÁRNÍ STAVY JADERNÉHO REAKTORU	25
2.2.3 KOEFICIENTY REAKTIVITY.....	25
3 XENONOVÁ OTRAVA	27
3.1 XENONOVÁ OTRAVA PŘI ZANEDBÁNÍ METASTABILNÍHO XENONU	30
3.1.1 BILANCE POČTU JADER	30
3.1.2 MODEL XENONOVÉ OTRAVY.....	31
3.2 XENONOVÁ OTRAVA PŘI UVAŽOVÁNÍ METASTABILNÍHO XENONU	34
3.2.1 BILANCE POČTU JADER	34
3.2.2 MODEL XENONOVÉ OTRAVY.....	35
3.2.3 POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PŘI UVAŽOVÁNÍ A ZANEDBÁNÍ METASTABILNÍHO XENONU.....	37
4 JODOVÁ JÁMA	40
5 XENONOVÉ OSCILACE	43
6 SAMARIOVÁ OTRAVA.....	44
6.1 BILANCE POČTU JADER.....	46
6.2 MODEL SAMARIOVÁ OTRAVY.....	48
6.3 PROMETHIOVÁ JÁMA.....	50
7 ZASTRUSKOVÁNÍ REAKTORU	52
8 VLIV OTRAVY JADERNÉHO REAKTORU.....	55
8.1 CELKOVÁ VELIKOST OTRAVY JADERNÉHO REAKTORU	55
8.2 VLIV CELKOVÉ OTRAVY NA REAKTIVITU.....	56
9 ZÁVĚR.....	59
POUŽITÁ LITERATURA	60

SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2-1 : Závislost účinného průřezu pro štěpení uranu ^{235}U na energii neutronů</i>	<i>17</i>
<i>Obr. 2-2 : Měrný výtěžek z jednoho štěpení uranu ^{235}U</i>	<i>18</i>
<i>Obr. 2-3 : Závislost účinného průřezu pro absorpci $^{155}_{64}\text{Gd}$ a $^{156}_{64}\text{Gd}$ na energii neutronů</i>	<i>24</i>
<i>Obr. 3-1 : Závislost účinného průřezu pro absorpci xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ na energii neutronů</i>	<i>27</i>
<i>Obr. 3-2 : Schéma vzniku a přeměny xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$</i>	<i>28</i>
<i>Obr. 3-3 : Závislost velikosti poměrného pohlcení v xenonu na stupni obohacení paliva</i>	<i>29</i>
<i>Obr. 3-4 : Reaktivita při xenonové otravě pro různé stupně obohacení paliva</i>	<i>30</i>
<i>Obr. 3-5 : Časová závislost koncentrace telluru, jodu a xenonu v logaritmickém měřítku</i>	<i>33</i>
<i>Obr. 3-6 : Časová závislost koncentrace telluru, jodu a xenonu ve skutečném měřítku</i>	<i>33</i>
<i>Obr. 3-7 : Časová závislost velikosti xenonové otravy</i>	<i>34</i>
<i>Obr. 3-8 : Časová závislost velikosti reaktivity při xenonové otravě</i>	<i>34</i>
<i>Obr. 3-9 : Časová závislost koncentrace $^{135}_{52}\text{Te}$, $^{135}_{53}\text{I}$, $^{135}_{54}\text{Xe}^*$ a $^{135}_{54}\text{Xe}$</i>	<i>36</i>
<i>Obr. 3-10 : Časová závislost xenonové otravy při uvažování metastabilního xenonu</i>	<i>37</i>
<i>Obr. 3-11 : Časová závislost reaktivity při uvažování metastabilního xenonu</i>	<i>37</i>
<i>Obr. 3-12 : Časová závislost koncentrace xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$</i>	<i>38</i>
<i>Obr. 3-13 : Časová závislost velikosti xenonové otravy</i>	<i>38</i>
<i>Obr. 3-14 : Časová závislost velikosti reaktivity pro obě varianty</i>	<i>39</i>
<i>Obr. 4-1 : Jodová jáma</i>	<i>41</i>
<i>Obr. 4-2 : Poměrné pohlcení v xenonu při jodové jámě</i>	<i>41</i>
<i>Obr. 4-3 : Změna reaktivity při jodové jámě</i>	<i>42</i>
<i>Obr. 5-1 : Základní typy xenonových oscilací</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 6-1 : Závislost účinného průřezu samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$ na energii neutronů</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 6-2 : Závislost velikosti samariové otravy na stupni obohacení paliva</i>	<i>45</i>
<i>Obr. 6-3 : Reaktivita při samariové otravě pro různé stupně obohacení paliva</i>	<i>46</i>
<i>Obr. 6-4 : Časová závislost koncentrace $^{149}_{60}\text{Nd}$, $^{149}_{61}\text{Pm}$, a $^{149}_{62}\text{Sm}$</i>	<i>48</i>
<i>Obr. 6-5 : Časová závislost koncentrace $^{149}_{60}\text{Nd}$, $^{149}_{61}\text{Pm}$, a $^{149}_{62}\text{Sm}$ v logaritmickém měřítku</i>	<i>49</i>
<i>Obr. 6-6 : Poměrné pohlcení v samariu</i>	<i>49</i>
<i>Obr. 6-7 : Reaktivita při samariové otravě</i>	<i>49</i>
<i>Obr. 6-8 : Promethiová jáma</i>	<i>50</i>
<i>Obr. 6-9 : Promethiová jáma v logaritmickém měřítku</i>	<i>51</i>
<i>Obr. 6-10 : Změna velikosti samariové otravy při promethiové jámě</i>	<i>51</i>

<i>Obr. 6-11 : Změna reaktivity při promethiové jámě</i>	<i>51</i>
<i>Obr. 7-1: Zastruskování reaktoru</i>	<i>53</i>
<i>Obr. 7-2: Poměrné pohlcení vlivem zastruskování reaktoru</i>	<i>54</i>
<i>Obr. 7-3: Reaktivita vázaná ve struskách</i>	<i>54</i>
<i>Obr. 8-1 : Celkové poměrné pohlcení</i>	<i>55</i>
<i>Obr. 8-2 : Vliv celkové otravy na reaktivitu v období prvních 14 dní.....</i>	<i>57</i>
<i>Obr. 8-3 : Vliv celkové otravy na reaktivitu v období od prvních 14 do 100 dní.....</i>	<i>57</i>
<i>Obr. 8-4 : Vliv celkové otravy na reaktivitu po dobu jednoho roku.....</i>	<i>58</i>

SEZNAM TABULEK

<i>Tab. 2-1 Rozdělení energie ze štěpení</i>	<i>15</i>
<i>Tab. 2-2 Hodnoty charakteristických veličin pro některé štěpné produkty.....</i>	<i>17</i>
<i>Tab. 3-1 Hodnoty charakteristických veličin a konstant potřebných pro výpočty</i>	<i>32</i>
<i>Tab. 7-1 Hodnoty účinných průřezů pro absorpci významných strusek</i>	<i>53</i>

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

<i>OECD</i>	Organizace pro hospodářskou spolupráci a rozvoj	
<i>VVER</i>	vodo-vodní energetický reaktor	
A_r	relativní atomová hmotnost prvku	—
E	energie	J
N	hustota počtu jader	m^{-3}
P	výkon	W
T	teplota	K
$T_{1/2}$	poločas rozpadu	s
T_e	perioda reaktoru	s
V	objem	m^3
f	koeficient využití tepelných neutronů	—
k_{ef}	efektivní multiplikační koeficient	—
l	střední doba života neutronů	s
m_u	atomová hmotnostní konstanta	kg
n	počet neutronů	—
n	hustota počtu jader	m^{-3}
p	pravděpodobnost úniku rezonančnímu zachytu	—
q	poměrné pohlcení	—
t	čas	s
Σ	makroskopický účinný průřez	m^{-1}
α	koeficient reaktivity	—
γ	měrný výtěžek	—
ε	koeficient rozmnožení rychlými neutrony	—
η	koeficient regenerace	—
λ	přeměnová konstanta	s^{-1}
ρ	hustota	kgm^{-3}
ρ	reaktivita	—
σ	mikroskopický účinný průřez	m^2
φ	hustota neutronového toku	$m^{-2}s^{-1}$

1 ÚVOD

Základním faktorem rozvoje lidské činnosti je dostatek zdrojů energie. Až dosud jako hlavní zdroje energie lidstvu vystačila fosilní paliva. Protože se ale zásoby uhlí a ropy nevyhnutelně zmenšují, a je nutno počítat s tím, že jednoho dne zmizí úplně anebo se jejich získávání stane ekonomicky nerentabilní, je potřeba hledat nové zdroje energie, které by bylo možné používat namísto fosilních zdrojů. Z hlavních možností se nabízí zejména obnovitelné zdroje a energie jaderná. Nejpravděpodobnějším scénářem je koexistence obou zdrojů energie, které by v budoucnu měly pokrýt většinu spotřeby elektrické energie lidstva.

Obnovitelné zdroje jako takové mají ovšem své limity – pro nové vodní zdroje v České republice neexistují vhodné lokality, pro větrné elektrárny není na většině míst v ČR dostatečná průměrná rychlost vzduchu, a solární elektrárny představují velkou nevýhodu pro nestálý provoz, zatěžují síť výkyvy v závislosti na meteorologické situaci a jejich provoz je omezený také denní dobou.

Druhou možností, kudy by se v budoucnu mohly rozvíjet zdroje energie, je energie jaderná. A to jak ve formě jaderné energie získávané štěpením těžkých jader, tak v budoucnu snad i energie získávaná z termonukleární fúze. V současnosti tvoří jaderná energie 18% celkové vyrobené elektrické energie v zemích OECD [10], a přestože po havárii ve Fukušimě v roce 2011 se toto procento mírně snížilo, jaderná energie má a i v budoucnu bude mít stále velký vliv na energetiku. Právě havárie ve Fukušimě znovu připomněla, že v jaderné energetice je potřeba více než kde jinde se věnovat otázce bezpečnosti provozu.

Aby se mohla bezpečnost provozu zvyšovat, je potřeba chápat a rozumět všem dějům, které probíhají při provozu jaderné elektrárny. Pro bezpečný a spolehlivý provoz jaderných reaktorů je mimo jiné důležité znát nestacionární děje probíhající v jaderném reaktoru a umět je kompenzovat.

Výroba jaderné energie z jádra by za ideálního stavu měla probíhat nepřerušovaně na jmenovitém výkonu během celé palivové kampaně od spuštění reaktoru do jeho odstavení. Bohužel současná situace takový provoz jaderného reaktoru neumožňuje. V důsledku nutnosti regulace výkonu sítě, jsou v častých případech regulovány i výkony jaderných reaktorů v našich jaderných elektrárnách. Při každé takovéto změně výkonu, stejně tak i při spouštění a odstavování, probíhají v jaderném reaktoru přechodné nestacionární děje.

Důležitými ději, které při provozu jaderného energetického reaktoru vznikají, jsou xenonová otrava, samariová otrava a zastruskování reaktoru. Tyto děje svým působením ovlivňují reaktivitu reaktoru. V případě odstavení nebo rychlé změny výkonu reaktoru mohou nastat jevy: jodová jáma a promethiová jáma, které mohou dočasně silně ovlivnit reaktivitu reaktoru tak, že jej nebude možné několik hodin znovu spustit. Neméně důležitým nestacionárním dějem, který v energetickém jaderném reaktoru vzniká, jsou xenonové oscilace, které ovlivňují prostorové rozložení výkonu reaktoru.

Tato práce se bude věnovat studiu těchto nestacionárních dějů vznikajících v energetických jaderných reaktorech za provozu a navrhnutí modelu v programu Maple, který bude tyto nestacionární děje simulovat.

2 JADERNÝ REAKTOR ZA PROVOZU

2.1 Základní pojmy jaderné fyziky

2.1.1 Radioaktivní přeměny

Při štěpných reakcích vznikají v jaderném reaktoru z původního jaderného paliva nové odštěpky (pravděpodobnost vzniku možných odštěpků je zobrazena na obrázku (Obr. 2-2)). Tyto odštěpky bývají často nestabilní a dochází k jejich radioaktivním přeměnám (podléhají radioaktivnímu rozpadu¹).

Zákon radioaktivního rozpadu lze popsat diferenciální rovnicí

$$dN = -\lambda N dt \quad (21.1)$$

Tato diferenciální rovnice má poté řešení

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (21.2)$$

kde: N je počet jader daného prvku

λ je rozpadová konstanta

N_0 je počet jader daného prvku v čase $t = 0$

Pro lepší představu rychlosti radioaktivního rozpadu se v praxi často používá termín poločas rozpadu $T_{1/2}$, který udává dobu, za kterou se samovolně rozpadne přesně polovina jader daného radionuklidu. Poločas rozpadu poté vyjádříme pomocí vztahu

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (21.3)$$

Radioaktivní prvky se mohou samovolně rozpadat několika způsoby. Nejčastěji vyskytujícími se radioaktivními rozpady jsou [1, 2] :

- *Rozpad α* – rozpad typu α je děj, při kterém se z jádra radionuklidu uvolní částice alfa, což je jádro helia neboli helion.
- *Rozpad β* – rozpad β můžeme rozdělit na rozpad β^+ , kdy je z jádra radionuklidu uvolněn kladný pozitron. Tento typ radioaktivní přeměny převládá u radioaktivních prvků s přebytkem protonů. Druhým typem β rozpadu je rozpad β^- , při kterém nastává uvnitř jádra radioaktivního prvku přeměna neutronu na proton a dojde k uvolnění záporného elektronu. Rozpad β^- tedy nastává hlavně u prvků s přebytkem neutronů.
- *Záření γ* – při α i β rozpadu dochází většinou také k emisi fotonového záření z atomových jader neboli γ záření. Jedná se o elektromagnetické záření s velmi krátkou vlnovou délkou. Toto záření nemá vliv na atomové ani na hmotnostní číslo daného prvku.
- *Emise neutronů* – vyskytuje se u prvků vzniklých při štěpné reakci, kdy vazební energie nově vzniklého jádra není schopná udržet neutron. Dochází tak k emisi tzv. zpožděných neutronů, které jsou v praxi velmi důležité pro regulaci výkonu jaderného reaktoru.

¹ Pro účely této bakalářské práce bude použit termín radioaktivní rozpad jako synonymum pro radioaktivní přeměnu

- *Záchyt elektronu jádrem* – během zachytu elektronu jádrem dojde k uvolnění místa na vyšší elektronové sféře. Toto místo je posléze zaplněno elektronem z vyšší kvantové dráhy a dojde k vyzáření rentgenového záření. Nastává u jader s přebytkem protonů.

Z těchto typů radioaktivních rozpadů bude pro účely této práce nejzajímavější rozpad β^- , který je jedním z hlavních způsobů vzniku xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ a samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$, tedy prvků, které jsou zdrojem otravy energetického jaderného reaktoru.

2.1.2 Štěpné jaderné reakce

2.1.2.1 Rozdělení jaderných reakcí

Podle [1] lze rozdělit jaderné reakce na několik základních typů. Jedním typem jaderné reakce je rozptyl, při kterém se neutron, který dopadne na atomové jádro, může buď od jádra odrazit anebo dojde k jeho pohlcení, ale místo něj se z jádra uvolní jiný neutron. Podle toho, která situace nastane, můžeme rozptyl rozdělit na pružný (odrazení neutronu od jádra) a nepružný (zachycení neutronu jádrem a uvolnění jiného neutronu). V jaderných reaktorech dochází k pružnému rozptylu mnohem častěji než k rozptylu nepružnému, a je velmi důležitý pro zachování štěpné řetězové reakce. Díky pružnému rozptylu dochází k moderování neutronů, a tedy ke snížení jejich kinetické energie na hodnoty, které umožní neutronu způsobit další štěpnou reakci [2].

Dalším typem jaderné reakce je absorpce. Při absorpci dojde k pohlcení neutronu dopadajícího na jádro, a již nedojde k uvolnění jiného neutronu, jak je tomu u nepružného rozptylu. Při absorpci dochází k navýšení počtu nukleonů v jádře daného radionuklidu [1].

Štěpné reakce jsou jaderné reakce, při kterých z jednoho původního atomového jádra vznikají dvě menší jádra a neutrony, které mohou následně způsobit další štěpnou reakci. Během tohoto štěpení dojde k uvolnění energie, hlavně ve formě kinetické energie odštěpků (Tab. 2-1). Celková energie, kterou lze získat z jedné štěpné reakce uranu $^{235}_{92}\text{U}$ je přibližně 200 MeV [3].

$$1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (21.4)$$

Tab. 2-1 Rozdělení energie ze štěpení[4]

Typ energie	[MeV]
Kinetická energie odštěpků	168 ± 5
Energie štěpných neutronů	$5 \pm 0,5$
Energie okamžitého záření γ	5 ± 1
Energie β záření při rozpadu štěpných produktů	7 ± 1
Energie γ záření při rozpadu štěpných produktů	6 ± 1
Energie neutrin	10

Podle energie, kterou neutrony získají při jaderné reakci, je lze rozdělit na [1]:

- Rychlé neutrony – jedná se o neutrony s velkou rychlostí a tedy i velkou energií ($E > 0,5 \text{ MeV}$)
- Tepelné (termální) neutrony – neboli pomalé neutrony, jsou neutrony s energií menší než $0,5 \text{ eV}$
- Epitermální neutrony – jsou to neutrony s energií nacházející se mezi energií rychlých a tepelných neutronů ($0,5 \text{ eV} > E > 0,5 \text{ MeV}$)

Pro štěpení uranu ${}^{235}_{92}\text{U}$ hrají nejdůležitější úlohu tepelné neutrony.

2.1.2.2 Účinný průřez

Neutron, který prochází vrstvou látky, může způsobit některou z jaderných reakcí. Míru pravděpodobnosti, že dojde k dané jaderné reakci, vyjadřuje *účinný průřez*. Účinný průřez můžeme rozdělit na mikroskopický účinný průřez σ , který vztahujeme na jedno jádro, a na makroskopický účinný průřez Σ , který je vztahován na jednotku objemu [2].

Makroskopický účinný průřez si můžeme vyjádřit pomocí mikroskopického účinného průřezu [4]

$$\Sigma = n \cdot \sigma \quad (21.5)$$

kde: n je hustota počtu jader

Hustotu počtu jader si můžeme vyjádřit pomocí vztahu

$$n = \frac{\rho}{m_u \cdot A_r} \quad (21.6)$$

kde: ρ je hustota prvku

m_u je atomová hmotnostní konstanta

A_r je relativní atomová hmotnost prvku

Po dosazení můžeme makroskopický účinný průřez určit jako

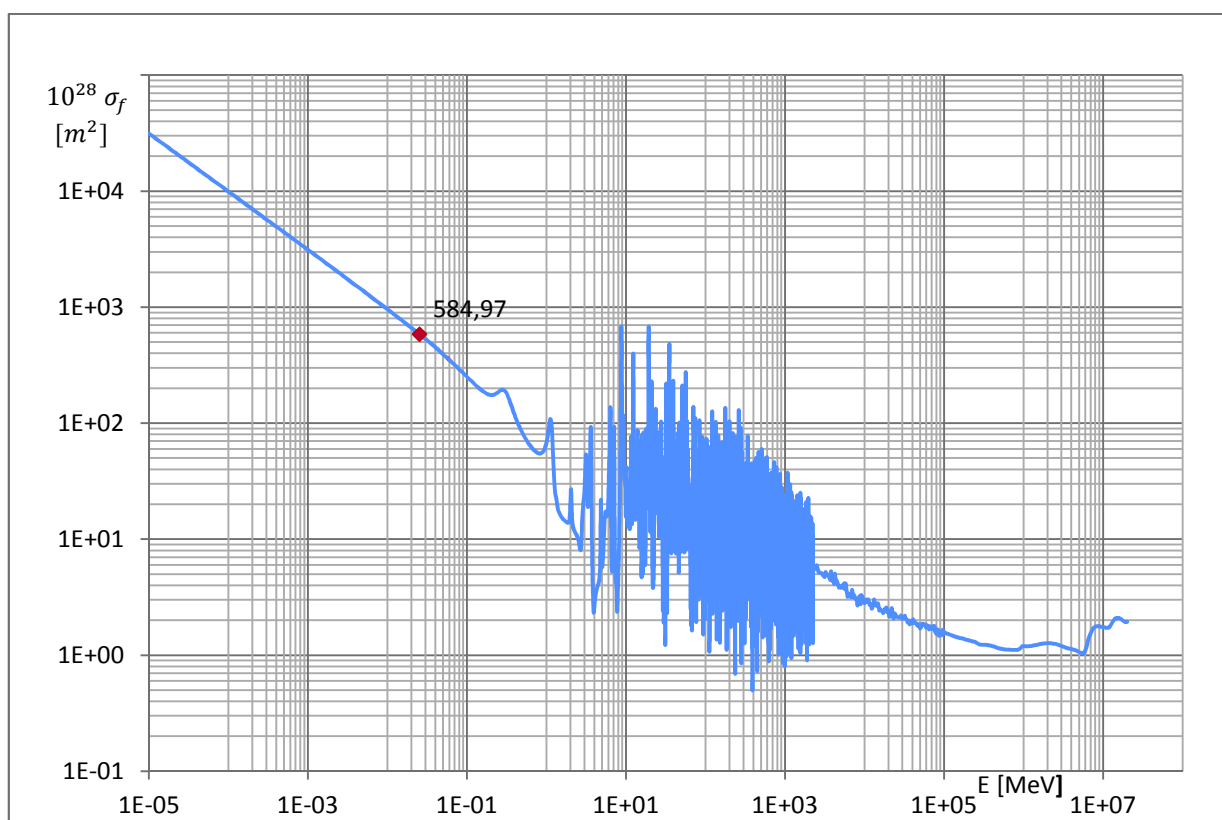
$$\Sigma = \frac{\rho}{m_u \cdot A_r} \cdot \sigma \quad (21.7)$$

Účinný průřez pro štěpení jader uranu ${}^{235}_{92}\text{U}$ je velmi vysoký v oblasti tepelných neutronů, proto se v jaderném reaktoru snažíme moderací snížit energii neutronů na energii, která odpovídá tepelným neutronům. Grafická závislost pravděpodobnosti absorpce neutronu palivem na energii neutronů je znázorněna na obrázku (Obr. 2-1). Z tohoto obrázku je dobře patrná i tak zvaná rezonanční oblast, která má několik velmi vysokých rezonančních špiček, které zvyšují mikroskopický účinný průřez pro štěpení. Důležité jsou i hodnoty mikroskopického účinného průřezu pro absorpci.

V tabulce (Tab. 2-2) jsou pro izotopy, které budou důležité v pozdějších výpočtech, zobrazeny poločasy rozpadu a rozpadové konstanty, měrné výtěžky ze štěpení uranu ${}^{235}_{92}\text{U}$, a mikroskopický účinný průřez pro absorpci tepelných neutronů ($E = 0,0253 \text{ eV}$).

Tab. 2-2 Hodnoty charakteristických veličin pro některé štěpné produkty [5]

Izotop	$T_{1/2}$	λ	γ	$10^{28} \sigma_a$
	[s]	[s ⁻¹]	[–]	[m ²]
$^{135}_{52}\text{Te}$	19	0,03648	0,038367	–
$^{135}_{53}\text{I}$	23652	$4,23 \cdot 10^{-5}$	0,025486	5
$^{135}_{54}\text{Xe}$	32904	$3,03 \cdot 10^{-5}$	0,000691	$2,9522 \cdot 10^6$
$^{135}_{54}\text{Xe}^*$	918	0,0011	0,001669	–
$^{136}_{54}\text{Xe}$	stabilní	0	0,012518	4,5
$^{135}_{55}\text{Cs}$	$7,2 \cdot 10^{13}$	$1,39 \cdot 10^{-14}$	0,000003	15
$^{149}_{60}\text{Nd}$	6222	$1,114 \cdot 10^{-4}$	0,0,010527	–
$^{149}_{61}\text{Pm}$	191088	$5,23 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^3$
$^{149}_{62}\text{Sm}$	stabilní	0	$2,4 \cdot 10^{-12}$	$4,1936 \cdot 10^4$
$^{150}_{62}\text{Sm}$	stabilní	0	$1,64 \cdot 10^{-10}$	124

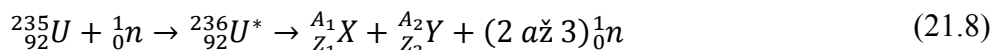
Obr. 2-1 Závislost účinného průřezu pro štěpení uranu ^{235}U na energii neutronů [5]

2.1.2.3 Štěpení jader

V případě zachytu neutronu jádrem uranu $^{235}_{92}\text{U}$ dojde ke zvýšení energie původního jádra o kinetickou energii neutronu. Pokud má neutron vyšší kinetickou energii než je rozdíl kritické (minimální energie potřebná k rozdělení jádra) a vazebné energie, tak může dojít ke štěpení daného jádra [1].

