

České vysoké učení technické
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky

Energetické spektrum neutronů z reakce D-D v plazmatickém fokusu

Diplomová práce

Autor: Ondřej Šíla
Vedoucí práce: Ing. Daniel Klír, Ph.D.
Akademický rok: 2010/2011

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně a že jsem při jejím psaní použil pouze uvedenou literaturu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 6. 1. 2012

.....

Ondřej Šíla

PODĚKOVÁNÍ

Především tímto děkuji vedoucímu mé práce Ing. Danielu Klírovi, Ph.D., za velmi cenné konzultace, které mi v průběhu tvoření této práce vždy s ochotou poskytoval. Dále bych chtěl poděkovat doc. Ing. Josefu Kravárikovi, CSc. za jeho pomoc a časovou oběť při realizaci experimentů.

Název práce: Energetické spektrum neutronů z reakce D+D v plazmatickém fokusu

Autor: Ondřej Šíla

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Ing. Daniel Klír, Ph. D., FEL ČVUT

Abstrakt: Tato práce se zabývá diagnostikou deuterionového plazmatu založenou na detekci fúzních neutronů na aparatuře PFZ, nacházející se na FEL ČVUT. První tři kapitoly práce seznamují s jevem Z-pinče, teorií D-D fúzní reakce a principem scintilačních detektorů. Ve zbytku práce jsou uvedeny výsledky měření na aparatuře PFZ a výsledky počítačových simulací v programu MCNP, jejichž cílem je osvětlit experimentálně nezjistitelné informace o množství rozptýlených neutronů vstupujících do detektorů.

Klíčová slova: Z-pinč, D-D reakce, rozptýlené neutrony

Title: Energy spectrum of neutrons from D(d,n)³He reactions in plasma focus discharge.

Author: Ondřej Šíla

Branch of study: Physical engineering

Type of thesis: Diploma work

Supervisor: Ing. Daniel Klír, Ph. D., FEL CTU

Abstract: The thesis deals with the diagnostics of deuterium plasma based on detection of fusion neutrons at PFZ device, situated at FEL CTU. In the first three chapters we introduce with Z-pinch phenomena, D-D fusion reaction theory, and with principle of scintillation probes. The rest of thesis is dedicated to results of our measurements at PFZ device, and also to results from MCNP computer simulations, which may bring us information about amount of scattered neutrons entering scintillation probe.

Key words: Z-pinch, D-D reaction, scattered neutrons

Úvod

1. PINČ.....	10
1.1 Z-pinč efekt.....	10
1.2 Poruchy a nestability.....	11
1.3 Základní konfigurace magnetických pinčů.....	14
2. DETEKCE NEUTRONŮ FÚZNÍHO PŮVODU.....	16
2.1 Diagnostika fúzních reakcí pomocí neutronů.....	16
2.2 Spektrum kinetické energie fúzních neutronů.....	17
2.3 Stanovení kinetické energie deuteronů z kinetické energie neutronů.....	19
2.4 Úhlová anizotropie v počtu neutronů.....	21
3. SCINTILAČNÍ DETEKTORY.....	23
3.1 Princip detekce záření scintilačními detektory.....	23
3.2 Proces scintilace v organických scintilačních detektorech.....	25
3.3 Druhy scintilačních detektorů.....	28
3.3.1 Čisté organické krystaly.....	28
3.3.2 Organické roztoky.....	28
3.3.3 Plastikové scintilátory.....	29
3.4 Fyzikální vlastnosti scintilátoru BC-408.....	29
4. ODHAD ENERGIE FÚZNÍCH NEUTRONŮ NA APARATUŘE PFZ.....	34
4.1 Aparatura PFZ.....	34
4.2 Metoda Time of Flight.....	37
4.2.1 Chyba v určení energie.....	39
4.3 Radiální a osový detektor.....	40

4.4 Odhad velikosti energie neutronů letících v radiálním směru.....	42
4.5 Odhad velikosti energie neutronů letících v osovém směru.....	46
4.6 Rozptýlené neutrony.....	48
5. PROGRAM MCNP.....	49
5.1 Omezení programu MCNP.....	50
5.2 Karta popisu ploch.....	51
5.3 Karta popisu buněk.....	53
5.4 Karta specifikace dat.....	55
5.4.1 Specifikace materiálů.....	55
5.4.2 Specifikace zdroje.....	56
5.4.3 Specifikace tally.....	57
5.5 Vised.....	60
6. ODHAD VLIVU ROZPTÝLENÝCH NEUTRONŮ POMOCÍ PROGRAMU MCNP.....	62
6.1 Simulace energetického spektra neutronů pro stávající podobu aparatury.....	64
6.1.1 Simulace energetického spektra neutronů na prstencovém detektoru.....	67
6.2 Odhad vlivu modifikace aparatury na rozptýlenost neutronů.....	69
6.2.1 Vynechávání částí aparatury.....	70
6.2.1.1 Změna rozptýlenosti neutronů při odebrání stolu.....	70
6.2.1.2 Změna rozptýlenosti neutronů při odebrání diagnostických portů.....	72
6.2.2 Nahrazování oceli v aparatuře jiným materiálem.....	75
6.2.2.1 Nahrazení oceli hliníkem.....	77
6.2.2.2 Nahrazení oceli mědí.....	80

7. KORESPONDENCE POČÍTAČOVÉ SIMULACE S EXPERIMENTEM.....	83
7.1 Kalibrace detektorů A a B.....	85
7.2 Detektory A a B vedle sebe, před B položeno plexisklo.....	87
7.2.1 Experiment.....	88
7.2.2 Simulace.....	90
7.3 Poměření výsledků z experimentu a simulace.....	94
Diskuze.....	96
ZÁVĚR.....	98
LITERATURA.....	99
APPENDIX.....	102

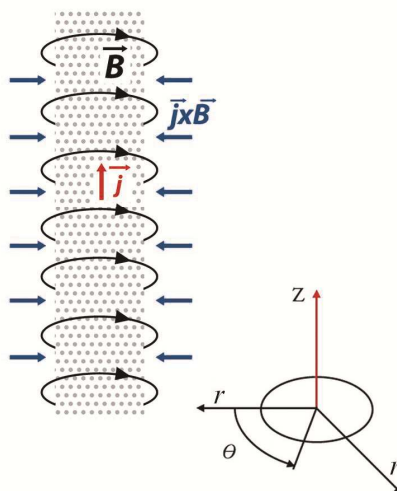
Kapitola 1

PINČ

1.1 Z-pinč efekt

Předpokládejme, že plazmatem prochází proud $\vec{j}$ ve směru, který je rovnoběžný s osou z kartézského souřadnicového systému. Vznikne zároveň azimutální pole $\vec{B}$, které je kolmé na $\vec{j}$ a jehož velikost je v přímé úměře k velikosti $\vec{j}$. Objeví se magnetický tlak.

Jestliže vezmeme v úvahu, že proud v plazmatu protéká vnitřkem válce, Lorentzova síla bude (už při relativně malém $\vec{j}$) ze všech stran stlačovat proudový válec radiálním směrem dovnitř k jeho ose. Důsledkem toho bude urychlení nabitých částic uvnitř proudového sloupce, které srážkami vyvolají růst jeho teploty. Tento jev byl pozorován už v první polovině 20. století a americký fyzik L. Tonks mu dal v roce 1937 název pinč. Pinč z níže uvedeného obrázku 1 se podle osy, v jejímž směru prochází proud $\vec{j}$, nazývá Z-pinčem [1].



Obrázek 1.1: Pinčový efekt

Pinčový efekt se vyskytuje hojně v přírodě, např. v blescích nebo v prostorech mezi galaxiemi [2].

Ideálně bychom chtěli generováním vysokého proudu libovolně zahřívat plazmový sloupec. To ovšem nemůžeme, neboť s růstem magnetického tlaku roste zejména i tlak kinetický, a v jisté chvíli dochází k expanzi pinče.

Z teoretického hlediska by mohlo být možné dosáhnout tzv. rovnovážného pinče¹, ve kterém je dostatečně dlouho² udržován stav rovnováhy mezi magnetickým a kinetickým tlakem. Uvádíme podmínku pro rovnovážný pinč [3], odvozenou fyzikem W. H. Bennetem již ve 30. letech 20. století (její odvození viz příloha).

$$I^2 = 10^7 N_{\text{eCL}} kT \quad (1.1)$$

kde I je proud tekoucí pinčem, N_{eCL} je lineární hustota elektronů³, k Boltzmannova konstanta a T teplota⁴ uvnitř pinče.

Vytvoření rovnovážného pinče především brání vznik a nezadržitelný růst těžko odstranitelných poruch.

1.2 Poruchy a nestability

V praxi vznikají v pinči⁵ poruchy, což jsou jednoduše řečeno místa, ve kterých se proudový sloupec odchyluje od cylindrického tvaru znázorněného obrázkem 1.1⁶. Průvodním jevem poruchy je její pozitivní zpětná vazba, kterou označujeme pojmem

¹ Nazývaného někdy také Bennetův pinč.

² Aby byl rovnovážný pinč produktivní z hlediska energetického zisku, postačila by dnes doba udržení rovnováhy v řádu mikrosekund.

³ Jak lze dočíst v příloze, přesněji počet elektronů vztažený na centrální linii pinče.

⁴ Tj. teplota elektronů a Z-násobně ionizovaných iontů.

⁵ Konkrétně se může jednat např. o vlákno z vhodného materiálu, kterým prochází proud.

⁶ Tím myslíme, že se mění poloměr proudového sloupce nebo se zakřivuje jeho tvar.

nestabilita. Vznik nestability má za následek prakticky okamžité zaškrcení a zánik proudového sloupce.

Nyní si pomocí perturbační rovnice popíšeme některé základní nestability. Nestabilitu budeme interpretovat jako poruchu pole, obecně zapsaného ψ (konkrétně se např. jedná o magnetické pole B). Budeme se zabývat pouze jeho poruchou prvního řádu. Bezporuchové řešení ψ_0 bude závislé pouze na vzdálenosti r od centrální linie pinče a perturbace $\delta\psi$ bude součinem neperiodické části závislé na r a periodické části popsané exponenciálou⁷ závislou na θ , z a na čase [3].

$$\psi(t, r, \theta, z) = \psi_0(r) + \delta\psi = \psi_0(r) + \psi_1(r) \cdot e^{ik_0\theta + ik_z z - i\omega t} \quad (1.2)$$

kde k_0 je úhlová složka vlnového vektoru v cylindrických souřadnicích.

Pokud se při pevných hodnotách r , z , t změní polární úhel o 2π , musíme dostat totožnou perturbaci:

$$\delta\psi(\theta) = \delta\psi(\theta + 2\pi) \quad (1.3)$$

Dostaneme tak rovnici

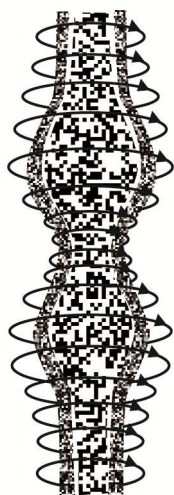
$$\psi_1(r) \cdot e^{ik_0\theta + ik_z z - i\omega t} = \psi_1(r) \cdot e^{ik_0(\theta + 2\pi) + ik_z z - i\omega t} \quad (1.4)$$

Po triviální úpravě zjistíme, že k_0 pro splnění této rovnice nabývá hodnot $k_0 = m \in \mathbb{Z}$. Číslo m je mód nestability. Rovnici (1.2) přepíšeme na

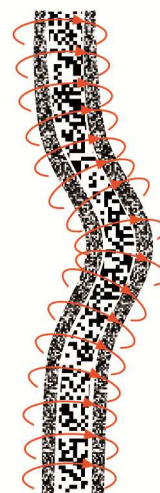
$$\psi(t, r, \theta, z) = \psi_0(r) + \psi_1(r) \cdot e^{im\theta + ik_z z - i\omega t} \quad (1.5)$$

⁷ Či spíše lineární kombinací goniometrických funkcí.

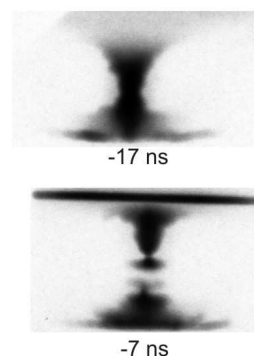
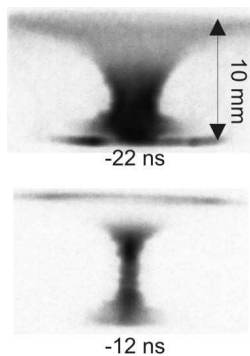
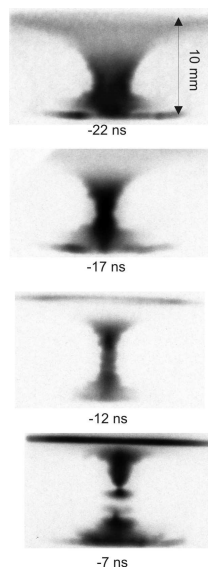
Pro $m = 0$ hovoříme o tzv. symetrické nestabilitě (anglický termín zní sausage instability). Pokud $m = 1$, jedná se o tzv. nesymetrickou či také smyčkovou nestabilitu (anglický ekvivalent je kink instability) [1].



Obrázek 1.2: Symetrická nestabilita.



Obrázek 1.3: Nesymetrická nestabilita.



Obrázky 1.4 a 1.5: Dvě ukázky vývoje $m=0$ nestability v čase, jež byly vyfotografovány pomocí MCP⁸.

⁸ Microchannel plate detector.

1.3 Základní konfigurace magnetických pinčů

Podle vzájemného uspořádání vektorů magnetického pole a proudové hustoty rozlišujeme dva základní druhy pinčů, a sice Z-pinč a θ -pinč.

Princip Z-pinče již byl popsán v úvodu této kapitoly.

θ -pinč má vzájemné uspořádání magnetického pole a proudu opačné než Z-pinč. Azimutální složka proudu je u něj nenulová a generuje tak pole $\vec{B}$ rovnoběžné s osou z . Komprese zde však probíhá stejně jako u Z-pinče, tzn. radiálně. Ačkoliv θ -pinč je zajímavý o něco větší stabilitou než Z-pinč a našel dříve užití např. v termojaderném výzkumu plazmatu, dnes se příliš nepoužívá, především proto, že je u něj dosahováno menších hustot plazmatu a že jeho technické provedení je o dost náročnější [1].

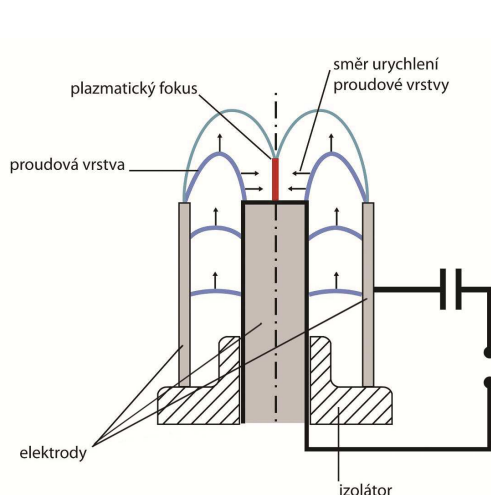
Podle způsobu uspořádání elektrod rozdělujeme pinč na:

1) Z-pinč, ve kterém leží katoda a anoda proti sobě a proudový sloupec splývá s osou mezi nimi.

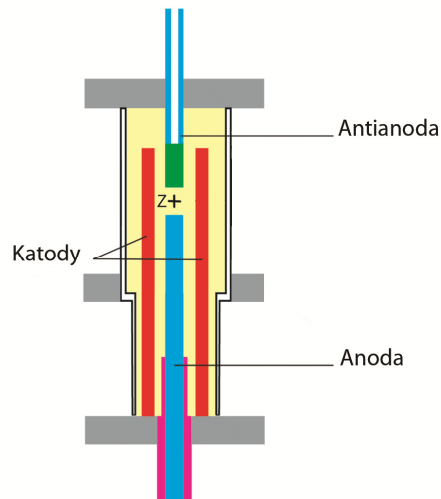
2) X-pinč, který je v principu utvořen ze dvou zkřížených Z-pinčů [4].

3) Plazmatický fokus, jehož elektrody mají koaxiální uspořádání. Vnitřní elektroda (anoda) má tvar válce. Mezi elektrodami je izolátor, který slouží k vytvoření proudové vrstvy, která je fokuzována před vnitřní elektrodou na její ose [4]. Výboj je realizován vybitím kondenzátoru, resp. soustavy paralelně spojených kondenzátorů.

Na následujících dvou obrázcích můžeme vidět dva různé typy plazmatického fokusu.



Obrázek 1.6: Plazmatický fokus.⁹



Obrázek 1.7: Plazmatický fokus
s antianodou naproti anodě.¹⁰

V případě, že je žlutě vyznačený vnitřek plazmatického fokusu na obrázku 1.6 napuštěn plynným deuteriem, dojde při vysokoproudém výboji k fúzním reakcím deuteronových iontů¹¹. V následující kapitole budeme teoreticky zkoumat kinetiku fúzních reakcí, zejména fúzní reakce dvou ionizovaných deuteronů (D-D reakce). Jak uvidíme, užitečným nástrojem pro diagnostiku D-D reakce je jeden z jejích produktů – neutron.

⁹ Toto schéma odpovídá např. zařízení PF-100 v ústavu IPPLM ve Varšavě, dnes největšímu plazmatickému fokusu v Evropě.

¹⁰ Hrubé schéma odpovídá zařízení PFZ, nacházejícím se v budově FEL, ČVUT v Praze. Naproti anodě se nachází antianoda nebo též katodový disk, které podporují pinč efekt proudové vrstvy.

¹¹ Z nich významná část probíhá v místě mezi anodou a antianodou, které je na obrázku označeno písmenem Z.

Kapitola 2

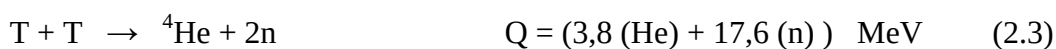
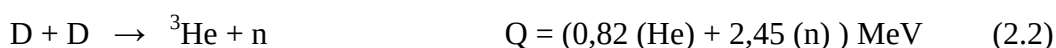
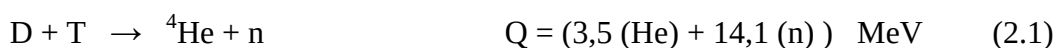
DETEKCE NEUTRONŮ FÚZNÍHO PŮVODU

2.1 Diagnostika fúzních reakcí pomocí neutronů

Jaderné reakce probíhající uvnitř plazmatu nám mohou sloužit nejen k získávání energie, ale zároveň i jako prostředek pro diagnostiku plazmatu, především k určení energií a teplot srážejících se iontů. Jako nejvhodnější prostředek pro diagnostiku iontů se jeví neutron, neboť vzhledem k magnetickým polím, která jsou v plazmatu i mimo něj přítomna, je to jediná částice, která při své cestě ven z plazmatu s těmito poli neinteraguje, a tím nám může podávat minimálně zkreslené informace charakterizující plazma, ve kterém dochází k jaderné fúzi¹².

Rozeznáváme tři hlavní typy fúzních reakcí v plazmatu jakožto směsi deuteria a tritia¹³, při kterých obdržíme jako produkt neutron spolu s heliem nebo izotopem helia.

Tyto reakce jsou [5]



kde Q je uvolněná tepelná energie během reakce.

V zařízeních pro fúzní reakce jsou z hlediska energetického zisku nejvíce perspektivní reakce (2.1) a (2.3). Ovšem vzhledem k tomu, že reakce deuteronu s tritiem

¹² Jak ale uvidíme v části této práce věnované odhadu vlivu rozptýlených neutronů, ani neutron se nevyhýbá interakcím s prostředím, kvůli kterým může být informace jím nesoucí významně znehodnocena.

¹³ Deuteron budeme zkracovat písmenem D a tritium písmenem T.

či tritia s tritiem produkují příliš rychlé neutrony a že tritium je jedovaté, je pro diagnostické účely nejrozumnější zkoumat D-D reakci. Navíc můžeme mnohé výpočty a grafy pro D-D reakce aplikovat i na reakce (2.1) a (2.3).

2.2 Spektrum kinetické energie fúzních neutronů

V této kapitole odvodíme vztah závislosti energie neutronu na rychlosti srážejících se deuteronů, který bude vypovídat o energetickém spektru neutronů.

Po srážce dvou deuteronů bude platit

$$m_n \vec{v}_{Tn} + m_\alpha \vec{v}_{T\alpha} = 0 \quad (2.4)$$

kde $\vec{v}_{Tn}$, $\vec{v}_{T\alpha}$ jsou rychlosti neutronu a izotopu¹⁴ helia ${}^3\text{He}$ v těžišťové soustavě. Ze zákona zachování energie bude součet kinetické energie soustavy dvou srážejících se deuteronů E_D a energie Q , která se uvolní jejich sloučením, rovna součtu kinetických energií neutronu a ${}^3\text{He}$, tedy

$$Q + E_D = \frac{1}{2} m_n v_{Tn}^2 + \frac{1}{2} m_\alpha v_{T\alpha}^2 \stackrel{(2.4)}{=} \frac{m_n + m_\alpha}{2m_\alpha} m_n v_{Tn}^2 \quad (2.5)$$

Jestliže v laboratorní soustavě označíme rychlost těžiště $\vec{V}$, bude pro rychlost neutronu $\vec{v}_n$ v laboratorní soustavě platit

$$\vec{v}_n = \vec{V} + \vec{v}_{Tn} \quad (2.6)$$

¹⁴ Což sice není částice α , ale s tímto pracovním označením se budeme přehledněji orientovat v indexech.

Kinetická energie neutronu potom bude mít tvar

$$E_n = \frac{1}{2} m_n v_n^2 = \frac{1}{2} m_n (V^2 + v_{Tn}^2 + 2\vec{V} \cdot \vec{v}_{Tn}) \quad (2.7)$$

Vyjádřením $\vec{v}_{Tn}$ ze vztahu (2.5) a jeho dosazením do vztahu (2.7) dostaneme

$$E_n = \frac{1}{2} m_n V^2 + \frac{m_a}{m_n + m_a} (Q + E_D) + \vec{V} \sqrt{\frac{2m_n m_a (Q + E_D)}{m_n + m_a}} \cos \vartheta_0 \quad (2.8)$$

kde ϑ_0 je úhel mezi vektory $\vec{V}$ a $\vec{v}_{Tn}$. Vystředováním rovnice (2.8) dostaneme

$$\overline{E_n} = \frac{1}{2} m_n V^2 + \frac{m_a}{m_n + m_a} (Q + \overline{E_D}) \quad (2.9)$$

Vezmeme-li v úvahu, že teplo uvolněné při D-D reakci je podstatně větší než kinetická energie srážejících se deuteronů a že členy s Q dominují nad členy bez něj, potom [5]

$$E_n \approx \frac{m_a}{m_n + m_a} Q + \sqrt{\left(\frac{2m_n m_a Q}{m_n + m_a}\right)} \vec{V} \cos \vartheta_0 \approx \overline{E_n} + \sqrt{\left(\frac{2m_n m_a Q}{m_n + m_a}\right)} \vec{V} \cos \vartheta_0 \quad (2.10)$$

Ze vztahu (2.10) vyplývá, že největší energii budou mít neutrony, jejichž vektor rychlosti v těžišťové soustavě bude rovnoběžný s vektorem těžišťové rychlosti v laboratorní soustavě. Neutrony emitované pod úhlem $\vartheta_0 = 90^\circ$ budou mít menší energii rovnou střední energii s přibližnou hodnotou 2,45 MeV a nejmenší energii pak budou mít neutrony emitované do směru $\vartheta_0 = 180^\circ$.

2.3 Stanovení kinetické energie deuteronů

z kinetické energie neutronů

Existuje přímý vztah mezi energií neutronu a deuteronu [6].

$$E_n(E_D, \vartheta) = E_D \frac{m_d m_n}{(m_n + m_a)^2} \left(\cos \vartheta \pm \sqrt{\frac{E_D m_a (m_n + m_a - m_d) + Q m_a (m_n + m_a)}{E_D m_d m_n}} - \sin^2 \vartheta \right)^2 \quad (2.11)$$

kde úhel ϑ je úhel mezi směrem nalétajícího deuteronu a směrem vyletujícího neutronu v laboratorní soustavě.

Představme si situaci, že jeden letící deutron naráží na druhý stojící¹⁵ (jehož energii lze zanedbat) a proběhne D-D reakce. Potom budou mít největší energii neutrony vyprodukované v tomtéž směru, jako měl letící deutron. Energie bude s rostoucím úhlem ϑ klesat a nejmenší energii budou mít ty neutrony, které vyletěly po úhlem $\vartheta = 180^\circ$.

Budeme nyní pracovat se vztahem (2.11). Vzhledem k tomu, že $\frac{Q}{E_D} \gg 1$, můžeme napsat, že přibližně platí

$$E_n(E_D, \vartheta) \approx E_D \frac{m_d m_n}{(m_n + m_a)^2} \left(\cos \vartheta + \sqrt{\frac{Q}{E_D} \frac{m_a (m_n + m_a)}{m_d m_n}} \right)^2 \quad (2.12)$$

Vztah (2.12) můžeme přepsat na tvar

$$\frac{m_n}{2(m_n + m_a)} E_D \cos^2 \vartheta + \frac{\sqrt{2Q m_n m_a}}{m_n + m_a} \sqrt{E_D} \cos \vartheta + \left(\frac{m_a Q}{m_n + m_a} - E_n \right) = 0 \quad (2.13)$$

¹⁵ Tato úvaha bude použita při vyvozování závěru z experimentálních výsledků v kapitole 4.

což je kvadratická rovnice pro proměnnou $\sqrt{E_D} \cos \vartheta$, jejíž kořeny jsou

$$\left(\sqrt{E_D} \cos \vartheta\right)_{1,2} = \frac{(m_n + m_\alpha)}{\sqrt{m_d m_n}} \left(\pm \sqrt{E_n} \mp \sqrt{\frac{m_\alpha Q}{m_n + m_\alpha}} \right) \quad (2.14)$$

Vyjádříme druhou mocninu této proměnné a budeme se zabývat pouze kořenem odpovídajícím horním znaménkům¹⁶.

$$E_D \cos^2 \vartheta = E_{D\parallel} = \frac{(m_n + m_\alpha)^2}{m_d m_n} \left(\sqrt{E_n} - \sqrt{\frac{m_\alpha Q}{m_n + m_\alpha}} \right)^2 \quad (2.15)$$

Člen $E_D \cos^2 \vartheta$ ve vztahu (2.15) představuje složku energie pohybujícího se deuteronu ve směru vylétávajícího neutronu. Tento člen se někdy nazývá podélná složka energie deuteronu. Jelikož ϑ je úhel, který zpravidla neznáme, nemůžeme o E_D dostat více informací než o této její složce.