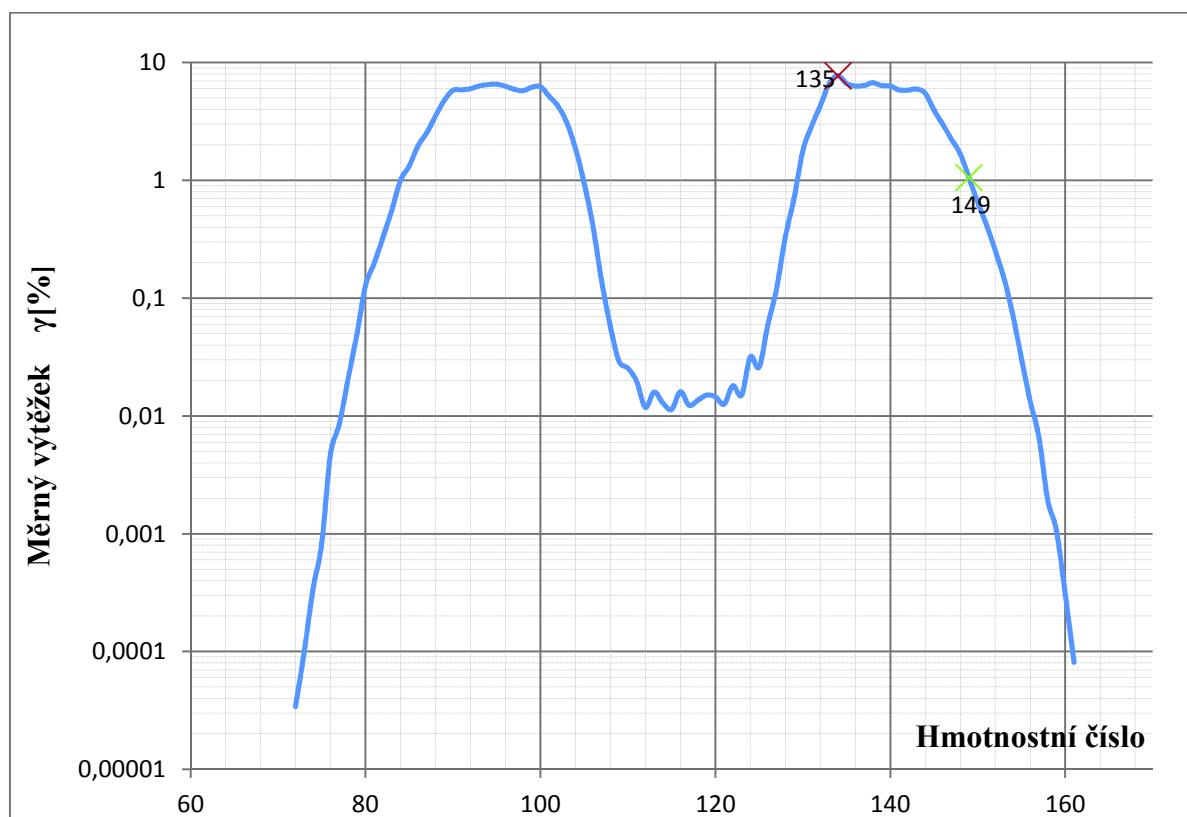
Při štěpení uranu $^{235}_{92}\text{U}$ tepelnými neutrony dojde k rozdělení jádra uranu na dva odštěpky (fragmenty) a dojde k uvolnění dvou až tří neutronů.

Pro štěpení jader uranu $^{235}_{92}\text{U}$ tedy platí schématická rovnice



kde ${}^{A_1}_{Z_1}\text{X}$ a ${}^{A_2}_{Z_2}\text{Y}$ jsou přímé odštěpky. Těmito odštěpkami jsou ve větší míře izotopy s nukleonovým číslem od 72 do 161. Pravděpodobnost vzniku právě toho fragmentu při jednom štěpení udává výtěžek γ .

Na obrázku (Obr. 2-2) je znázorněna velikost měrného výtěžku v závislosti na hmotnostním čísle odštěpků. V tomto grafu jsou zvýrazněna hmotnostní čísla 135 a 149, tedy hmotnostní čísla odpovídající izotopům xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ a samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$. Podrobnější hodnoty výtěžků izotopů způsobujících otravu jaderného reaktoru jsou uvedeny v tabulce (Tab. 2-2) nebo na schématu vzniku a radioaktivního rozpadu xenonu (Obr. 3-2).



Obr. 2-2 Měrný výtěžek z jednoho štěpení uranu ^{235}U [5]

2.1.3 Multiplikační koeficient

Pro udržení řetězové štěpné reakce je potřeba zajistit, aby alespoň jeden neutron vznikající z předchozího štěpení způsobil další štěpnou reakci. Předpoklad pro udržení řetězové reakce je vyjádřen pomocí multiplikačního koeficientu (koeficientu násobení). Koeficient násobení lze definovat jako poměr počtu neutronů vzniklých ve dvou po sobě jdoucích generacích.

$$k = \frac{n_{k+1}}{n_k} \quad (21.9)$$

Multiplikační koeficient, který se uvažuje pro nekonečné prostředí, kde nehrozí únik neutronů ze soustavy, se označuje k_∞ . Pro konečné prostředí se používá název *efektivní multiplikační koeficient* k_{ef} [2].

Jelikož se uvažuje konečný rozměr reaktoru, dochází k úniku neutronů z aktivní zóny. Tento jev lze ovlivnit především tvarem aktivní zóny. Optimálním tvarem je koule, protože má nejmenší poměr svého povrchu ke svému objemu. Protože kulový tvar reaktoru je však špatně realizovatelný, nejčastějším tvarem jaderného reaktoru je válec. Další možností jak zabránit úniku neutronů z aktivní zóny je volba vhodného reflektoru, který vrací určité množství uniklých neutronů zpět do aktivní zóny reaktoru [1].

V případě efektivního multiplikačního koeficientu se tedy již uvažuje únik neutronů ze soustavy. Mezi efektivním multiplikačním koeficientem a multiplikačním koeficientem pro nekonečné prostředí platí vztah [7]

$$k_{ef} = p_1 \cdot p_2 \cdot k_\infty \quad (21.10)$$

kde: p_1, p_2 je pravděpodobnost, že neutron neunikne ze soustavy v průběhu zpomalování

V závislosti na hodnotě efektivního multiplikačního koeficientu se rozlišují tři jednoduché případy chování energetického jaderného reaktoru:

- $k_{ef} < 1$: v případě, že efektivní multiplikační koeficient je menší než nula, nazývá se soustava podkritickou. Počet štěpných reakcí se v takové soustavě exponenciálně zmenšuje
- $k_{ef} = 1$: v tomto případě mluvíme o kritické soustavě, počet neutronů se nemění, řetězová reakce se bude samovolně udržovat.
- $k_{ef} > 1$: soustava se nazývá nadkritická. Počet štěpení, a tedy i výkon reaktoru, exponenciálně roste

Celková velikost multiplikačního koeficientu je závislá na mnoha parametrech soustavy reaktoru. Vliv těchto parametrů se zahrnuje do čtyř hlavních činitelů. Multiplikační koeficient je poté součinem těchto činitelů [7]

$$k_\infty = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f \quad (21.11)$$

kde: η je koeficient regenerace

ε je koeficient rozmnožení rychlými neutrony

p je pravděpodobnost úniku rezonančního zachytu

f je koeficient využití tepelných neutronů

Tyto parametry udávají [1, 6] :

- *Koeficient regenerace η* – udává střední počet okamžitých i zpožděných neutronů uvolněných jedním tepelným neutronem pohlceným v palivu. Hodnota tohoto součinitele roste podle stupně obohacení paliva uranem $^{235}_{92}\text{U}$. Součinitel reprodukce neutronů lze vyjádřit pomocí vztahu

$$\eta = v \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \quad (21.12)$$

kde: v udává průměrný počet neutronů vzniklých při jednom štěpení

Σ_f je makroskopický účinný průřez pro štěpení

Σ_a je makroskopický účinný průřez pro absorpci

- *Koeficient rozmnožení rychlými neutrony ε* – udává poměr celkového množství neutronů, které vznikly při štěpení účinkem neutronů všech energií, k množství neutronů, které vznikly štěpnou reakcí způsobenou jen pomalými (tepelnými) neutrony. Protože rychlé neutrony štěpí hlavně uran $^{238}_{92}\text{U}$, který má vysoký účinný průřez pro štěpení v oblasti rychlých neutronů, jedná se vlastně o poměr počtu neutronů vzniklých štěpením uranu $^{235}_{92}\text{U}$ a $^{238}_{92}\text{U}$ k počtu neutronů vzniklých pouze štěpením uranu $^{235}_{92}\text{U}$. Pravděpodobnost tohoto jevu roste se zvětšujícím se průměrem palivových článků, hustotou paliva, a s klesající vzdáleností paliva v mřížce jaderného reaktoru [2, 7].
- *Pravděpodobnost úniku rezonančního zachytu p* – vyjadřuje pravděpodobnost, že neutron nebude během zpomalování absorbován v rezonanční oblasti, bez toho aby způsobil štěpení. Jedná se tedy o podíl množství právě zpomalených neutronů k počátečnímu množství rychlých neutronů. Tento součinitel závisí také na uspořádání palivových souborů a na vlastnostech moderátoru.
- *Koeficient využití tepelných neutronů f* – udává poměr počtu pomalých neutronů zachycených palivem k celkovému počtu pohlcených pomalých neutronů. Udává tedy pravděpodobnost úniku pomalých neutronů parazitním pohlcením. Závisí zejména na absorpčních vlastnostech okolního prostředí. Je to jediný faktor, který můžeme ovlivnit v průběhu palivové kampaně a můžeme ho tedy využít pro regulaci reaktivity [1]. Podle [7] jej můžeme vyjádřit jako

$$f = \frac{\Sigma_a^U}{\Sigma_a^U + \Sigma_a^{H2O} \cdot \frac{V_{H2O}}{V_U} \cdot \frac{\varphi_{H2O}}{\varphi_U} + \Sigma_a^{KM} \cdot \frac{V_{KM}}{V_U} \cdot \frac{\varphi_{KM}}{\varphi_U} + \Sigma_a^{ostatní}} \quad (21.13)$$

kde: Σ_a^U je makroskopický účinný průřez pro absorpci paliva

Σ_a^{H2O} je makroskopický účinný průřez pro absorpci moderátoru (vody)

Σ_a^{KM} je makroskopický účinný průřez pro absorpci konstrukčních materiálů

$\Sigma_a^{ostatní}$ je makroskopický účinný průřez pro absorpci ostatních prvků a předmětů nacházejících se v aktivní zóně

V_U je objem paliva v aktivní zóně

V_{H2O} je objem moderátoru

V_{KM} je objem konstrukčních materiálů

φ_U je střední hustota neutronového toku v palivu

φ_{H2O} je střední hustota neutronového toku v moderátoru

φ_{KM} je střední hustota neutronového toku v konstrukčních materiálech

Výsledný efektivní multiplikační koeficient se tedy potom bude rovnat

$$k_{ef} = p_1 \cdot p_2 \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f \quad (21.14)$$

Efektivní multiplikační koeficient má vliv na reaktivitu a tedy i výkon aktivní zóny. Každá aktivní zóna by proto měla mít optimální hodnoty daných parametrů. Existuje tedy několik možností, jak ovlivnit efektivní multiplikační koeficient. Jednou z možností je zvýšit poměr paliva k moderátoru – zvýší se tím koeficient využití tepelných neutronů f , ale zmenšuje se pravděpodobnost úniku rezonančnímu zachytu p . Dalším způsobem jak ovlivnit efektivní multiplikační koeficient je změna obohacení paliva – dojde ke změně regeneračního faktoru η [3].

2.1.4 Hustota neutronového toku

Podle [2] můžeme hustotu neutronového toku φ vyjádřit vztahem

$$\varphi = n \cdot v \quad (21.15)$$

kde: n je hustota množství neutronů

v je reakční rychlost

Pro potřeby následného modelu xenonové a samariové otravy však budeme neutronový tok vyjadřovat pomocí vztahu pro výkon energetického jaderného reaktoru

$$P = \varphi \cdot E_1 \cdot V_f \cdot \Sigma_f \quad (21.16)$$

kde: P je výkon reaktoru

E_1 je energie získaná z jednoho štěpení

V_f je objem štěpitelného materiálu

Σ_f je makroskopický účinný průřez paliva pro štěpení

Upravením této rovnice (21.16) získáme vztah pro výpočet střední hustoty neutronového toku

$$\varphi = \frac{P}{E_1 \cdot V_f \cdot \Sigma_f} \quad (21.17)$$

Objem štěpitelného materiálu, který bude potřeba pro pozdější výpočty, můžeme získat ze vztahu

$$V_f = \frac{m_p \cdot p_{\%}}{\rho_{U235}} \quad (21.18)$$

kde: m_p je množství zavezeného paliva v reaktoru

$p_{\%}$ je obohacení paliva

ρ_{U235} je hustota paliva (uranu $^{235}_{92}U$)

2.1.5 Reaktivita reaktoru

V praxi se často místo efektivního multiplikačního koeficientu užívá jeho poměrná hodnota. Pro praktické účely je potřeba, aby byl efektivní multiplikační koeficient větší než jedna. Hodnota, o níž efektivní multiplikační koeficient převyšuje jedničku, se nazývá *přebytek multiplikačního koeficientu* δk

$$\delta k = k_{ef} - 1 \quad (21.19)$$

Reaktivita, která je mírou odklonu reaktoru od kritického stavu, potom vyjadřuje poměr přebytku multiplikačního koeficientu k hodnotě efektivního multiplikačního koeficientu [1]

$$\rho = \frac{\delta k}{k_{ef}} \quad (21.20)$$

Reaktor tedy může být při různých hodnotách reaktivity

- Podkritický - při $\rho < 0$
- Kritický - při $\rho = 0$
- Nadkritický - při $\rho > 0$

Při provozu jaderného reaktoru se mění reaktivita aktivní zóny. Může to být způsobeno poklesem množství jader štěpného materiálu v aktivní zóně, xenonovou nebo samariovou otravou (viz kapitoly 3 a 6), zastruskováním reaktoru (viz kapitola 7) nebo například zvýšením koncentrace jader izotopu $^{135}_{54}\text{Xe}$ po odstavení jaderného reaktoru (kapitola 4) [2].

2.1.6 Perioda reaktoru

Pokud se předpokládá, že jeden neutron je vždy potřeba k udržení štěpné řetězové reakce, tak potom přebytek multiplikačního koeficientu udává přírůstek nebo úbytek neutronů na jeden neutron po dobu života jedno generace. Platí tedy diferenciální rovnice [2]

$$\frac{dn}{dt} = n \frac{\delta k}{l} \quad (21.21)$$

kde: l je střední doba života jedné neutronové generace

Řešením této rovnice bude

$$n = n_0 \cdot e^{\frac{\delta k \cdot t}{l}} \quad (21.22)$$

Střední dobu života jedné generace neutronů l je pro okamžité neutrony asi 10^{-4} až 10^{-3} sekundy. Zpožděné neutrony mají průměrnou dobu života asi 12 sekund. Průměrná střední doba života celé generace neutronů je tedy kolem 0,08 sekundy.

Perioda reaktoru T_e je doba, za kterou vzroste počet neutronů v reaktoru e-krát. Může se určit upravením rovnice (21.21), ze které získáme vztah

$$T_e = \frac{l}{\delta k} \quad (21.23)$$

Perioda reaktoru je mírou změny neutronového toku a tedy i výkonu reaktoru, proto je potřeba ji při provozu reaktoru neustále sledovat a kontrolovat.

2.2 Základní provozní stavy jaderného reaktoru

Hlavními požadavky na jaderný reaktor za provozu jsou jeho bezpečnost, spolehlivost a ekonomická návratnost. Aby byly tyto požadavky zajištěny, je potřeba znát celou řadu parametrů a přesných informací o reaktoru. Důležitý je tedy *systém měření a kontroly*, který zajišťuje měření obrovského množství těchto parametrů.

Jedním z měřených parametrů je hustota neutronového toku v reaktoru, která ovlivňuje výkon reaktoru a jeho rovnoměrné rozložení. Změna výkonu v průběhu palivové kampaně nastává vlivem vyhoření paliva, xenonové a samariové otravy, zastruskování reaktoru, nebo například změnou teploty.

Pokud tedy má jaderný reaktor správně fungovat delší dobu je potřeba, aby měl dostatečný přebytek efektivního multiplikačního koeficientu neboli dostatečnou zásobu reaktivity. Tento přebytek reaktivity je ovšem na začátku palivové kampaně potřeba vhodně kompenzovat a regulovat. Dostatečná zásoba reaktivity je vytvořena tak, že se do aktivní zóny na počátku palivové kampaně zaveze větší množství paliva, než je jeho kritické množství. Přebytečná reaktivita, se v průběhu kampaně reguluje zejména pomocí koncentrace kyseliny borité a pomocí tzv. *burnable poison* neboli pomocí vyhořívajících jedů či absorbátorů [8].

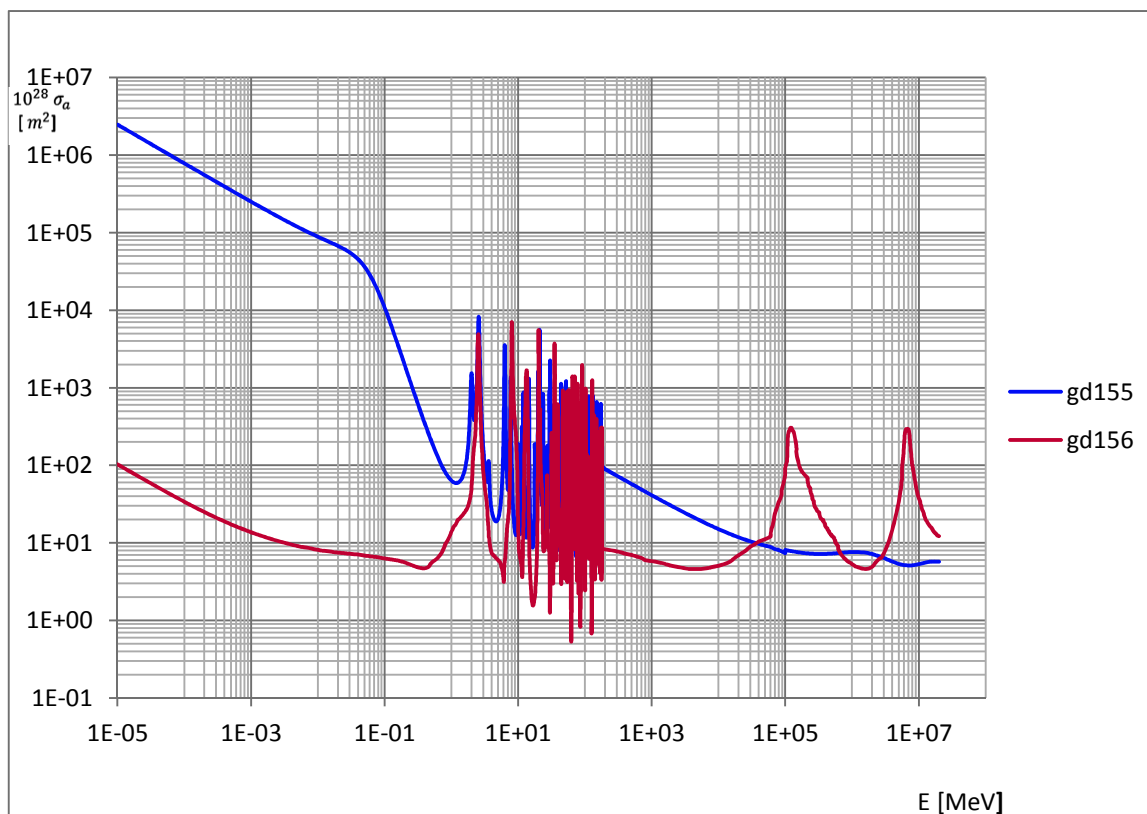
Kyselina boritá H_3BO_3 je čistá krystalická látka, která se ve vodních roztocích chová jako slabá kyselina. V jaderném reaktoru se využívá k regulaci neutronového toku zejména díky vlastnosti atomů boru. [8, 9].

Jako *vyhořívající absorbátory* se používají izotopy s vysokým účinným průřezem pro absorpci neutronů, ale zároveň takové, které se po absorpci neutronu mění na nuklidy s velmi malým účinným průřezem neutronů pro absorpci. Nejčastějšími izotopy, které se používají jako vyhořívající absorbátory, jsou bór $^{10}_5B$, a gadolinium $^{155}_{64}Gd$ a $^{157}_{64}Gd$. Vyhořívání těchto izotopů poté probíhá následujícími rovnicemi



Rozdíl mezi účinným průřezem pro absorpci neutronů mezi původním izotopem gadolinia $^{155}_{64}Gd$ a nově vzniklým izotopem $^{156}_{64}Gd$ je znázorněn na obrázku (Obr. 2-3).

Bór lze jako vyhořívající absorbátor použít v několika způsobech. Může se jednat o disperzi $Al_2O_3 - B_4C$, jako borosilikátové sklo nebo jako ZrB_2 . Gadolinium se jako vyhořívající absorbátor používá pouze ve formě Gd_2O_3 [8].



Obr. 2-3 Závislost účinného průřezu pro absorpci $^{155}_{64}\text{Gd}$ a $^{156}_{64}\text{Gd}$ na energii neutronů [5]

2.2.1 Stacionární stavy jaderného reaktoru

2.2.1.1 Provoz reaktoru na jmenovitém výkonu

Provoz jaderného reaktoru na jmenovitém výkonu je základním stacionárním stavem jaderného reaktoru. V režimu provozu na jmenovitém výkonu je jaderný reaktor převážnou část své palivové kampaně [1].

V současné situaci je v České republice stálý provoz po njetí reaktoru na jmenovitém výkonu bez menších výchylek výkonu téměř nemožný. Nutnost regulace přenášeného výkonu přenosovou soustavou ČR nutí k regulaci výkonu podle potřeby elektrizační soustavy i jaderné elektrárny, a tím pádem musí docházet k regulaci výkonu jaderných reaktorů [10].

2.2.1.2 Odstavený reaktor

V případě odstaveného reaktoru se reaktor nachází v podkritickém stavu. Reaktor může být odstaven z důvodu pravidelné výměny paliva, jde tedy o plánované odstavení jaderného reaktoru, nebo může nastat havarijní odstavení, reaktor je tedy odstaven vlivem systému ochrany nebo na příkaz operátora.

Při plánované odstávce reaktoru se po skončení palivové kampaně provádí výměna paliva, případně se kontrolují nebo opravují případné závady na zařízení a provádí se servisní kontrola. Při výměně paliva se některé palivové soubory nahrazují novými, a dochází k přemísťování

palivových souborů v rámci aktivní zóny. Cílem tohoto přemísťování je dosažení rovnoměrné hustoty neutronového toku v jaderném reaktoru.

Při odstavení reaktoru vznikají v jaderném reaktoru nestacionární jevy jako například *jodová* nebo *promethiová jáma*, které v případě malé zásoby reaktivity mohou na několik hodin zabránit opětovnému spuštění reaktoru. Tyto jevy jsou popsány v kapitolách 4 a 6.3.

2.2.2 Nestacionární stavy jaderného reaktoru

Hlavním nestacionárním stavem jaderného reaktoru je jeho spouštění. Mezi nestacionární stavy patří ještě snížení nebo zvýšení výkonu v rámci regulace jaderného reaktoru, a odstavení jaderného reaktoru, které je popsáno v předchozí kapitole (2.2.1.2) a většina jevů (teplotní a výkonový koeficient reaktivity) tu platí také. Spouštění jaderného reaktoru trvá okolo dvou dní, jeho odstavování zabere šest až osm dní. Celá palivová kampaň má dobu trvání kolem jednoho roku.

2.2.2.1 Fyzikální spouštění reaktoru

Při fyzikální spouštění je reaktor vyveden z podkritického stavu. Toto bývá provedeno snižováním koncentrace kyseliny borité a pomalým vysunováním regulačních tyčí. Ke spouštění reaktoru bývá často použit i vnější zdroj neutronů.

Výkon je nadále zvyšován až po hodnotu minimálního kontrolovaného výkonu. Po dosažení této hodnoty výkonu se provádí měření nejrůznějších parametrů reaktoru a kontroluje se funkce regulačních a havarijních systémů [1, 7, 11].

2.2.2.2 Energetické spouštění reaktoru

Energetický reaktor je reaktor, ve kterém teplotní změny ovlivňují fyzikální změny aktivní zóny a mění reaktivitu aktivní zóny. Energetické spouštění je vyvedení výkonu z hodnoty minimálního kontrolovaného výkonu, která byla dosažena při fyzikálním spouštění, na jmenovitou hodnotu výkonu [1].

Při zvyšování výkonu reaktoru se začne zvyšovat teplota uvnitř reaktoru, a tím se začne měnit i efektivní multiplikační koeficient a reaktivita reaktoru. Změna reaktivity je způsobena jevy, které souvisí s koeficienty reaktivity.

2.2.3 Koeficienty reaktivity

Podle [8] má změna teploty v aktivní zóně reaktoru vliv na reaktivitu reaktoru hned z několika důvodů, kterými jsou:

- Rostoucí teplotou dojde ke snížení hustoty moderátoru, a tím se sníží moderační schopnosti
- Změnou teploty dojde ke změně spektra neutronů. S teplotou roste i průměrná energie neutronů a mění se tak mikroskopické průřezy neutronů pro absorpci neutronů v moderátoru
- Dopplerův efekt – se změnou teploty dochází ke změnám pravděpodobnosti rezonančního zachytu neutronů

- Může docházet ke změnám rozměrů a geometrie aktivní zóny v důsledku různého teplotního součinitele roztažnosti pro různé materiály aktivní zóny
- Při velkých teplotních změnách může docházet ke změně skupenství moderátoru (např. u varných reaktorů)
- Při změnách teploty může docházet ke snížení účinného průřezu pro štěpení jaderného paliva

Existuje několik koeficientů reaktivity, které popisují změny reaktivity. Mezi nejdůležitější koeficienty se řadí *teplotní koeficient reaktivity*, *výkonový koeficient reaktivity* a *koeficient reaktivity koncentrace kyseliny borité*. V následující kapitole se budu věnovat pouze teplotnímu koeficientu reaktivity, jelikož nejvíce ovlivňuje celkovou reaktivitu energetického jaderného reaktoru.

2.2.3.1 Teplotní koeficient reaktivity

Reaktivita se při snížení moderačních vlastností moderátoru, snížení účinného průřezu pro štěpení a absorpci paliva, a při zvýšení rezonančního zachytu neutronů v palivu zmenší. Jedním z faktorů popsanych v předchozí kapitole, který reaktivitu ovlivní kladně je snížení účinného průřezu pro absorpci neutronů ve vodě. Změnu reaktivity vlivem změny teploty nazýváme *teplotní koeficient reaktivity*.

Teplotní koeficient reaktivity udává změnu reaktivity reaktoru v závislosti na změně teploty v reaktoru. Celkový teplotní koeficient reaktivity reaktoru α_t se určí součtem teplotních koeficientů reaktivity paliva, moderátoru a chladiva [7]

$$\alpha_T = \frac{\partial \rho}{\partial T} = \alpha_{T,m} + \alpha_{T,UO_2} + \alpha_{T,c} \quad (22.4)$$

kde: $\alpha_{T,m}$ je teplotní koeficient reaktivity moderátoru

α_{T,UO_2} je teplotní koeficient reaktivity paliva

$\alpha_{T,c}$ je teplotní koeficient reaktivity chladiva

Hodnota těchto koeficientů je ovlivněna koncentrací kyseliny borité, vyhoříváním paliva, teplotou chladiva a polohou zasunutí regulačních tyčí. V průběhu palivové kampaně nastává zvýšení celkového teplotního koeficientu reaktivity důsledkem nahromadění plutonia v palivu a hlavně důsledkem snížení koncentrace kyseliny borité.

Změna reaktivity $\Delta\rho_T$ se pak v důsledku změny teploty aktivní zóny jaderného reaktoru dá vyjádřit vztahem

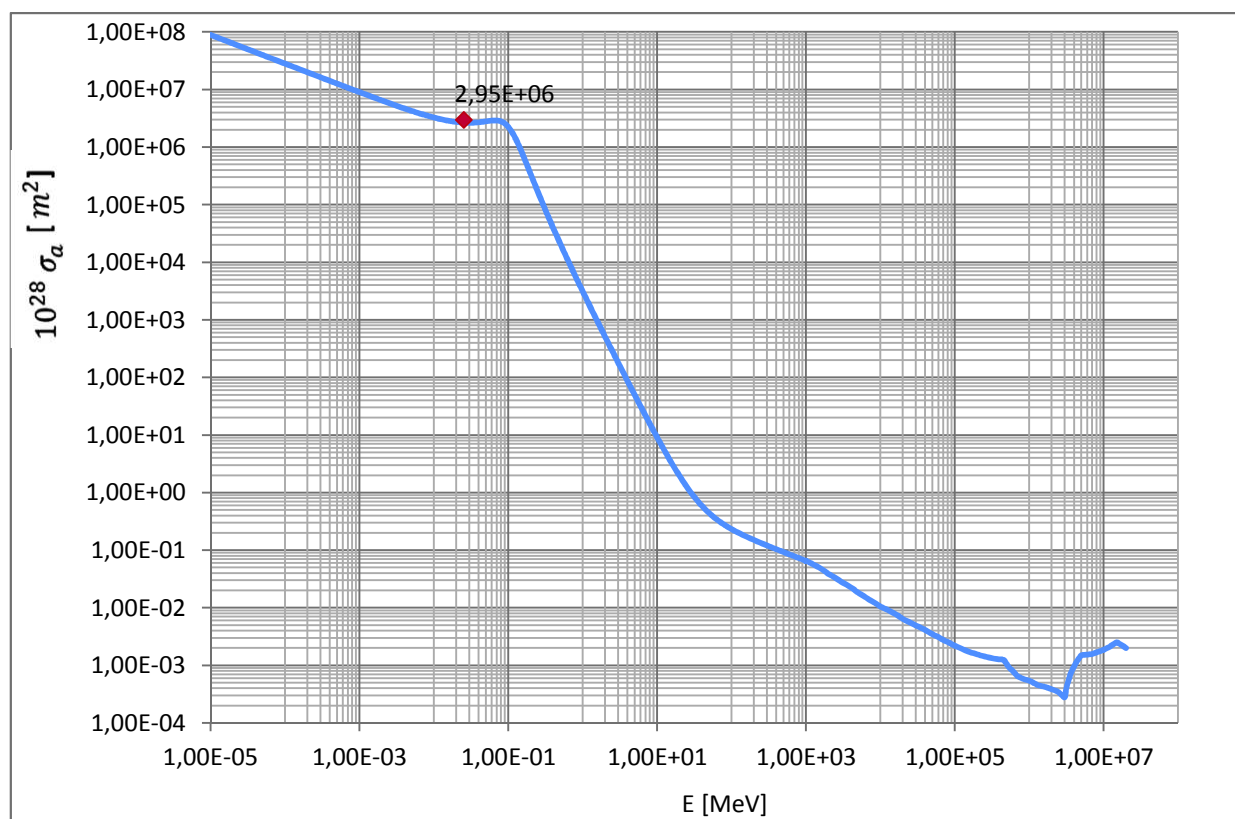
$$\Delta\rho_T = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_t \, dT \quad (22.5)$$

V případě kdy je celkový teplotní součinitel reaktivity záporný dochází při zvyšování teploty ke snižování reaktivity a tedy i výkonu reaktoru. Tento jev se nazývá *stabilita reaktoru* a v tomto případě se reaktor sám reguluje. Proto se v praxi vyžaduje, aby byl teplotní součinitel reaktivity vždy záporný [2, 7].

3 XENONOVÁ OTRAVA

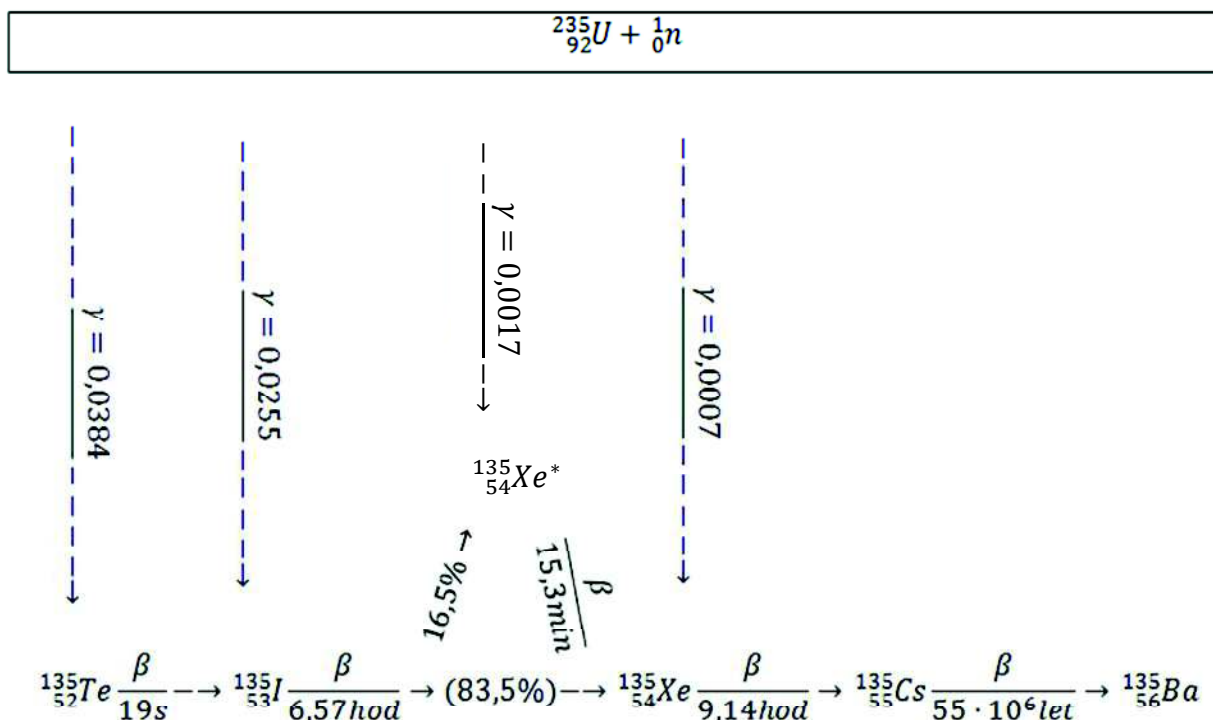
Jak již bylo uvedeno, při provozu jaderného energetického reaktoru vznikají při štěpení uranu izotopy s nukleonovým číslem od 72 do 161, s různými poločasy rozpadu a různými absorpčními vlastnostmi. Vliv těchto izotopů na reaktivitu v reaktoru je známý jako otrava nebo zastruskování reaktoru. *Otrava* reaktoru je obecně jev, při kterém dochází k absorpci neutronů v izotopech prvků s krátkým poločasem přeměny.

Xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$ je izotopem, který má velmi vysoký účinný průřez pro absorpci neutronů. Velikost tohoto účinného průřezu se mění s energií neutronů (*Obr. 3-1*), budeme proto pro pozdější výpočty uvažovat jen hodnotu pro absorpci tepelných neutronů (neutronů s energií 0,0253 eV). Hodnota účinného průřezu pro tuto energii neutronů je zobrazena v tabulce (Tab. 2-2).

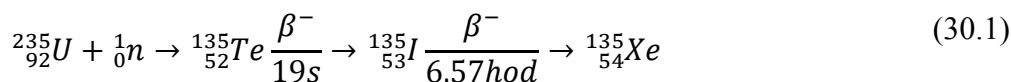


Obr. 3-1 : Závislost účinného průřezu pro absorpci xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ na energii neutronů [5]

Xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$ vzniká v jaderném reaktoru několika způsoby. Celkové schéma je zobrazeno na obrázku (*Obr. 3-2*). Ve schématu nejsou znázorněny a uvažovány měrné výtěžky izotopů indium $^{135}_{49}\text{In}$, cín $^{135}_{50}\text{Sn}$ a antimon $^{135}_{45}\text{Sb}$, které patří do stejné rozpadové řady. Tyto izotopy se ve schématu nevyskytují z důvodu, že jejich měrné výtěžky jsou téměř nulové a jejich poločasy rozpadů jsou v řádu milisekund, takže v celkové bilanci nehrají žádnou roli.

Obr. 3-2 : Schéma vzniku a přeměny xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$

Pro srovnání se budou uvažovat dvě varianty. V první variantě dojde k zanedbání vlivu metastabilního xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ a vznik xenonu se zjednoduší na rovnici



Bude se tedy uvažovat, že veškerý jód $^{135}_{53}\text{I}$ se přemění na xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$ a že veškerý měrný výtěžek který náleží metastabilnímu xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$ se připočte k měrnému výtěžku xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$. V této variantě bude platit rovnice

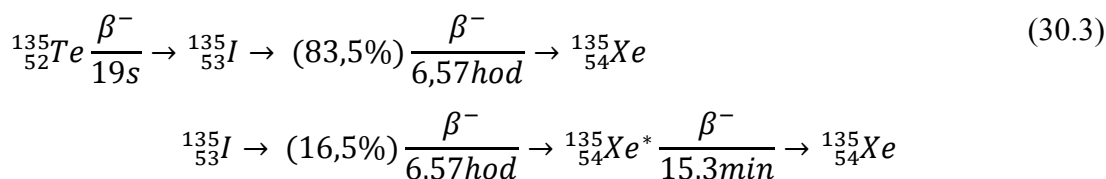
$$\gamma_{\text{Xe}} = \gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}} + \gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}^*} \quad (30.2)$$

kde: γ_{Xe} je celkový měrný výtěžek xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$

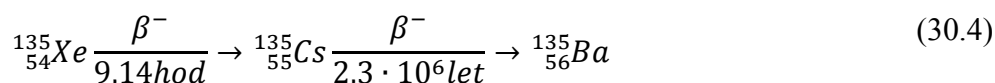
$\gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}}$ je měrný výtěžek xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ ze štěpení

$\gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}^*}$ je měrný výtěžek metastabilního xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$ ze štěpení

V druhé variantě se již bude uvažovat vliv metastabilního xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$, a rozpadovou řadu telluru lze rozepsat jako



Xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$ poté může v reaktoru zanikat dvěma způsoby. Může se buď samovolně přeměnit s poločasem rozpadu 9,14 hodiny na cesium $^{135}_{55}\text{Cs}$, a dále pak na baryum, které je stabilní



Nebo díky svému vysokému účinnému průřezu pro zachyt (viz Tab. 2-2) absorbuje neutron a přemění se na xenon $^{136}_{54}\text{Xe}$



Xenon $^{136}_{54}\text{Xe}$ má mnohem menší účinný průřez pro zachyt, absorbuje velmi málo neutronů, a proto jej ve výpočtech neutronové bilance můžeme zanedbat [1, 2].

Xenonová otrava se charakterizuje poměrným pohlcením v xenonu q_{Xe} . Poměrné pohlcení v xenonu lze vyjádřit jako poměr počtu tepelných neutronů, které byly pohlceny xenonem $^{135}_{54}\text{Xe}$, k množství neutronů, které byly zachyceny jaderným palivem. Poměrné pohlcení v xenonu potom lze popsat vztahem [2]

$$q_{Xe}(t) = \frac{\sigma_{aXe} \cdot N_{Xe}(t)}{\Sigma_{aU}} \quad (30.6)$$

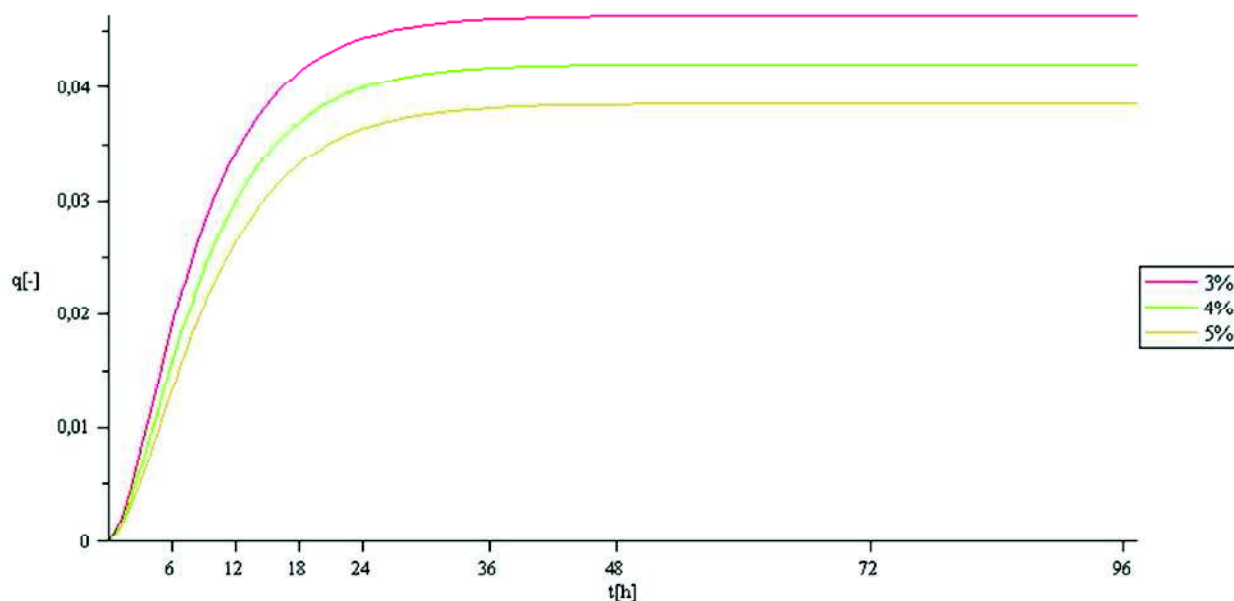
kde: N_{Xe} je koncentrace jader xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$

σ_{aXe} je mikroskopický účinný průřez pro absorpci xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$

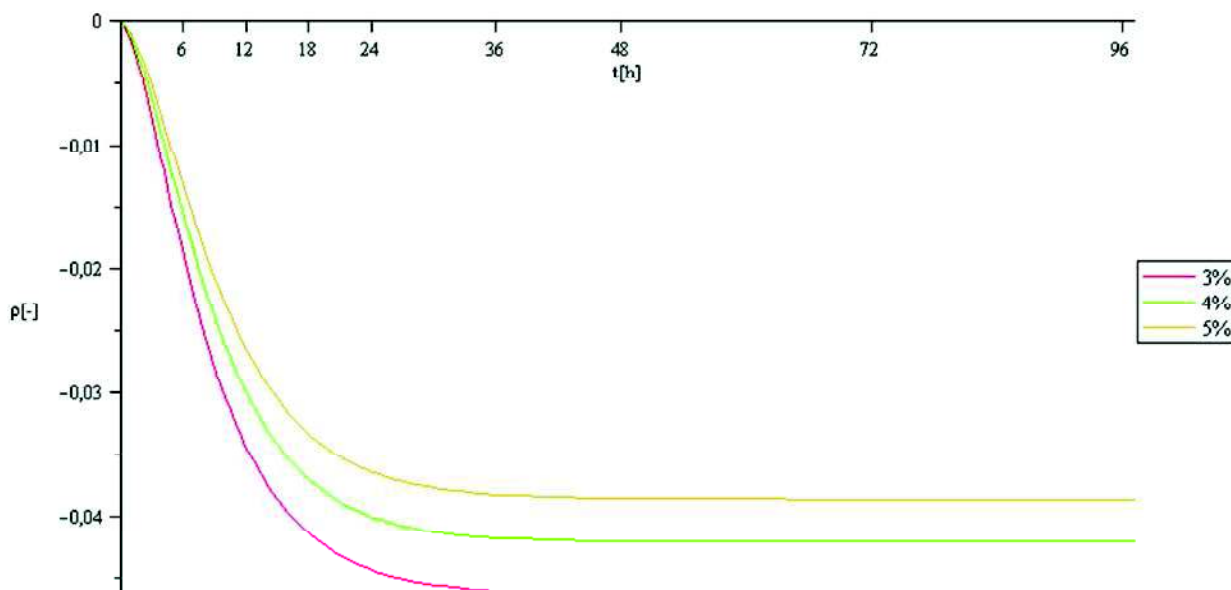
Σ_{aU} je makroskopický účinný průřez pro absorpci paliva

Na obrázku (Obr. 3-3) je zobrazena závislost velikosti xenonové otravy na obohacení paliva (velikosti hustoty neutronového toku). Z tohoto obrázku lze vidět, že xenonová otrava klesá s mírou obohacení paliva (roste s velikostí hustoty neutronového toku).

V praxi je potřeba na xenonovou otravu myslet předem a mít v jaderném reaktoru dostatečnou zásobu reaktivity, která vykompenzuje úbytek neutronů způsobený xenonovou otravou.



Obr. 3-3 : Závislost velikosti poměrného pohlcení v xenonu na stupni obohacení paliva



Obr. 3-4 : Reaktivita při xenonové otravě pro různé stupně obohacení paliva

3.1 Xenonová otrava při zanedbání metastabilního xenonu

3.1.1 Bilance počtu jader

Nejprve se musí vyjádřit bilance počtu jader telluru na jednotku objemu za čas dt , která by vyjadřovala rozdíl vzniku a zániku těchto jader. Tuto bilanci můžeme poté popsat diferenciální rovnicí

$$\frac{dN_{Te}}{dt} = \gamma_{Te} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi - \sigma_{aTe} \cdot N_{Te} \cdot \varphi - \lambda_{Te} \cdot N_{Te} \quad (31.1)$$

kde: N_{Te} je koncentrace jader telluru $^{135}_{52}Te$

σ_{aTe} je mikroskopický účinný průřez pro absorpci telluru $^{135}_{52}Te$

γ_{Te} je měrný výtěžek telluru $^{135}_{52}Te$

λ_{Te} je rozpadová konstanta telluru $^{135}_{52}Te$

Σ_f je makroskopický účinný průřez pro štěpení paliva

φ je hustota neutronového toku

První člen této rovnice $\gamma_{Te} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi$ udává vznik jader telluru následkem štěpení paliva, druhý člen $\sigma_{aTe} \cdot N_{Te} \cdot \varphi$ udává zánik jader telluru vlivem zachycení (absorpce) neutronů. Protože je však účinný průřez pro absorpci telluru $^{135}_{52}Te$ velmi malý, tak může se úbytek jader telluru následkem absorpce neutronů zanedbat, a snížení koncentrace telluru budeme uvažovat jen třetím členem rovnice $\lambda_{Te} \cdot N_{Te}$, který udává radioaktivní rozpad telluru na jod $^{135}_{53}I$.

Po zjednodušení se tedy změna koncentrace jader telluru za čas bude rovnat

$$\frac{dN_{Te}}{dt} = \gamma_{Te} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi - \lambda_{Te} \cdot N_{Te} \quad (31.2)$$

Bilanci počtu jader jodu $^{135}_{53}\text{I}$ získáme podobným způsobem. Diferenciální rovnice popisující změnu koncentrace jodu pak bude

$$\frac{dN_I}{dt} = \gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + \lambda_{Te} \cdot N_{Te} - \sigma_{aI} \cdot N_I \cdot \varphi - \lambda_I \cdot N_I \quad (31.3)$$

kde: N_I je koncentrace jader jodu $^{135}_{53}\text{I}$

σ_{aI} je mikroskopický účinný průřez pro absorpci jodu $^{135}_{53}\text{I}$

γ_I je měrný výtěžek jodu $^{135}_{53}\text{I}$

λ_I je rozpadová konstanta jodu $^{135}_{53}\text{I}$

V této diferenciální rovnici (31.3) udává člen $\gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \varphi$ vznik jader jodu přímo ze štěpné reakce, $\lambda_{Te} \cdot N_{Te}$ vyjadřuje vznik jodu radioaktivní přeměnou z telluru $^{135}_{52}\text{Te}$. Jelikož je mikroskopický účinný průřez pro absorpci jodu $^{135}_{53}\text{I}$ je podobně jako u telluru velmi malý v porovnání s účinným průřezem pro absorpci xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ tak člen rovnice $\sigma_{aI} \cdot N_I \cdot \varphi$ se může opět zanedbat, a úbytek jodu v tom případě bude pouze jeho radioaktivní přeměnou na xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$.