Nyní uvedeme graf závislosti neutronové energie na úhlu ϑ pro několik deuteronových energií.

Graf 2.1: Závislost neutronové energie na úhlu mezi deuteronem a neutronem (v laboratorní soustavě) pro deset hodnot deuteronových energií v rozmezí 20 ÷ 200 keV. Převzato z [7].

¹⁶ Vybráním kořenů odpovídajících dolním znaménkům dostáváme totožné výsledky.

Z obrázku 2.1 vidíme, že pro jednu neutronovou energii můžeme dostat celé spektrum energií srážejících se deutronů, pokud rozlišujeme úhly, pod kterými neutrony vylétly vzhledem ke směru nalétávajícího deutronu. Pokud bychom jisté pevné neutronové energii stanovili spektrum příslušejících deutronových energií a každou hodnotu z tohoto spektra znásobili druhou mocninou kosinu příslušného úhlu ϑ , dostali bychom pokaždé stejnou hodnotu $E_{D\parallel}$.

2.4 Úhlová anizotropie v počtu neutronů

Kromě rozdělení energií vzhledem k úhlu mezi deutronem a neutronem budeme také zkoumat rozdělení počtu neutronů v závislosti na tomto úhlu. Počet neutronů je úměrný účinnému průřezu D-D reakce, který lze vyjádřit vztahem [8]

$$\sigma(\vartheta_T) = K \left(1 + A \cos^2 \vartheta_T + B \cos^4 \vartheta_T + C \cos^6 \vartheta_T + \dots \right) \quad (2.16)$$

kde K , A , B , C jsou koeficienty úměrné energii dvou srážejících se deutronů a ϑ_T je úhel mezi směrem letu deutronu a výletu neutronu v těžišťových souřadnicích.

Hlavním důsledkem vztahu (2.16) je fakt, že počet detekovaných neutronů bude nejmenší pod úhlem jejich výletu $\vartheta_T = \frac{\pi}{2}$ a bude díky pouze sudým mocninám členu $\cos \vartheta$ postupně růst jak pro úhly $\frac{\pi}{2} + \alpha$, tak pro $\frac{\pi}{2} - \alpha$, kde $\alpha \in (0; \frac{\pi}{2})$.

Pokud bychom čekali, že počet neutronů, které jdou ve směru letu letícího deuteronu, bude roven počtu neutronů, které jdou směrem právě opačným, není tomu tak, neboť zmíněná symetrie, platící v těžišťové soustavě, se transformací do laboratorní soustavy poruší.

Obrázek 2.1: Závislost diferenciálního účinného průřezu a účinného průřezu na úhlu ϑ_T [7].

Z obrázku 2.2 je patrné, že transformací účinného průřezu z těžišťové (modře) do laboratorní (červeně) soustavy bude počet neutronů jdoucích pod úhlem $\vartheta = 0^\circ$ větší než pod úhlem $\vartheta = 180^\circ$. Nejméně neutronů budeme registrovat pod úhlem $\vartheta = 90^\circ$.

V této kapitole jsme ukázali, jak nám může změření energie neutronu letícího z místa D-D fúzní reakce zprostředkovat informaci o energii fúzně se srážejících deuteronů v plazmatu. V následující kapitole se budeme zabývat problematikou, jakým způsobem neutrony detekovat.

Kapitola 3

SCINTILAČNÍ DETEKTORY

3.1 Princip detekce záření scintilačními detektory

V této podkapitole se seznámíme s principem detekce záření pomocí scintilačního detektoru, kterou provádíme na základě procesu zvaného scintilace (z anglického scintilate = jiskřit, třpytit se), kdy ionizující záření vstupující do detektoru vyvolá v jeho materiálu, tzv. scintilátoru, světelné záblesky, které jsou (na rozdíl od ionizujícího záření) snadno detekovatelné (např. fotokatodou). Nyní se podrobněji seznámíme s principem scintilace a dále pak s druhy scintilačních detektorů, přičemž se zaměříme na druh a konkrétnější popis detektoru, který je používán v našich experimentálních podmínkách.

Předtím, než si podrobněji vysvětlíme podstatu scintilačního procesu, zmíníme šest základních vlastností, které by měl dohromady ideální scintilátor mít [9].

1. Konverze ionizujícího záření na světlo by měla být co nejefektivnější.

2. Tato konverze by dále měla být lineární, tj. množství světla jakožto produktu scintilace by mělo být v lineární závislosti na množství ionizujícího záření. Tato závislost by měla přitom platit pro co nejširší spektrum energií vstupujícího záření.

3. Má-li scintilátor jistou vlnovou délku maximální emise (vlnová délka příslušící maximu z emisního spektra), měl by být jeho materiál pro tuto vlnovou délku co nejprůhlednější.

4. Doba, po kterou dochází ke konverzi vstupujícího záření na fotony, by měla být co nejkratší, abychom mohli co nejrychleji registrovat detekované záření na výstupu detektoru.

5. Materiál scintilátoru by měl být pro účely detekce opticky vhodným prostředím (index lomu scintilátoru by měl dosahovat podobných hodnot, jako má sklo (~1,5),

neboť v praxi se materiál s takovým indexem lomu ukázal jako nejvhodnější pro detekční účely).

6. Rozměry scintilátoru by měly být dostatečně velké.

Žádný scintilátor nemůže mít v praxi všechny výše jmenované vlastnosti. Musíme se vždy spokojit s materiálem, který jsou rozumným kompromisem mezi možnostmi výroby a ideály vynesenými v těchto šesti bodech.

Nejčastější uplatnění v diagnostice záření nachází anorganické scintilační detektory, tj. detektory mající scintilátor z anorganického materiálu. Široké upotřebení z nich nachází např. krystaly halogenů (nejvíce se z nich užívá jodid sodný). Anorganické detektory mají nejlepší konverzní účinnost, ale až na několik výjimek jejich scintilátor poměrně pomalu konvertuje ionizující záření na fotony, což činí detektor relativně pomalým. Používají se zejména pro detekci rentgenového záření [10].

V praxi také nachází dosti široké užití organické scintilační detektory, jejichž scintilátor je z organického materiálu. Oproti detektorům z anorganického materiálu jsou při konverzi značně rychlejší, ale první z šesti bodů splňují hůře nežli detektory anorganické [9]. Vzhledem k tomu, že se v jejich struktuře hojně vyskytuje vodík, jsou vhodné pro detekci záření β a neutronů.

Nyní se seznámíme s principem scintilace. Tento termín nejdříve rozčleníme na více pojmů, a sice fluorescence, fosforescence a zpožděná fluorescence.

Fluorescence je okamžitá emise viditelného záření v látce poté, co došlo k excitaci jejích atomů. U fosforescence dochází k emisi záření delších vlnových délek, než u fluorescence, a po výrazně kratší době (jak bude zmíněno později, alespoň o 6 řádů). Zpožděná fluorescence se od klasické fluorescence neliší energiemi emitovaného záření, zato však doba mezi absorpcí budícího záření a emisí je stejná jako u fosforescence, nebo i delší.

Další a velmi důležitou z charakteristik, kterou by se měl dobrý scintilátor vyznačovat, je jeho schopnost konvertovat většinu vstupujícího záření na fotony procesem fluorescence. Konverze skrze fosforescenci či zpožděnou fluorescenci by měla být omezena na minimum. Vyhovět tomuto požadavku je nesnadné, ale pokud pracuje detektor v pulzním režimu, nemusíme tento problém brát příliš v potaz [11]. Dobu, ve které detektor pracuje, můžeme totiž nastavit v řádu doby, po kterou dochází

k fluorescenci. Fosforescence a zpožděná fluorescence se tak nemají šanci v plné míře projevit a v signálu se pak vyskytují na úrovni náhodného šumu. Jiná situace nastává, používáme-li detektor v režimu proudovém – při konstantním toku ozařování obdržíme (z totožného scintilátoru) ustálený proudový signál, který je úměrný celkovému světelnému výnosu při konverzi [9]. Při proudovém režimu detektoru se nám bude zdát světelný výnos při konverzi větší než za pulzního režimu.

Přeneseme nyní pozornost výhradně k organickým scintilačním detektorům, které jsou k neutronové detekci určeny. Nejdříve se podrobněji seznámíme s procesem konverze v organickém scintilátoru a potom stručně zmíníme některé typy těchto detektorů.

3.2 Proces scintilace v organických scintilačních detektorech

Proces scintilace se v organických scintilátorech odvíjí od změn na úrovni energetických hladin jedné molekuly. Proto je z hlediska pozorování scintilace nepříliš podstatné, zdali je pro tyto účely zvolená organická látka v pevné, kapalně či plynné fázi. Dokonce i, když scintilátor rozpustíme ve vhodném rozpouštědle, nemusí se příliš ztratit jeho scintilační vlastnosti [9]. V historii se tento poznatek jako první projevil u antracenu¹⁷, u kterého byla pozorována fluorescence, ať už byl v podobě pevného polykrystalického materiálu nebo plynu, přičemž jako dobrý scintilátor se také ukázal rozpuštěný ve vícesložkovém roztoku¹⁸ [9]. Tato vlastnost je jednou z těch, které značně odlišují organické scintilátory od anorganických – např. vezmeme-li výše zmiňovaný jodid sodný a rozpustíme ho, jeho scintilační vlastnosti zcela vymizí.

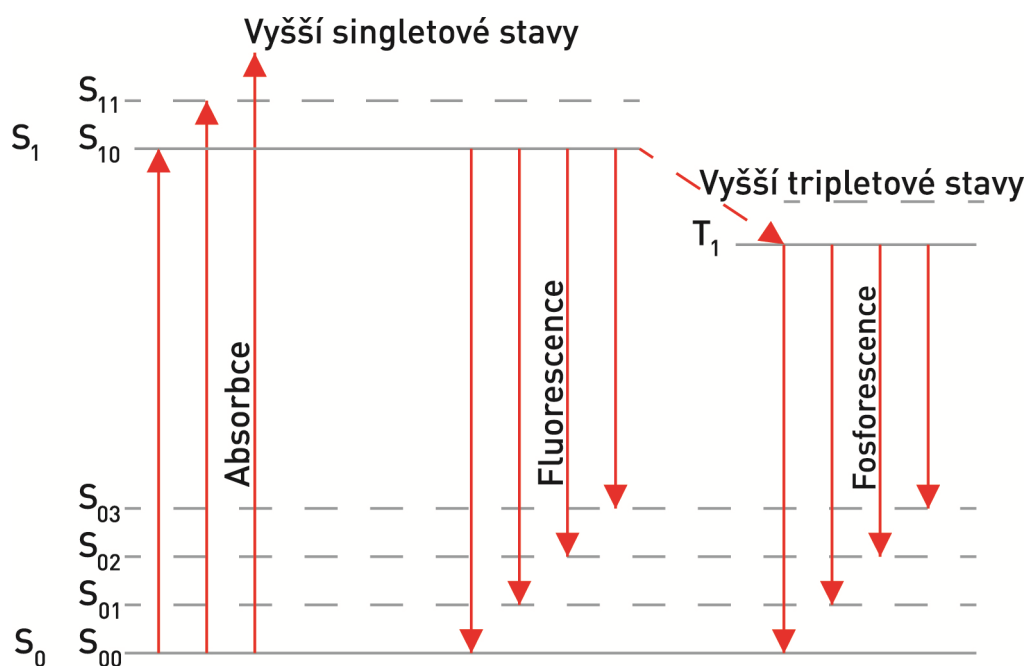
Velké množství organických scintilátorů se skládá z molekul, mezi jejichž atomy se tvoří vazba π (bez hlubšího vysvětlení jen zmíníme, že se jedná o vazbu vzniklou překryvem dvou orbitalů p. Vazba je pohyblivá a největší elektronová hustota se vyskytuje nad a pod spojnici jader, přičemž na jejich spojnici je nulová [11]). Ke

¹⁷ Jeho molekulu tvoří tři na sebe vázaná benzenová jádra

¹⁸ V roce 1948 fyzik P. R. Bell demonstroval, že v antracenovém scintilátoru lze detekovat neutrony. Často se proto z historických důvodů některé parametry scintilačních detektorů uvádějí v poměru k těmto parametrům u antracenového detektoru (např. konverzní účinnost, kterou později zmíníme).

scintilaci pak dochází na základě excitace a následné deexcitace energetických hladin příslušejících elektronům, které se na této vazbě podílejí (budeme jim dále říkat jen elektrony).

Princip ilustruje obrázek uvedený níže.



Obrázek 3.1: Možné způsoby excitace elektronů z jejich základní energetické hladiny, a následné deexcitace.

Záření¹⁹ vstupující do scintilátoru má jistou kinetickou energii, která se jeho interakcemi s molekulami organické látky přemění na excitační energii, vybudující elektrony v molekulovém orbitalu do vyšších energetických stavů. Tyto stavy rozlišujeme na singletové, kdy jsou všechny elektrony vybudené do dané energetické hladiny spárované, a tripletové, kdy se v témže molekulovém orbitalu vyskytnou dva elektrony se stejným spinem [10]. Oba dva stavy jsou nestabilní a elektrony se z nich po krátké době vrátí do základního stavu, což je provázeno vyzářením fotonu. Singletový

¹⁹ Především rentgenové záření a neutrony.

stav přitom přestane existovat za řádově $10^{-9} \div 10^{-7}$ s po excitaci, kdežto trvání tripletového stavu může být v rozmezí $10^{-3} \div 1$ s (zjednodušeně řečeno, elektrony musí předtím, než přejdou do základního stavu, změnit spin, takže jim tento přechod trvá déle) [10]. Deexcitace elektronů ze singletového stavu je přitom to, co jsme nazvali fluorescencí, a vyzáření fotonu při zániku tripletového stavu představuje zmíněnou fosforescenci, resp. zpožděnou fluorescenci²⁰. Nehledě na již zmíněnou definici fluorescence a fosforescence můžeme z obrázku 3.1 vidět, že fotony vyzářené při zániku tripletu (bez následného přechodu do singletu) budou mít menší energii než ty, které vznikly při zániku singletu.

Ať už jsou elektrony excitovány do jakéhokoli vybuzeého singletového stavu, prakticky okamžitě (za řádově 10^{-12} s) se dostanou do stavu S_1 (ten má několik podhladin, ale pokud se elektrony octnou v některých jiných S_1 hladinách než základní uvedené na obrázku, též se na ni podobně rychle dostanou). Časový vývoj intenzity světla vzniklého při fluorescenci popisuje vztah [9]

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3.1)$$

kde τ představuje dobu dosvitu při fluorescenci (řádově 10^{-9} s).

Interakce neutronu s organickým scintilátorem spočívá v jeho srážce s vodíkem, při které se uvolní proton. Srážkami protonu s atomy scintilátoru dojde k excitaci a následné deexcitaci jejich elektronů, provázené emisí záření.

Jedním ze základních parametrů, kterými charakterizujeme scintilátor, je konverzní účinnost, kterou definujeme jako podíl energie emitovaného záření a energie absorbovaného ionizujícího záření. Požadavkem na scintilátor vždy je, aby tato účinnost byla co největší. Zabraňuje tomu ale fakt, že mnoho deexcitací nabuzených energetických stavů probíhá bez světelné emise a projevují se pouze v podobě uvolněného tepla [11].

²⁰ Ta nastává, jestliže se elektrony při zániku tripletového stavu dostanou do singletového stavu (tj. do stavu o vyšší energii), a teprve potom dojde k deexcitaci.

3.3 Druhy scintilačních detektorů

3.3.1 Čisté organické krystaly

Historicky patří mezi nejstarší používané scintilátory, i když jsou známe pouze dva takové materiály, jež pro detekční účely našly širší užití. Prvním z nich je antracen, který má nejvyšší konverzní účinnost mezi všemi organickými scintilačními detektory. Druhý takový scintilátor je stilben (aromatický uhlovodík), který nemá tak vysokou konverzní účinnost jako antracen, avšak při jeho užití můžeme z tvaru pulzu na výstupu detektoru rozlišit, jaké scintilace byly vyvolány ionty, a jaké elektrony. Oba dva materiály se dnes příliš nepoužívají, především proto, že jejich konverzní účinnost závisí na směru, ve kterém do scintilátoru vstupuje ionizující záření (hodnoty konverzní účinnosti se pro dva různé úhly ozařování mohou lišit až o 30% [11]). V našem případě bychom chtěli, aby konverzní účinnost byla pro všechny směry vstupujícího záření stejná. Dalšími nevýhodami organických krystalů je jejich křehkost a obtížnost vyrobit je ve větších rozměrech.

3.3.2 Organické roztoky

Vezmeme-li vhodné rozpouštědlo a rozpustíme-li v něm organický scintilační materiál tak, aby vznikl roztok o požadované koncentraci, dostaneme scintilátor v podobě kapaliny. Někdy se do tohoto roztoku přidává ještě další látka, která funguje jako tzv. wavelshifter, tj. posunuje vlnové délky emitovaného záření co nejvíce do té oblasti spektra, pro kterou je fotokatoda, na kterou dopadají emitované fotony, nejcitlivější.

Kapalinové scintilátory se používají zejména pro případ, kdy potřebujeme, aby detektor měl velký objem (tj. v řádu m^3). Na rozdíl od pevných scintilátorů výrazně méně trpí náchylností k poničení, pokud jsou vystaveny intenzivnímu ozáření.

3.3.3 Plastikové scintilátory

Princip jejich výroby spočívá v rozpuštění organického scintilátoru ve vhodném organickém rozpouštědle (např. v monomeru styrenu). Procesem polymerizace je pak tento roztok uveden do pevné fáze. Výroba plastikového scintilátoru je poměrně jednoduchá, levná a jsou to též dobře tvarovatelné materiály (v různých rozměrech jsou k dostání např. v podobě tyčí, válců a desek). Pokud je nutné mít scintilátor velkých rozměrů a není vhodné použít kapalinu, je plastikový scintilátor nejrozumnější volbou. Zejména díky právě zmíněným vlastnostem jsou dnes plastikové scintilátory považovány za velice užitečné a nachází hojně použití v praxi.

Vzhledem k jejich širokému užití je pak při výrobě nutné předpokládat, že materiál scintilátoru bude vystavován různým druhům ionizujícího záření, široké škále jeho intenzit a rozličným dobám ozáření. Je tedy nutno zvážit, do jaké míry budou tyto faktory ovlivňovat konverzní účinnost, což není zcela jednoduché, avšak ukázalo se, že je třeba především brát ohled na dávkovou intenzitu záření a také pak na množství kyslíku přítomného v materiálu scintilátoru (čím méně kyslíku, tím lépe) [9]. Prokazatelné destruktivní účinky má na pevné scintilátory absorbovaná dávka 10^3 Gy γ -záření [11]. U ostatních druhů záření bylo pozorováno výraznější snížení konverzní účinnosti při dávce 10^5 Gy [11]. Za příčiny snížení konverzní účinnosti se považuje buď zánik scintilujících komponent nebo vznik opticky absorbčních center uvnitř materiálu scintilátoru.

3.4 Fyzikální vlastnosti scintilátoru BC-408

BC-408 je plastikový scintilátor, který emituje záření ve viditelné oblasti spektra, konkrétně na vlnových délkách modré barvy. Ke scintilaci uvnitř materiálu scintilátoru dochází při jeho interakci s neutrony, zářením γ nebo s nabitými částicemi [12].

BC-408 se skládá z polyvinyltoluenu, což je syntetický polymer, který se, podobně jako ostatní organické scintilátory, vyznačuje snadnou tvarovatelností a obrobitelností. Pokud se scintilátor skládá čistě z tohoto materiálu, obvykle je pík emisního spektra situován do oblasti ultrafialového záření i do kratších vlnových délek [12]. Fotony takových vlnových délek ale zpravidla vyvolávají malou emisi elektronů z fotokatody, na kterou dopadnou. Z toho důvodu se ve scintilátoru vyskytuje, jak už jsme zmínili u kapalinových scintilátorů, přibližně jedno hmotnostní procento wavelshifteru. O jakou látku se jedná, výrobce Saint-Gobain Crystals nezveřejňuje.

Scintilátor se zpravidla vyrábí a prodává v podobě obdélníkové desky o ploše 305 mm², jejíž tloušťka je 5 mm, resp. 10 mm [12].

V následující tabulce shrneme některé základní vlastnosti BC-408 [12].

Základ	Polyvinyltoluen
Hustota	$1,32 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Poměr zastoupení prvků H:C	1,1
Index lomu	1,58
Koeficient teplotní roztažnosti	$\alpha = 7,8 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
Použitelnost ve vakuu	možná

Tabulka 3.1: Některé základní údaje o scintilátoru BC-408, udávané výrobcem.

V následující tabulce uvádíme vhodnost detektorů z řady BC pro detekci rentgenového záření různých energií [12].

Energie detekovaného záření	Vhodný typ scintilátoru
<100 keV (záření X)	BC-404
100 keV až 5 MeV (gamma záření)	BC-408
>5 MeV (gamma záření)	BC-400, BC-416
Rychlé neutrony	BC-408, BC-412
Záření α , β	BC-400, BC-404
Nabitě částice, kosmické záření, protony, miony, atd.	BC-408, BC-412, BC-416

Tabulka 3.2: Typ záření a k němu vhodný scintilátor z řady Bicron.

Pro naše experimentální účely chceme na PFZ kromě fúzních neutronů detekovat i tvrdé rentgenové záření, které se při výbojích v plazmatickém fokusu tvoří současně s neutrony. Z tabulky výše můžeme vidět, že pro takové účely je nejvhodnější volba scintilátoru BC-408.

V následující tabulce můžeme porovnat některé parametry scintilátoru BC-408 s parametry charakterizujícími ostatní scintilátory z řady BC.

	BC-400	BC-404	BC-408
Konverzní účinnost ²¹ / [% Antracenu]	65	68	64
Náběhová doba [ns]	0,9	0,7	0,9
Doba dosvitu [ns]	2,4	1,8	2,1
Šířka pulsu, FWHM [ns]	2,7	2,2	2,5
Délka klesání výkonu záření na 1/e [cm]	160	140	210
Vlnová délka maximální emise [nm]	423	408	425
Počet vodíkových atomů na cm ³ (×10 ²²)	5,23	5,21	5,23
Počet uhlíkových atomů na cm ³ (×10 ²²)	4,74	4,74	4,74
Podíl počtu uhlíkových a vodíkových atomů	1,103	1,1	1,104
Počet elektronů na cm ³ (×10 ²³)	3,37	3,37	3,37
Použití	obecné účely	rychlá měření	velkoplošné detektory, TOF metoda

Tabulka 3.3: Specifikace některých hlavních parametrů scintilátoru BC-408 a dalších dvou scintilačních detektorů od společnosti Saint-Gobain Crystals.

²¹ Pokud scintilátor používáme v rozmezí teplot od 20° C do 60 °C, existuje zde závislost konverzní účinnosti na teplotě. Výrobce udává, že při teplotě 60 °C dosahuje konverzní účinnosti 95% hodnoty za pokojové teploty [12].

Na následujícím grafu je vyobrazena část emisního spektra scintilátoru BC-408.

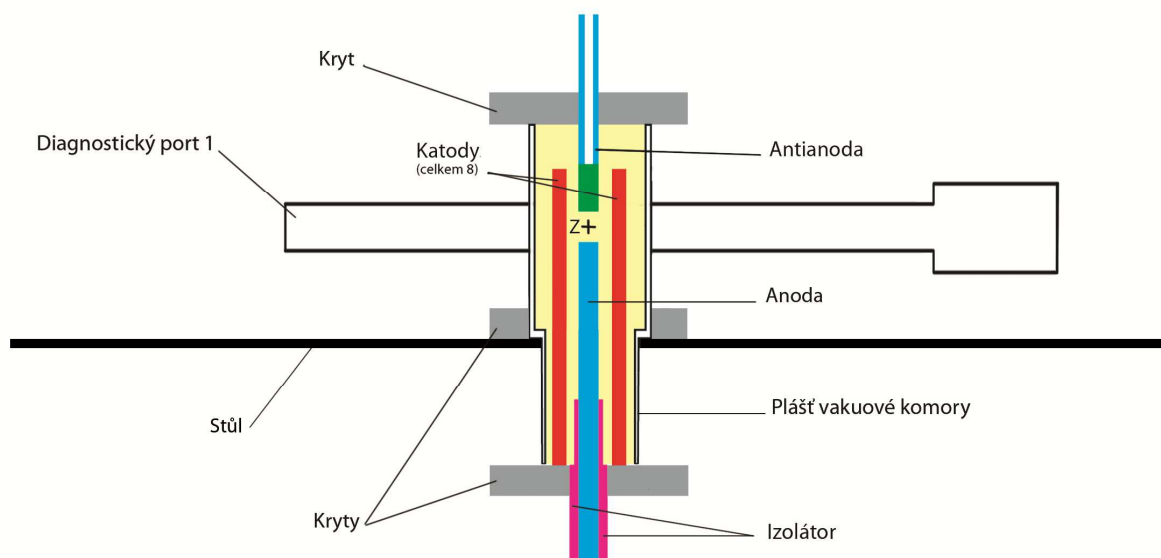
Graf 3.1: Emisní spektrum scintilátoru BC-408 [12].