Po zjednodušení se tedy změna koncentrace jader jódu za čas bude rovnat

$$\frac{dN_I}{dt} = \gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + \lambda_{Te} \cdot N_{Te} - \lambda_I \cdot N_I \quad (31.4)$$

Diferenciální rovnice, která bude popisovat bilanci počtu jader xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ pak bude ve tvaru

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \gamma_{Xe} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + \lambda_I \cdot N_I - \sigma_{aXe} \cdot N_{Xe} \cdot \varphi - \lambda_{Xe} \cdot N_{Xe} \quad (31.5)$$

kde: σ_{aXe} je mikroskopický účinný průřez pro absorpci xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$

λ_{Xe} je rozpadová konstanta xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$

První člen této rovnice $\gamma_{Xe} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi$ popisuje vznik xenonu přímo ze štěpení, $\lambda_I \cdot N_I$ je radioaktivní přeměna jódu $^{135}_{53}\text{I}$ na xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$, člen $\sigma_{aXe} \cdot N_{Xe} \cdot \varphi$ vyjadřuje úbytek jader $^{135}_{54}\text{Xe}$ vlivem absorpce tepelných neutronů, a $\lambda_{Xe} \cdot N_{Xe}$ značí radioaktivní rozpad xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ na cesium $^{135}_{55}\text{Cs}$ [2, 7].

3.1.2 Model xenonové otravy

Model výpočtu simulující změnu koncentrace jader jednotlivých izotopů a xenonovou otravu byl navržen v programu Maple 12. Program Maple 12 je jedním z řady výpočetních programů společnosti Maplesoft. Jedná se o systém počítačové algebry pro výuku a využití matematiky v přírodovědných, technických a ekonomických oborech, který byl vyvíjen od devadesátých let minulého století. Umožňuje symbolické a numerické matematické výpočty, jejich počítačovou vizualizaci, dokumentaci a publikaci. Učitelům, studentům i vědcům a výzkumným pracovníkům poskytuje uživatelsky přívětivé prostředí, ve kterém lze snadno používat matematiku. [13].

Při výpočtu velikosti hustoty neutronového toku podle (21.17) budu uvažovat jaderný reaktor VVER-440, který se nachází v JE Dukovany. Bude se tedy jednat o reaktor s výkonem 1444 MW, vsázkou paliva 42 t, a obohacením 4,38 %. Energii získanou z jedné štěpné reakce budu

uvažovat 200 MeV. Makroskopický účinný průřez pro štěpení uranu $^{235}_{92}\text{U}$ vypočítám z rovnice (21.7). Hodnoty mikroskopických účinných průřezů, rozpadových konstant a měrných výtěžků a ostatních veličin potřebných pro následující výpočty jsou uvedeny v tabulkách (Tab. 2-2 a Tab. 3-1).

Tab. 3-1 Hodnoty charakteristických veličin a konstant potřebných pro výpočty [2, 5]

ρ_{U235}	$19050 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
σ_{fU235}	$584,98 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$
m_u	$1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
$A_r(^{235}_{92}\text{U})$	235,044

Podle (21.7) se makroskopický účinný průřez pro štěpení rovná

$$\Sigma_f = \frac{19050 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}}{1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot 235,044} \cdot 584,98 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 = 2855,19 \text{ m}^{-1}$$

Objem štěpitelného materiálu potřebný pro výpočet hustoty neutronového toku získám ze vztahu (21.18)

$$V_f = \frac{42000 \text{ kg} \cdot 0,0438}{19050 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}} = 0,09657 \text{ m}^3$$

Hustota neutronového toku potom bude

$$\varphi = \frac{1444 \cdot 10^6 \text{ W}}{200 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} \cdot 0,09657 \text{ m}^3 \cdot 2855,19 \text{ m}^{-1}} = 1,634 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Po dosazení do rovnic (31.2), (31.4) a (31.5) získám soustavu diferenciálních rovnic

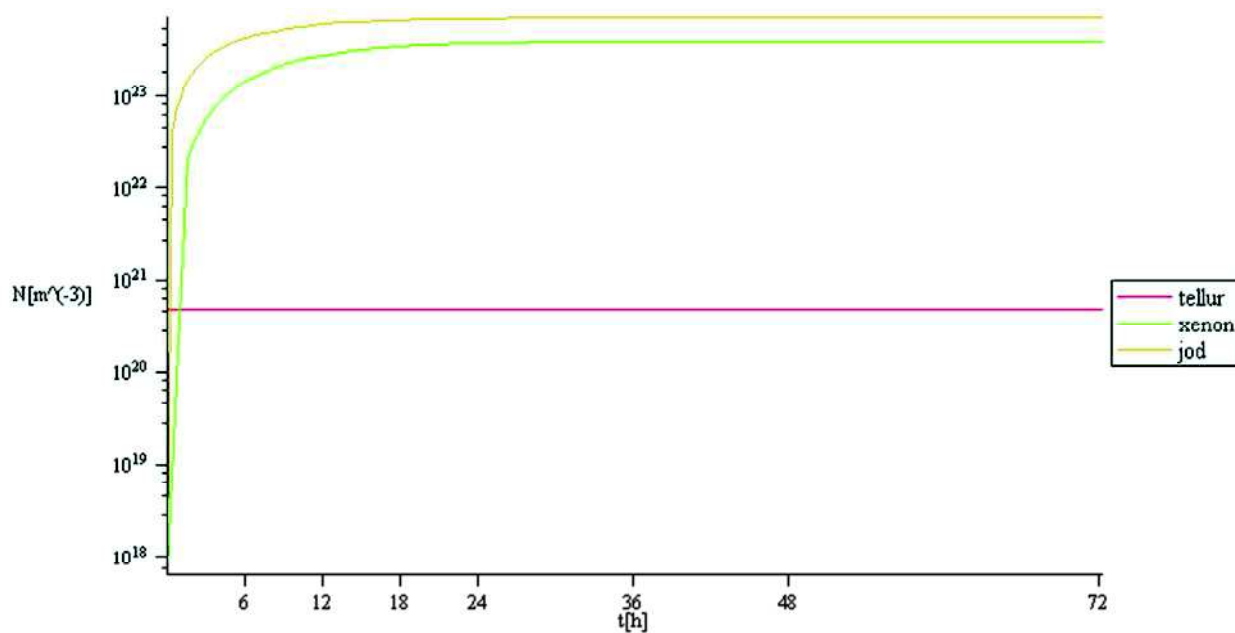
$$\frac{dN_{Te}}{dt}(t) = 1,7904 \cdot 10^{19} - 0,03648 \cdot N_{Te}(t)$$

$$\frac{dN_I}{dt}(t) = 1,1893 \cdot 10^{19} + 0,03648 \cdot N_{Te}(t) - 4,23 \cdot 10^{-5} \cdot N_I(t)$$

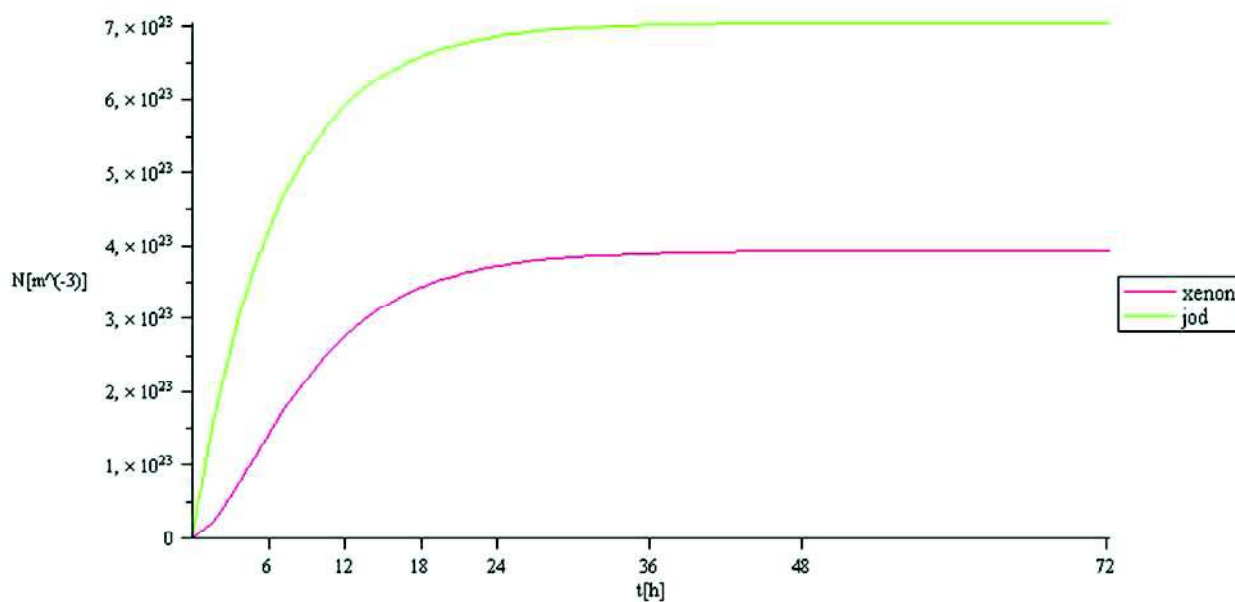
$$\frac{dN_{Xe}}{dt}(t) = 1,1013 \cdot 10^{18} + 4,23 \cdot 10^{-5} \cdot N_I(t) - 7,855 \cdot 10^{-5} \cdot N_{Xe}(t)$$

Při řešení diferenciálních rovnic budu uvažovat nulové počáteční podmínky, což v praxi znamená, že v čase $t = 0$ je reaktor neotrávený.

Po vyřešení těchto diferenciálních rovnic získám časové závislosti koncentrací telluru, jodu a xenonu v logaritmickém měřítku (Obr. 3-5) a ve skutečném měřítku (Obr. 3-6). Z obrázku (Obr. 3-5) vidíme, že koncentrace telluru je řádově nižší než koncentrace jodu a xenonu, proto na obrázku (Obr. 3-6) již není znázorněn.

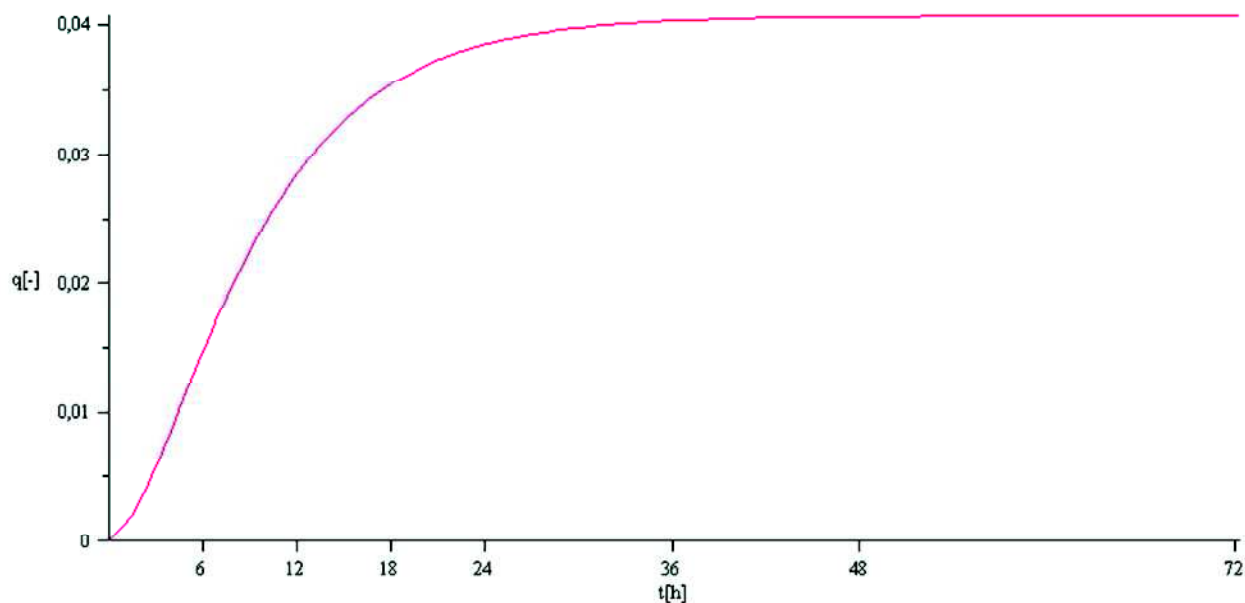


Obr. 3-5 : Časová závislost koncentrace telluru, jodu a xenonu v logaritmickém měřítku

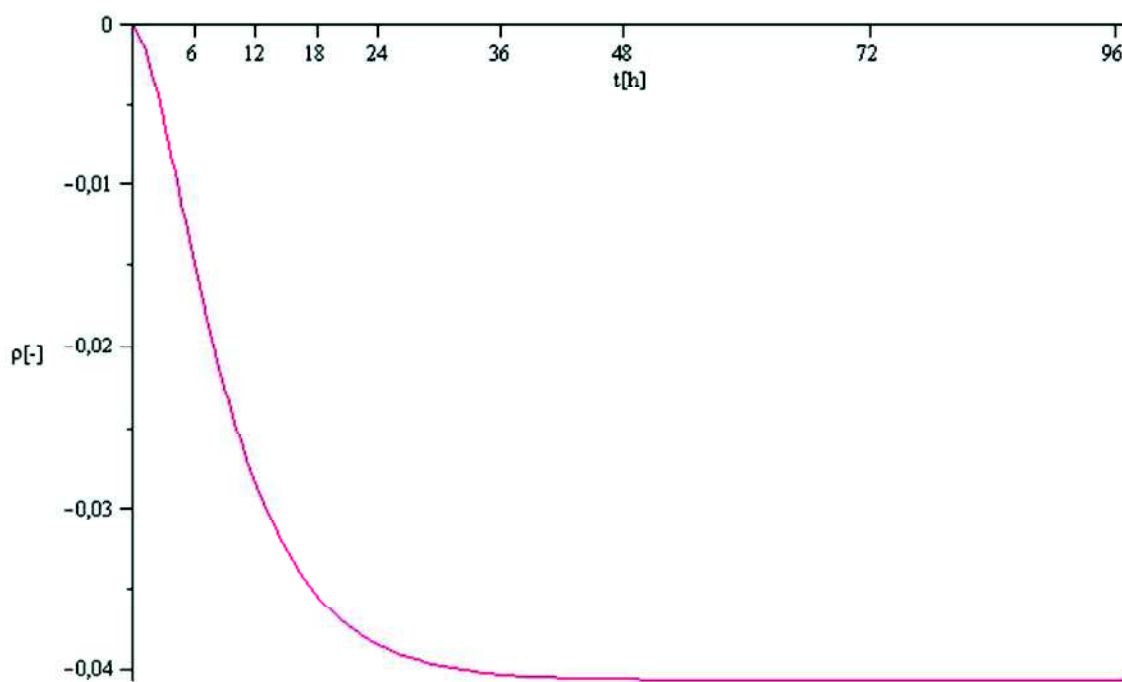


Obr. 3-6 : Časová závislost koncentrace telluru, jodu a xenonu ve skutečném měřítku

Po dosazení do rovnice (30.6) získáme také časový průběh xenonové otravy energetického jaderného reaktoru (Obr. 3-7) a dosazením do rovnic (21.11), (21.13) a (21.20) dostaneme velikost reaktivity vázané v xenonu (Obr. 3-8).



Obr. 3-7 : Časová závislost velikosti xenonové otravy



Obr. 3-8 : Časová závislost velikosti reaktivity při xenonové otravě

3.2 Xenonová otrava při uvažování metastabilního xenonu

3.2.1 Bilance počtu jader

Při situaci, kdy budeme uvažovat metastabilní xenon, platí stejné diferenciální rovnice pro bilanci počtu jader telluru a jodu, jako při situaci, kdy dochází k zanedbání metastabilního xenonu.

$$\frac{dN_{Te}}{dt} = \gamma_{Te} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi - \lambda_{Te} \cdot N_{Te} \quad (32.1)$$

$$\frac{dN_I}{dt} = \gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + \lambda_{Te} \cdot N_{Te} - \lambda_I \cdot N_I \quad (32.2)$$

Změnu koncentrace metastabilního xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$ pak lze popsat pomocí diferenciální rovnice

$$\frac{dN_{Xe^*}}{dt} = \gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}^*} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + k_1 \cdot \lambda_I \cdot N_I - \sigma_{aXe^*} \cdot N_{Xe^*} \cdot \varphi - \lambda_{Xe^*} \cdot N_{Xe^*} \quad (32.3)$$

kde: N_{Xe^*} je koncentrace jader xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$

σ_{aXe^*} je mikroskopický účinný průřez pro absorpci xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$

λ_{Xe^*} je rozpadová konstanta xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$

k_1 je pravděpodobnost, že dojde k rozpadu jodu $^{135}_{53}\text{I}$ na metastabilní xenon

První člen této rovnice $\gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}^*} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi$ popisuje vznik metastabilního xenonu přímo ze štěpení, $k_1 \cdot \lambda_I \cdot N_I$ je radioaktivní přeměna jodu $^{135}_{53}\text{I}$ na xenon $^{135}_{54}\text{Xe}^*$, člen $\sigma_{aXe^*} \cdot N_{Xe^*} \cdot \varphi$ vyjadřuje úbytek jader metastabilního xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$ vlivem absorpce tepelných neutronů, jelikož však k tomuto jevu téměř nedochází tak jej můžeme zanedbat. Metastabilní xenon $^{135}_{54}\text{Xe}^*$, bude v reaktoru zanikat pouze radioaktivní přeměnou metastabilního na xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$, který značí poslední člen této rovnice $\lambda_{Xe^*} \cdot N_{Xe^*}$.

Po zjednodušení tedy bude platit

$$\frac{dN_{Xe^*}}{dt} = \gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}^*} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + k_1 \cdot \lambda_I \cdot N_I - \lambda_{Xe^*} \cdot N_{Xe^*} \quad (32.4)$$

Diferenciální rovnice vyjadřující bilanci počtu jader xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ pak bude ve tvaru

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + k_2 \cdot \lambda_I \cdot N_I + \lambda_{Xe^*} \cdot N_{Xe^*} - \sigma_{aXe} \cdot N_{Xe} \cdot \varphi - \lambda_{Xe} \cdot N_{Xe} \quad (32.5)$$

kde: k_2 je pravděpodobnost, že dojde k rozpadu jodu $^{135}_{53}\text{I}$ na xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$

V této rovnici vyjadřuje první člen $\gamma_{^{135}_{54}\text{Xe}} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi$ vznik xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ přímo ze štěpení, člen $k_2 \cdot \lambda_I \cdot N_I$ vyjadřuje radioaktivní přeměnu jodu na xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$, $\lambda_{Xe^*} \cdot N_{Xe^*}$ udává vznik xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ rozpadem metastabilního xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$. Ke snižování koncentrace xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ poté dochází buď absorpcí neutronu $\sigma_{aXe} \cdot N_{Xe} \cdot \varphi$, anebo radioaktivní přeměnou na cesium $^{135}_{55}\text{Cs}$.

3.2.2 Model xenonové otravy

Po dosazení do rovnic (32.1), (32.2), (32.4), a (32.5), získám soustavu diferenciálních rovnic

$$\frac{dN_{Te}}{dt}(t) = 1,7904 \cdot 10^{19} - 0,03648 \cdot N_{Te}(t)$$

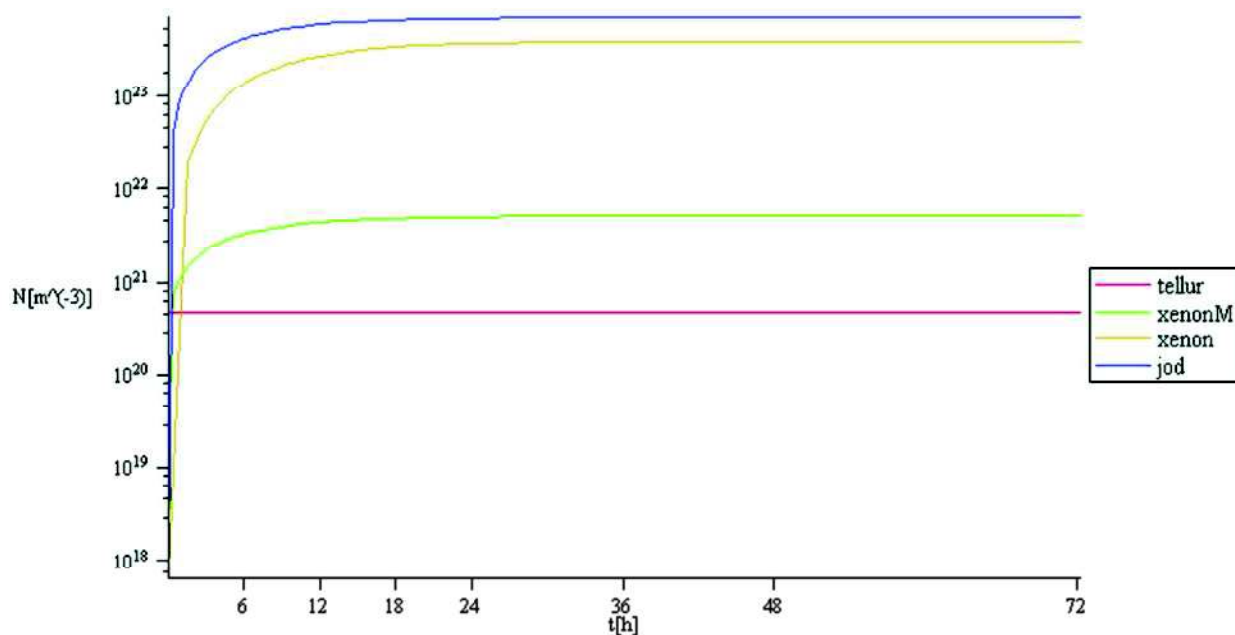
$$\frac{dN_I}{dt}(t) = 1,1893 \cdot 10^{19} + 0,03648 \cdot N_{Te}(t) - 4,23 \cdot 10^{-5} \cdot N_I(t)$$

$$\frac{dN_{Xe^*}}{dt}(t) = 7,7885 \cdot 10^{17} + 6,978 \cdot 10^{-6} \cdot N_I(t) - 0,0011 \cdot N_{Xe^*}(t)$$

$$\frac{dN_{Xe}}{dt}(t) = 3,2246 \cdot 10^{17} + 3,53 \cdot 10^{-5} \cdot N_I(t) + 0,0011 \cdot N_{Xe^*}(t) - 7,855 \cdot 10^{-5} \cdot N_{Xe}(t)$$

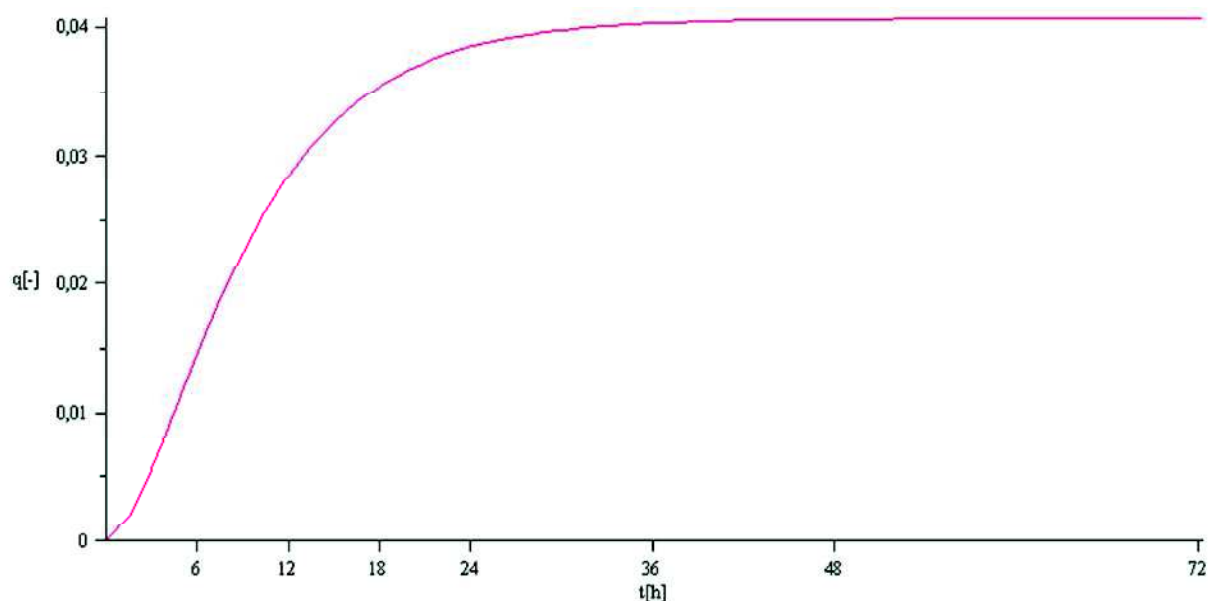
Při řešení diferenciálních rovnic se budou uvažovat nulové počáteční podmínky.

Po vyřešení těchto diferenciálních rovnic získám časové závislosti koncentrací telluru $^{135}_{52}\text{Te}$, jodu $^{135}_{53}\text{I}$, metastabilního xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}^*$ a xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ (Obr. 3-9). Z tohoto obrázku lze vidět, že jak koncentrace telluru, tak koncentrace metastabilního xenonu se díky svým nízkým poločasům rozpadu ustálí na velmi malé hodnotě v porovnání s koncentracemi jodu a xenonu.

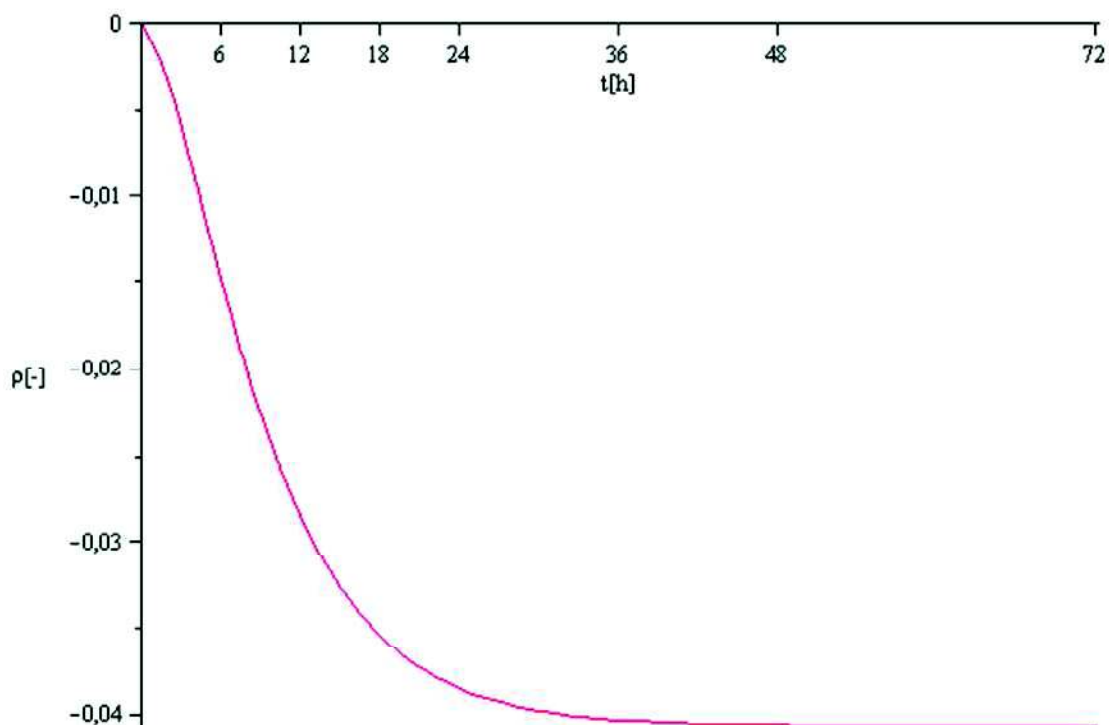


Obr. 3-9 : Časová závislost koncentrace $^{135}_{52}\text{Te}$, $^{135}_{53}\text{I}$, $^{135}_{54}\text{Xe}^*$ a $^{135}_{54}\text{Xe}$

Dosazením do rovnice (30.6) získám také časový průběh xenonové otravy energetického jaderného reaktoru (Obr. 3-10) a reaktivity při této otravě (Obr. 3-11).



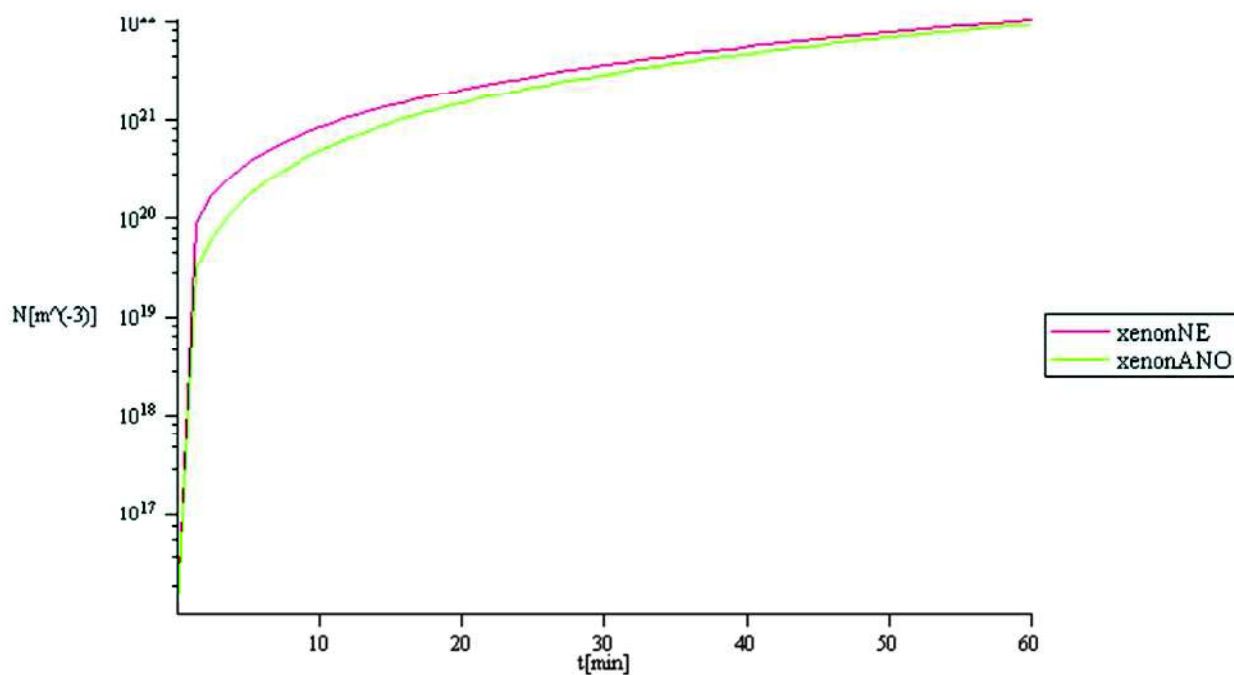
Obr. 3-10 : Časová závislost xenonové otravy při uvažování metastabilního xenonu



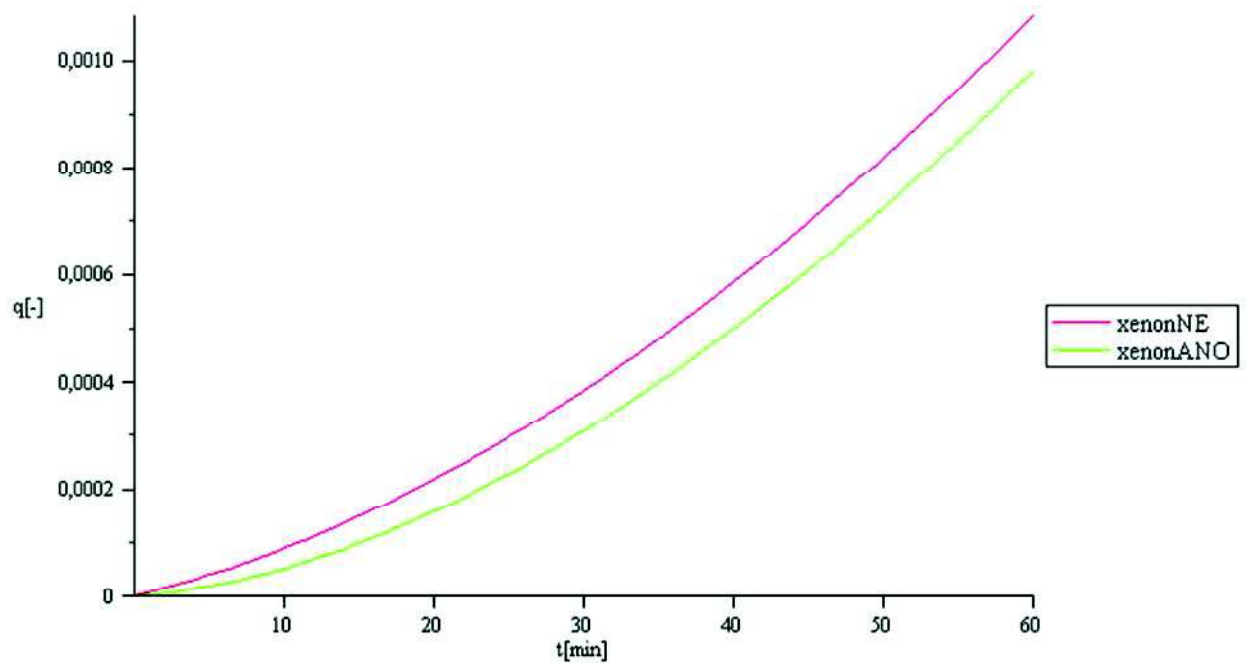
Obr. 3-11 : Časová závislost reaktivity při uvažování metastabilního xenonu

3.2.3 Porovnání výsledků při uvažování a zanedbání metastabilního xenonu

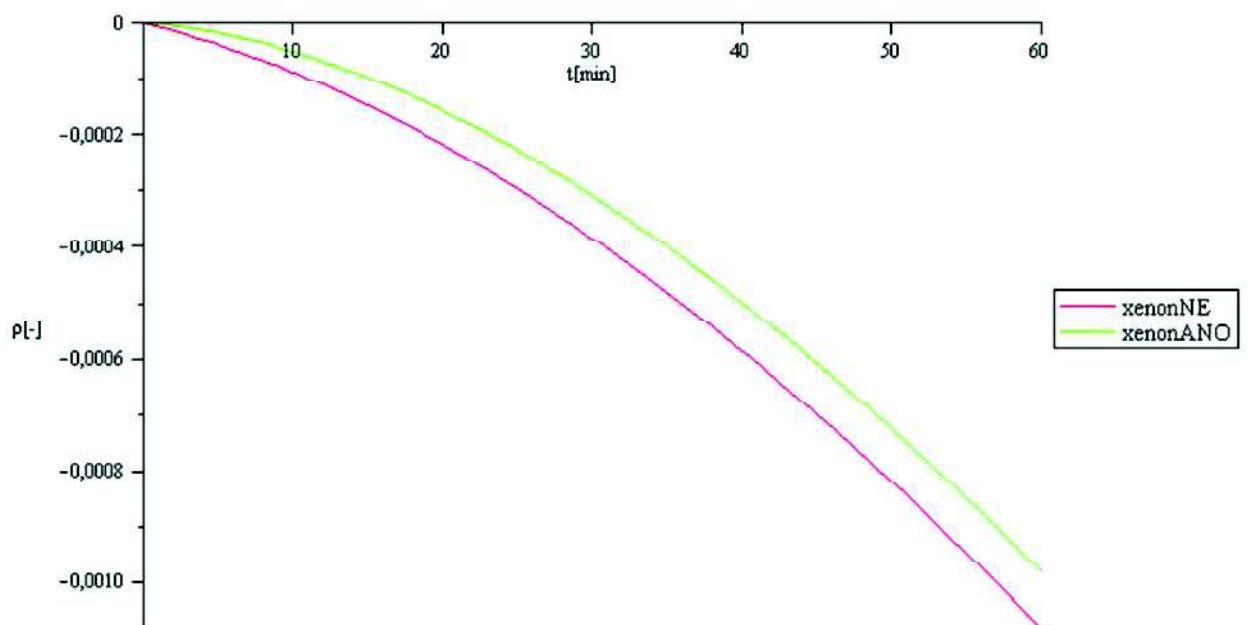
Na obrázku (Obr. 3-12) je zobrazen rozdíl mezi časovými závislostmi koncentrace xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ při zanedbání a uvažování metastabilního xenonu. Na obrázku (Obr. 3-13) je zobrazena velikost xenonové otravy při těchto dvou variantách a na obrázku (Obr. 3-14) je zobrazena reaktivita.



Obr. 3-12 : Časová závislost koncentrace xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$



Obr. 3-13 : Časová závislost velikosti xenonové otravy



Obr. 3-14 : Časová závislost velikosti reaktivity pro obě varianty

Je patrné, že metastabilní xenon $^{135}_{54}\text{Xe}^*$ má na koncentraci xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ jen malý vliv a to zejména v první hodině po spuštění reaktoru. Během této první hodiny má xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$ větší koncentraci při zanedbání metastabilního xenonu než při jeho uvažování, a tím pádem pohltí při stejné velikosti hustoty neutronového toku více neutronů a způsobí větší xenonovou otravu. Avšak po ustálení koncentrace xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ (a tedy i xenonové otravy) na rovnovážné hodnotě jsou koncentrace (a tedy i xenonová otrava) při porovnání obou variant téměř totožné.

4 JODOVÁ JÁMA

Jodová jáma je jev, který v jaderném reaktoru nastane v případě odstavení reaktoru nebo snížení jeho výkonu. Při odstavení reaktoru dojde k velkému snížení hustoty neutronového toku (můžeme předpokládat, že $\varphi = 0$) a tedy i k praktickému zastavení štěpné reakce. Vlivem zastavení štěpných reakcí se přerušuje vznik jódu a vznik xenonu, jako přímého produktu štěpení, ale také se přeruší vyhořívání xenonu (zánik xenonu vlivem zachytu neutronu) a xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$ zaniká jenom radioaktivní přeměnou na cesium $^{135}_{55}\text{Cs}$.

Pro zjednodušení budu brát v úvahu pouze první variantu, tedy dojde k zanedbání metastabilního xenonu. Po úpravě rovnic (31.2), (31.4) a (31.5) lze získat vztahy vyjadřující změnu koncentrace telluru $^{135}_{52}\text{Te}$, jódu $^{135}_{53}\text{I}$ při odstavení reaktoru

$$\frac{dN_{Te}}{dt} = -\lambda_{Te} \cdot N_{Te} \quad (40.1)$$

$$\frac{dN_I}{dt} = \lambda_{Te} \cdot N_{Te} - \lambda_I \cdot N_I \quad (40.2)$$

Velmi malý poločas rozpadu telluru $^{135}_{52}\text{Te}$ způsobí, že dojde k přeměně veškerého množství telluru již během několika prvních minut po odstavení reaktoru, a proto jeho vliv můžeme pro zjednodušení zanedbat. Rovnice popisující koncentraci jódu $^{135}_{53}\text{I}$ pak po zjednodušení bude ve tvaru

$$\frac{dN_I}{dt} = -\lambda_I \cdot N_I \quad (40.3)$$

Pro xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$ po odstavení reaktoru bude platit rovnice

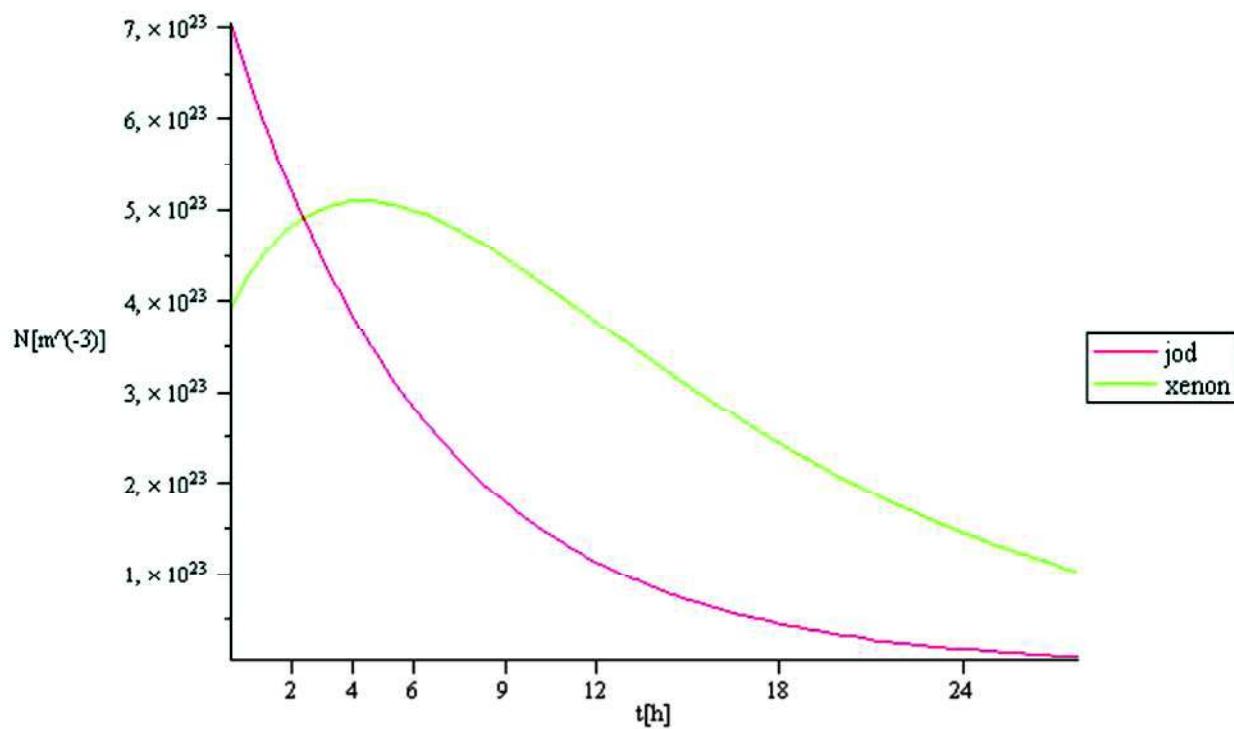
$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \lambda_I \cdot N_I - \lambda_{Xe} \cdot N_{Xe} \quad (40.4)$$

Před odstavením reaktoru, a tedy i přerušením štěpné reakce, předpokládám rovnovážnou koncentraci jódu i xenonu. Od okamžiku odstavení se nahromaděný jod i xenon začnou rozpadat, ale protože rychlost radioaktivního rozpadu jódu $^{135}_{53}\text{I}$ na xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$ je větší než rychlost radioaktivního rozpadu xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ na cesium $^{135}_{55}\text{Cs}$, tak se začne koncentrace xenonu zvyšovat, a to až do doby, kdy se radioaktivní přeměna jódu na xenon bude rovnat přeměně xenonu na cesium

$$\lambda_{Xe} \cdot N_{Xe} = \lambda_I \cdot N_I \quad (40.5)$$

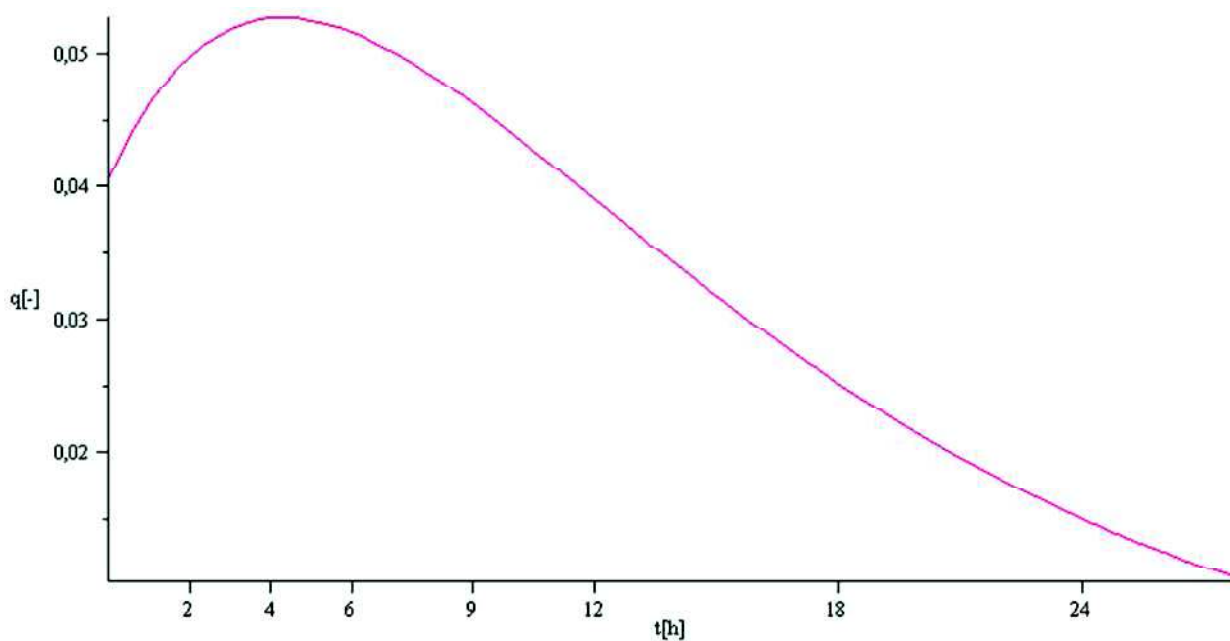
Od okamžiku kdy začne platit, že $\lambda_{Xe} \cdot N_{Xe} > \lambda_I \cdot N_I$, tedy že úbytek koncentrace xenonu je větší než jeho přírůstek, se začne počet jader xenonu snižovat.

Grafické znázornění změny koncentrace jódu a xenonu při jodové jámě je zobrazeno na obrázku (Obr. 4-1). Předpokládám, že v čase $t = 0$ dojde k odstavení reaktoru, a výkon se skokově změní ze jmenovitého výkonu na nulový výkon.

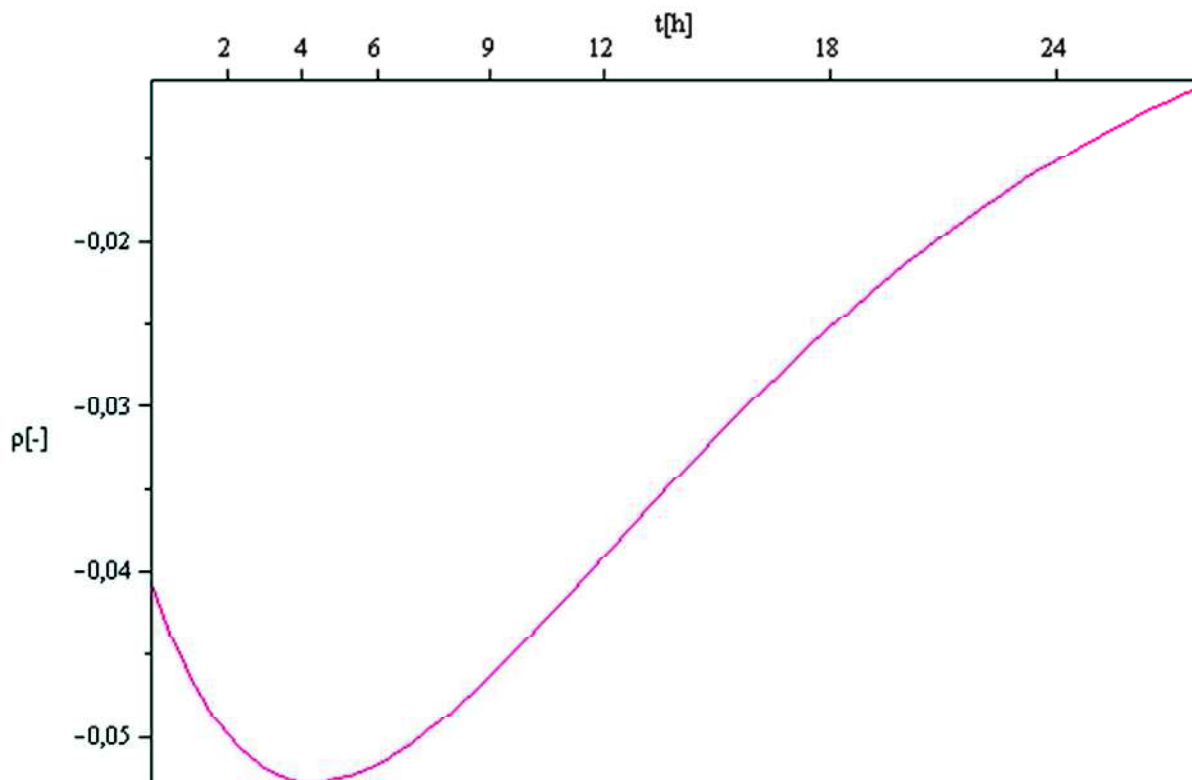


Obr. 4-1 : Jodová jáma

Pro velikost xenonové otravy odstaveného reaktoru platí stejný vztah (30.6) jako v případě xenonové otravy při normálním provozu reaktoru. Nárůst xenonové otravy při odstavení jaderného reaktoru je znázorněn na obrázku (Obr. 4-2) a úbytek reaktivity na obrázku (Obr. 4-3).