Kapitola 4

ODHAD ENERGIE FÚZNÍCH NEUTRONŮ NA APARATUŘE PFZ

4.1 Aparatura PFZ

Seznámíme se nyní podrobněji s aparaturou PFZ. Jak jsme zmínili na konci první kapitoly, jedná se o plazmatický fokus, ve kterém je vytvořen vysokoproudý výboj, šířící se mezi koaxiálně uspořádanými elektrodami směrem k čelu anody, před kterou dochází ke kompresi proudové vrstvy, čili pinč efektu. Vnitřek aparatury je naplněn plynným deuteriem, jehož ionizované atomy se v místě komprese proudu fúzně srážejí. Na následujícím obrázku popisujeme hlavní části PFZ.



Obrázek 4.1 : Popisuje základní části PFZ²².

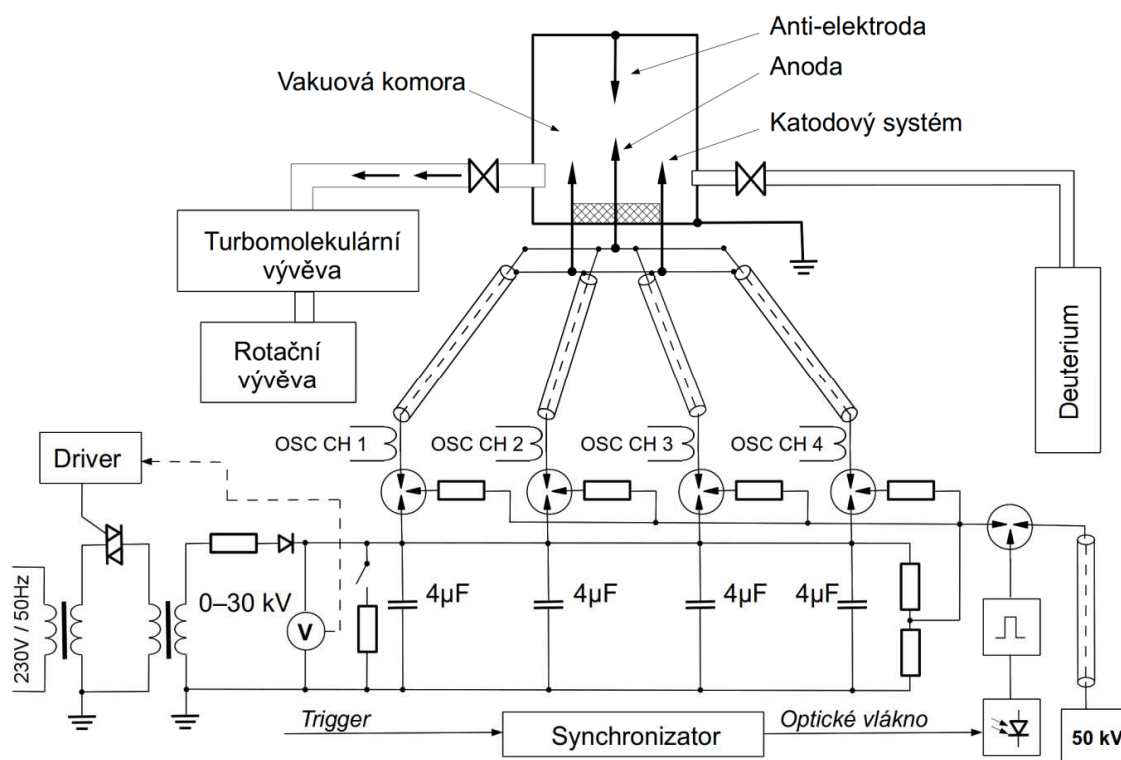
²² Stůl není základní součástí PFZ, ale hraje roli v našich výpočtech v 6. kapitole, takže ho též uvádíme.

V tabulce 4.1 uvádíme materiály, z kterých jsou složeny hlavní části PFZ.

Část aparatury	Materiál
Anoda, antianoda, katody	Cu
Dolní část antianody	CuW
Plášť pouzdra, kryty, diagnostické porty ²³	Nerezová ocel 1H18N9T ²⁴
Izolátor	Al ₂ O ₃

Tabulka 4.1: Materiály, ze kterých jsou složeny části PFZ, vykreslené na obrázku 4.1.

Přikládáme schéma nejdůležitějších částí celé aparatury PFZ.



Obrázek 4.2: Základní schéma celé aparatury PFZ.

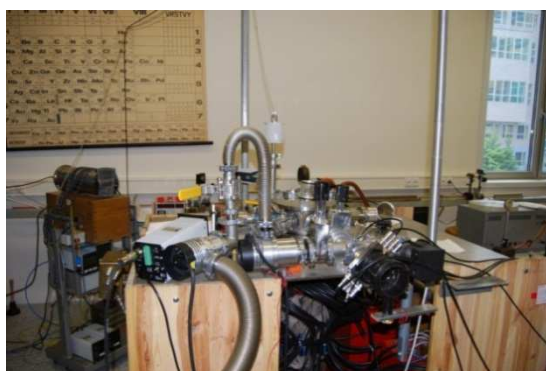
²³ Resp. plášť diagnostických portů.

²⁴ Složení této oceli je podrobněji popsáno v komentáři v materiálové části MCNP vstupního souboru v příloze. Ještě si přitom dovoluujeme zmínit, že 1H18N9T je polské označení konkrétního typu oceli, který má v jiných státech, kde se vyrábí, jiné značení.

Před provedením výboje se vnitřek vakuové komory odčerpá na vysoké vakuum, a následně napustí deuteriem na pracovní tlak $200 \div 300$ Pa. Výboj je v PFZ realizován vybitím soustavy čtyřech paralelně spojených kondenzátorů o kapacitách $4 \mu\text{F}$, na kterých můžeme teoreticky dosáhnout napětí až 40 kV. Nejčastěji však pro naše pokusy volíme napětí 22 kV, při kterém dosahujeme proudu cca 25 kA s náběhovou dobou přibližně $2 \mu\text{s}$.

Při výboji je emitováno řádově 10^7 neutronů v místě cca 1 cm nad anodou (na obrázku 4.1 je toto místo označeno písmenem Z).

Přikládáme dvě fotografie současné podoby aparatury PFZ.

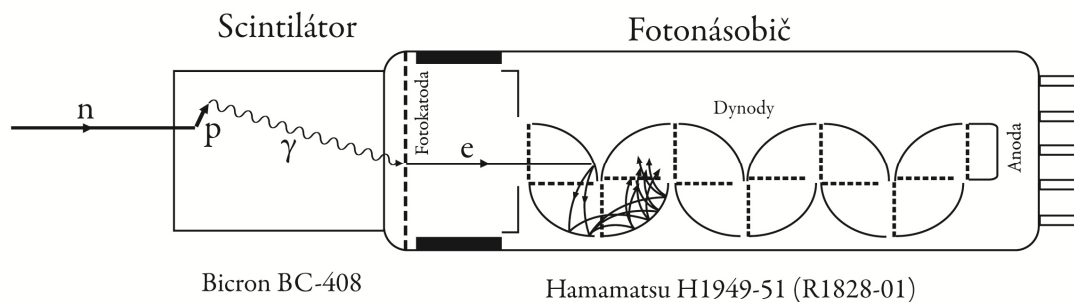


Obrázky 4.3 a 4.4: Fotografie aparatury PFZ

K detekci neutronů produkovaných při výbojích používáme v naší aparatuře scintilační detektory se scintilátorem Bicron BC-408 a fotonásobičem Hamamatsu 1949-51²⁵, na jehož výstup připojujeme osciloskop Tektronix TDS 3054C. Jestliže na detektoru zaznamenáváme časový signál, je jeho rozlišovací schopnost 0,4 ns.

Přikládáme schéma scintilačního detektoru, používaného v našem experimentálním uspořádání.

²⁵ Viz obrázek 3.2. Fotonásobič je napájen vysokonapěťovým zdrojem, jehož napětí volíme mezi 1 kV a 2 kV.



Obrázek 4.5: Schéma scintilačního detektoru používaného na PFZ a princip převádění neutronového signálu fotonásobičem na signál elektrický. Emitované fotony dopadnou na fotokatodu a vyrazí z ní elektrony, jejichž počet je sekundární elektronovou emisí zmnožen na sérii dynod a na výstupu fotonásobiče tak vznikne pozorovatelný elektrický signál.

4.2 Metoda Time of Flight

Veškeré naše experimentální výsledky uvedené v této kapitole jsme stanovili na základě metody Time of Flight (dále jen TOF). Jak už sám její název²⁶ napovídá, její princip tkví ve stanovení času, za který dolétne částice od svého zdroje k detektoru. Poprvé byla tato metoda užita už v roce 1935.

Z času letu a známé vzdálenosti detektoru od zdroje můžeme určit [13]:

- Energii letící částice z její známé hmotnosti.
- Hmotnost částice, pokud známe energii.

Problematika celé této kapitoly se týká případu a), kdy měříme čas, za který dolétly neutrony do pevně vzdáleného detektoru, a známe z tabulek jejich klidovou hmotnost. Případ b) zde uvádíme pro poukázání na to, že metoda TOF má uplatnění i při měření jiných veličin než jen energie částic. Jako příklad zmiňme hmotnostní spektrometrii, při

²⁶ Time of Flight je anglický ekvivalent pro čas letu nebo také čas doletu.

níž urychlujeme ionty v elektrickém poli. V jisté²⁷ vzdálenosti od počátku letu budou mít ionty stejné energie. Známe-li čas doletu iontů, můžeme pak zjistit jejich měrný náboj, ze kterého už snadno určíme jejich hmotnost [13].

Budeme se nyní zabývat určováním energie letících neutronů pomocí metody TOF. Relativistický vzorec pro kinetickou energii neutronu má tvar.

$$E_n = m_n c^2 - m_{0n} c^2 = m_{0n} c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_n^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad (4.1)$$

kde $m_{0n} = 1,674927211 \cdot 10^{-27}$ kg [15] je klidová hmotnost neutronu. Uvážíme-li, že energie neutronů pocházejících z D-D reakce má hodnoty pohybující se kolem střední hodnoty $\overline{E_n} = 2,45$ MeV, bude rychlost odpovídající této energii činit

$$v_n \approx \sqrt{\frac{2\overline{E_n}}{m_n}} \doteq 0,072 \, c \quad (4.2)$$

což je dostatečně malá rychlost, abychom mohli relativistické efekty zanedbat a používat nerelativistický tvar rovnice (4.1)

$$E_n = \frac{1}{2} m_n v_n^2 = m_n \frac{s^2}{2t^2} \quad (4.3)$$

kde $m_n \doteq m_{0n}$, s je vzdálenost scintilačního detektoru od místa produkce neutronů a t je čas letu neutronů.

²⁷ Vzdálenost závisí na velikosti elektrického pole, které musí být schopno udržet ionty v uspořádaném pohybu, rušeném jejich tepelným pohybem.

Pro přesnost TOF metody je poměrně důležitý předpoklad, že neutrony jsou produkovány v jednom okamžiku [16].²⁸

Vzdáleností detektoru od zdroje myslíme vzdálenost bodu představujícího střed scintilátoru od místa maximální komprese deuteronového plazmatu (nepřesnost v určení tohoto bodu je cca 1 cm).

4.2.1 Chyba v určení energie

Určení času doletu neutronů je vždy zatížené jistou chybou Δt ²⁹. Zjistíme, jakou měrou se odvíjí chyba v určení energie neutronu na této chybě v čase. Napsáním totálního diferenciálu energie

$$dE = -m \frac{s^2}{t^3} dt = -2 \frac{E}{t} dt \quad (4.4)$$

a nahrazením nekonečně malých diferencí konečnými obdržíme vztah mezi chybou v energii a chybou v čase

$$\Delta E = 2 \frac{E}{t} \Delta t \quad (4.5)$$

Při jisté neurčitosti Δt v určení času je tedy dobré, aby hodnota doby letu neutronů t byla dostatečně velká, neboť zvětšováním doby letu zmenšujeme velikost chyby v určení energie. Tento požadavek se týká především problematiky modelování energetického spektra neutronů na základě neutronového časového signálu.

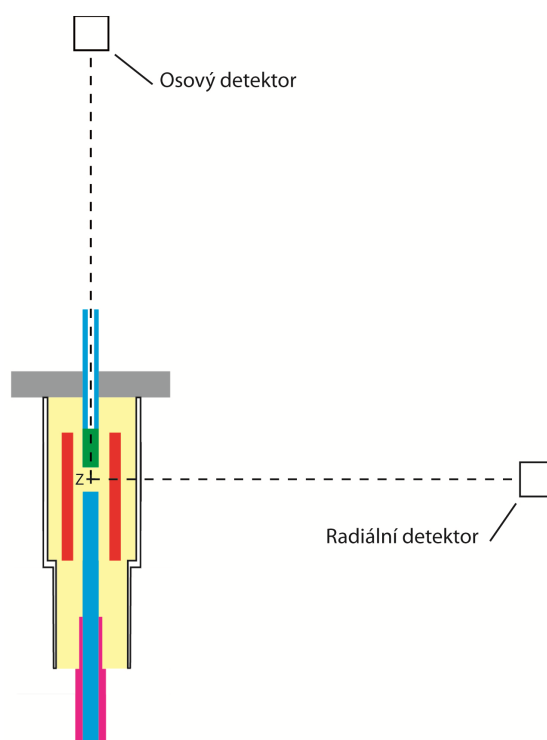
²⁸ Není to ale nezbytně nutné a existují cesty, jak metodu TOF použít i za okolností, kdy všechny neutrony nejsou produkovány zcela současně. Jedna z těchto cest tkví např. v sledování nikoli celého signálu, ale jeho těžiště.

²⁹ Která je přinejmenším daná časovým rozlišením detektoru.

4.3 Radiální a osový detektor

V našem experimentálním uspořádání jsou scintilační detektory³⁰ umístěny ve vzdálenosti řádově jednotek metrů od místa produkce neutronů. Rozlišujeme přitom dvě základní polohy, které mohou detektory vzhledem k plazmatickému fokusu mít – osovou a radiální. Podle toho budeme detektoru říkat osový nebo radiální.

Význam radiálního a osového detektoru dokumentujeme následujícím obrázkem.



Obrázek 4.6: Ukazuje konfiguraci osového a radiálního detektoru.

Z důvodu blízkosti detektorů nemůžeme pomocí metody TOF dosáhnout relevantních výsledků, chceme-li z neutronového signálu jednoho z detektorů spočítat neutronovou energii v místě detekce, což můžeme demonstrovat užitím vztahu (4.5) a dosazením hodnoty odhadující maximum doby letu neutronů $t = 200 \text{ ns}$ ³¹. Za hodnotu

³⁰ Dále už jen detektory.

³¹ Tuto dobu jsme odhadli pro neutron o střední energii 2,45 MeV letící do 5 m vzdáleného detektoru, což je horní hraniční hodnota vzdálenosti, do které v našich podmínkách detektory standardně umísťujeme.

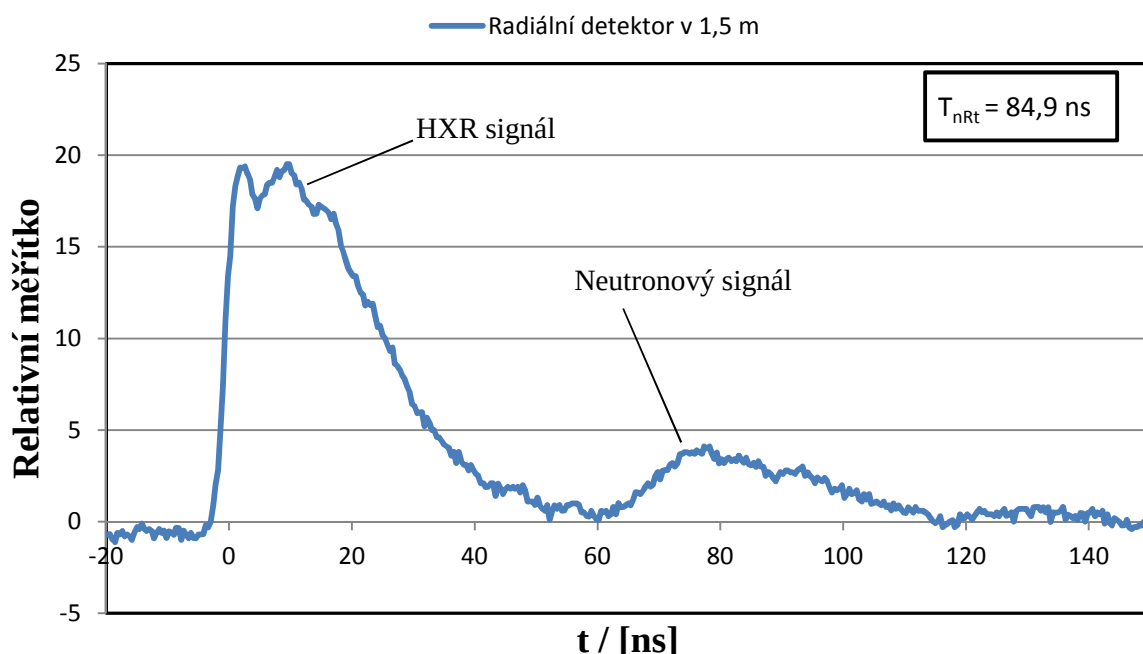
Δt jsme zvolili dobu, po kterou trvá produkce neutronů, která se typicky pohybuje kolem hodnoty 30 ns [17].

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t}{t} \doteq 0,3 \quad (4.6)$$

Vidíme, že pro naše experimentální uspořádání dostáváme poměrně velkou relativní chybu v určení energie, která v případě neutronu o střední energii 2,45 MeV představuje cca 0,7 MeV. Přesto jsme ale schopni na základě časových signálů z detektorů na naší aparatuře získat poměrně přené informace o energii neutronů letících v jistých směrech, např. ve směru radiálního, jak uvidíme v další podkapitole.

Nejprve uvádíme graf, ve kterém je zpracován signál z radiálního detektoru, získaný při vysokoproudém výboji³² s označením 111125-15. Tímto grafem demonstrujeme, jak vypadá signál na výstupu detektoru při výstřelu a později v této kapitole tento graf využijeme k odhadu energie neutronů letících v osovém směru.

Časový průběh signálu z radiálního detektoru



Graf 4.1: Znázorňuje časový průběh rentgenového (HXR) a neutronového signálu pro radiální detektor, umístěný ve vzdálenosti 1,5 m. T_{nRt} je časová složka těžiště neutronového signálů.

³² Zkráceně budeme vysokoproudý výboj v plazmatickém fokusu nazývat termínem „výstřel“.

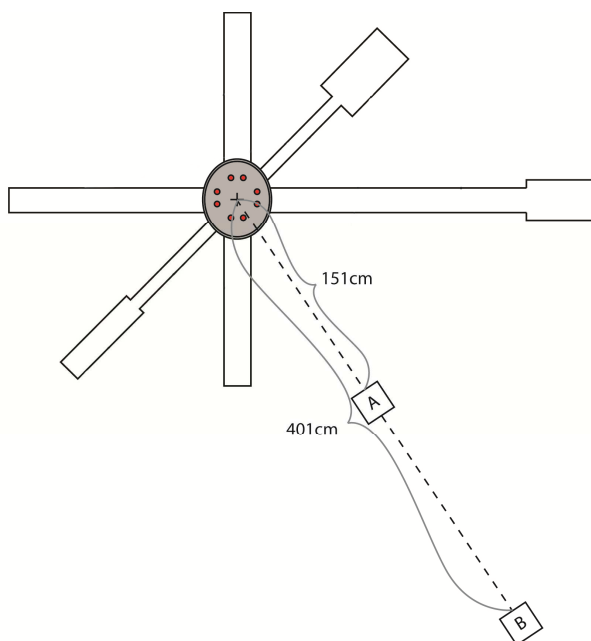
Nyní se budeme zabývat odhadem energie neutronů, které do radiálního detektoru vletují.

4.4 Odhad velikosti energie neutronů letících v radiálním směru

Ačkoliv jsme zmínili, že na základě časového průběhu neutronového signálu z detektoru není vzhledem k jeho přílišné blízkosti od neutronového zdroje možné spočítat energii neutronů s únosnou relativní chybou, neznamená to, že v naší experimentální konfiguraci nelze získat žádnou kvantitativní informaci o neutronové energii. Na základě následujícího pokusu odhadneme velikost energie neutronů letících v radiálním směru.

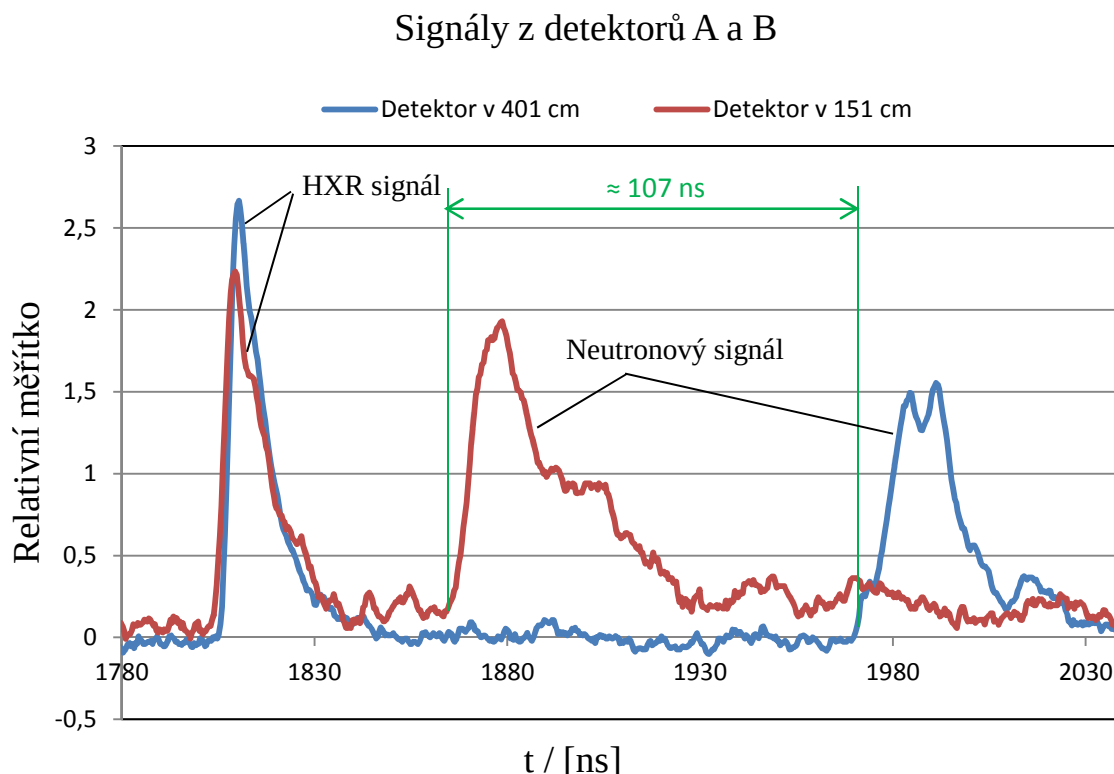
Umístili jsme za sebe dva radiální detektory A a B tak, že oba dva ležely na pomyslné přímce, protínající osu O plazmatického fokusu. Vzdálenost $|AO|$ byla 151 cm a vzdálenost $|BO|$ činila 401 cm.

K upřesnění polohy detektorů uvádíme obrázek.



Obrázek 4.7: Poloha radiálních detektorů v našem experimentu.

Po výstřelu jsme zanesli zpracované signály z obou detektorů do grafu.



Graf 4.2: Výstřel 111130-07. Zeleně vyznačený časový rozdíl mezi neutronovými signály na detektorech A a B jsme stanovili jako rozdíl mezi dobami začátku náběhu neutronových pulzů. Podotýkáme, že hodnoty na časové ose nejsou hodnotami doby letu³³.

Zpracování dat z osciloskopu do grafu jsme provedli tak, aby byly píky rentgenových signálů synchronní - to proto, neboť oba detektory nemusí mít při zaznamenávání signálu časové osy zcela synchronní. Položením rentgenových píků „na sebe“ jsme získali první odhad času T_{12} , který neutronům trvá, než dolétnou z místa A do místa B. Tento první odhad, který činí přibližně 107 ns ³⁴, je ovšem ještě zapotřebí opravit o čas, který mezi místy A a B urazí rentgenové záření, neboť tuto časovou diferenci jsme při synchronizaci rentgenových píků zanedbali.

³³ Zajímají nás nyní pouze časové rozdíly signálů, nikoliv jejich časové hodnoty jako takové.

³⁴ Přesně bylo odečteno $106,5 \text{ ns}$, ovšem vzhledem k rozlišovací schopnosti detektoru $0,4 \text{ ns}$ jsme zaokrouhlili na první následující celou nanosekundovou hodnotu.

Rentgenové píky jsou od sebe ve skutečnosti vzdáleny o čas

$$\frac{|AB|}{c} = \frac{2,5}{3 \cdot 10^8} \text{ s} = \frac{25}{3} \text{ ns} \approx 8 \text{ ns} \quad (4.7)$$

a tedy $T_{12} = (107 + 8) \text{ ns} = 115 \text{ ns}$. Dosadíme tento čas do rovnice (4.3), kde $s = 2,5 \text{ m}$.

Dostaneme tak energii neutronů, letících radiálně z místa výboje.

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \frac{s^2}{T_{12}^2} = 2,47 \text{ MeV} \quad (4.8)$$

Tato energie je zatížena možnou chybou, která se odvíjí z nepřesnosti v určení času - ta je v první řadě způsobena rozlišovací schopností detektoru, činící cca 0,4 ns, Dále neznáme přesně místo produkce neutronů - nepřesnost v jeho určení je cca 1 cm. Z této nepřesnosti v určení polohy nám vyplývá, že je neurčitost v čase letu neutronu rovna přibližně 0,5 ns (při výpočtu tohoto času jsme uvažovali vztah (4.3) a za energii do něj dosadili střední energii neutronu). Hodnotu Δt určíme jako

$$\Delta t = \sqrt{0,4^2 + 0,5^2} \doteq 0,6 \text{ ns} \quad (4.9)$$

Dosadíme tuto hodnotu Δt do vztahu (4.5):

$$\Delta E_n = \frac{2 \cdot 2,47}{115} \cdot 0,6 = 0,03 \text{ MeV} \quad (4.10)$$

Na tomto místě provedeme diskuzi. Právě jsme odhadli energii neutronů letících radiálně. O jaký odhad energie se ale jedná? Tuto energii jsme spočetli poměřením začátků náběhu neutronových signálů, což také znamená, že jsme předpokládali, že měříme časový rozdíl mezi stejně energetickými neutrony³⁵. To ale nemusí být nutně pravda, neboť se může stát, že do detektoru A vlétnou nejdříve neutrony, jejichž energie

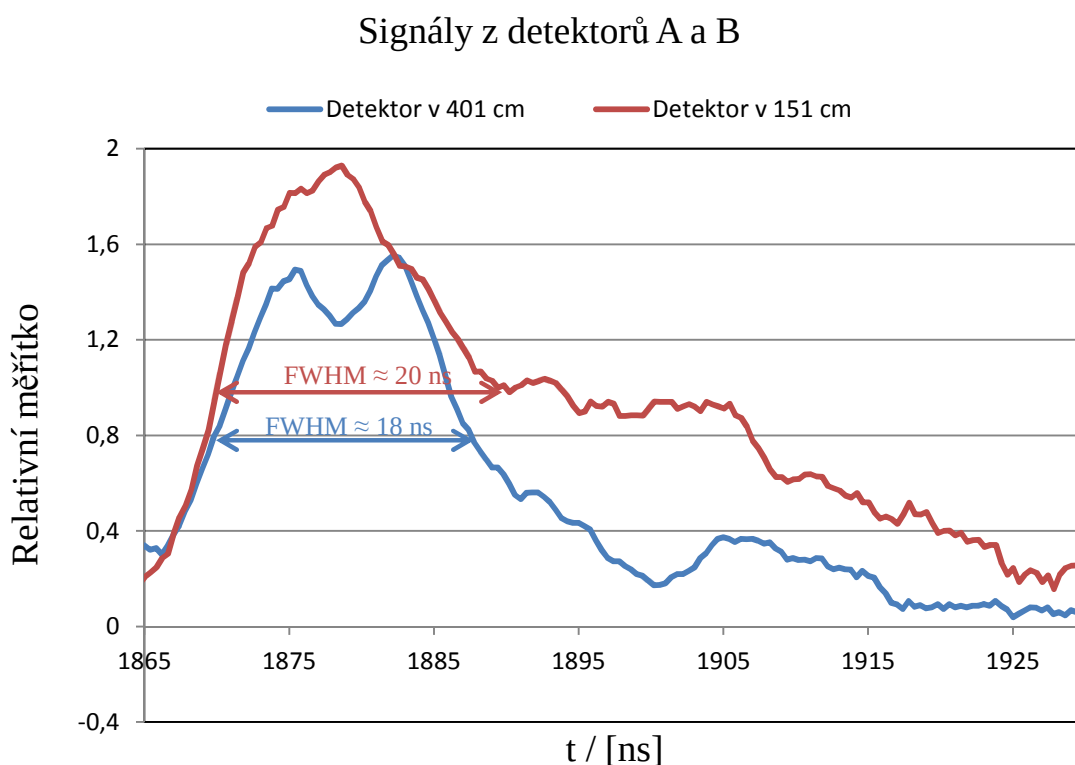
³⁵ Máme na mysli množinu neutronů o jisté energii, které do detektoru A dorazily jako první a vybudily první nárůst v neutronovém signálu, přičemž následně dolétly do detektoru B.

je menší než těch, které dolétnou až po nich. Doba produkce neutronů se totiž pohybuje kolem 30 ns a neutrony s větší energií mohou být produkovány až na konci tohoto času, být tak nějakou dobu za pomalejšími neutrony, produkovány dříve, a pak je při cestě mezi detektory A a B „přeběhnout“ a do detektoru B vlétnout jako první.

Na základě úvahy v předchozím odstavci považujeme energii $E_n - \Delta E_n = 2,47 - 0,03$ MeV za minimální odhad maximální energie neutronů letících v radiálním směru.

Ve spočteném rozmezí energií, kterých mohou neutrony nabývat³⁶, leží i energie 2,45 MeV, což je energie neutronů, letících kolmo na směr fúzních srážek deuteronů, jejichž jsou produktem.

Nyní vzájemně posuneme neutronové signály z grafu 4.2 tak, aby byly synchronní a poměříme je.



Graf 4.3: Neutronové signály z výstřelu 111130-07. Jeden signál byl posunut směrem k druhému o 107 ns. Neutronový signál z detektoru A má pološířku³⁷ 20 ns a pološířka neutronového signálu z detektoru B je 18 ns.

³⁶ Tj. 2,44 MeV až 2,5 MeV.

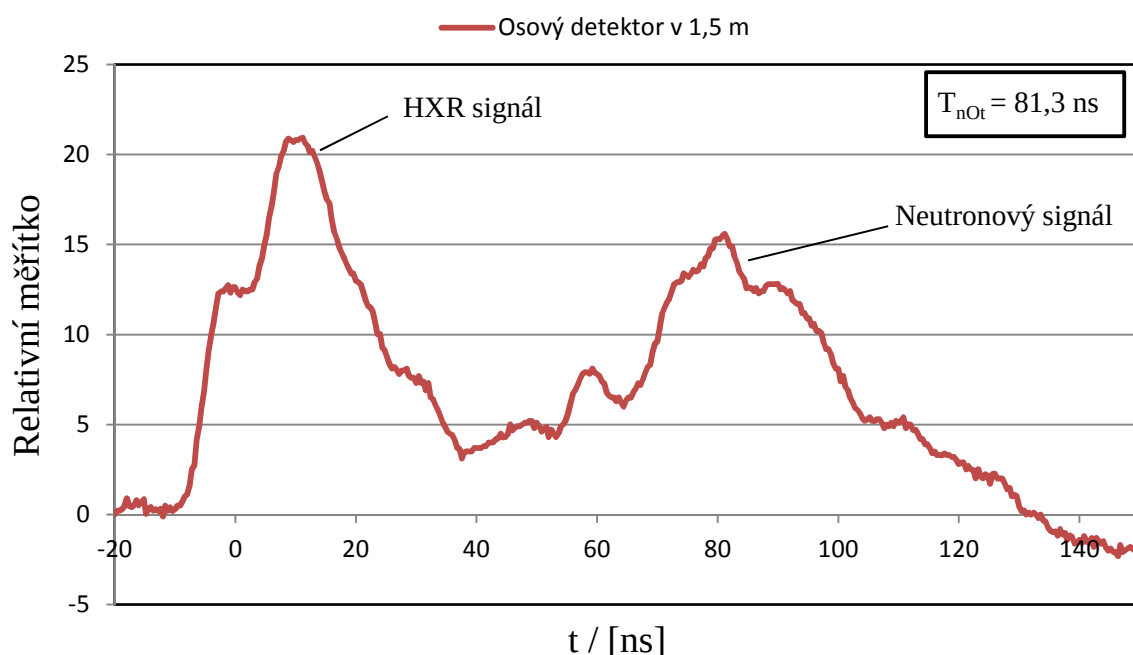
³⁷ Zkratka FWHM = Full width at half maximum

Z grafu 4.3 vidíme, že pološířky obou neutronových signálů se příliš neliší, což nám dává zpětnou vazbu o tom, že velké procento neutronů putujících z detektoru A do B má poměrně stejnou hodnotu energie. Kdyby tomu tak nebylo, bylo by při cestě neutronů od A do B (což je vzdálenost 2,5 m) patrné podstatnější zvětšení pološířky jejich signálu.

4.5 Odhad velikosti energie neutronů letících v osovém směru

Nyní se budeme zabývat signálem z osového detektoru při výstřelu 111125-15³⁸ a poměřením se signálem z radiálního detektoru při tomto výstřelu budeme odhadovat energii neutronů letících v osovém směru.

Časový průběh signálu z osového detektoru

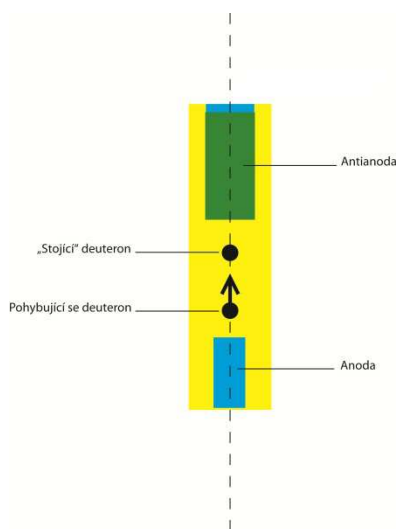


Graf 4.4: Je v něm zachycen časový průběh rentgenového (HXR) a neutronového signálu pro osový detektor, umístěný ve vzdálenosti 1,5 m. T_{nOt} je časová složka těžiště neutronového signálu.

³⁸ Signál z radiálního detektoru již byl uveden v podkapitole 4.2.

Všimneme si nejdříve, že osový detektor byl při výstřelu 111125-15 ve stejné vzdálenosti jako detektor radiální, a náběh neutronového signálu u něj přitom vidíme už o přibližně 20 ns dříve než v případě radiálního detektoru. Z toho vyplývá, že tyto dříve detekované neutrony musí mít větší energii než neutrony registrované na signálu radiálního detektoru. Dále jsme pro oba neutronové signály z grafů 4.1 a 4.4 spočetli časovou hodnotu jejich těžišť. Porovnáním jejich hodnot vidíme, že těžiště neutronového signálu u osového detektoru má o cca 4 ns menší časovou hodnotu. Na základě těchto faktů usuzujeme, že do osového detektoru putuje statisticky významné množství neutronů s větší energií, než mají neutrony vstupující do radiálního detektoru. Ekvivalentní tomuto je také úsudek týkající se směru letu neutronů, a sice, že v osovém směru jich má významné procento větší energii než je energie neutronů letících ve směru radiálním, tj. energii $> 2,5$ MeV.

Budeme-li uvažovat, že srážka dvou deuterionů probíhá tak, že „rychlý“ deuterion se sráží se stojícím, a korespondujeme-li přitom se vztahem (2.11)³⁹, pak dojdeme na základě porovnání neutronových energií v osovém a radiálním směru k závěru, že letící deuterion se pohybuje na ose plazmatického fokusu, a to ve směru od anody k antianodě. Tuto úvahu dokumentujeme obrázkem.



Obrázek 4.8: Výsledky našeho měření nás spolu s teoretickými poznatky vedou k závěru, že fúzní srážky dvou deuterionů probíhají v duchu tohoto jednoduchého modelu.

³⁹ Naši úvahu také může ozřejmit odstavec pod vzorcem (2.11), komentující závislost energie neutronu na úhlu ν .

4.6 Rozptýlené neutrony

Ať už jsou naše nepřesnosti v určení času letu neutronů sebemenší a jejich energii změříme v dané vzdálenosti od aparatury jakkoli přesně, je tato přesná informace bezvýznamná, jestliže má neutron v místě detekce zcela jinou energii, než měl v místě své produkce. Neutrony, jejichž energie se během jejich letu výrazněji změnila, nazýváme rozptýlenými ⁴⁰.

V současné době nedisponujeme žádnými měřicími metodami a prostředky, kterými bychom mohli odhadnout množství neutronů z D-D reakce, které vstupují do detektoru a jsou zároveň rozptýlené. Pokud chceme odhadnout vliv rozptýlených neutronů na výsledky našeho měření, musíme sáhnout po patřičně sofistikovaném počítačovém programu simulujícím transport částic, kterým je například MCNP ⁴¹.

⁴⁰ Při jaké míře změny energie považovat neutron za rozptýlený a při jaké ne, není jednoznačně definováno. V podstatě lze i označit za rozptýlený každý neutron, jehož energie se jakkoli změnila během jeho letu do místa detekce.

⁴¹ Dalšími programy pro tento účel jsou např. FLUKA nebo Geant4.

Kapitola 5

PROGRAM MCNP

V této kapitole se seznámíme s programem MCNP, s jehož pomocí se budeme v kapitole následující snažit odhadnout vliv rozptýlených neutronů na výsledky našich měření na aparatuře PFZ. Po velmi stručné zmínce původu a historii tohoto programu se budeme snažit přiblížit, jakým způsobem se zadávají vstupní data pro MCNP výpočet.

MCNP kód byl vytvořen a rozvíjen v Los Alamos National Laboratory a za dobu své více než 30 let trvající existence [18] se stal mezinárodně uznávaným programem pro simulaci transportu neutronů a γ -záření, šířících se skrz soustavu různých látek formovaných do jistých geometrií. Pro výpočty těchto simulací se využívá metoda Monte Carlo (proto 'MC' v prvních dvou písmenech zkratky⁴²). I přesto, že se budeme nadále zabývat pouze transportem neutronů, zmíníme, že kód je schopen simulovat transport neutronů a záření gamma současně, dále pak i transport sekundárního záření gamma, vzniklého neutronovými interakcemi, a elektronů (primárních i sekundárních, které vznikají interakcemi gamma záření).

Veškeré informace zmíněné v této kapitole se vztahují k verzi programu MCNP 5.

Všechna vstupní data pro konkrétní úlohu MCNP zapisujeme do jediného souboru, který nazveme vstupní soubor (dále jen VS). Přípona VS nemusí být žádného zvláštního typu a pro jeho napsání je možné použít např. obyčejný poznámkový blok⁴³. Nyní si ukážeme, jak vypadají jeho základní části. Veškerý text je ve VS umístěn v prvních 80-ti sloupcích a mnemonické příkazy (o jaké konkrétně jde, zmíníme později) jsou vždy situovány do prvních pěti sloupců.

⁴² Zbývá dvě písmena 'NP' jsou zkratkou pro „neutral particles“.

⁴³ Bavíme-li se o prostředí Windows. V prostředí Linux pak může jít např. o textový editor Emacs.

VS se sestává z těchto hlavních částí:

- a) Blok zpráv ⁴⁴
- b) Karta záhlaví (pár hesly shrnuje celý problém řešený ve VS)
- c) Karta popisu buněk (vychází z karty popisu ploch)
- d) Karty popisu ploch nebo povrchů⁴⁵.
- e) Karty dalších dat (popis materiálů, specifikace zdroje, kritéria ukončení historií, určení způsobu zaznamenávání výsledků, k čemuž slouží tzv. „tallies“).
- f) Ukončující prázdná řádka⁴⁶.

Každá karta může být opatřena řádkou komentáře, která je uvedena znakem: C, resp. c. Tuto řádku program ignoruje, stejně jako kartu záhlaví. Dále jsou pak ještě programem ignorována všechna místa, která v řádce následují za znakem: \$.

5.1 Omezení programu MCNP

Ze všech parametrů, kterými je program omezen, vyjmenujeme ty nejzákladnější a uvedeme je v tabulce níže.

Maximální počet buněk	999 (99999) ⁴⁷
Celkový počet tallies	100
Maximální počet detektorů	20

Tabulka 5.1: Hlavní faktory omezující výpočty programu [manuál].

Nyní se budeme podrobněji zabývat jednotlivými kartami vstupního souboru. Začneme kartou popisu ploch a povrchů, neboť na základě nich se definují buňky.

⁴⁴ Je to nepovinná část, kterou program ignoruje, a slouží k vyslovení speciálních poznámek, které autor souboru považuje za vhodné zmínit.

⁴⁵ Karty záhlaví, popisu buněk a popisu ploch či povrchů se všechny ukončují prázdným řádkem.

⁴⁶ Nezbytně nutné je ji třeba uvést jen, pokud mají následovat ostatní poznámky a komentáře.

⁴⁷ Buněk může být až 99999, pokud při zadávání VS nepoužijeme transformaci souřadnic, která se provádí příkazem TRCL.

5.2 Karta popisu ploch

V kartě popisu ploch jsou uvedeny všechny povrchy ohraničující buňky, kterými necháváme procházet dané záření.

Jsou dva způsoby, jak plochy v MCNP definujeme:

1) Pomocí zkratky daného typu plochy a jí příslušejících parametrů. Tímto způsobem můžeme např. definovat [21]

Rovinu

Kulovou plochu

Obecnou válcovou plochu

Obecnou kuželovou plochu

Elipsoid, hyperboloid, paraboloid

Eliptický toroid

Plochu pomocí bodů

2) Pomocí těles (angl. „macrobodyes“), jejichž povrchy plocha představuje. Povrchy v tomto případě zadáváme pomocí zkratky náležící danému tělesu a parametrů matematického popisu tohoto tělesa. V kódu máme k dispozici následující tělesa [18]:

Ortogonální hranol (libovolně orientovaný)

Rovnoběžnostěn (s plochami kolmými k osám x, y, z)

Koule

Válec

Hexagonální hranol

Komolý kužel

Elipsoid

Pravoúhlý klín

Mnohostěn (s max. 8 vrcholy)

Při definování povrchů ve VS se přitom zadávání způsoby 1) nebo 2) nemusí vyskytovat odděleně, ale lze je kombinovat.

Pokud definujeme povrch s pomocí rovnice, používáme zápis⁴⁸ následujícího tvaru [21]:

$$\mathbf{j} \mathbf{n} \mathbf{a} \mathbf{list} \quad (4.1)$$

kde: - $\mathbf{j}$ je číslo povrchu

- $\mathbf{n}$ je parametr, který je roven 0, pokud není použita transformace souřadnic. Pokud $n > 0$, představuje číslo TRn karty. Jestliže $n < 0$, znamená to, že povrch je periodický (s periodou n)

- za $\mathbf{a}$ dosadíme zkratku povrchu (první sloupec předchozí tabulky)
- $\mathbf{list}$ je PSP.

Další tabulka [18] se bude týkat případu definice povrchu způsobem 2), tedy pomocí těles.

Zkratka	Parametry příslušející zkratce ⁴⁹	Typ tělesa definujícího plochu
box	$\vec{v} \ \vec{a}_1 \ \vec{a}_2 \ \vec{a}_3$	libovolně orientovaný kvádr
rpp	$x_{\min} \ x_{\max} \ y_{\min} \ y_{\max} \ z_{\min} \ z_{\max}$	pravoúhlý hranol
sph	$\vec{v} \ R$	koule
rcc	$\vec{v} \ \vec{h} \ R$	rotační válec
rhp ∨ hex	$\vec{v} \ \vec{h} \ \vec{r} \ \vec{s} \ \vec{t}$	přímý šestiboký hranol
rec	$\vec{v} \ \vec{h} \ \vec{v}_1 \ \vec{v}_2$	přímý eliptický válec
trc	$\vec{v} \ \vec{h} \ R_1 \ R_2$	přímý komolý kužel
ell	$\vec{v}_1 \ \vec{v}_2 \ R_m$	elipsoid
wed	$\vec{v} \ \vec{v}_1 \ \vec{v}_2 \ \vec{v}_3$	klín
arb	$\vec{a} \ \vec{b} \dots \vec{h} \ N_1 \ N_2 \ N_3 \ N_4 \ N_5 \ N_6$	mnohostěn (libovolný)

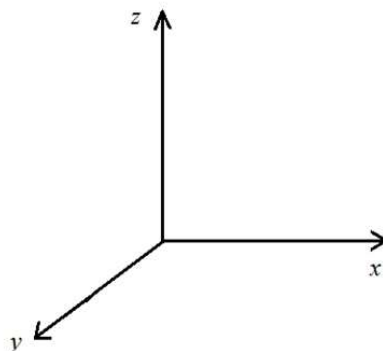
Tabulka 5.2: Jsou zde uvedeny zkratky a parametry pro definici plochy pomocí těles.

Vysvětlení, co znamenají jednotlivé parametry zkratky, zmíníme např. u kvádr - první parametr je souřadnice jednoho z vrcholů, ostatní tři jsou vektory symbolizující délku a směr každé ze tří hran mající tento společný vrchol. Vysvětlivky k ostatním parametrům viz [18]. Plochy jsou definovány pomocí souřadnic v kartézském

⁴⁸ Pro větší přehlednost budeme parametry týkající se syntaxe psát tučně, čímž je lépe odlišíme od okolního textu.

⁴⁹ Vektory zde uvádíme pouze pro ušetření místa, jinak je ve VS zapotřebí napsat vektor jako jeho tři složky oddělené mezerou.

souřadnicovém systému, jehož osy jsou vzájemně orientovány podle následujícího obrázku.



Obrázek 5.1: Orientace os kartézského souřadnicového systému v programu MCNP.

5.3 Karta popisu buněk

Tělesa jsou v MCNP rozložena na popisy ploch, přičemž jednotlivé plošky tvořící tento popis jsou označeny čísly ve formátu $X.Y$, kde X je číslo tělesa a Y je číslo plošky. Tyto plošky jsou pak základem pro některé výpočty karty dat, např. pro specifikaci tallies a zdrojů. Plochy jsme zmínili jako první, protože samotné popsání prostoru uvnitř a vně jistého tělesa se provádí pomocí nich. Pokud má plocha ohraničující těleso přiřazené jisté číslo $\mathbf{n}$, pak tato plocha rozděluje celý prostor⁵⁰ na poloprostory $+\mathbf{n}$ a $-\mathbf{n}$ ⁵¹. Z této vlastnosti vyplývá způsob definice buňky v MCNP, který nastíníme záhy, při vysvětlování následující syntaxe pro definici buňky.

$$\mathbf{j} \ \mathbf{m} \ \mathbf{d} \ \mathbf{geom} \ \mathbf{params} \qquad (4.2)$$

⁵⁰ Tj. $\mathbb{R}^3$.

⁵¹ Znaménko $+$ se obvykle nepíše. O jaké poloprostory se jedná, dokumentujeme např. na válcové ploše, u které znaménko $-$ představuje prostor uvnitř válcové plochy a znaménko $+$ vše vně této plochy.

nebo případně

j LIKE n BUT list

(4.3)

Význam jednotlivých označení v syntaxi uvádíme v následující tabulce [21]:

Část syntaxe	Její význam
j	číslo buňky
m	číslo materiálů (m=0 pokud je buňka prázdná)
d	hustota materiálu v buňce (pokud je prázdná, d=0), s kladným znaménkem ji program chápe v jednotkách $\text{bar}^{-1}\text{cm}^{-1}$, se znaménkem záporným je chápána v g.cm^{-3}
geom	specifikace buňky pomocí povrchů (čísla povrchu se znaménky)
params	specifikace jiných parametrů buňky (zapisuje se stylem zkratka parametru = hodnota)
n	identifikátor buňky
list	specifikace atributů, ve kterých se nová buňka liší od původní (zkratka odlišného parametru = hodnota)

Tabulka 5.3: Vysvětlení výše zmíněných označení parametrů buňky.

Specifikace typu **geom** se zapisuje jako kombinace vymezených subprostorů s použitím operátorů:

- průniku (reprezentován jednoduše mezerou)
- sjednocení (zastoupeno znakem :)
- doplňku (představuje znak #)
- okrouhlých závorek (určují pořadí operací, a pokud nejsou použity, průnik má prioritu před sjednocením).

Základním pravidlem pro definici buněk ve VS je, že se nesmí překrývat, mezi každými dvěma buňkami nesmí být žádná mezera a sjednocení všech buněk musí představovat celý vesmír [21].

5.4 Karta specifikace dat

5.4.1 Specifikace materiálů

Materiály ve VS uvádíme pomocí čísla materiálu, parametrů určujících jeho strukturální kompozici, a specifikace účinného průřezu. Můžeme si všimnout, že jsme nezmínili hustotu – ta se uvádí v kartě popisu buněk a je tomu tak z praktických důvodů, neboť je pak jednodušší zápis, pokud se ve vyplňovaném prostoru vyskytuje týž materiál, ale v různých hustotách.

Nejjednodušší zápis pro specifikaci materiálu má následující tvar [21]:

$$\mathbf{m \ ZZZAAA_i \ n_i} \quad (4.4)$$

kde m je číslo materiálu, $ZZZAAA_i$ je specifikace i -tého nuklidu, z kterého se materiál skládá (ZZZ - protonové číslo, AAA – nukleonové číslo) a n_i je počet atomů i -tého nuklidu v molekule daného materiálu. Zvolme jako materiál např. vodu a demonstřujeme, jak by vypadal zápis takového materiálu:

$$\begin{array}{r} m1 \ 1000 \ 2 \\ \quad 8000 \ 1 \end{array}$$

Všimněme si, že číslo $ZZZAAA$ se píše až od první nenulové cifry. Dále pak vidíme, že namísto očekávaného $AAA=001$, resp. $AAA=016$ píšeme jen $AAA=000$. To značí, že nebereme v úvahu, o jaký izotop se jedná, jestliže to pro naše simulace není podstatné⁵².

Další typ zápisu je takovýto [21]:

$$\mathbf{m \ ZZZAAA.ÚPc_i \ hz_i} \quad (4.5)$$

⁵² Postupujeme tak např. u simulace transportu elektronů a γ -záření, kdy se bere ohled jen na protonové číslo [21].

kde **.ÚP** je specifikace účinného průřezu⁵³ a **hz_i** představuje hmotnostní zlomek i-tého nuklidu, udávaný ve tvaru desetinného čísla se záporným znaménkem. Jak lze předpokládat, musí při definici materiálu platit: $\sum_i hz_i = -1$.