Obr. 4-2 : Poměrné pohlcení v xenonu při jodové jámě



Obr. 4-3 : Změna reaktivity při jodové jámě

Takové změny koncentrace xenonu a velikosti xenonové otravy vyvolají změnu reaktivity v reaktoru, a může se stát, že reaktivita vázaná v xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$, přesáhne zásobu reaktivity, která je vázaná v regulačních tyčích a kyselině borité. V takovém případě nepůjde reaktor po nějakou dobu znovu spustit [1, 2].

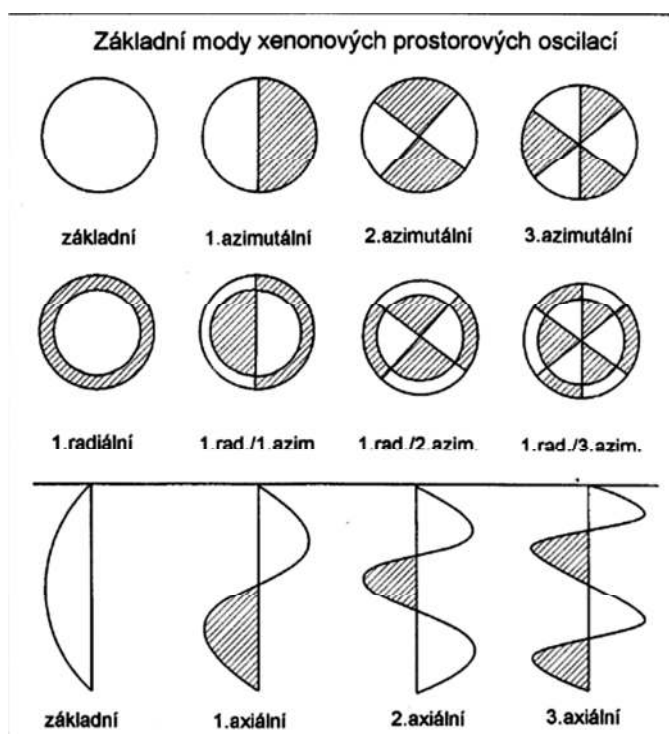
Jodová jáma, ale v menším měřítku, nastává i při snížení výkonu. Naopak při zvýšení výkonu reaktoru nastane intenzivnější absorpce neutronů xenonem, a tím se zrychlí jeho vyhořívání. Tento proces se však zpomaluje, jak se postupně zvyšuje tvorba jodu a xenonu, až se koncentrace xenonu ustálí na nové rovnovážné hodnotě [7].

V praxi je nutno uvažovat efekt jodové jámy při každém odstavení nebo výrazném snížení výkonu a zajistit, aby byla zásoba reaktivity dostatečná. V případě, že dojde k odstavení reaktoru a zásoba reaktivity není dostatečná, tak operátor musí několik hodin vyčkat, než se sníží koncentrace xenonu a pak teprve může reaktor znovu spustit.

5 XENONOVÉ OSCILACE

Základní podmínkou pro vznik xenonových oscilací je aktivní zóna natolik velká, že její jednotlivé části mohou pracovat samostatně a vysoký výkon reaktoru, kde převládá vyhořívání xenonu $^{135}_{54}\text{Xe}$ nad jeho radioaktivním rozpadem. V takových reaktorech může docházet k pravidelným prostorovým změnám rozložení hustoty neutronového toku [8].

Zvýšení výkonu v jednom místě reaktoru způsobí v daném místě větší vyhořívání xenonu, sníží se koncentrace xenonu (a tedy i absorpce neutronů) a hustota neutronového toku v daném místě se ještě zvýší. Vlivem zvýšení hustoty neutronového toku se zvýší i vznik jodu $^{135}_{53}\text{I}$, který se následně začne rozpadat na xenon. Xenon začne pohlcovat neutrony, a tím dojde ke snižování výkonu. Protože celkový výkon reaktoru se nemění, tak zatímco na jednom místě dojde ke zvýšení výkonu, na jiném místě reaktoru dojde k jeho snížení. Po několika hodinách (zhruba době poločasu rozpadu jodu) se výkony v jednotlivých částech reaktoru vymění. Takto vznikají xenonové oscilace, jejichž frekvence je řádově několik prostorových změn výkonu za den. Základní typy prostorového rozložení xenonových oscilací jsou zobrazeny na obrázku (Obr. 5-1) [14, 15].

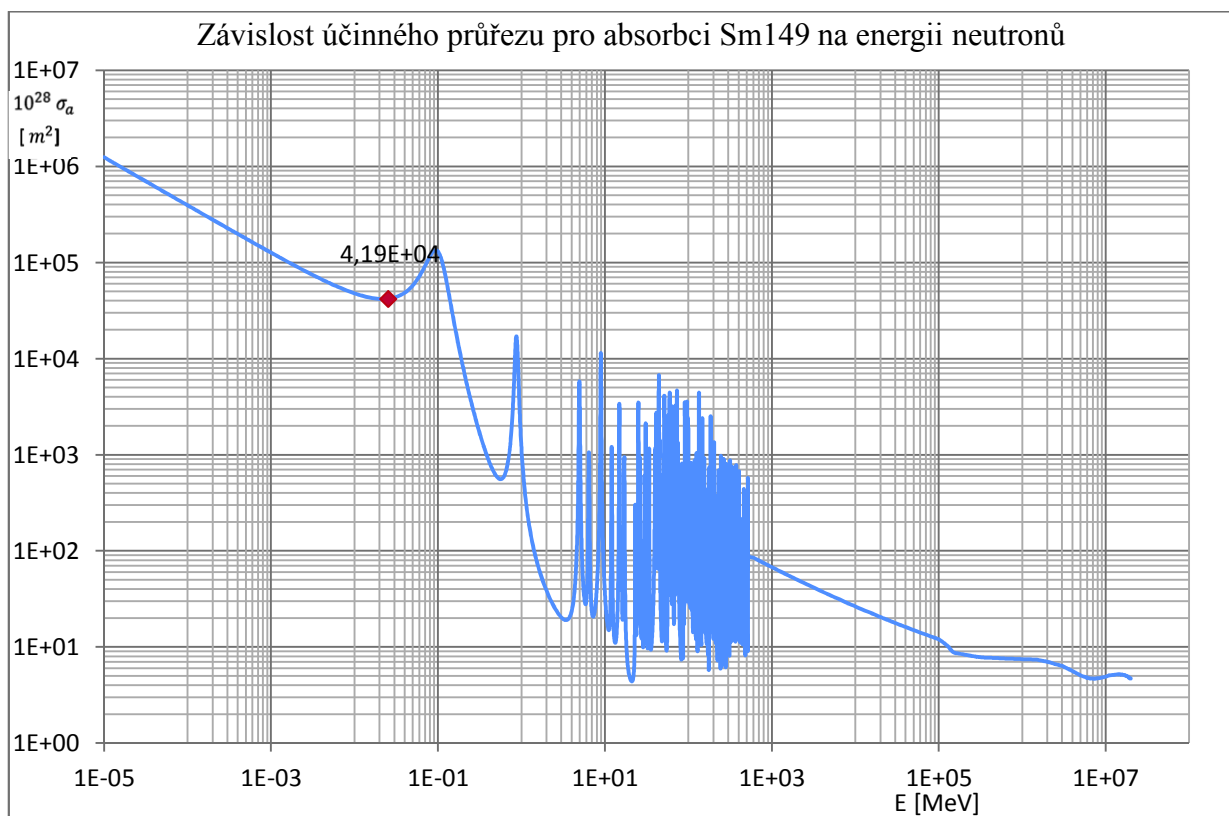


Obr. 5-1 : Základní typy xenonových oscilací

V praxi je často potřeba aby operátor vyrovnával tyto rozdílné výkony v jednotlivých částech reaktoru, vhodným zásahem – zasunutím nebo vysunutím řídicích tyčí.

6 SAMARIOVÁ OTRAVA

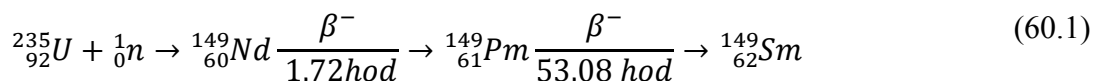
Samarium $^{149}_{62}\text{Sm}$ má díky vysokému účinnému průřezu (Tab. 2-2) pro absorpci podobný efekt na reaktivitu reaktoru jako xenon $^{135}_{54}\text{Xe}$, ovšem v menší míře než je tomu u xenonu. Závislost účinného průřezu pro absorpci samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$ na energii neutronů je zobrazena na obrázku (Obr. 6-1).



Obr. 6-1 : Závislost účinného průřezu samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$ na energii neutronů [5]

Samarium $^{149}_{62}\text{Sm}$ v jaderném reaktoru v malé míře vzniká přímo ze štěpení, ale hlavně vzniká radioaktivní přeměnou z promethia $^{149}_{61}\text{Pm}$, které vzniká radioaktivní přeměnou přímého produktu štěpení neodymu $^{149}_{60}\text{Nd}$.

Schéma pro vznik samaria můžeme zapsat následujícím způsobem



Izotop samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$ je stabilní prvek. Jediný způsob jeho zániku je pouze absorpcí tepelného neutronu a jeho následná přeměna na samarium $^{150}_{62}\text{Sm}$, které má již menší účinný průřez pro absorpci tepelných neutronů



Samariovou otravu můžeme charakterizovat pomocí poměrného pohlcení v samariu q_{Sm} . Poměrní pohlcení v samariu lze vyjádřit jako poměr počtu tepelných neutronů, které byly

pohlčeny samariem $^{149}_{62}\text{Sm}$, k množství neutronů, které byly zachyceny jaderným palivem. Poměrné pohlčení v samariu lze vyjádřit vztahem [2]

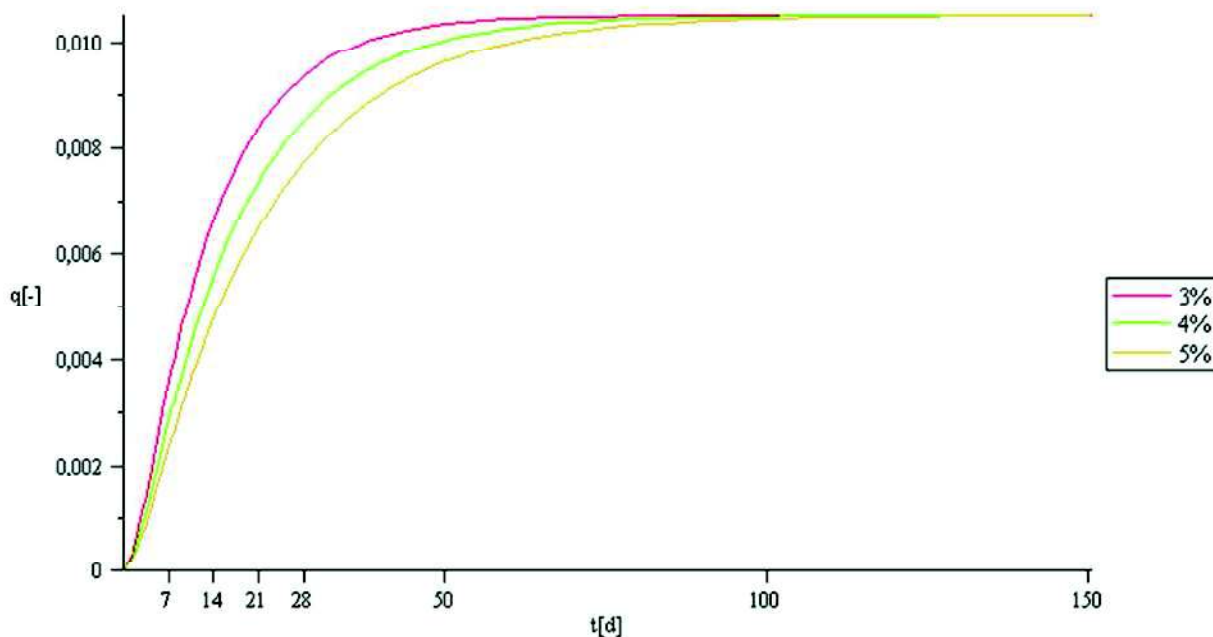
$$q_{Sm}(t) = \frac{\sigma_{aSm} \cdot N_{Sm}(t)}{\Sigma_{aU}} \quad (60.3)$$

kde: N_{Sm} je koncentrace jader samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$

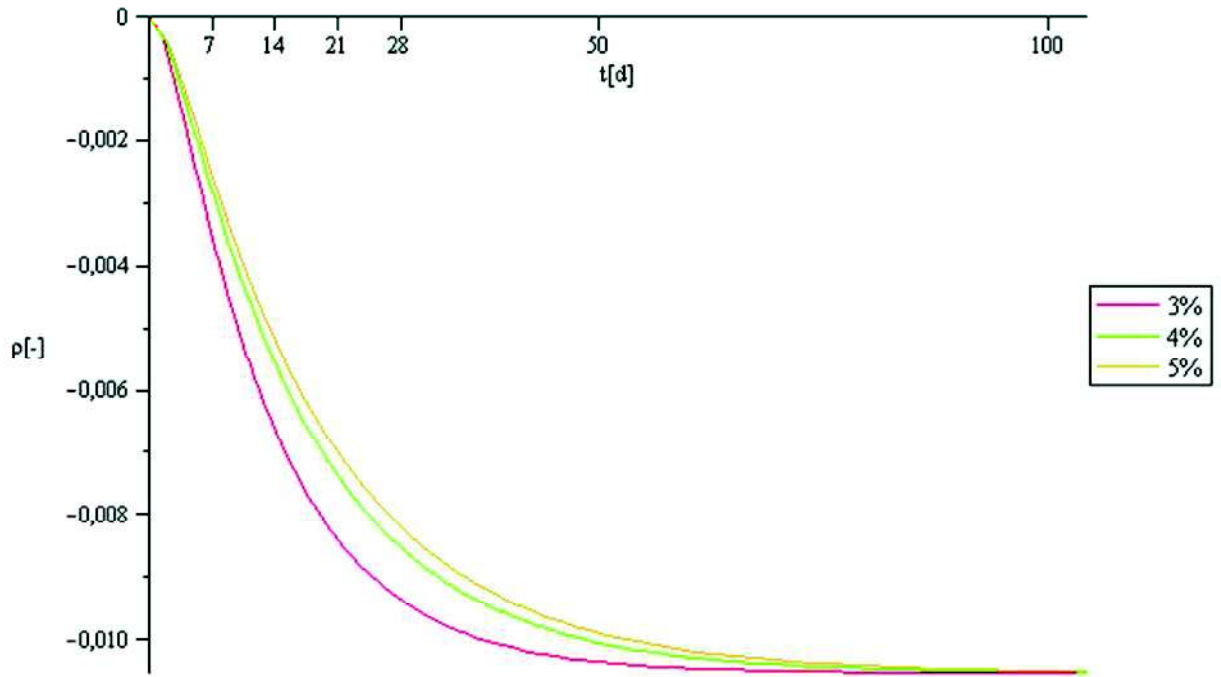
σ_{aSm} je mikroskopický účinný průřez pro absorpci samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$

Na obrázku (Obr. 6-2) je zobrazena závislost velikosti samariové otravy na obohacení paliva. Z tohoto obrázku lze vidět, že na rozdíl od xenonové otravy je výsledná rovnovážná hodnota samariové otravy při stejném výkonu reaktoru nezávislá na obohacení paliva. S rostoucím neutronovým tokem pouze u samariové otravy roste rychlost jejího ustálení na rovnovážné hodnotě.

Pro praxi má stacionární samariová otrava podobný vliv jako xenonová otrava. Tento vliv je však o něco menší jelikož účinný průřez samaria pro absorpci je menší než u xenonu. Na druhou stranu samarium je stabilní prvek, a tak na rozdíl od xenonu, který se dále přeměňuje, se nerozpadá a hromadí se v reaktoru.



Obr. 6-2 : Závislost velikosti samariové otravy na stupni obohacení paliva



Obr. 6-3 : Reaktivita při samariové otravě pro různé stupně obohacení paliva

6.1 Bilance počtu jader

Nejprve se vyjádří bilance počtu jader neodymu, která bude vyjadřovat rozdíl vzniku a zániku těchto jader. Tuto bilanci lze popsat diferenciální rovnicí

$$\frac{dN_{Nd}}{dt} = \gamma_{Nd} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi - \sigma_{aNd} \cdot N_{Nd} \cdot \varphi - \lambda_{Nd} \cdot N_{Nd} \quad (61.1)$$

kde: N_{Nd} je koncentrace jader neodymu $^{149}_{60}Nd$

σ_{aNd} je mikroskopický účinný průřez pro absorpci neodymu $^{149}_{60}Nd$

γ_{Nd} je měrný výtěžek neodymu $^{149}_{60}Nd$

λ_{Nd} je rozpadová konstanta neodymu $^{149}_{60}Nd$

První člen této rovnice $\gamma_{Nd} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi$ udává vznik jader neodymu následkem štěpení paliva, druhý člen $\sigma_{aNd} \cdot N_{Nd} \cdot \varphi$ udává zánik jader neodymu vlivem absorpce neutronů. Protože je však účinný průřez pro absorpci neodymu $^{149}_{60}Nd$ velmi malý, tak úbytek jader neodymu následkem absorpce neutronů lze zanedbat, a snížení koncentrace neodymu se bude uvažovat jen třetím členem rovnice $\lambda_{Nd} \cdot N_{Nd}$, který udává radioaktivní rozpad neodymu na promethium $^{149}_{61}Pm$.

Po zjednodušení se tedy změna koncentrace jader neodymu za čas bude rovnat

$$\frac{dN_{Nd}}{dt} = \gamma_{Nd} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi - \lambda_{Nd} \cdot N_{Nd} \quad (61.2)$$

Bilance počtu jader promethia $^{149}_{61}Pm$ se získá podobným způsobem. Diferenciální rovnice popisující změnu koncentrace promethia pak bude

$$\frac{dN_{Pm}}{dt} = \gamma_{Pm} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + \lambda_{Nd} \cdot N_{Nd} - \sigma_{aPm} \cdot N_{Pm} \cdot \varphi - \lambda_{Pm} \cdot N_{Pm} \quad (61.3)$$

kde: N_{Pm} je koncentrace jader promethia $^{149}_{61}Pm$

σ_{aPm} je mikroskopický účinný průřez pro absorpci promethia $^{149}_{61}Pm$

γ_{Pm} je měrný výtěžek promethia $^{149}_{61}Pm$

λ_{Pm} je rozpadová konstanta promethia $^{149}_{61}Pm$

V této diferenciální rovnici (61.3) udává člen $\gamma_{Pm} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi$ vznik jader jodu přímo ze štěpné reakce, jelikož však měrný výtěžek promethia je velmi malý, tak tento člen diferenciální rovnice lze zanedbat a vznik promethia se bude uvažovat pouze radioaktivním rozpadem neodymu $\lambda_{Nd} \cdot N_{Nd}$. Podobně jako u neodymu, i promethium má malý účinný průřez pro absorpci v porovnání se samariem, a proto můžeme zanedbat i člen rovnice $\sigma_{aPm} \cdot N_{Pm} \cdot \varphi$, a zánik promethia bude probíhat jen radioaktivní přeměnou na samarium.

Po zjednodušení se tedy změna koncentrace jader promethia za čas bude rovnat

$$\frac{dN_{Pm}}{dt} = \lambda_{Nd} \cdot N_{Nd} - \lambda_{Pm} \cdot N_{Pm} \quad (61.4)$$

Nyní se podobným způsobem provede bilance počtu jader samaria $^{149}_{62}Sm$. Změna koncentrace samaria za jednotku času se vyjádří jako

$$\frac{dN_{Sm}}{dt} = \gamma_{Sm} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi + \lambda_{Pm} \cdot N_{Pm} - \sigma_{aSm} \cdot N_{Sm} \cdot \varphi - \lambda_{Sm} \cdot N_{Sm} \quad (61.5)$$

kde: γ_{Sm} je měrný výtěžek samaria $^{149}_{62}Sm$

λ_{Sm} je rozpadová konstanta samaria $^{149}_{62}Sm$

První člen této rovnice $\gamma_{Sm} \cdot \Sigma_f \cdot \varphi$ popisuje vznik samaria přímo ze štěpení, který zanedbám, protože samarium má podobně jako promethium velmi malý měrný výtěžek. Druhý člen rovnice $\lambda_{Pm} \cdot N_{Pm}$ popisuje vznik samaria radioaktivním rozpadem promethia, třetí člen $\sigma_{aSm} \cdot N_{Sm} \cdot \varphi$ popisuje úbytek samaria pohlčením tepelných neutronů. Poslední člen této rovnice $\lambda_{Sm} \cdot N_{Sm}$ by popisoval úbytek samaria radioaktivním rozpadem, ale protože samarium je stabilní prvek, tak je tento úbytek nulový.