5.4.2 Specifikace zdroje

Tato karta⁵⁴ slouží ke stanovení polohy zdroje a typu částic, které jsou z něj emitovány. Obecný zdroj se definuje pomocí příkazu **sdef** a jemu příslušejících parametrů. Ve VS se může vyskytovat pouze jedna karta specifikující zdroj a tato karta obecně patří mezi ty, ve kterých se objevuje nejvíce proměnných a s pomocí níž lze definovat poměrně rozmanitou škálu zdrojů. Obecně definujeme zdroj způsobem [21]:

$$\textbf{sdef pr.zdr.}_1 \textbf{ pr.zdr.}_2 \dots \quad (4.6)$$

kde **pr.zdr._i** je i-tá proměnná zdroje. O jaké všechny proměnné se může jednat, se lze dočíst v [18], my však zmíníme pouze ty nejhlavnější, a sice

$$1) \textbf{erg}=\textbf{hodnota} \quad (4.7)$$

resp.

.

$$\textbf{erg}=\textbf{dN} \quad (4.8)$$

resp.

$$\textbf{erg}=\textbf{f(další proměnná)} \quad (4.9)$$

představující hodnotu energie emitovaných částic, resp. energetickou distribuci emitovaných částic (N je číslo distribuce, pro podrobnější informace viz [18]), resp. energii závislou na další proměnné (např. energie jako funkce polohy).

⁵³ Konkrétně se jedná o specifikaci knihovny účinného průřezu (nejpoužívanější jsou knihovny ENDF). Tabulku těchto specifikací najdeme např. v [18].

⁵⁴ Nabízí pro uživatele široké spektrum možností, se kterými se pokročilý uživatel může seznámit v [20].

$$2) \text{ par=hodnota} \quad (4.10)$$

která definuje druh emitované částice pomocí jemu přiřazené číslice (konkrétní hodnoty pro daný typ částic viz [18])

$$3) \text{ pos=souřadnice} \quad (4.11)$$

resp.

$$\text{pos=dN} \quad (4.12)$$

resp.

$$\text{pos=f(další proměnná)} \quad (4.13)$$

definující umístění zdroje explicitně zadáním souřadnic, resp. polohovou distribucí, resp. poloha je dána jako funkce jiné proměnné.

5.4.3 Specifikace tally

Kartou tally volíme veličiny, které chceme na základně možností, jež MCNP nabízí, sledovat. Program MCNP sleduje v průběhu simulace transportu částic jejich polohu, směr pohyb a energii, přičemž částicím je též během simulace průběžně přiřazována určitá váha. Vzhledem k tomuto je program vhodným nástrojem pro určení veličin proudu a fluence [18].

V následující tabulce [18] shrneme nejpoužívanější tallies, a kromě jejich zkratky stručně uvedeme, které veličiny jejich definováním program při výpočtech sleduje.

Zkratka	Veličina	Částice	Jednotka
F1:částice ∨ *F1:částice	počet částic ∨ energie prošlá plochou	n ; p ; n,p ; e ⁶	1 ∨ MeV
F2: částice ∨ *F2:částice	průměrná hodnota fluence ∨ fluence energie přes plochu	n ; p ; n,p ; e	cm ⁻² ∨ MeV. cm ⁻²
F4: částice ∨ *F4:částice	fluence ∨ fluence energie průměrovaná přes buňku	n ; p ; n,p ; e	cm ⁻² ∨ MeV. cm ⁻²
F5: částice ∨ *F5:částice	fluence ∨ fluence energie v bodovém/prstencovém detektoru	n ; p	cm ⁻² ∨ MeV. cm ⁻²
F6: částice ∨ *F6:částice F7: částice ∨ *F7:částice	deponovaná energie průměrovaná přes objem buňky	n ; p ; n,p (u F7 pouze n)	MeV . g ⁻¹ ∨ jerks . g ⁻¹
F8: částice ∨ *F8:částice	energetická distribuce impulsů ∨ deponovaná energie v buňce představující detektor	p ; e ; p, e	impulzy ∨ MeV

Tabulka 5.4: Zkratky a význam jednotlivých tallies.

Jednotlivé tally se mohou definovat různě. V našem případě, kdy sledujeme energetické spektrum, je syntax ve tvaru

$$\begin{aligned}
 & \mathbf{eN} \quad \mathbf{E0_0} \quad \mathbf{n_0} \quad \mathbf{E1_0} \\
 & \mathbf{e1N} \quad \mathbf{E0_1} \quad \mathbf{n_1} \quad \mathbf{E1_1} \\
 & \mathbf{e2N} \quad \mathbf{E0_2} \quad \mathbf{n_2} \quad \mathbf{E1_2} \\
 & \dots \\
 & \mathbf{FN:tč} \quad \mathbf{parametr} \\
 & \mathbf{F1N:tč} \quad \mathbf{parametr} \\
 & \mathbf{F2N:tč} \quad \mathbf{parametr} \\
 & \dots
 \end{aligned}
 \tag{4.14}$$

kde **N** je číslo tally, **E0_i** a **E1_i** jsou dolní a horní energetická mez pro *i*-té energetické rozdělení, kde **n_i** představuje počet rovnoměrně rozmístěných hodnot mezi těmito dvěma *i*-tými energetickými hranicemi. Zkratka **tč** představuje označení typu částice

⁶ Význam zkratk: n=neutrony, p=protony, e=elektrony

(viz třetí sloupec tabulky 4.5). **Parametr** nejčastěji specifikuje místo v geometrii, ve kterém je požadovaný výstup tally sledován.

Uvedeme jednoduchý příklad zadání tally F4:

```
e4 0 199i 1
F4:p 5
```

Takto zadaná tally představuje fluenci fotonů průměrovanou přes buňku 5. Je zde přitom brán zřetel pouze na energie mezi 0 MeV a 1 MeV o hodnotách 0; 0,005; 0,010; ... ; 1.

Všechny tallies mají společné to, že jsou normovány na jednu generovanou částici. V případě bodového zdroje je normovacím faktorem počet částic jím emitovaných za sekundu.

V našich simulacích jsme používali tally F5. Při její volbě jsou příslušné veličiny počítané v tzv. bodovém detektoru⁵⁵. Pro jediný bodový detektor její definice vypadá následovně:

$$\begin{aligned} & \mathbf{e5} \ \mathbf{E0} \ \mathbf{n_0} \ \mathbf{E1} \\ & \mathbf{F5:t\check{c}} \ \mathbf{x} \ \mathbf{y} \ \mathbf{z} \ \mathbf{R_0} \end{aligned} \tag{4.15}$$

kde x , y a z jsou souřadnice polohy bodového detektoru a $\mathbf{R_0}$ je tzv. sféra vyloučení, označovaná také SOE (sphere of exclusion). Je definována poloměrem koule o středu $S = (x, y, z)$. V závislosti na hodnotě $\mathbf{R_0}$ se kolem bodového detektoru vytvoří příslušně velký kulový objem, jehož účelem je zamezení možnosti, že vlivem rozptylu částice v těsné blízkosti detektoru nabude napočítaná fluence nekonečné hodnoty [21]. Sféru vyloučení lze často zadat poloměrem nula⁵⁶. Při volbě tally F5 se doporučuje brát její výsledky za relevantní, pokud jejich relativní chyba není větší než 5% [18].

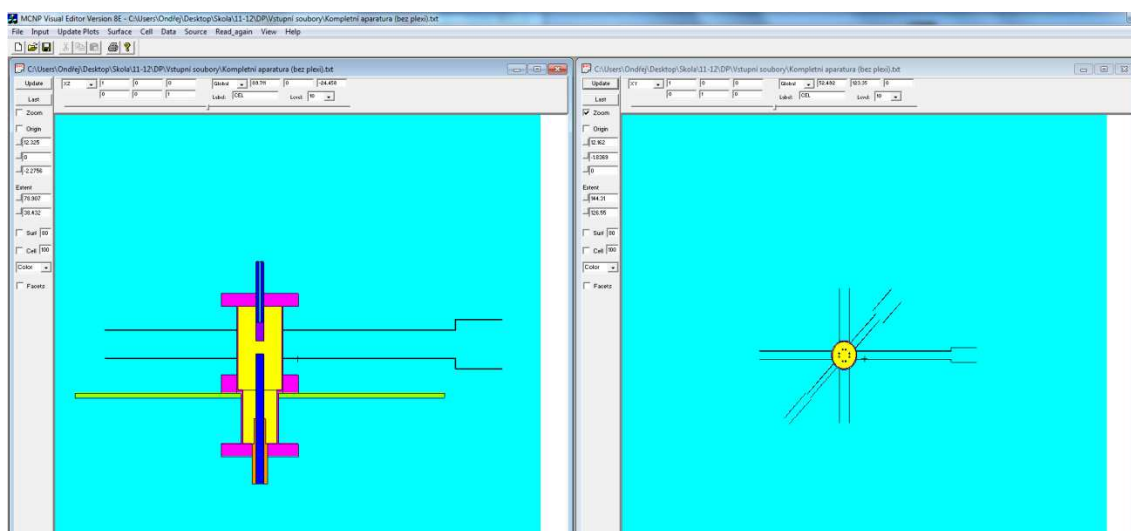
⁵⁵ Nebo prstencovým detektoru, což je množina bodových detektorů vzdálených v jisté stejné vzdálenosti od středu prstence. V syntaxi pro prstencový detektor (viz [21]) definujeme střed prstence, jeho poloměr a specifikujeme jeho orientaci v prostoru.

⁵⁶ Všechny výpočty uvedené v následující kapitole se obešly bez nutnosti zadat nenulovou sféru vyloučení.

5.5 Vised

Vised je program, který je součástí MCNP, a je při tvoření vstupního souboru velice užitečnou pomůckou. Kromě toho, že v něm lze přímo tvořit vstupní soubor, je přinejmenším velmi užitečným programem pro vykreslení uživatelem definované geometrie, a pro kontrolu, zda je úloha zadána pro výpočet korektně.

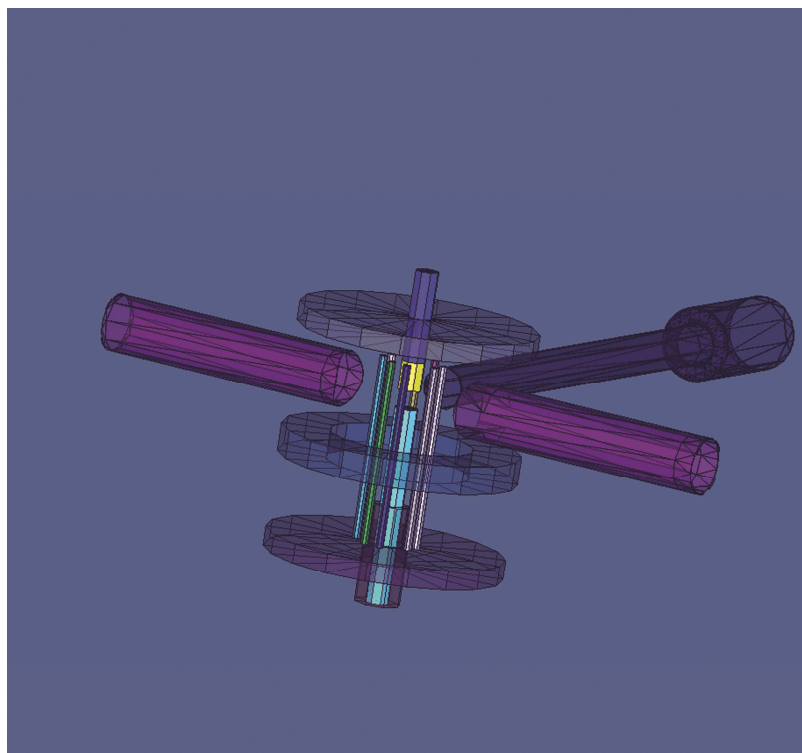
Následujícím obrázkem přibližujeme podobu pracovního prostředí Visedu, a je na něm vyobrazena geometrie našeho VS pro simulaci transportu neutronů z místa jejich zdroje do detektoru na aparatuře PFZ.



Obrázek 5.2: Ukázka pracovního prostředí programu Vised s námi uvažovanou geometrií.

Modernější verze Visedu (např. verze, jež je součástí programu MCNP5) jsou též schopné zobrazit zadanou geometrii ve 3-D.

Přikládáme 3-D vykreslení naší aparatury programem Vised.



Obrázek 5.3: 3-D vykreslení částí PFZ, které uvažujeme v naší počítačové simulaci.⁵⁷

Podotýkáme ještě, že všechny číselné údaje týkající se vzdálenosti program MCNP chápe v centimetrech, hmotnost v gramech a energii v MeV.

V následující kapitole se budeme snažit pomocí MCNP kódu odhadnout, jak velká část neutronů, které vstupují na aparatuře PFZ do detektoru, je tvořena neutrony rozptýlenými.

⁵⁷ Z obrázku byl pro lepší viditelnost všech částí zařízení umazán plášť vakuové komory, celý diagnostický port 2 a část diagnostického portu 1.

Kapitola 6

ODHAD VLIVU ROZPTÝLENÝCH NEUTRONŮ POMOCÍ PROGRAMU MCNP

K odhadu vlivu rozptýlených neutronů jsme jako výstup MCNP simulace zvolili neutronové energetické spektrum v místě, kde je umístěn detektor.

Ve vstupním souboru (opět dále jen VS) pro naši simulaci jsme definovali monoenergetický bodový zdroj⁵⁸, emitující izotropně neutrony o střední energii 2,45 MeV. Umístili jsme ho na osu plazmatického fokusu cca 1 cm nad anodu (viz bod Z na obrázku 4.1). Jak už jsme zmínili v předchozí kapitole, použili jsme energetickou kartu tally F5. Místo detekce jsme reprezentovali jako bodový, resp. prstencový detektor, oba dva se sférou vyloučení $R_0=0$. Pokud jsme se zajímali o spektrum v místě scintilačního detektoru, bodový detektor jsme definovali na ose scintilátoru přesně v polovině jeho tloušťky. Prstencový detektor jsme zadali tak, aby jeho střed byl v místě neutronového zdroje a poloměr se rovnal vzdálenosti těžiště scintilátoru od zdroje. Pro výpočet jsme nastavili počet historií rovný $5 \cdot 10^7$, který se ukázal jako dostatečně vysoký, aby úloha konvergovala v rámci únosné relativní chyby.

Vstupní soubor, jehož geometrie se vztahuje k současné podobě PFZ, je uveden v příloze.

Pro výpočty bylo nutno zadat do VS hustotu deuteria. Tu jsme odhadli na základě stavové rovnice pro ideální plyn s použitím hodnoty tlaku $p = 250$ Pa a pokojové teploty.

$$p = nkT \tag{6.1}$$

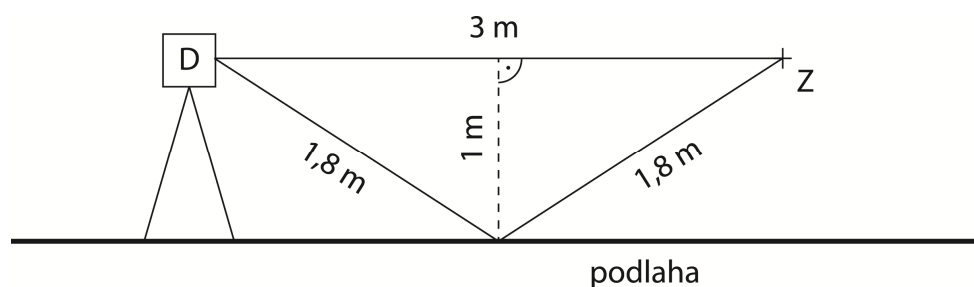
⁵⁸ Takový model zdroje pravděpodobně neodpovídá realitě, kdy jsou neutrony produkovány nikoli v jednom bodě, ale v jisté konečné nehomogenní oblasti. Neutrony dále ve skutečnosti nemají všechny stejnou energii a nejsou emitovány izotropně. V reálném případě ale neznáme ani tvar zdroje, či distribuci počtu neutronů a jejich energií v závislosti na směru výletu.

Vyjádříme hustotu deuteria a dosadíme příslušné hodnoty.

$$n = \frac{p}{kT} \approx 6,18 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} = 6,18 \cdot 10^{-8} \text{ barn}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (6.2)$$

Hustoty všech ostatních materiálů jsme do VS zadali tak, jak pro pokojovou teplotu a normální tlak uvádí tabulkové hodnoty.

Do naší geometrie jsme nezakomponovali ani podlahy, ani stěny místnosti. Neučinili jsme tak z důvodu, že odražené neutrony od podlahy a od stěn nepřispívají do prvního neutronového signálu po rentgenovém pulzu, což jsou jediné neutrony, které nás v experimentu zajímají. Tuto úvahu ještě zdůvodníme jednoduchým výpočtem, ve kterém budeme uvažovat 3 m vzdálený radiální detektor D, do kterého se odrážejí od podlahy neutrony tak, že jejich trajektorii je rovnoramenný trojúhelník.



Obrázek 6.1: Znázorňuje situaci odrazu neutronů od podlahy.

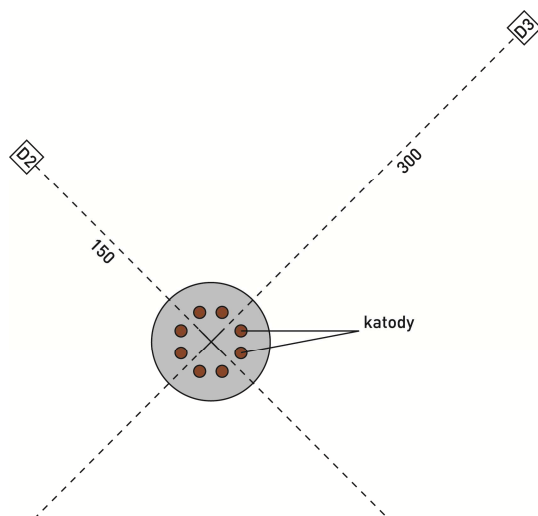
Celková dráha, kterou v našem případě neutrony urazí, je $s = 3,6 \text{ m}$. Pokud budeme uvažovat neutron o střední energii $\bar{E} = 2,45 \text{ MeV}$, bude mu trvat překonat tuto dráhu za čas

$$t = s \sqrt{\frac{m_n}{2E}} = 166 \cdot 10^{-9} \text{ s} \quad (6.3)$$

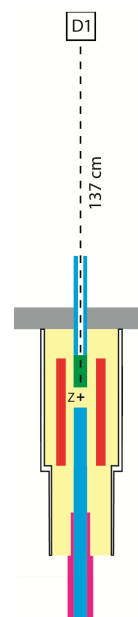
Náš příklad ukazuje, že tato doba je natolik velká, aby v experimentu odražené neutrony neměly šanci projevit se v signálu neodražených neutronů⁵⁹.

6.1 Simulace energetického spektra neutronů pro stávající podobu aparatury

V našem experimentálním uspořádání často rozmístíme dva radiální detektory do různých vzdáleností od plazmatického fokusu, a přitom zde ještě máme jeden osový detektor. Jedno z používaných rozmístění detektorů uvádíme na následujících dvou obrázcích.



Obrázek 6.2: Poloha radiálních bodových detektorů.

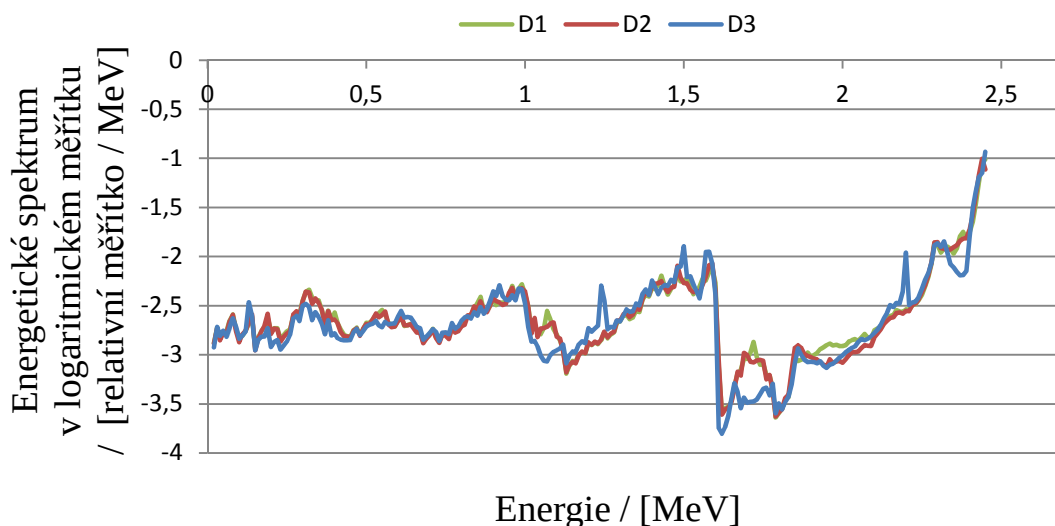


Obrázek 6.3: Umístění osového bodového detektoru.

⁵⁹ Zcela jinak bychom museli uvažovat v případě aparatury, jejíž detektory jsou podstatně vzdálenější než v našich podmínkách (což je např. případ aparatury PF-1000, o čemž se lze dočíst v [22]). U takových detektorů se v prvním neutronovém pulzu objevují i neutrony odražené od podlahy a stěn, a zahrnutí těchto prvků do geometrie VS je nezbytné, pokud se chceme přiblížit modelu co nejvíce odpovídajícímu realitě.

V následujícím grafu uvedeme zpracovaný výsledek simulace, jejíž výstup je energetické spektrum neutronů v místech scintilačních detektorů D1, D2 a D3.

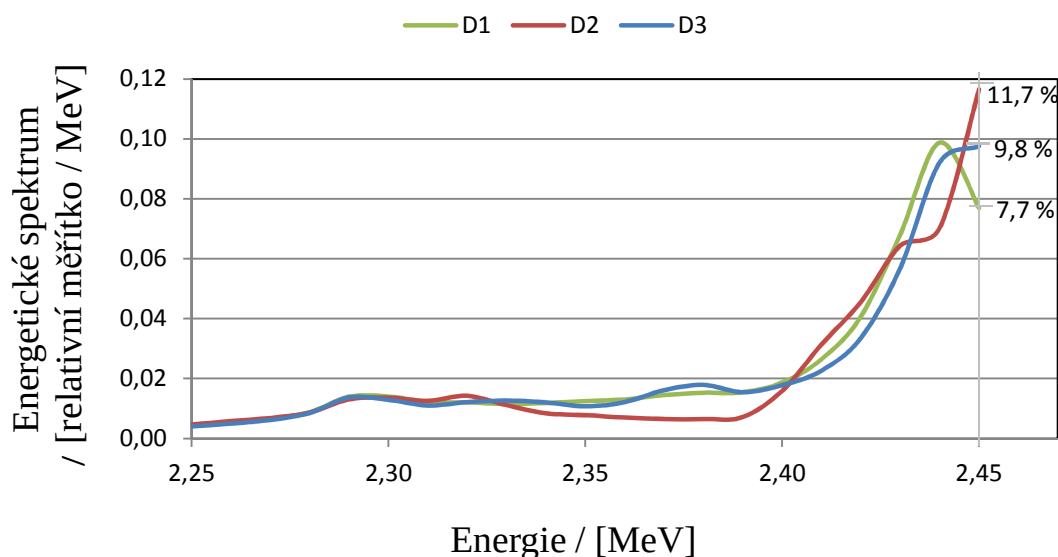
Výsledek MCNP simulace pro 3 bodové detektory



Graf 6.1: Energetická spektra v místech detektorů, vyznačených na obrázcích 6.2 a 6.3.

Zaměříme se nyní na oblast grafu mezi 2,25 MeV a 2,45 MeV, kterou zobrazíme v lineárním měřítku.

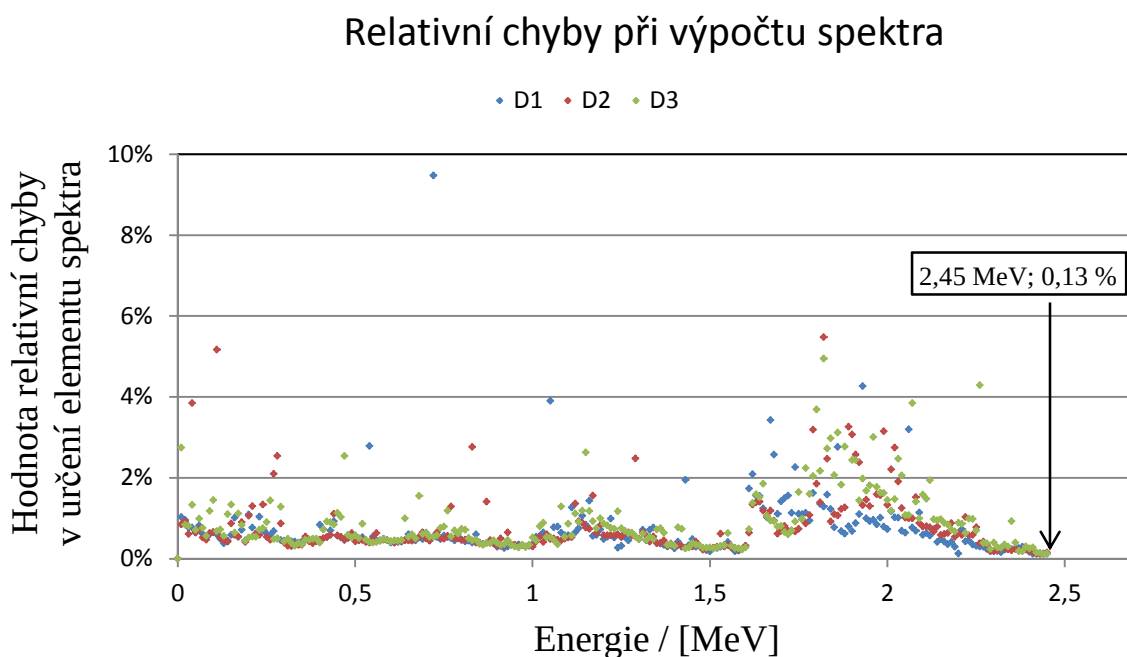
Část spektra v místech D1, D2 a D3



Graf 6.2: Část energetického spektra v místech bodových detektorů představující prudší nárůst hodnot ve spektru. Tuto část vyobrazujeme v lineárním měřítku. V grafu jsou zároveň zaznamenány hodnoty procentuálního zastoupení nerozptýlených neutronů o energii 2,45 MeV.

V grafu 6.2 můžeme vidět, že 7,7 % nerozptýlených neutronů⁶⁰ letí do detektoru 1, přibližně 11,7 % do detektoru 2 a 9,8 % do detektoru 3.

Uvádíme graf s hodnotami relativních chyb při výpočtu spektra⁶¹.



Graf 6.3: Relativní chyba při určení energetického spektra pomocí tally F5 by neměla pro žádnou hodnotu energie přesáhnout 5 %, což je splněno pro všechny hodnoty energií ve spektru, až na dvě, u kterých hodnota relativní chyby mírně překračuje 5 %, a jednu, kde je relativní chyba výrazně větší. V grafu je zaznamenána velikost relativní chyby pro 2,45 MeV, která byla u všech detektorů stejná.

⁶⁰ Tj. neutronů o energii 2,45 MeV. Nerozptýlenými neutrony budeme odteď chápat pouze neutrony s touto energií.

⁶¹ U všech dalších výsledků simulací, uvedených v této kapitole, jsme dosáhli hodnot relativních chyb v měřítku tolerance. V případě určení hodnoty ve spektru pro 2,45 MeV nikdy relativní chyba nepřekročila 0,1 %.

V následující tabulce uvádíme procentuální zastoupení neutronů s energií náležící vybranému energetickému intervalu.

Energetický interval / [MeV]	Zastoupení neutronů s E_n v tomto intervalu / [%]		
	D1	D2	D3
$\langle 0; 0,5 \rangle$	9	10,4	10,6
$\langle 0,5; 1 \rangle$	12,8	12,4	12,7
$\langle 1; 1,5 \rangle$	13,9	13,4	13
$\langle 1,5; 2 \rangle$	11,3	9,9	9,2
$\langle 2; 2,45 \rangle$	45,3	44,2	44,7

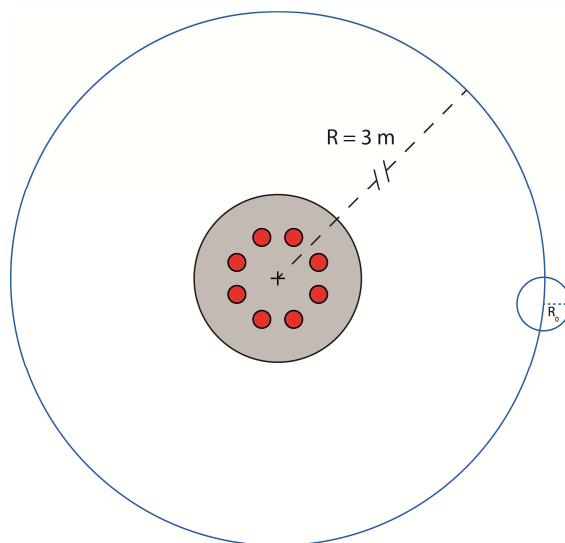
Tabulka 6.1: Pro každý detektor udává, kolik procent neutronů má energii náležící každému z daných energetických intervalů.

Z výsledků v tabulce 6.1 vidíme, že největší množství neutronů, jejichž energie náleží intervalu $\langle 2; 2,45 \rangle$ MeV jde do detektoru 1, zatímco nejméně neutronů o energii v tomto rozmezí putuje do detektoru 2. Tyto procentuální hodnoty z posledního řádku tabulky ovšem nemůžeme brát tolik za relevantní jako simulací zjištěné hodnoty zastoupení nerozptýlených neutronů. Hodnotě ve spektru pro 2,45 MeV totiž přísluší relativní chyba 0,13 %, kdežto pro většinu hodnot energií z intervalu $\langle 2; 2,45 \rangle$ MeV se relativní chyba pohybuje v rozmezí 1 % až 5 %.

6.1.1 Simulace energetického spektra neutronů na prstencovém detektoru

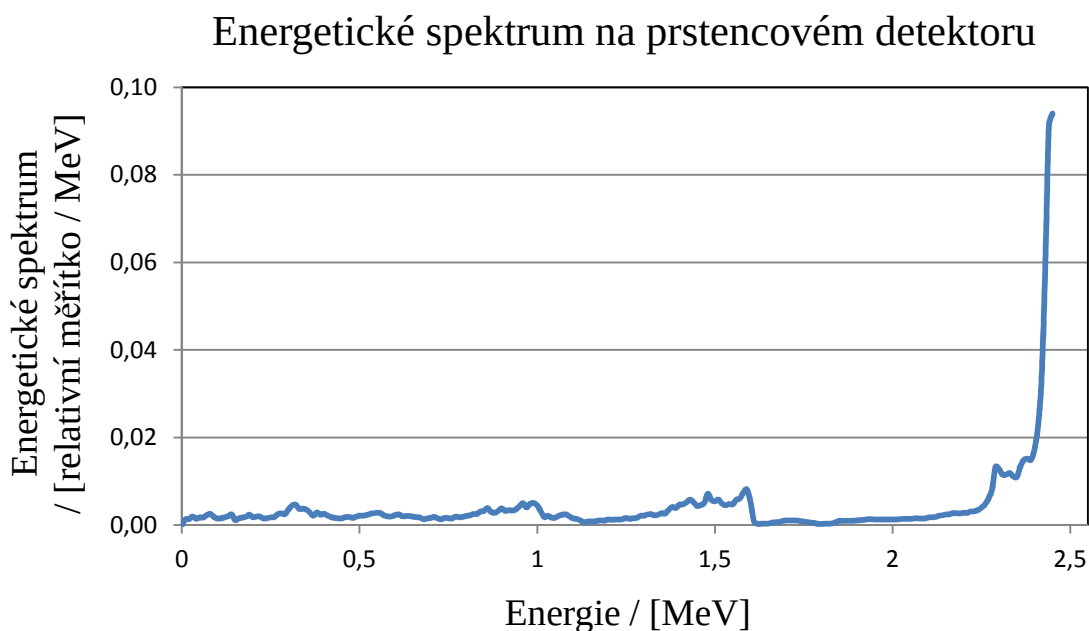
Pokud zadáme do simulace s tally F5 prstencový detektor, dostaneme jako výsledek hodnoty ve spektru energií průměrované pro celý definovaný prstenec.

V našich výpočtech jsme použili prstencový detektor s osou symetrie z a poloměrem 3 m ⁶².



Obrázek 6.4: Prstencový detektor definovaný v naší simulaci.

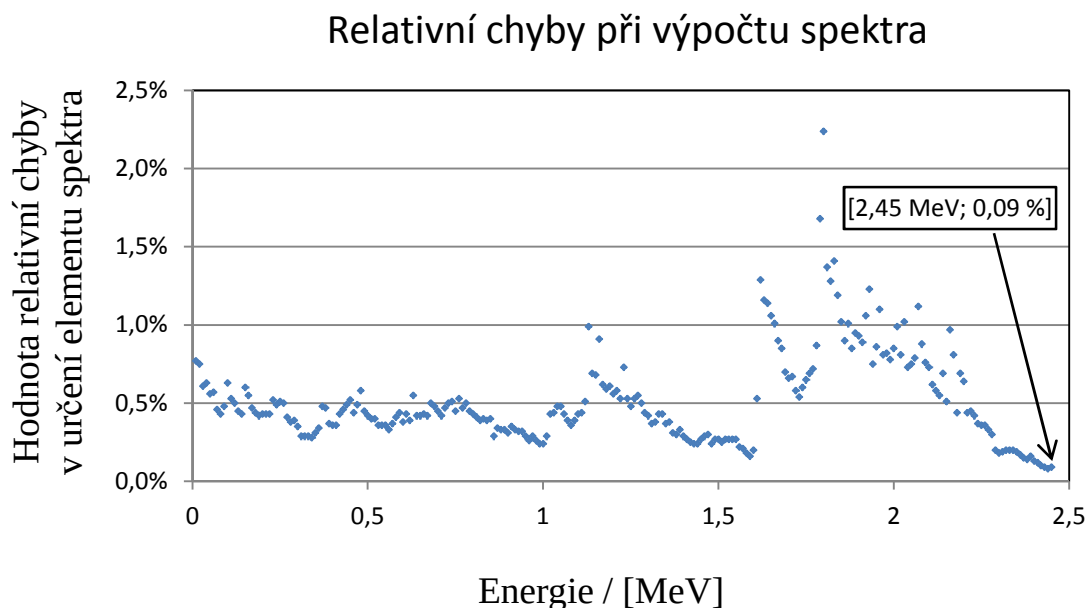
V následujícím grafu vyobrazujeme v lineárním měřítku výsledek naší počítačové simulace pro prstencový detektor.



Graf 6.4: Výsledek simulace, počítající energetické spektrum na prstencovém detektoru.

⁶² Touto hodnotou chceme reprezentovat průměrnou vzdálenost, v jaké jsou na naší aparatuře detektory umístěvány od zdroje.

Náš výsledek doplňujeme o graf relativních chyb.



Graf 6.5: Jsou v něm vyneseny hodnoty relativních chyb, kterých jsme se mohli při určení spektra dopustit. Graf je doplněn o hodnotu relativní chyby pro 2,45 MeV.

6.2 Odhad vlivu modifikace aparatury na rozptýlenost neutronů

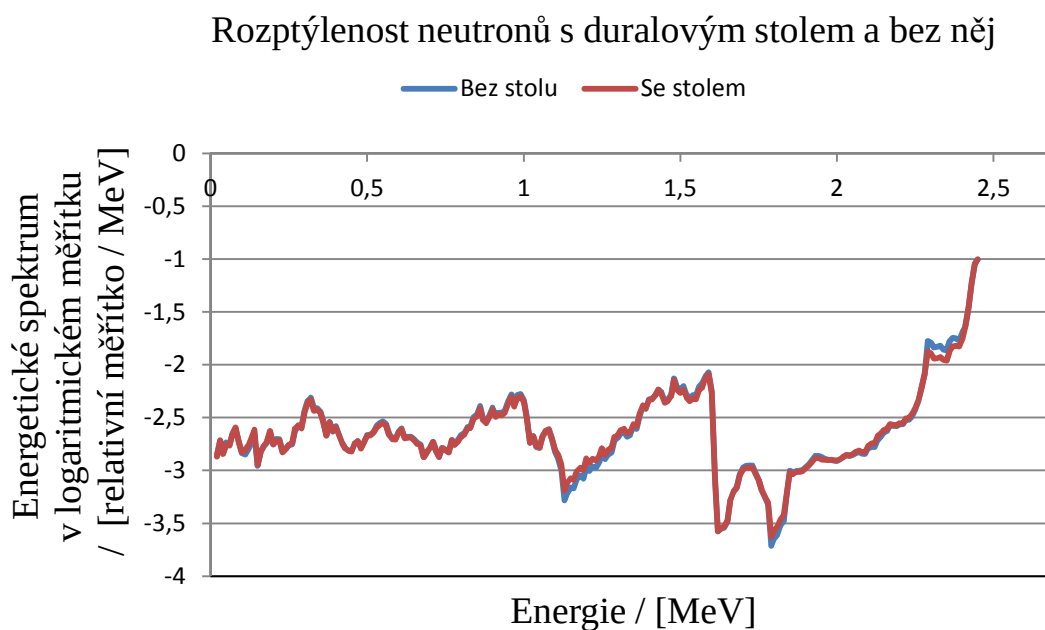
V podkapitole 6.1 jsme uvadli, jaký má podle simulace stávající experimentální uspořádání aparatury PFZ vliv na rozptýlenost D-D fúzních neutronů. Vzhledem k tomu, že pro naše odhady rozptýlenosti nemusíme fyzicky zasahovat do experimentální konfigurace, je nasnadě zkoumat, jaký vliv by na výsledné energetické spektrum neutronů v místech detektorů měla jistá modifikace aparatury. Touto modifikací chápeme odstranění některých ne nezbytně důležitých částí PFZ nebo nahrazení jistého materiálu našeho zařízení jiným. Pokládáme za zřejmé, že přidání určitého prvku do stávající podoby aparatury by neutrony více rozptylovalo či by mělo na rozptylování neutronů přinejlepším nulový účinek. Takový případ tudíž uvažovat nebudeme.

6.2.1 Vynechávání částí aparatury

Aparatura PFZ obsahuje části, jejichž vynechání by v zásadě neovlivnilo její funkci. Takovými částmi jsou např. stůl z duralu, případně i tři diagnostické porty.

6.2.1.1 Změna rozptýlenosti neutronů při odebrání stolu

V následujícím grafu uvádíme porovnání neutronového spektra v případě, že z aparatury odebereme duralový stůl, s případem, kdy stůl ponecháme.



Graf 6.6: Ukazuje, jak by se podle výsledků simulace změnilo neutronové energetické spektrum na prstencovém detektoru, jestliže bychom ze stávající podoby aparatury odebrali stůl z duralu.

Z části grafu 6.3 od 2 MeV dále je již možno vidět, že odebráním stolu do jisté míry přispějeme k redukci rozptýlených neutronů.

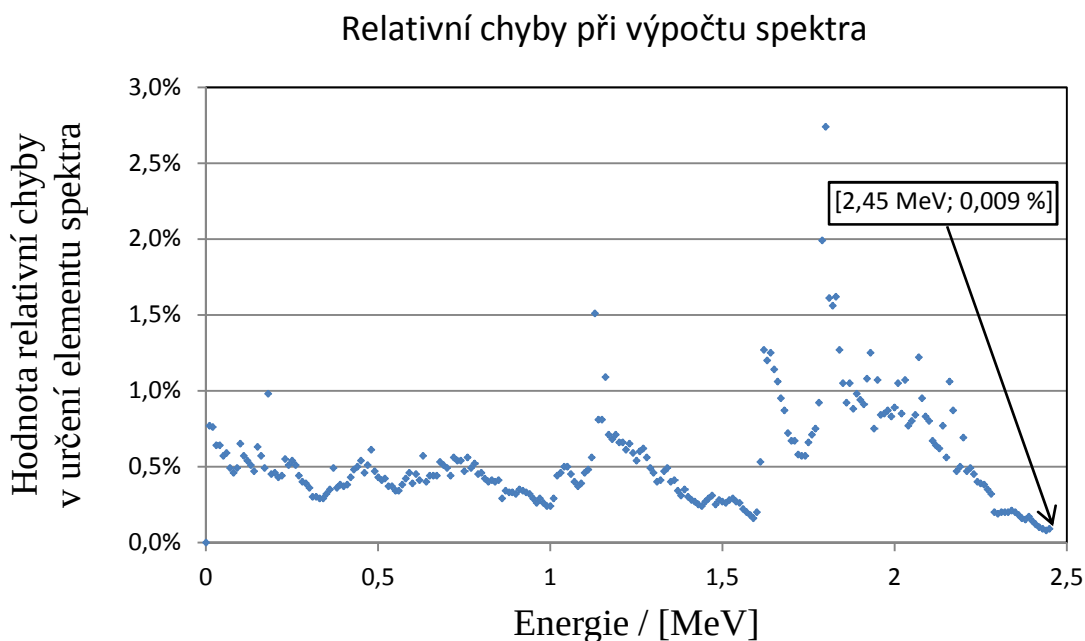
K odhadnutí, jak moc bude množství rozptýlených neutronů odebráním stolu sníženo, nám pomůže tabulka 6.2.

Energetický interval / [MeV]	Zastoupení neutronů s E_n v tomto intervalu / [%]	
	Kompletní aparatura	Aparatura beze stolu
$\langle 0; 0,5 \rangle$	10,6	10,6
$\langle 0,5; 1 \rangle$	13,8	13,2
$\langle 1; 1,5 \rangle$	13	12,7
$\langle 1,5; 2 \rangle$	9,5	9,9
$\langle 2; 2,45 \rangle$	43,7	44,1
2,45	9,4	9,5

Tabulka 6.2: V prvním sloupci vidíme procentuální zastoupení neutronů s energiemi náležícími jednotlivým energetickým intervalům, pokud je aparatura PFZ kompletní. V druhém sloupci uvádíme tato procentuální zastoupení pro případ, kdy je z naší aparatury odejmut stůl.

Z hodnot v posledním řádku tabulky 6.2 se zdá, že bychom odebráním stolu zvýšili počet nerozptýlených neutronů o 0,1 %. Pro rozhodnutí o pravdivosti této hypotézy teď pro nás bude podstatná hodnota relativní chyby pro energii 2,45 MeV ve spektru.

Uvedeme tabulku relativních chyb pro simulaci, ve které byla z modelu aparatury vymazána duralová deska.



Graf 6.7: Hodnoty relativních chyb při výpočtu spektra na prstencovém detektoru kolem aparatury, ze které byl odstraněn stůl.

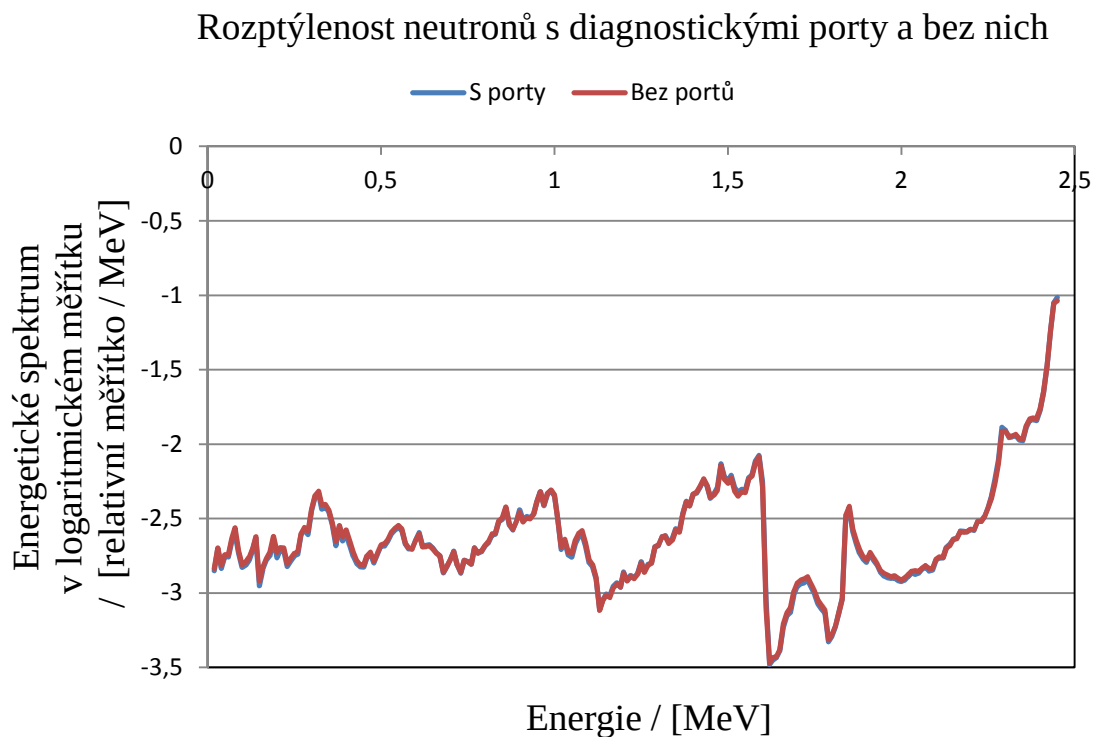
Vzhledem k tomu, že relativní chyba je pro hodnotu 2,45 MeV rovna 0,009 %⁶³, lze považovat výsledek uvedený v posledním řádku tabulky 6.2 za důvěryhodný. Odebrání duralového stolu nicméně nesnižuje počet rozptýlených neutronů natolik, abychom se rozhodli ho z aparatury skutečně odebrat.

6.2.1.2 Změna rozptýlenosti neutronů při odebrání diagnostických portů

Diagnostické porty jsou pro naše měřicí účely o dost důležitější než duralový stůl, avšak jejich přítomnost není při měření vysloveně nezbytná, a pokud by se prokázalo, že mají významnější podíl na rozptylování neutronů letících do detektorů, stálo by za úvahu jejich odstranění.

⁶³ Hodnota relativní chyby pro 2,45 MeV je pro kompletní aparaturu je uvedena v grafu 6.5.

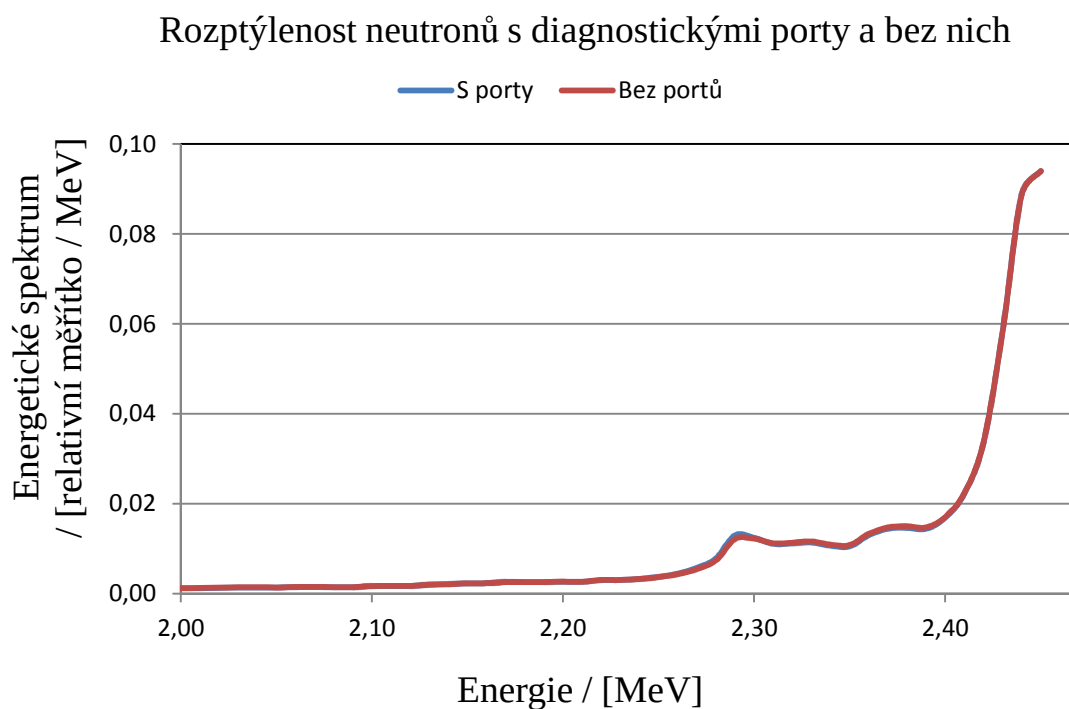
Uvádíme graf, ve kterém porovnáváme neutronové energetické spektrum s kompletní aparaturou a s aparaturou bez všech diagnostických portů.



Graf 6.8: Energetická spektra neutronů v případě kompletní aparatury, a při situaci, kdy bychom z aparatury odstranili diagnostické porty 1, 2 a 3.

Z grafu 6.4 se nejeví, že by odebrání diagnostických portů významněji snížilo množství rozptýlených neutronů.

Připojujeme graf, ve kterém je v lineárním měřítku zobrazena část grafu 6.8 v rozmezí $\langle 2; 2,45 \rangle$ MeV.



Graf 6.9: Zobrazuje část grafu 6.8 v lineárním měřítku.

Ani z grafu 6.9 se nezdá, že by odebrání diagnostických portů mělo jakkoli významný vliv na snížení počtu rozptýlených neutronů.

Stejně jako v předešlých simulacích ještě přikládáme tabulku.