Konečná diferenciální rovnice popisující bilanci jader samaria $^{149}_{62}Sm$ má tvar

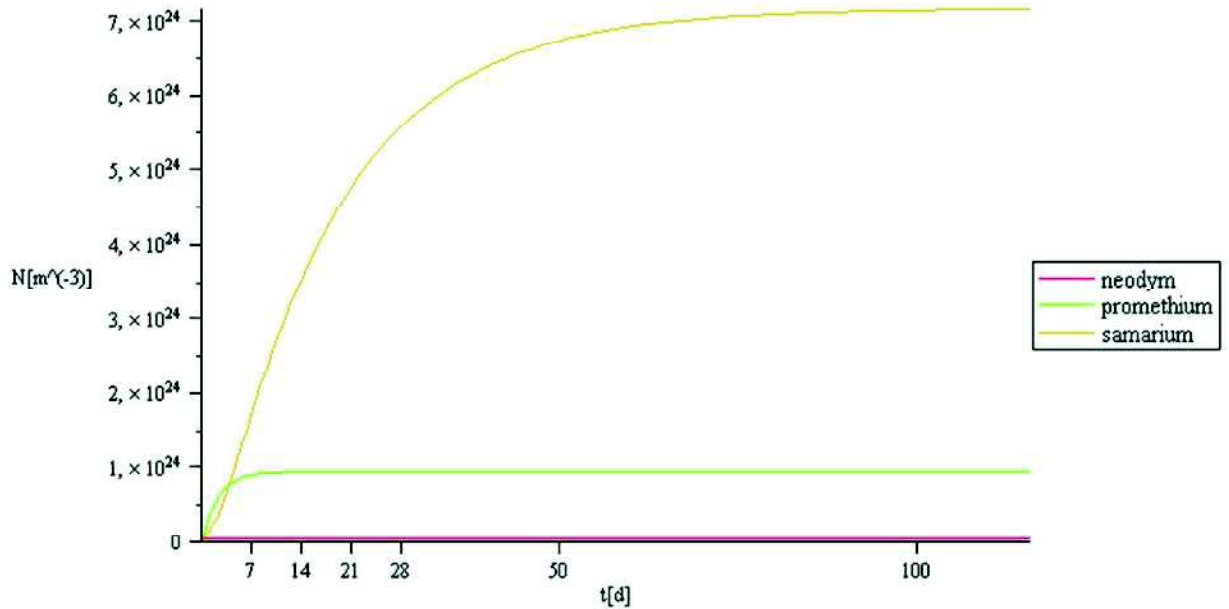
$$\frac{dN_{Sm}}{dt} = \lambda_{Pm} \cdot N_{Pm} - \sigma_{aSm} \cdot N_{Sm} \cdot \varphi \quad (61.6)$$

6.2 Model samariová otravy

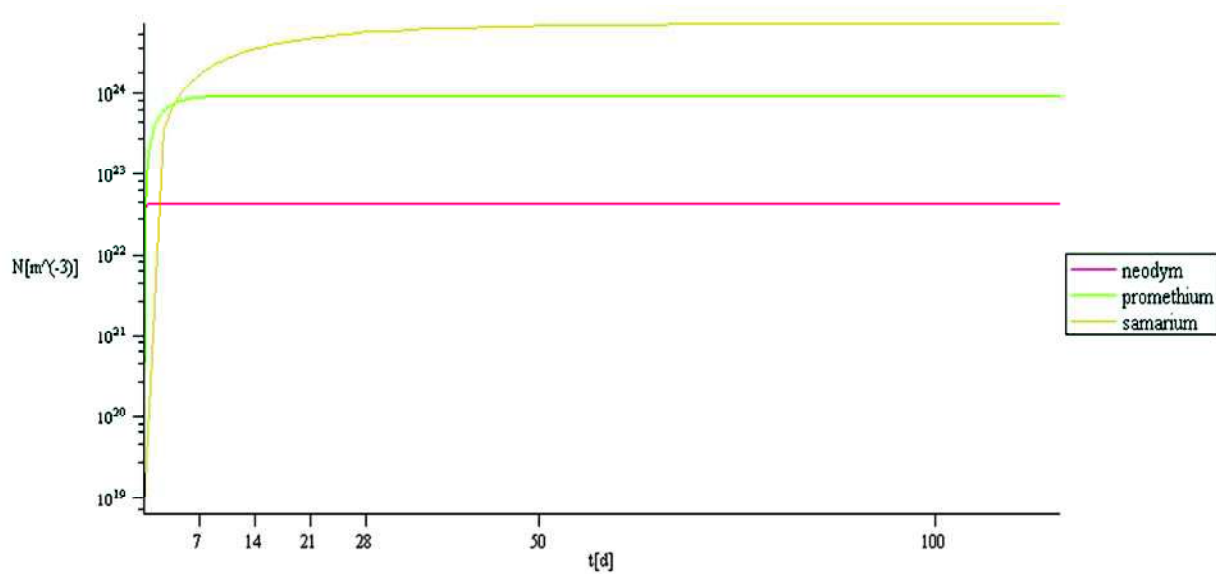
Po dosazení do rovnic (61.2), (61.4), a (61.5), získám soustavu diferenciálních rovnic

$$\begin{aligned}\frac{dN_{Nd}}{dt}(t) &= 4,9125 \cdot 10^{18} - 1,114 \cdot 10^{-4} \cdot N_{Nd}(t) \\ \frac{dN_{Pm}}{dt}(t) &= 1,114 \cdot 10^{-4} \cdot N_{Nd}(t) - 5,23 \cdot 10^{-6} \cdot N_{Pm}(t) \\ \frac{dN_{Sm}}{dt}(t) &= 5,23 \cdot 10^{-6} \cdot N_{Pm}(t) - 6,854 \cdot 10^{-7} \cdot N_{Sm}(t)\end{aligned}$$

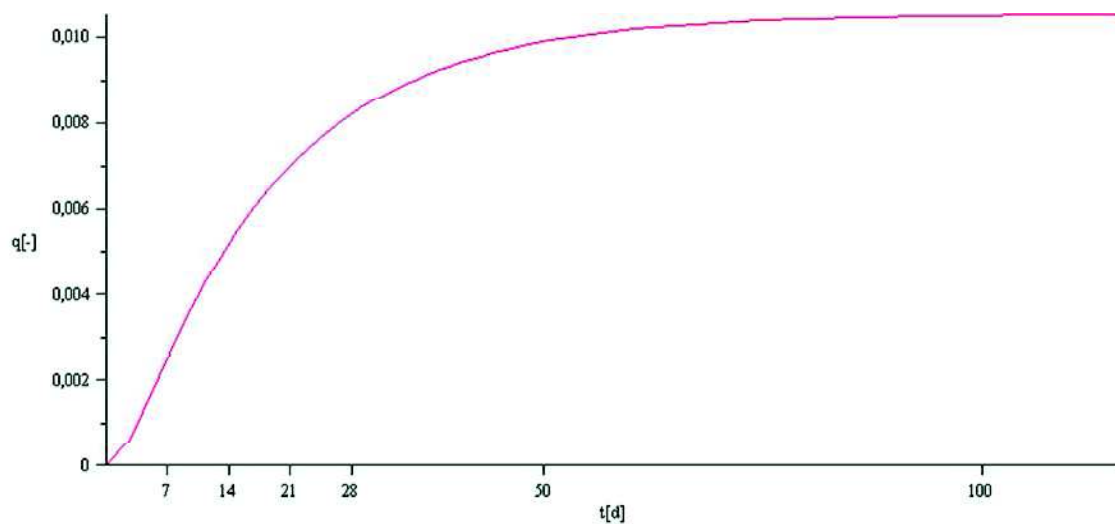
Po vyřešení těchto diferenciálních rovnic při nulových počátečních podmínkách získám časové závislosti koncentrací neodymu $^{149}_{60}\text{Nd}$, promethia $^{149}_{61}\text{Pm}$, a samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$ (Obr. 6-4) a v logaritmickém měřítku (Obr. 6-5). Z těchto obrázků lze vidět, že koncentrace neodymu díky svému poměrně nízkému poločasu ustálí na malé hodnotě v porovnání s koncentracemi promethia a samaria. Můžeme také vidět, že rovnovážné koncentrace dosahují tyto izotopy za mnohem delší dobu než izotopy způsobující xenonovou otravu. Také samariová (Obr. 6-6) otrava dosáhne své rovnovážné hodnoty až několikanásobně později než otrava xenonová, a její výsledná hodnota je při této hodnotě hustoty neutronového toku asi čtyřikrát menší než hodnota otravy xenonové.



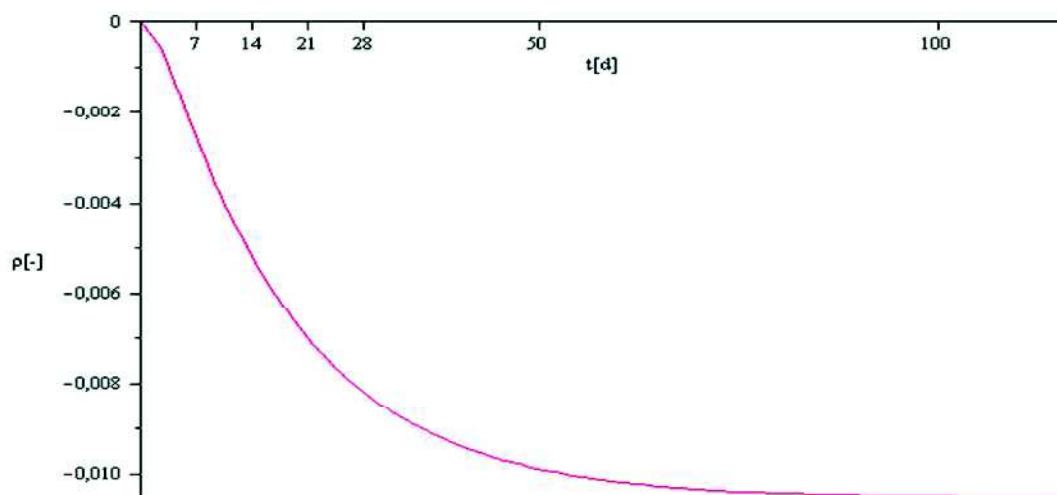
Obr. 6-4 : Časová závislost koncentrace $^{149}_{60}\text{Nd}$, $^{149}_{61}\text{Pm}$, a $^{149}_{62}\text{Sm}$



Obr. 6-5 : Časová závislost koncentrace $^{149}_{60}\text{Nd}$, $^{149}_{61}\text{Pm}$, a $^{149}_{62}\text{Sm}$ v logaritickém měřítku



Obr. 6-6 : Poměrné pohlcení v samariu



Obr. 6-7 : Reaktivita při samariové otravě

6.3 Promethiová jáma

Podobný děj jako v případě jodové jámy u xenonu bude po odstavení reaktoru probíhat i u izotopu samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$, v tomto případě se ale jedná o tzv. promethiovou jámu. Po odstavení reaktoru dojde k zastavení generace promethia $^{149}_{61}\text{Pm}$, které se ale bude dál rozpadat na samarium $^{149}_{62}\text{Sm}$ s poločasem rozpadu 53 hodin. Protože při odstávce reaktoru bude hustota toku tepelných neutronů $\varphi = 0$, tak se samarium $^{149}_{62}\text{Sm}$ nebude měnit na samarium $^{150}_{62}\text{Sm}$, a jelikož samarium $^{149}_{62}\text{Sm}$ je stabilní prvek tak jeho koncentrace poroste. Upravením rovnic (61.4) a (61.5) získám vztahy pro časovou změnu koncentrace jader promethia $^{149}_{61}\text{Pm}$ a samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$ v případě odstavení reaktoru. V tomto případě zanedbám vliv neodymu, protože jak lze vidět z obrázku (Obr. 6-5) jeho koncentrace je řádově nižší v porovnání s koncentrací promethia a samaria.

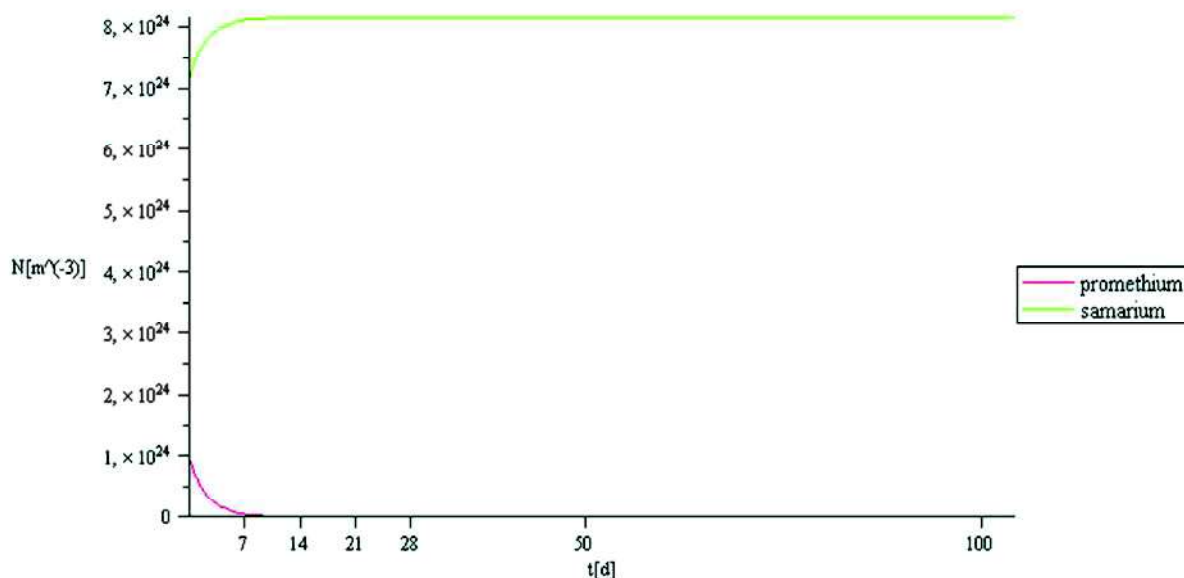
$$\frac{dN_{Pm}}{dt} = -\lambda_{Pm} \cdot N_{Pm} \quad (63.1)$$

$$\frac{dN_{Sm}}{dt} = \lambda_{Pm} \cdot N_{Pm} \quad (63.2)$$

Může se tedy říct, že po odstavení reaktoru je změna koncentrace samaria $^{149}_{62}\text{Sm}$ rovna záporně vzaté změně koncentrace promethia $^{149}_{61}\text{Pm}$

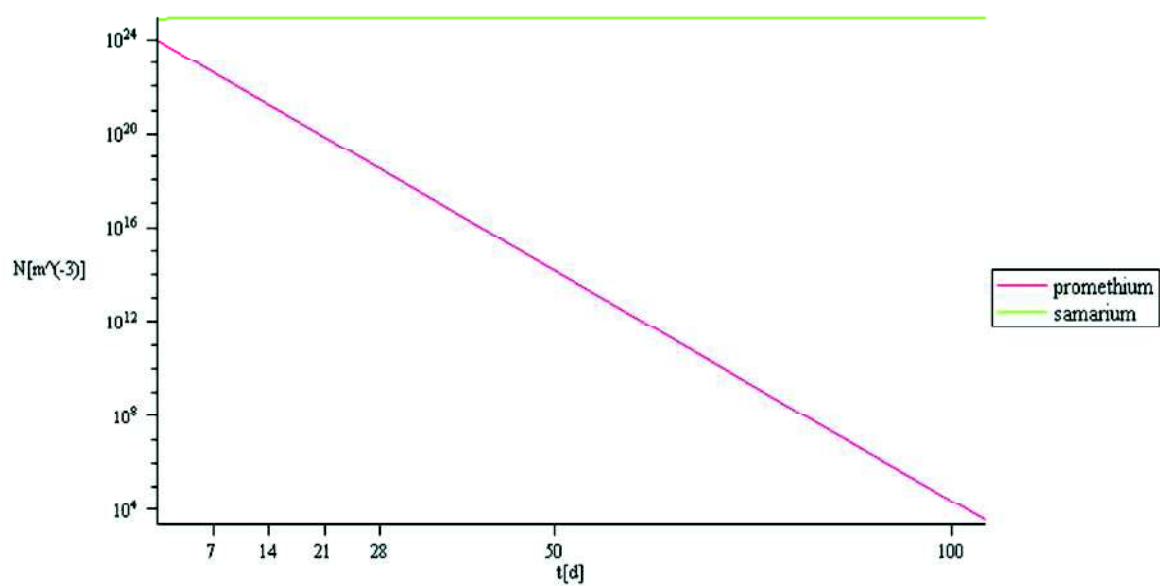
$$\frac{dN_{Sm}}{dt} = -\frac{dN_{Pm}}{dt} \quad (63.3)$$

Grafické znázornění změny koncentrace promethia a samaria při promethiové jámě je zobrazeno na obrázku (Obr. 6-8) a v logaritmickém měřítku na obrázku (Obr. 6-9).

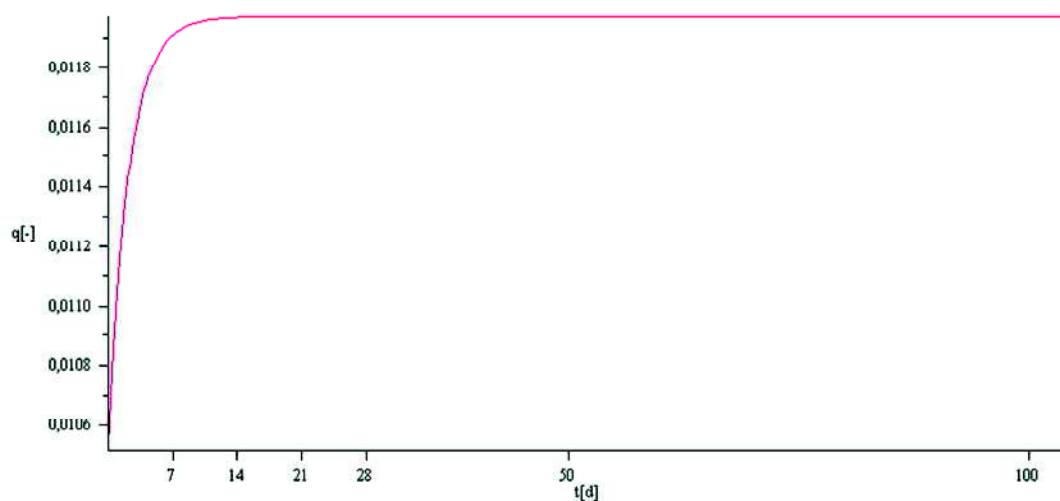


Obr. 6-8 : Promethiová jáma

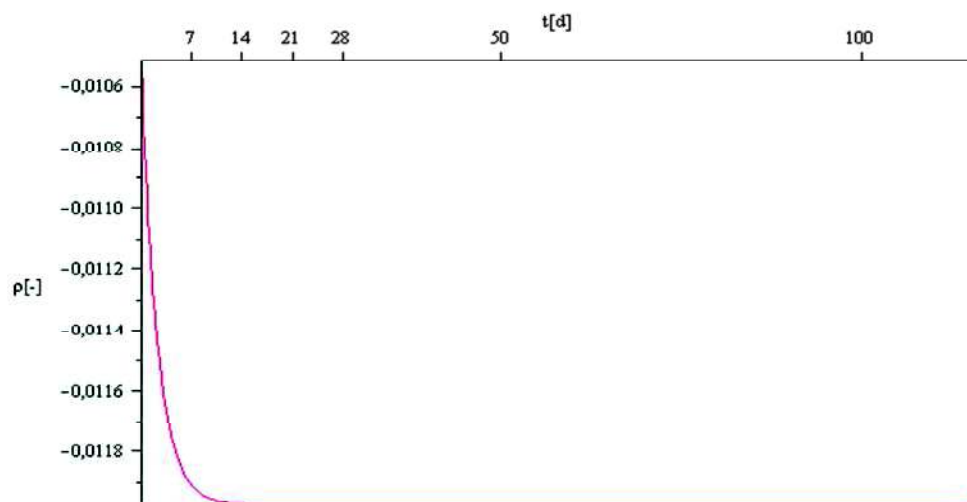
Pro velikost samariové otravy odstaveného reaktoru platí stejný vztah (60.3) jako v případě samariové otravy při normálním provozu reaktoru. Nárůst samariové otravy při odstavení jaderného reaktoru je znázorněn na obrázku (Obr. 6-10) a pokles reaktivity na obrázku (Obr. 6-11).



Obr. 6-9 : Promethiová jáma v logaritmickém měřítku



Obr. 6-10 : Změna velikosti samariové otravy při promethiové jámě



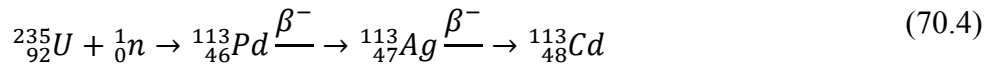
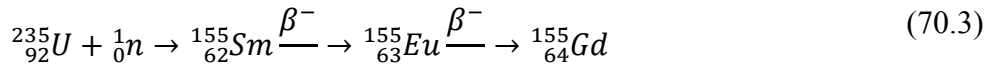
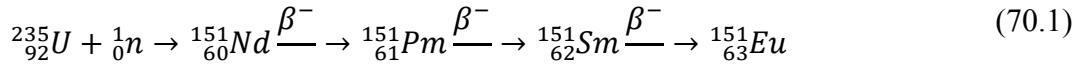
Obr. 6-11 : Změna reaktivity při promethiové jámě

7 ZASTRUSKOVÁNÍ REAKTORU

Zastruskování jaderného reaktoru je způsobeno izotopy, které mají velký poločas rozpadu. Mezi izotopy, které mohou způsobovat zastruskování reaktoru patří asi 250 produktů štěpení. Některé z nich vznikají přímo ze štěpné reakce, velká část z nich je ale výsledkem radioaktivních přeměn přímých produktů štěpení.

Podle [8] mezi nejvýznamnější strusky zařadit europium $^{151}_{63}\text{Eu}$, gadolinium $^{157}_{64}\text{Gd}$, gadolinium $^{155}_{64}\text{Gd}$ a kadmium $^{113}_{48}\text{Cd}$. Mezi strusky se také v některých odborných publikacích často řadí samarium $^{149}_{62}\text{Sm}$, pro lepší představu jeho vlivu je ovšem v této práci uvedeno v samostatné kapitole jako samariová otrava.

Tyto strusky vznikají v energetickém jaderném reaktoru podle schémat:



Abychom zjistili vliv těchto štěpných produktů na zastruskování paliva (neutronovou bilanci) musíme znát účinné průřezy pro absorpci těchto izotopů. Účinné průřezy pro absorpci významných strusek jsou znázorněny v tabulce (Tab. 7-1). Ovšem kdybychom měli podrobně řešit každý z izotopů, který v reaktoru při štěpení vzniká, tak by to bylo velmi zdlouhavé a obtížné. Proto se často provádí zjednodušení, ve kterém se všechny štěpné produkty (kromě xenonu a samaria) spojí do jedné skupiny se střední hodnotou účinného průřezu pro absorpci tepelných neutronů ($\sigma_{a, \text{struska}} = 50,8 \cdot 10^{28} \text{m}^2$) [7].

Zastruskování reaktoru je závislé na míře vyhoření paliva. Vyhořívání paliva $^{235}_{92}\text{U}$ můžeme vyjádřit rovnicí, popisující časovou změnu koncentrace

$$\frac{dN_{^{235}_{92}\text{U}}}{dt} = -\sigma_{a, ^{235}_{92}\text{U}} \cdot N_{^{235}_{92}\text{U}} \cdot \varphi \quad (70.5)$$

kde $N_{^{235}_{92}\text{U}}$... je koncentrace jader uranu $^{235}_{92}\text{U}$ v jednotce objemu jaderného paliva

$\sigma_{a, ^{235}_{92}\text{U}}$... je mikroskopický účinný průřez uranu $^{235}_{92}\text{U}$ pro absorpci

Řešením této rovnice je potom

$$N_{^{235}_{92}\text{U}} = N_{0, ^{235}_{92}\text{U}} \cdot e^{-\sigma_{a, ^{235}_{92}\text{U}} \cdot \varphi \cdot t} \quad (70.6)$$

Vznik strusek lze popsat rovnicí

$$\frac{dN_{\text{strusky}}}{dt} = \sigma_{a, ^{235}_{92}\text{U}} \cdot N_{^{235}_{92}\text{U}} \cdot \varphi \quad (70.7)$$

Z rovnic (70.6) a (70.7) lze vidět, že koncentrace jader uranu $^{235}_{92}\text{U}$ exponenciálně klesá, a tím roste počet strusek v reaktoru.

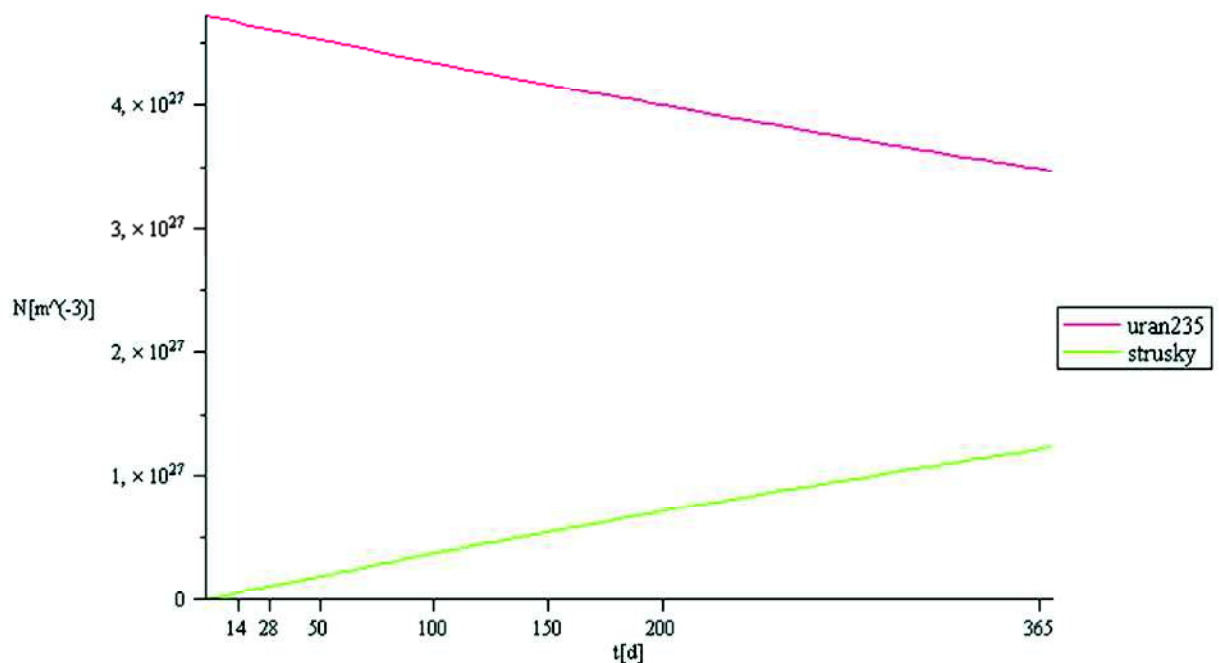
Poměrné pohlcení ve struskách je možno vyjádřit jako poměr počtu neutronů pohlcených ve struskách k počtu neutronů pohlcených palivem.

$$q_s(t) = \frac{\sigma_{a, \text{struska}} \cdot N_{\text{struska}}(t)}{\Sigma_{aU}} \quad (70.8)$$

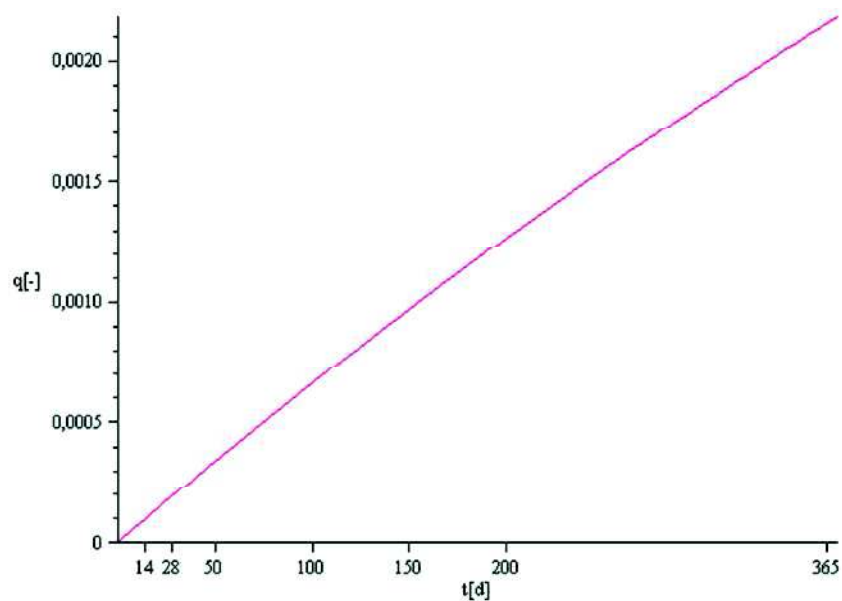
Strusky se v reaktoru postupně hromadí po dobu celé palivové kampaně. Na obrázku (Obr. 7-1) je zobrazena koncentrace strusek a štěpitelného uranu v palivu po dobu jednoho roku od zavezení paliva do reaktoru.