Energetický interval / [MeV]	Zastoupení neutronů s E_n v tomto intervalu / [%]	
	Kompletní aparatura	Aparatura bez diagnostických portů
$\langle 0; 0,5 \rangle$	10,6	10,5
$\langle 0,5; 1 \rangle$	13,8	13,8
$\langle 1; 1,5 \rangle$	13	13
$\langle 1,5; 2 \rangle$	9,5	9,5
$\langle 2; 2,45 \rangle$	43,7	43,8
2,45	9,4	9,4

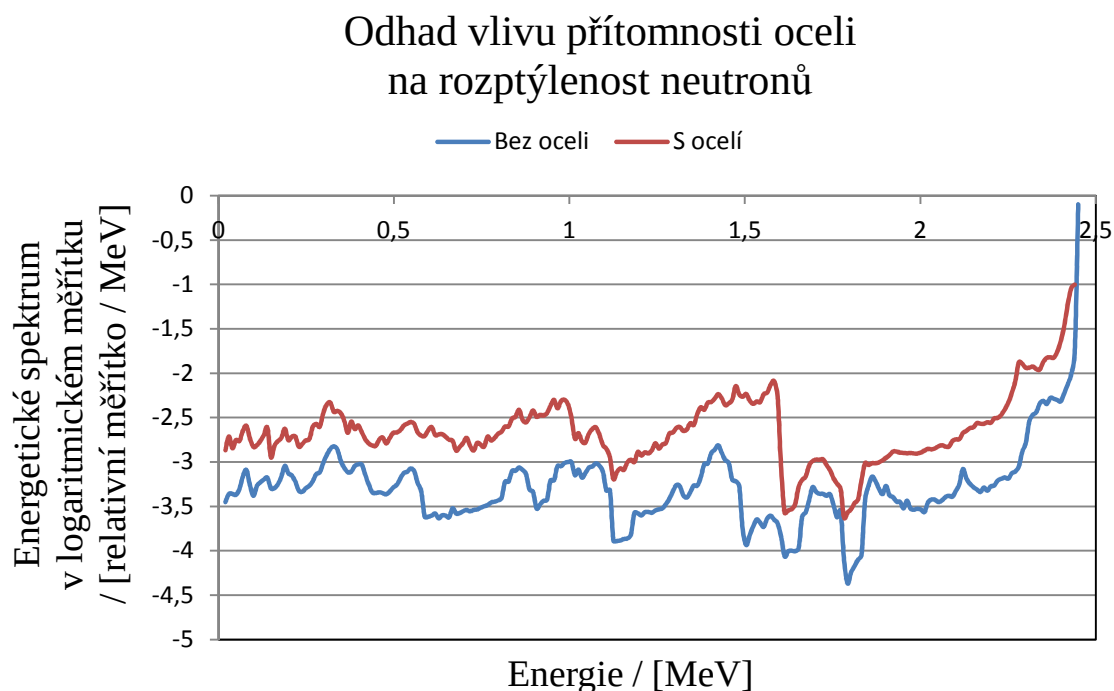
Tabulka 6.3: První sloupec tabulky představuje procentuální zastoupení neutronů s energiemi náležícími jednotlivým energetickým intervalům, pokud je naše aparatura kompletní. V druhém sloupci je toto procentuální zastoupení uvedeno pro experimentální konfiguraci, v níž neuvažujeme diagnostické porty.

V posledním řádku tabulky 6.3 vidíme, že procentuální množství nerozptýlených neutronů se u obou konfigurací aparatury neliší. Zavrhuje tedy úvahu případného odstranění diagnostických portů.

6.2.2 Nahrazování oceli v aparatuře jiným materiálem

Kromě odejmutí jisté části aparatury PFZ je také možné nahradit ji pouze jiným materiálem, který by mohl mít na rozptylování neutronů menší vliv. Záměna materiálu je na rozdíl od vynechání některého prvku aparatury v principu proveditelná i u neodnímatelných částí PFZ.

Významná část aparatury PFZ je tvořena z nerezové oceli, ze které je především tvořen plášť vakuové komory a kryty. V následujícím grafu ukážeme, jak by se změnilo neutronové spektrum na prstencovém detektoru, jestliže bychom z aparatury odstranili ocelové prvky.



Graf 6.10: Ukazuje, jak by se energetické spektrum neutronů na prstencovém detektoru změnilo, kdybychom z aparatury odejmuli všechny zvažované ocelové části.

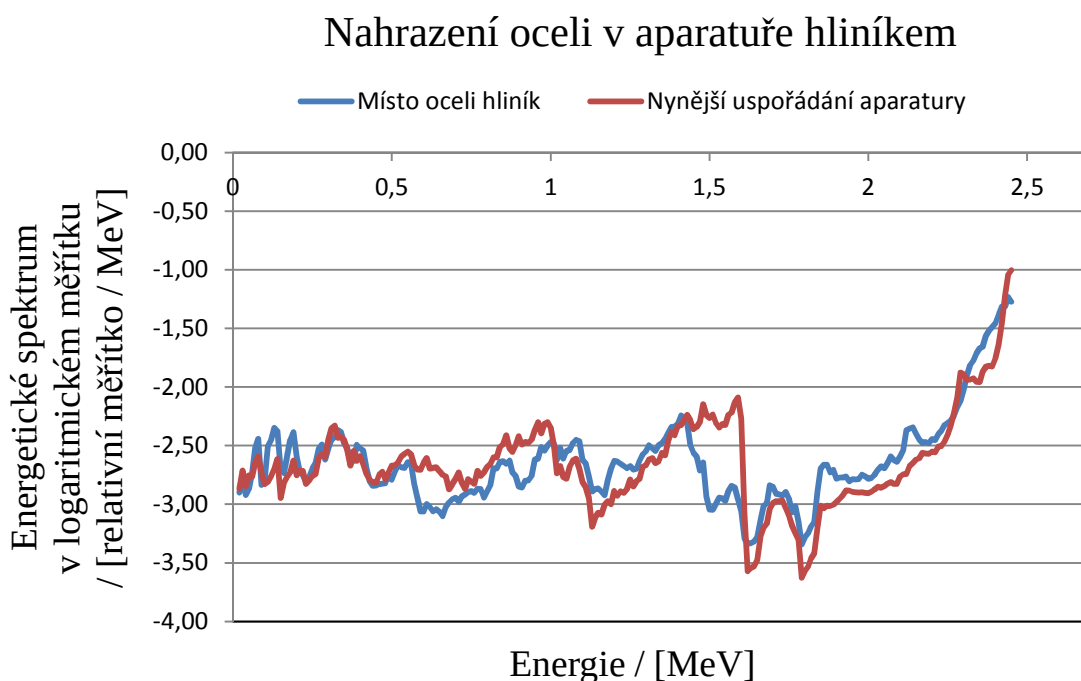
Již z grafu vidíme, že přítomnost oceli má na rozptýlení neutronů poměrně podstatný vliv, takže stojí za to uvažovat o jejím nahrazení jiným materiálem.

V následující podkapitole budeme zkoumat energetická spektra neutronů v případě, kdy je materiál oceli zaměněn za jiný kovový materiál.

6.2.2.1 Nahrazení oceli hliníkem

Budeme se zabývat tím, jak moc se energetické spektrum neutronů na prstencovém detektoru změní, jestliže všechny části PFZ z oceli zůstanou stejného tvaru, ale budou vyplněny hliníkem.

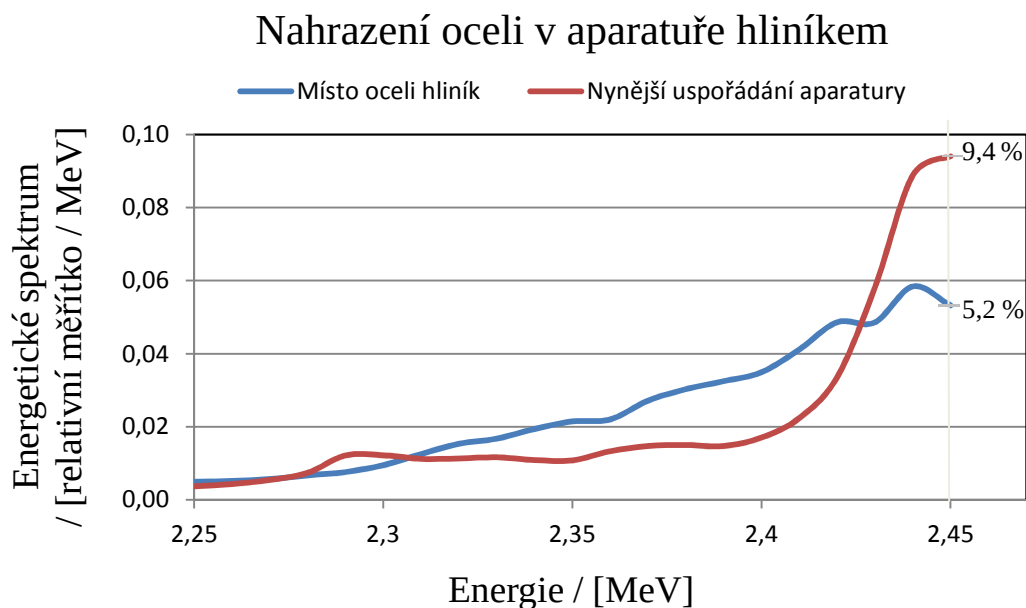
Výsledek je vyobrazen v následujícím grafu.



Graf 6.11: Je zpracováním výsledku naší simulace, ve které jsme všem definovaným částem aparatury z oceli ponechali tvar a vyplnili je hliníkem.

Již na první pohled je z grafu 6.5 patrné, že záměna oceli za hliník významně ovlivnila spektrum neutronů na prstencovém detektoru.

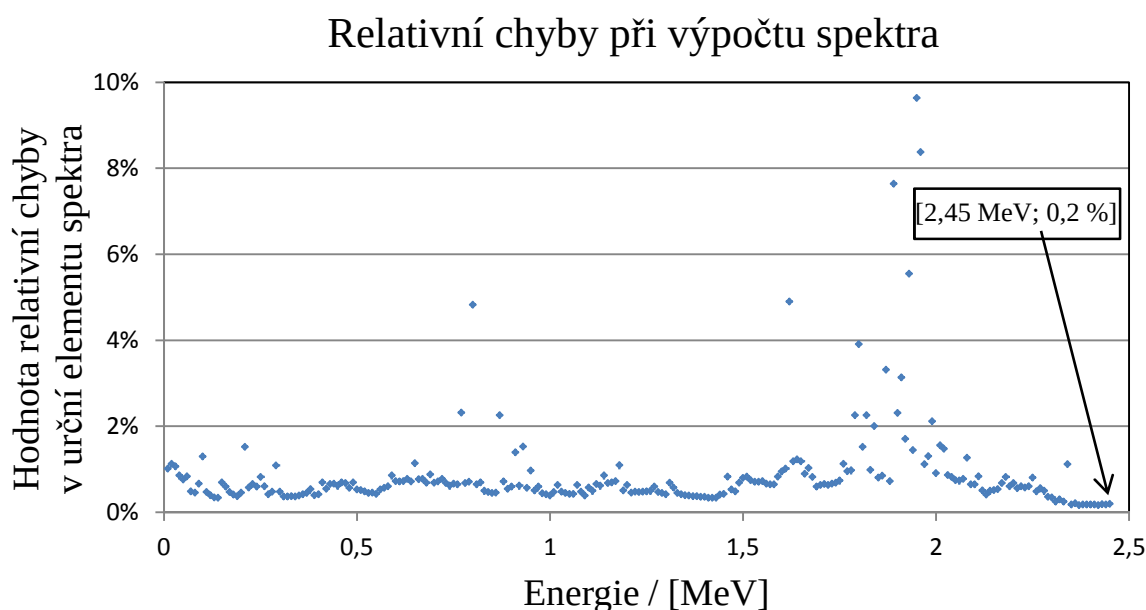
Zobrazíme část grafu 6.11, kde je prudší nárůst hodnot, v lineárním měřítku.



Graf 6.12: Představuje část grafu 6.5 v lineárním měřítku. Jsou zde vyznačeny hodnoty procentuálního zastoupení neutronů o energii 2,45 MeV.

Z grafu 6.12 se jeví, že záměna oceli za hliník vede ke zvýšení množství rozptýlených neutronů. Závěry ale učiníme, až když z hodnot relativních chyb oceníme přesnost simulace.

Přikládáme graf relativních chyb.



Graf 6.13: Hodnoty relativních chyb při výpočtu spektra na prstencovém detektoru kolem aparatury, ve které byl materiál oceli nahrazen hliníkem.

Relativní chyba v určení hodnoty spektra pro 2,45 MeV je v případě modifikované aparatury s hliníkem 0,2 %. U nepozměněné aparatury máme hodnotu této chyby 0,09 %. Hodnoty procentuálního zastoupení nerozptýlených neutronů v grafu 6.12 tedy můžeme považovat za dostatečně relevantní a přijmout, že výměnou oceli za hliník zvýšíme množství nerozptýlených neutronů o 3,9 až 4,5 %.

Opět uvedeme tabulku, udávající množství neutronů, jejichž energie leží v daném intervalu.

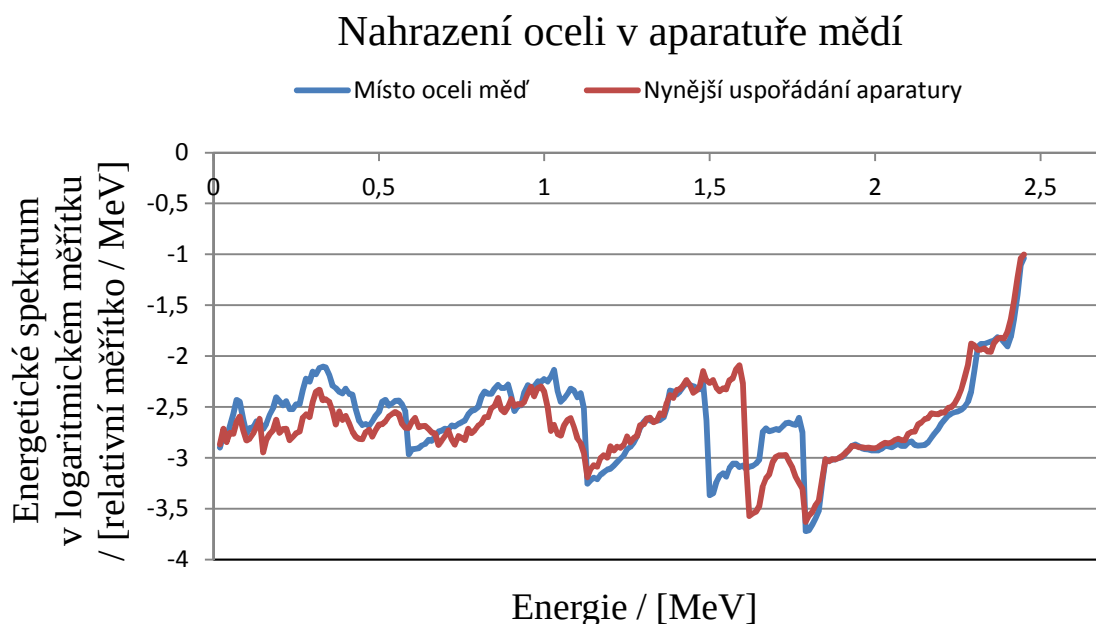
Energetický interval / [MeV]	Zastoupení neutronů s E_n v tomto intervalu / [%]	
	Současná podoba aparatury	Aparatura s hliníkem místo oceli
$\langle 0; 0,5 \rangle$	10,6	12,2
$\langle 0,5; 1 \rangle$	13,8	8,1
$\langle 1; 1,5 \rangle$	13	13,9
$\langle 1,5; 2 \rangle$	9,5	6
$\langle 2; 2,45 \rangle$ $\langle 2; 2,45 \rangle$	$43,7 \pm 0,09$	$54,6 \pm 1,5$

Tabulka 6.4: Uvádíme procentuální zastoupení neutronů s energií patřící do definovaných energetických intervalů. V druhém sloupci tabulky jsou uvedeny hodnoty pro nemodifikovanou aparaturu a ve sloupci třetím jsou výsledky pro aparaturu s hliníkem místo oceli. Odhady pro možnou odchylku od údajů v posledním řádku tabulky jsme stanovili na základě grafů 6.5 a 6.12.

Z posledního řádku tabulky 6.4 můžeme vidět, že ačkoli výměnou oceli za hliník snížíme množství rozptýlených neutronů, zvýšili bychom touto modifikací množství neutronů s energií náležící intervalu $\langle 2; 2,45 \rangle$ MeV o 9,3 až 12,5 % v porovnání s nynější podobou aparatury.

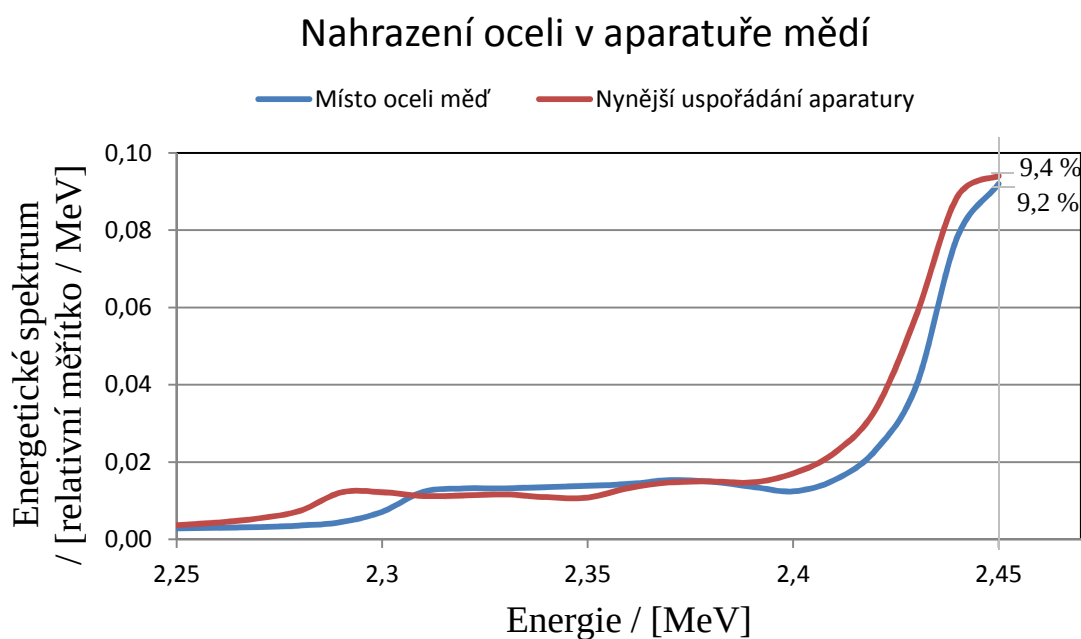
6.2.2.2 Nahrazení oceli mědí

Také jsme vyzkoušeli zaměnit ocel za měď. Znovu uvádíme grafický výstup naší simulace.



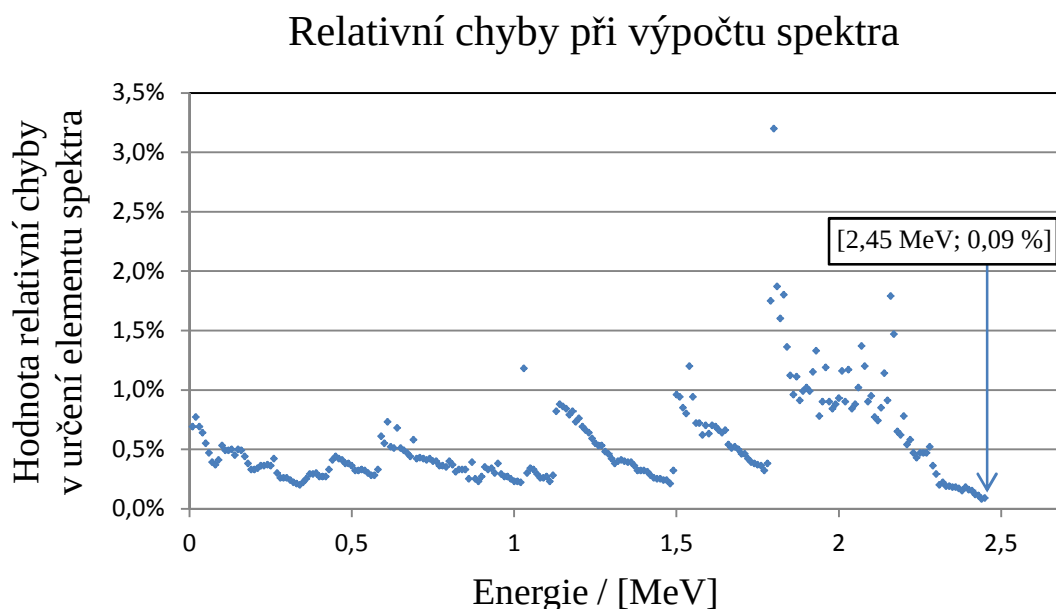
Graf 6.14: Je zpracováním výsledku naší simulace, ve které jsme všem uvažovaným částem aparatury z oceli ponechali tvar a vyplnili je mědí.

Uvádíme část grafu 6.14, ve které pozorujeme strmý nárůst hodnot ve spektru.



Graf 6.15: Část grafu 6.14 v lineárním měřítku. Jsou zde vyznačeny hodnoty procentuálního zastoupení neutronů o energii 2,45 MeV.

Přikládáme tabulku relativních chyb v simulaci spektra pro modifikovanou aparaturu.



Graf 6.16: Hodnoty relativních chyb při výpočtu spektra v případě modifikované aparatury.

Z grafu 6.15 vidíme, že rozdíl v procentuálním zastoupení nerozptýlených neutronů mezi nemodifikovanou a modifikovanou aparaturou je 0,2 %. Vzhledem k zjištěným relativním chybám v grafech 6.7 a 6.16, vztahujícím se k energii 2,45 MeV, které pro naše nynější uspořádání aparatury i pro aparaturu s mědí místo oceli činí 0,09 %, nepovažujeme tento rozdíl za relevantní.

Údaje o množství neutronů, jejichž energie leží v daných energetických intervalech, jsou nemodifikovanou a modifikovanou aparaturu uvedeny v následující tabulce.

Energetický interval / [MeV]	Zastoupení neutronů s E_n v tomto intervalu / [%]	
	Současná podoba aparatury	Aparatura s mědí místo oceli
$\langle 0; 0,5 \rangle$	10,6	17,3
$\langle 0,5; 1 \rangle$	13,8	15,6
$\langle 1; 1,5 \rangle$	13	15,7
$\langle 1,5; 2 \rangle$	9,5	6,4
$\langle 2; 2,45 \rangle$	$43,7 \pm 0,09$	$35,8 \pm 2$

Tabulka 6.5: Vyčísluje procentuální zastoupení neutronů o energii patřící do vymezených intervalů, a to jednak pro současnou podobu aparatury a jednak pro modifikovanou aparaturu, ve které je ocel nahrazena mědí.

Na základě údajů v posledním řádku tabulky 6.5 lze vyslovit závěr, že náhrada oceli za měď by kromě nezměněného množství nerozptýlených neutronů vedla ke zmenšení počtu neutronů, jejichž energie leží v intervalu $\langle 2; 2,45 \rangle$ MeV, o přinejmenším 5,8 %. Zavrhuje tedy měď jakožto materiál, kterým bychom nahradili ocel za účelem redukce množství rozptýlených neutronů.

V našem VS jsme zvážili poměrně velké množství hlavních součástí PFZ, takže by naše výsledky mohly do nemalé míry odpovídat skutečnosti. Potvrdit či vyvrátit tuto naši hypotézu lze jedině vhodným experimentem.

Kapitola 7

KORESPONDENCE POČÍTAČOVÉ SIMULACE S EXPERIMENTEM

Dosud jsme uvedli několik výsledků simulace transportu neutronů programem MCNP, z nichž u každého by bylo ideální provést verifikaci experimentem. Ve většině případů by se jednalo o technicky náročnou či finančně neúnosnou záležitost (viz např. nahrazování materiálů v aparatuře jinými), ale lze provést takovou simulaci, k níž existuje v našich možnostech proveditelný experiment, dávající zpětnou vazbu o tom, zda odpovídají, resp. neodpovídají realitě.

Neutronové signály z našich experimentů nám dávají informaci o počtu a energii neutronů vstupujících do detektoru [23], což ukážeme na zjednodušeném modelu: Jestliže N neutronů o stejné energii E vlétne do scintilačního detektoru a všechny v něm interagují za vzniku fotonu, dopadajícího na fotokatodu fotonásobiče, ve kterém probíhá konverze záření na elektrický puls, bude pak signál na výstupu detektoru úměrný nikoli N , ale součinu $N \cdot E$. Pokud do detektoru vstupuje energetické spektrum neutronů s energiemi v intervalu $\langle E_1, E_2 \rangle$, budeme na výstupu detektoru registrovat neutronový signál, pod nímž je plocha X , úměrná hodnotě integrálu

$$\int_{E_1}^{E_2} E \frac{dN}{dE} dE \quad (7.1)$$

Předpokládejme, že máme jako výsledek naší simulace⁶⁴ energetické spektrum v bodovém detektoru, umístěném v místě skutečného detektoru. Užitím vztahu (7.1) můžeme z tohoto spektra spočítat ekvivalent k ploše pod neutronovým signálem v grafu časového průběhu signálu z detektoru v experimentu.

⁶⁴ Se vstupním souborem, jehož geometrie a materiály odpovídají současné podobě naší aparatury.

Aplikací rovnice (7.1) na náš diskretizovaný případ⁶⁵ obdržíme vztah

$$\sum_{n=0}^{250} E_n \cdot f_n(E_n) := Y \quad (7.2)$$

Hodnota Y jako taková nemá pro porovnání simulace s experimentem žádný význam, neboť podmínky naší simulace⁶⁶ pro takovou korespondenci dostatečně neodpovídají realitě. Korespondenci mezi simulací a experimentem však můžeme pomocí změřené hodnoty X a vypočítané hodnoty Y provést následovně:

1) Provedeme na naší aparatuře výstřel, při kterém budeme sledovat signály ze dvou detektorů A a B s přibližně stejnou citlivostí⁶⁷ a umístěných vedle sebe. Detektor B bude stíněn prvkem, který výrazně rozptyluje neutrony.

2) U signálu každého z detektorů vypočteme plochu pod jeho částí, představující fúzní neutrony. Dostaneme tak hodnoty X_A a X_B .

3) Programem MCNP spočteme energetická spektra neutronů v bodových detektorech umístěných v té samé konfiguraci jako detektory A a B v experimentu (myslíme tím i zahrnutí stínícího prvku před detektorem B). Výsledek simulace zpracujeme do grafu a dostaneme tak pro každý detektor spektrum, ze kterého vztahem (7.2) vypočteme hodnoty Y_A , resp. Y_B .

⁶⁵ Ve vstupním souboru je možno nahlédnout, že interval $\langle 0; 2,5 \rangle$ MeV byl rovnoměrně diskretizován na 251 hodnot energií.