Tab. 7-1 Hodnoty účinných průřezů pro absorpci významných strusek [5]

	$10^{28} \sigma_a [\text{m}^2]$
$\sigma_{a\text{Eu151}}$	$9,17 \cdot 10^3$
$\sigma_{a\text{Gd157}}$	$2,55 \cdot 10^5$
$\sigma_{a\text{Gd1555}}$	$6,08 \cdot 10^4$
$\sigma_{a\text{Cd113}}$	$2,07 \cdot 10^4$

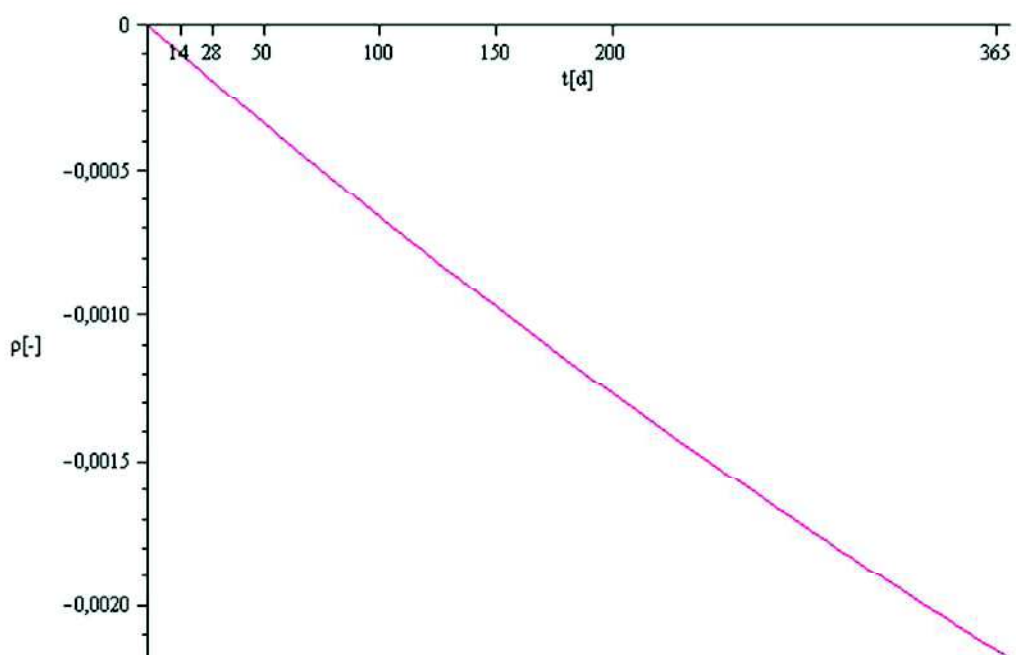


Obr. 7-1: Zastruskování reaktoru



Obr. 7-2: Poměrné pohlcení vlivem zastruskování reaktoru

Poměrné pohlcení vlivem zastruskování reaktoru lze získat podobně jako je tomu u xenonové a samariové otravy. Poměrné pohlcení vlivem zastruskování reaktoru je zobrazeno na obrázku (Obr. 7-2) a vliv zastruskování na reaktivitu je znázorněn na obrázku (Obr. 7-3).



Obr. 7-3: Reaktivita vázaná ve struskách

8 VLIV OTRAVY JADERNÉHO REAKTORU

8.1 Celková velikost otravy jaderného reaktoru

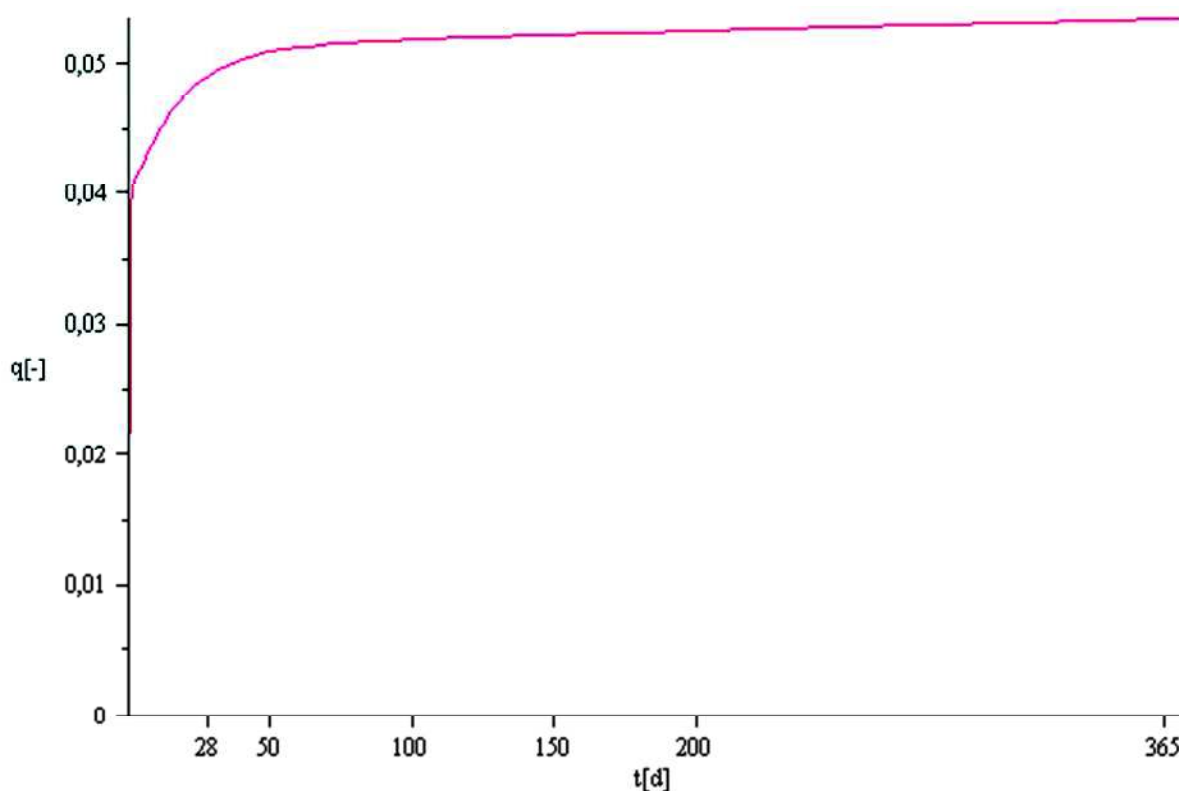
Podle [2] si můžeme celkovou otravu q vyjádřit jako součet xenonové otravy, samariové otravy a zastruskování

$$q = q_{Xe} + q_{Sm} + q_s \quad (81.1)$$

kde: q_{Xe} je xenonová otrava

q_{Sm} je samariová otrava

q_s je zastruskování



Obr. 8-1 : Celkové poměrné pohlcení

Na obrázku (Obr. 8-1) je zobrazena celkové poměrné pohlcení. Rychlý nárůst během několika prvních dní má na svědomí xenonová otrava, samariová otrava dosáhne své rovnovážné hodnoty téměř po sto dnech, a další nárůst celkové otravy je způsoben zastruskováním reaktoru.

8.2 Vliv celkové otravy na reaktivitu

Ke změnám reaktivity dochází jak při provozu reaktoru, tak po jeho odstavení. Změna reaktivity může být způsobena vyhoříváním paliva, vznikem nových štěpitelných prvků, xenonovou a samariovou otravou, a zastruskováním reaktoru [2].

Ze vztahu (21.20) víme, že velikost reaktivity souvisí s multiplikačním koeficientem, bude se proto měnit i multiplikační koeficient a jeho jednotlivé členy. Vyhořením paliva se snižuje množství neutronů uvolněných při jednom záchytu η , naopak vznikem nových štěpitelných prvků se tato hodnota zvyšuje. Otrava a zastruskování pak mají vliv na snížení *součinitele využití tepelných neutronů* f [7, 8].

Podle [2] pro činitel využití tepelných neutronů v reaktoru s otravou platí vztah

$$\frac{1}{f_q} = \frac{1}{f} + q \quad (82.1)$$

kde: f_q je součinitel využití tepelných neutronů s otravou

f je součinitel využití tepelných neutronů s nulovou otravou

Multiplikační činitel jaderného reaktoru s otravou k_{efq} poté můžeme vyjádřit úpravami rovnic (21.14) a (82.1)

$$k_{efq} = \Lambda \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot \frac{f}{1 + f \cdot q} \quad (82.2)$$

Dosazením do rovnic (21.19), (21.20), (82.1) a (82.2) a jejich následnou úpravou se získá vztah pro reaktivitu odpovídající otravě reaktoru ρ_q

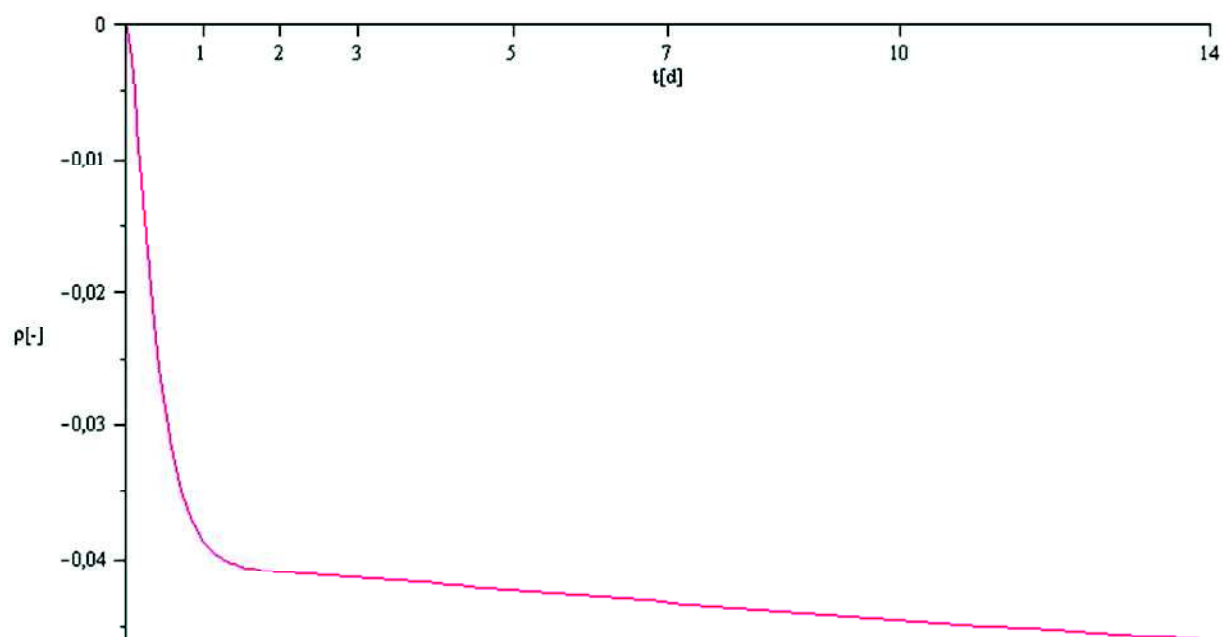
$$\rho_q = 1 - \frac{f}{f_q} \quad (82.3)$$

Což lze dále upravit na vztah

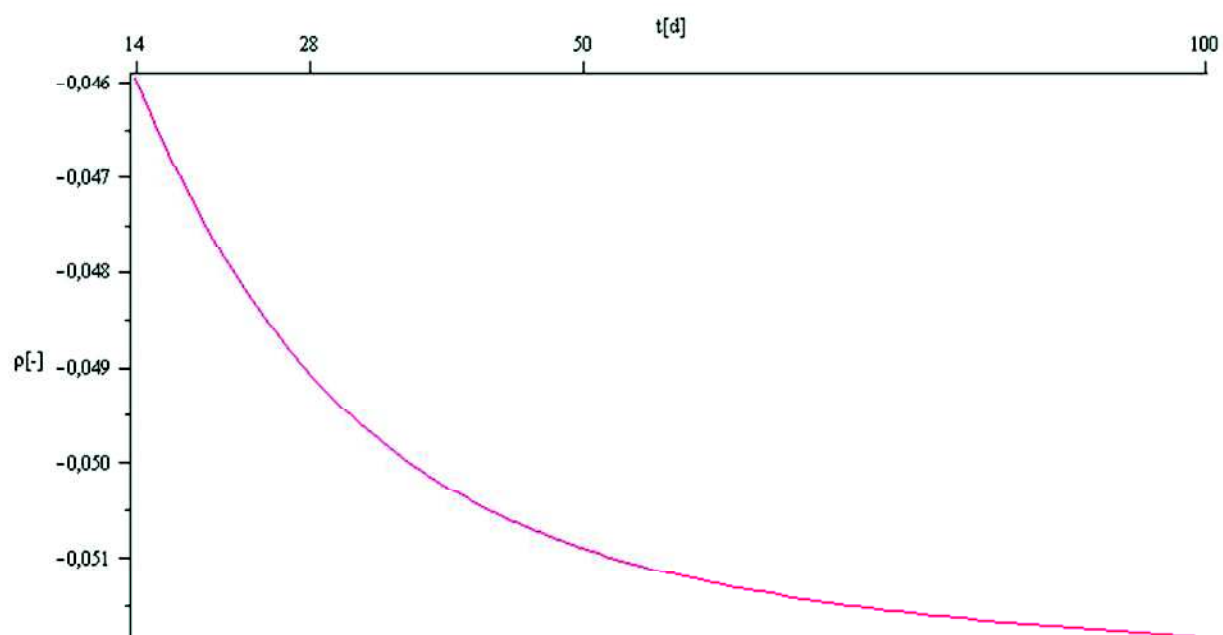
$$\rho_q = -f \cdot q \quad (82.4)$$

Podle [2] je *součinitel využití tepelných neutronů* f často blízký jedné, pak se může uvažovat, že otrava reaktoru přímo udává reaktivitu, kterou bude potřeba uvolnit, aby se reaktoru znovu dostal do kritického stavu.

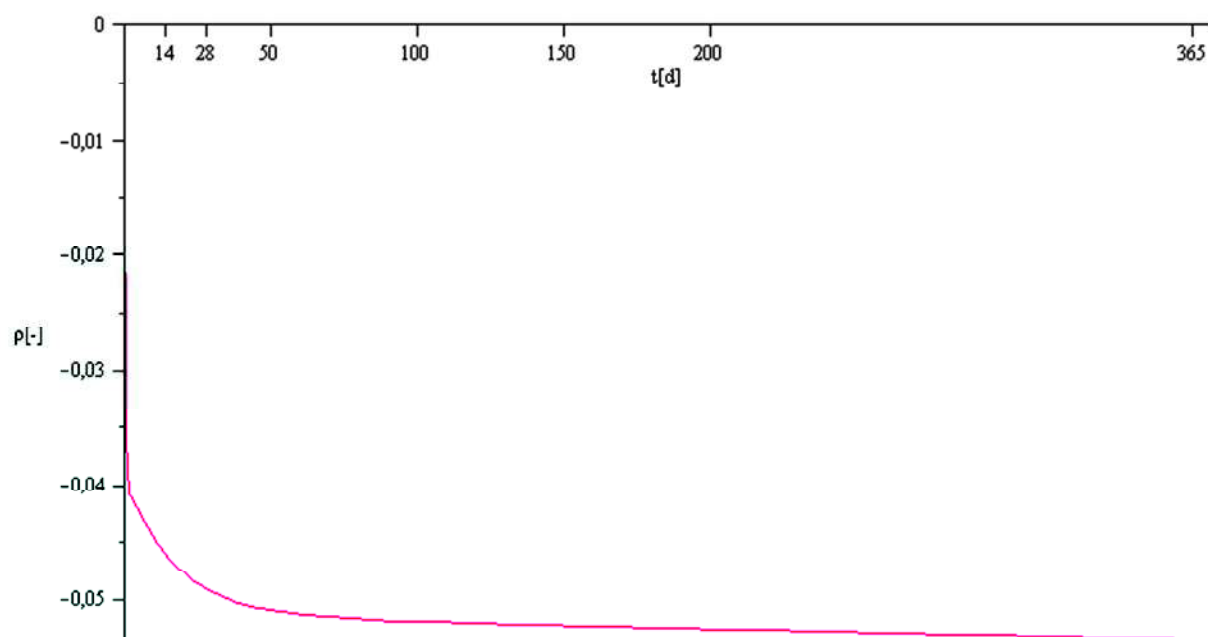
Vliv celkové otravy na reaktivitu reaktoru je znázorněn na obrázcích (*Obr. 8-2*), (*Obr. 8-3*) a (*Obr. 8-4*). Na obrázku (*Obr. 8-2*) je zobrazeno prvních čtrnáct dní, kdy hlavní ztrátu reaktivity způsobuje xenonová otrava. Na obrázku (*Obr. 8-3*) je zobrazeno období kdy zápornou změnu reaktivity způsobuje samariová otrava a na obrázku (*Obr. 8-4*) je zobrazen úbytek reaktivity po dobu jednoho roku provozu reaktoru na jmenovitém výkonu.



Obr. 8-2 : Vliv celkové otravy na reaktivitu v období prvních 14 dní



Obr. 8-3 : Vliv celkové otravy na reaktivitu v období od prvních 14 do 100 dní



Obr. 8-4 : Vliv celkové otravy na reaktivitu po dobu jednoho roku

9 ZÁVĚR

Cílem této bakalářské práce bylo seznámení se s jaderným reaktorem při provozu, se stacionárními a zejména nestacionárními stavy jaderného energetického reaktoru. Nejdůležitější částí bakalářské práce pak byl samotný teoretický rozbor jednotlivých nestacionárních dějů vznikajících v jaderném reaktoru a návrh modelu nejdůležitějších nestacionárních dějů.

Aby bylo možné přistoupit k rozboru těchto jevů, bylo nejprve nutno popsat jednotlivé charakteristické veličiny a zákonitosti, které se v jaderné energetice vyskytují. Proto se první kapitola semestrálního projektu věnuje teoretickému rozboru radioaktivních rozpadů, jaderných reakcí anebo vysvětlení multiplikačního koeficientu. Následuje uvedení základních provozních stavů jaderného reaktoru. V této kapitole jsou uvedeny základní provozní stavy jaderného reaktoru, kterými jsou stacionární stavy (reaktor za provozu na jmenovitém výkonu) a nestacionární stavy (spouštění a odstavování reaktoru), a změny reaktivity při těchto stavech.

Mezi nejdůležitější děje probíhající v jaderném reaktoru patří xenonová otrava, která vyjadřuje vliv xenonu, vznikajícího v jaderném reaktoru, na reaktivitu reaktoru. Vlivem xenonové otravy dochází k pohlcení neutronů v jádrech xenonu místo v palivu a dochází tak ke snížení reaktivity reaktoru. Velmi důležitým nestacionárním jevem ovlivňujícím chování jaderného reaktoru je také jodová jáma. Jodová jáma je děj, ke kterému dochází při odstavení reaktoru nebo prudkém snížení jeho výkonu, kdy dojde k přechodnému snížení koncentrace jódu a nárůstu koncentrace xenonu, a dojde tedy i ke zvýšení vlivů xenonové otravy na jaderný reaktor. Xenonové oscilace jsou naopak děj, ke kterému dochází i za konstantního výkonu celého reaktoru, ale výkon v jednotlivých částech reaktoru se může vlivem změn koncentrací xenonu v daných místech periodicky měnit. Podobný vliv, jako má na jaderný reaktor xenonová otrava, má i otrava samariová, kdy dochází k absorpci neutronů v jádrech samaria místo v palivu. Jelikož ale samarium má menší účinný průřez pro absorpci neutronu než xenon, tak i samariová otrava má menší vliv na reaktivitu reaktoru. Posledním nestacionárním dějem, který je v této práci uveden, je zastruskování reaktoru, při kterém dochází k pohlcení neutronů v mnoha různých izotopech, které vznikají při provozu jaderného reaktoru. Jelikož však tyto izotopy nemají samostatně takový vliv jako například xenon a samarium, tak pro zjednodušení dojde ke sloučení těchto jejich vlivů do jednoho nestacionárního děje a to do zastruskování reaktoru.

V praxi je často potřeba tyto nestacionární děje znát, počítat s nimi (například vhodnou zásobou reaktivity kompenzovat vliv xenonové a samariové otravy a zastruskování reaktoru) a umět vhodně řídit reaktivitu, výkon reaktoru a jeho prostorové rozložení.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] DOLEŽAL, Jaroslav, ŠTASTNÝ Jiří, ŠPETLÍK Jan, BOUČEK Stanislav a BRETTSCHEIDER Zbyněk. *Jaderné a klasické elektrárny*. Vyd. 1. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2011, 259 s. ISBN 978-80-01-04936-5.
- [2] RAČEK, Jiří. *Jaderné elektrárny*. Vyd. 3. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky, 2008, 222 s. ISBN 978-80-214-3770-8.
- [3] BEČVÁŘ, Josef, a kol. *Jaderné elektrárny*. Vyd. 1. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1978, 636 s. ISBN 04-226-78.
- [4] RAČEK, Jiří. *Jaderná zařízení*. Vyd. 2. Brno: Novpress, 2013, 251 s. ISBN 978-80-214-4745-5.
- [5] NUCLEAR ENERGY AGENCY. *Java-based Nuclear Data Information System* [online]. [cit. 2014-04-18]. Dostupné z: <http://www.oecd-neo.org/janis/>
- [6] LAMARSH, John R. *Introduction to nuclear engineering*. 2nd ed. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1983, 689 p. ISBN 02-011-4200-7.
- [7] HEZOUČKÝ, František, KAŇOVSKÝ Pavel a NAŇO Ján. *Základy teorie provozních režimů jaderných elektráren s tlakovodními reaktory*. Vyd. 1. Praha: České vysoké učení technické v Praze. Strojní fakulta.
- [8] SKLENKA, Ľubomír. *Provozní reaktorová fyzika*. Vyd. 1. Praha: ČVUT, Jaderná a fyzikálně inženýrská fakulta, 2001, 109 s. ISBN 80-010-2283-8
- [9] KRAETSMÁR-ŠMOGROVIČ, Juraj. *Všeobecná a anorganická chémia*. Martin: Osveta, 1994, 398 s. ISBN 80-217-0532-9
- [10] KUSALA, Jaroslav. ČEZ, a.s. *Jaderná energetika* [online]. 2004 [cit. 2013-20-12]. Dostupné z: <http://www.cez.cz/edee/content/microsites/nuklearni/>
- [11] MATOUŠEK, Antonín. *Provoz jaderných elektráren*. Vyd. 1. Brno: Rektorát Vysokého učení technického v Brně, 1988. ISBN 55-617/1-88.
- [12] Maplesoft.com. [online]. [cit. 2014-05-16]. Dostupné z: <http://www.maplesoft.com/products/Maple/>
- [13] MELICHAR, Tomáš. *Vliv xenonových oscilací na provoz jaderného reaktoru*. Praha, 2013. Bakalářská práce. České vysoké učení technické v Praze, fakulta strojní. Vedoucí práce Doc. Ing. Václav Dostál, Sc.D.
- [14] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná a radiační fyzika*. [online]. [cit. 2013-12-07]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika3.htm>