⁶⁶ Mezi nemálo faktory zmiňme ten hlavní, a to volbu monoenergetického bodového zdroje, šířícího neutrony izotropně do všech směrů. V realitě jsou neutrony produkovány nikoli v jednom bodě, nejsou emitovány izotropně, a především netvoří monoenergetický svazek.

⁶⁷ Ta je především daná průměrem scintilátoru.

4) Jestliže bude, resp. nebude platit přibližný vztah

$$\frac{X_A}{X_B} \approx \frac{Y_A}{Y_B} \quad (7.3)$$

potom dostaneme, resp. nedostaneme zpětnou vazbu, že naše počítačová simulace přibližně odpovídá realitě.

Vzhledem k tomu, že neutrony nejsou při D-D fúzních reakcích na naší aparatuře produkovány izotropně a v jednom jistém směru můžeme pro dva různé výstřely dostat dvě poměrně různé hodnoty poměru $\frac{Y_A}{Y_B}$, je zapotřebí přistupovat k problému statisticky a v experimentu získat při dostatečném počtu výstřelů střední hodnotu tohoto poměru, se kterou pak budeme poměřovat výsledek simulace.

Podotkněme také, že z důvodů anizotropie v počtu neutronů nemá smysl takto poměřovat výsledky simulace a experimentu u detektorů, které se nacházejí v jiné vzájemné konfiguraci než vedle sebe.

7.1 Kalibrace detektorů A a B

Před samotným poměřováním signálů je zapotřebí provést kalibraci dvou vedle sebe umístěných detektorů, která spočívá ve zjištění koeficientu k , kterým je (za předpokladu, že do obou detektorů vstupuje stejné množství neutronů) třeba znásobit každou hodnotu na relativním měřítku signálu jednoho z detektorů, abychom obdrželi pod oběma signály stejnou plochu⁶⁸.

⁶⁸ Délky kabelů propojující scintilační detektor s osciloskopem byly u obou detektorů stejné, takže by nemělo docházet k nepoměru signálů z obou detektorů vlivem rozdílného útlumu.

Vzhledem k tomu, že do obou dvou vedle sebe umístěných detektorů nebude vždy vlétat stejné množství neutronů, je zjišťování kalibračního koeficientu statistickou záležitostí, kdy je náš odhad tím přesnější, čím větší bude počet provedených měření.

V následující tabulce uvádíme data potřebná pro kalibraci.

$S_A / [\text{Vns}]$	$S_B / [\text{Vns}]$	$\frac{S_A}{S_B}$
47,5	126,9	2,7
107,9	171,9	1,6
1715,6	2123,7	1,2
431,9	651,9	1,5
350,8	693,9	2
226	474,7	2,1
282,8	547,2	1,9

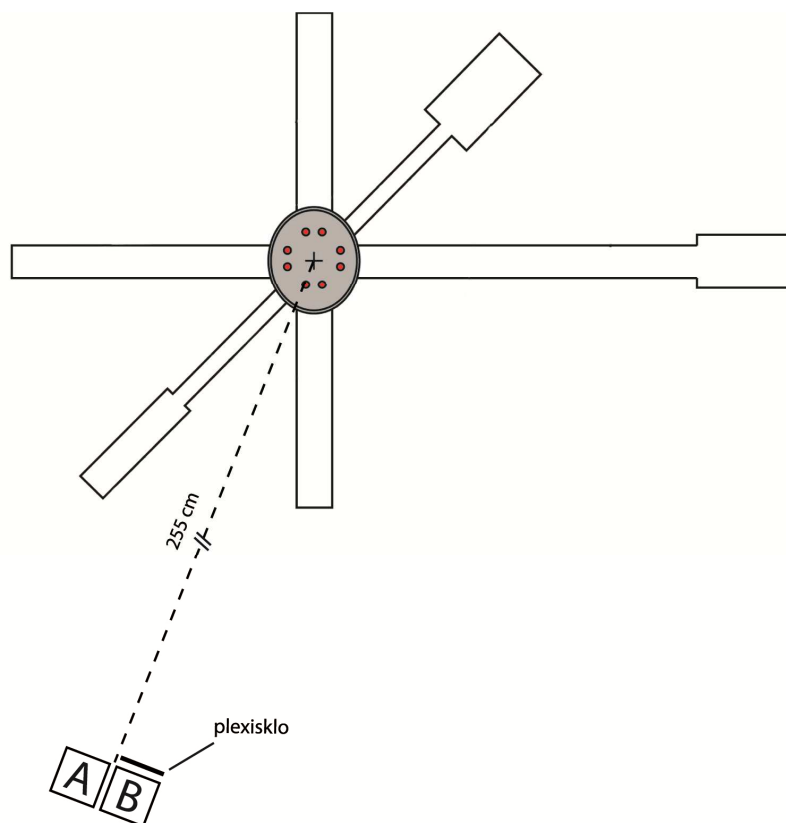
Tabulka 7.1: Data použitá pro kalibraci vedle sebe položených detektorů A a B. S_A je plocha pod křivkou neutronového signálu zachyceného detektorem A, S_B je tato plocha v případě signálu z detektoru B.

Hodnotu kalibračního koeficientu, kterým je pro kalibraci našich detektorů třeba znásobit hodnoty na relativním měřítku signálu z detektoru A, stanovíme jako aritmetický průměr hodnot⁶⁹ v posledním sloupci tabulky 7.1, z čehož vyjde $k = 1,9 \pm 0,3$. Ve všech následujících výsledcích, uvedených v této kapitole, je již tato kalibrace zahrnuta.

⁶⁹ Spolu s výběrovou směrodatnou odchylkou.

7.2 Detektory A a B vedle sebe, před B položeno plexisklo

Položili jsme dva detektory A a B vedle sebe do vzdálenosti 255 cm a před B umístili desku z plexiskla o rozměrech 19×25×3,6 cm, viz následující obrázek.

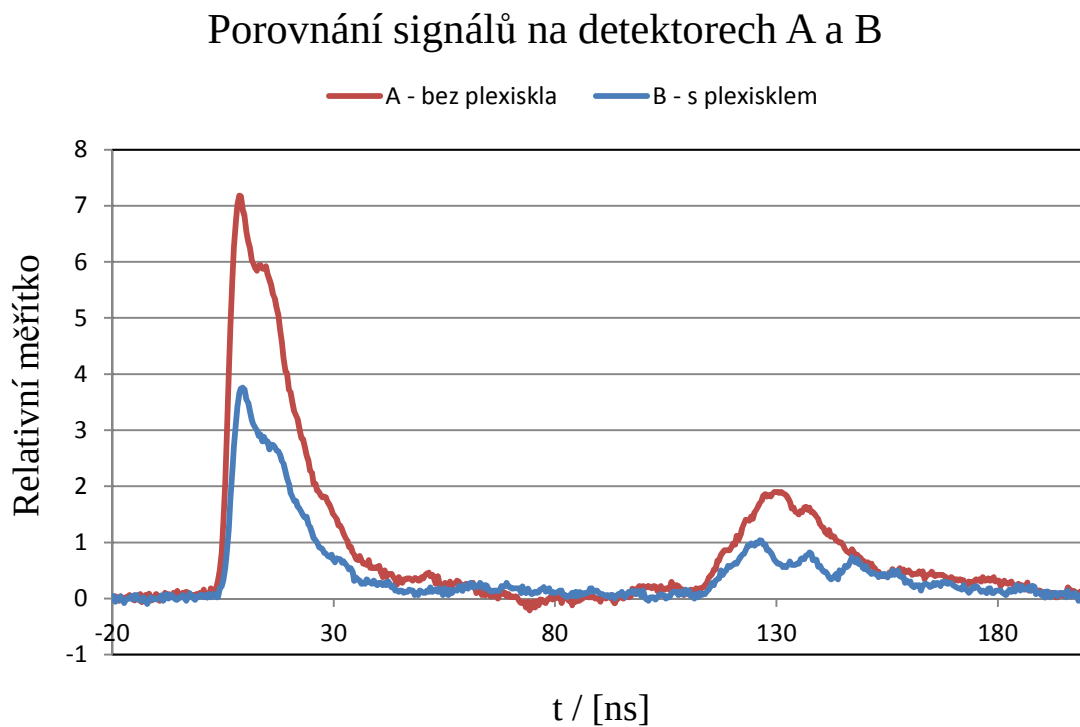


Obrázek 7.1: Umístění dvou detektorů vedle sebe v našem experimentu.

Plexisklo je organická sloučenina s výraznou schopností absorbovat neutrony, takže signál z krytého detektoru měl ve srovnání se signálem z nekrytého detektoru pozorovatelně nižší amplitudu.

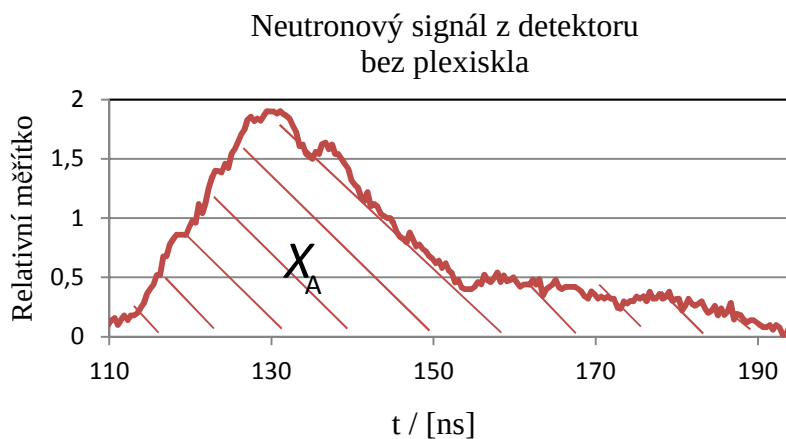
7.2.1 Experiment

Signály z obou detektorů jsme po výstřelu zpracovali do jednoho grafu. Jako příklad uvádíme následující graf.



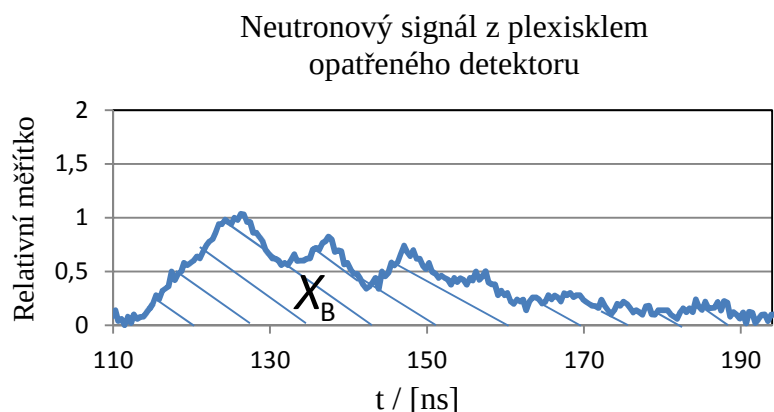
Graf 7.1: Výstřel 111221-17. Jsou zde zachyceny signály ze dvou vedle sebe položených scintilačních detektorů, přičemž před jeden byla postavena deska z plexiskla.

Na následujících dvou grafech demonstrujeme výběr ploch X_A a X_B .



Graf 7.2: Výběr plochy X_A pod neutronovým signálem z detektoru bez plexiskla.

Přikládáme druhý graf.



Graf 7.3: Výběr plochy X_B pod neutronovým signálem z detektoru s plexisklem.

V následující tabulce uvádíme hodnoty X_A , X_B a $\frac{X_A}{X_B}$ pro deset výstřelů, během nichž byly vedle sebe položeny detektory A a B, a detektor B byl zakryt plexisklem.

$X_A / [V \cdot ns]$	$X_B / [V \cdot ns]$	$\frac{X_A}{X_B}$
140	158 ± 25	$0,9 \pm 1$
544	287 ± 45	$1,95 \pm 0,35$
551	399 ± 63	$1,4 \pm 0,2$
536	244 ± 39	$2,25 \pm 0,35$
375	237 ± 38	$0,5 \pm 0,4$
138	49 ± 8	$2,9 \pm 0,5$
822	468 ± 74	$1,45 \pm 0,05$
217	218 ± 34	$0,75 \pm 0,15$
183	129 ± 20	$1,45 \pm 0,25$
1077	591 ± 94	$3,8 \pm 1,6$

Tabulka 7.2: Hodnoty ploch X_A , X_B a jejich poměru pro 10 výstřelů.⁷⁰

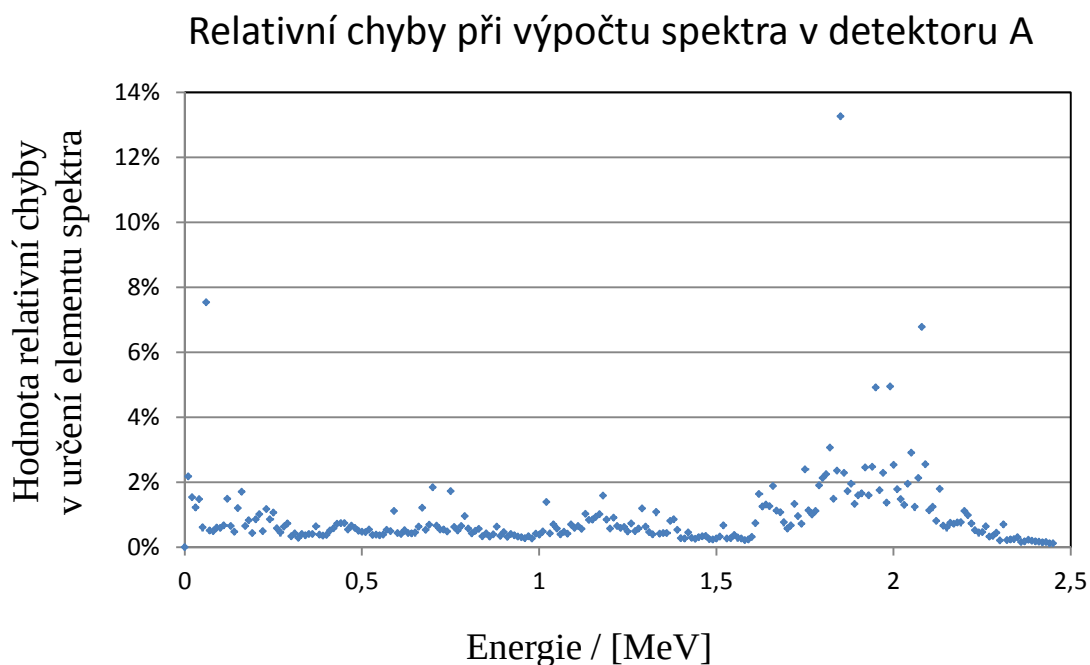
⁷⁰ Byla použita hodnota $k = 1,9$

Hodnotu $\frac{X_A}{X_B}$ pro korespondenci se simulací jsme stanovili jako aritmetický průměr⁷¹ středních hodnot ve třetím sloupci tabulky 7.2. Vyšlo nám

$$\frac{X_A}{X_B} = 1,7 \pm 0,3 \quad (7.4)$$

7.2.2 Simulace

Provedli jsme simulaci s užitím karty tally F5, ve které jsme vedle sebe umístili dva bodové detektory⁷², z nichž před jeden bylo do vzdálenosti 10 cm umístěno plexisklo o stejných rozměrech jako v experimentu. Vyšla nám 2 energetická spektra, pro něž uvedeme graf relativních chyb.

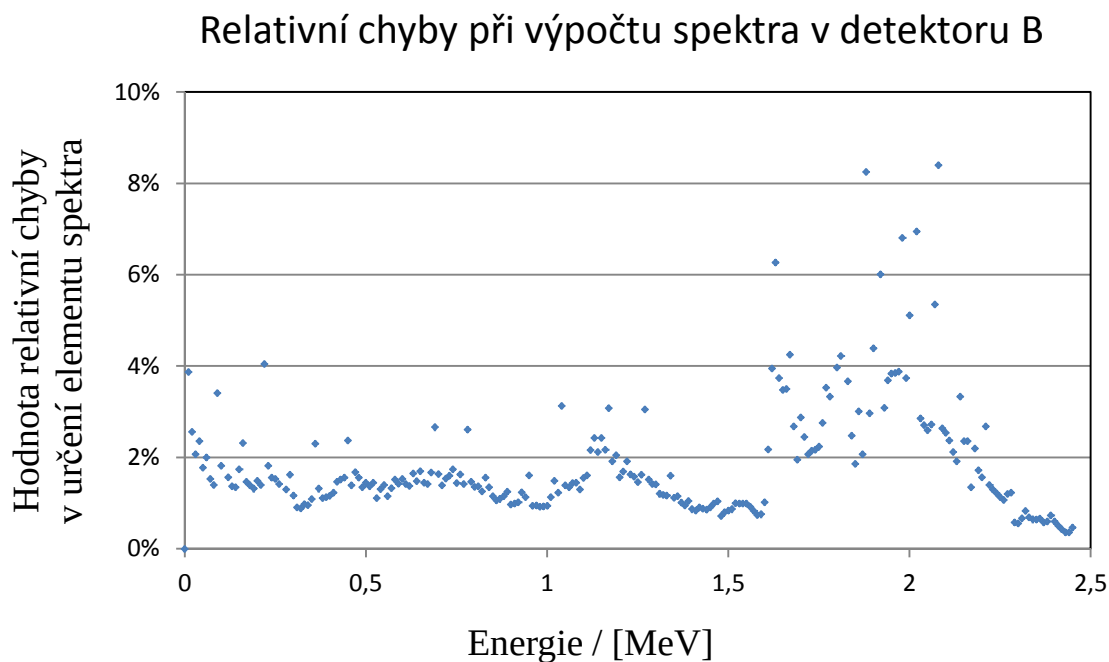


Graf 7.4: Zachycuje hodnoty relativních chyb při výpočtu spektra v místě detektoru A.

⁷¹ Opět stanovený spolu s výběrovou směrodatnou odchylkou

⁷² Každý bodový detektor byl umístěn do místa středu scintilátoru skutečných detektorů.

Rovněž uvedeme graf s relativními chybami pro bodový detektor B.



Graf 7.5: Zachycuje hodnoty relativních chyb při výpočtu spektra v místě detektoru B.⁷³

Před odhadem hodnot Y_A a Y_B vybereme na základě dat z grafů 7.4 a 7.5 pro každý detektor jisté intervaly energií a k nim příslušící maximální hodnoty chyb, kterých se mohl program při simulaci spektra dopustit.

⁷³ Výpočet pro detektor opatřený plexisklem trval mnoho desítek hodin. Tato dlouhá výpočetní doba bohužel nestačila na snížení relativní chyby všech hodnot energie a zůstalo cca 8 hodnot ve spektru, které nemůžeme považovat za relevantní.

Vybrané energetické intervaly a k nim příslušné maximální hodnoty chyb jsou uvedeny v následující tabulce.

Energetický interval / [MeV]	Maximální hodnota chyby v určení spektra / [%]
$\langle 0; 1,7 \rangle$	2
$\langle 1,7; 2,1 \rangle$	5
$\langle 2,1; 2,45 \rangle$	1

Tabulka 7.3: Maximální hodnoty procentuální chyby při simulaci energetického spektra v bodovém detektoru A, příslušící vybraným intervalům.

Tutéž tabulku uvádíme pro energetické spektrum v detektoru B.

Energetický interval / [MeV]	Maximální hodnota chyby v určení spektra / [%]
$\langle 0; 1,6 \rangle$	4
$\langle 1,6; 2,1 \rangle$	5
$\langle 2,1; 2,3 \rangle$	3
$\langle 2,3; 2,45 \rangle$	1

Tabulka 7.4: Maximální hodnoty procentuální chyby při simulaci energetického spektra v bodovém detektoru B, příslušící vybraným intervalům.

Nyní odhadneme hodnoty Y_A a Y_B . Použijeme vzorec (7.2), který rozdělíme na několik sum, z nichž každá bude příslušet jisté části spektra a jí příslušné maximální chybě (viz tabulky 7.3 a 7.4).

Naznačíme výpočet plochy Y_A :

$$Y_A = \sum_{n=0}^{250} E_n \cdot f_n = \sum_{n=0}^{170} E_n (f_n \pm 0,02 f_n) + \dots = (1 \pm 0,02) \sum_{n=0}^{170} E_n f_n + \dots \quad (7.5)$$

Tímto způsobem dostaneme pomocí hodnot v tabulce 7.3 minimální a maximální odhad hodnoty Y_A . Tyto dva odhady označíme Y_{Amin} a Y_{Amax} , přičemž

$$Y_{Amin} = 0,98 \cdot \sum_{n=0}^{170} E_n f_n + 0,95 \cdot \sum_{n=171}^{210} E_n f_n + 0,99 \cdot \sum_{n=211}^{245} E_n f_n \quad (7.6)$$

a

$$Y_{Amax} = 1,02 \cdot \sum_{n=0}^{170} E_n f_n + 1,05 \cdot \sum_{n=171}^{210} E_n f_n + 1,01 \cdot \sum_{n=211}^{245} E_n f_n \quad (7.7)$$

Použitím hodnot ve spektru na bodovém detektoru A jsme dosazením do vztahu (7.7) obdrželi tyto hodnoty pro minimální a maximální odhad Y_A : $Y_{Amin} = 1,7$ $\wedge$ $Y_{Amax} = 1,8$.

Analogickým postupem jsme s použitím tabulky 7.4 odhadli minimální a maximální hodnotu Y_B : $Y_{Bmin} = 1,3$ $\wedge$ $Y_{Bmax} = 1,4$.

Označíme-li minimální, resp. maximální hodnotu zlomku $\frac{Y_A}{Y_B}$ jako $\left(\frac{Y_A}{Y_B}\right)_{min}$, resp. $\left(\frac{Y_A}{Y_B}\right)_{max}$, potom

$$\left(\frac{Y_A}{Y_B}\right)_{min} = \frac{Y_{Amin}}{Y_{Bmax}} = 1,2 \quad (7.8)$$

a

$$\left(\frac{Y_A}{Y_B}\right)_{\max} = \frac{Y_{A\max}}{Y_{B\min}} = 1,4 \quad (7.9)$$

Výsledky (7.8) a (7.9) můžeme také interpretovat jako

$$\frac{Y_A}{Y_B} = 1,3 \pm 0,1 \quad (7.10)$$

Tento výsledek budeme spolu s výsledkem (7.4) poměřovat v následující podkapitole.

7.3 Poměření výsledků z experimentu a simulace

Porovnáme nyní výsledky, které nám vyplynuly z experimentu, s výsledky spočítanými na základě výstupních dat simulace.

Z výsledku (7.4) soudíme, že

$$\frac{X_A}{X_B} \in \langle 1,4; 2 \rangle \quad (7.11)$$

Výsledek (7.10) přitom znamená, že

$$\frac{Y_A}{Y_B} \in \langle 1,2; 1,4 \rangle \quad (7.12)$$

Intervaly (7.11) a (7.12) jsou si nejen hodnotami blízké, ale dokonce se dotýkají v jedné hodnotě. Je tak splněn vztah (7.3), což je ve prospěch hypotézy, že výsledky našich simulací odpovídají realitě.

Diskuze

V grafu 4.3 jsou znázorněny hodnoty pološířek neutronových signálů, z nichž menší hodnota přísluší signálu z detektoru B, který je vzdálenější. Přitom bychom čekali, že svazek neutronů, který není monoenergetický, bude s přibývajícím vzdáleností detekován s rostoucí pološířkou. Nevíme, proč tomu tak je, výsledek je nicméně ve prospěch hypotézy, že většina neutronů letících v radiálním směru se příliš neliší energiemi.

Kromě toho, že neutronový signál u osového detektoru začíná dříve (což spolu s menší časovou hodnotou jeho těžiště přispívá k přesvědčení, že do něj letí neutrony s větší energií než do radiálního detektoru), má také výrazně větší plochu. Zdálo by se tedy, že do něj putuje i více neutronů (opomineme možnost rozdílu v citlivostech detektorů). To ovšem nemusí být pravda (ačkoli bychom mohli větší příspěvek neutronů do osového směru teoreticky zdůvodnit, viz vztah (2.16)). Signál z detektoru je totiž úměrný i vstupujícímu rentgenovému záření, které se může (i vzhledem k blízkosti detektoru) projevovat ve scintilátoru i během detekce neutronů.

Jestliže by v budoucnosti došlo k zásadní modifikaci aparatury PFZ, je otázkou, zda by výměna ocelových částí za hliník přispěla k věrohodnějším výsledkům měření. Mnoho neutronů, které jsou rozptýlené (tj. jejich energie je $< 2,45$), mohou cestou do detektoru deponovat dostatečně malé množství energie, aby stále podaly poměrně nezkrácenou informaci o fúzní srážce, ze které pocházejí. To například dobře platí pro neutron, jehož energie leží v intervalu $\langle 2,35; 2,45 \rangle$ MeV.

Počítačová simulace, při které bylo před detektor dáno plexisklo, probíhala mnoho desítek hodin, než v ní většina relativních chyb dosáhla únosné hodnoty 5 %. I když pak výpočet trval několik desítek hodin dál, nebylo patrné žádné další klesání relativních chyb, takže se domníváme, že se v případě plexiskla před bodovým detektorem nemůžeme dostat na ty samé hodnoty relativních chyb, jako při ostatních v této práci zmíněných výpočtech.

Při poměrování simulace s experimentem jsme obdrželi experimentálně zjištěnou hodnotu $\frac{X_A}{X_B}$ poměrně shodnou s hodnotou $\frac{Y_A}{Y_B} \frac{Y_A}{Y_B}$. Hypotéza o korespondenci simulace tím sice nebyla definitivně potvrzena, ale rozhodně ne vyvrácena. I fakt, že

hodnota poměru X -ových hodnot je poněkud větší než poměr Y -ových hodnot bychom byli schopni zdůvodnit – v experimentu můžeme totiž očekávat větší příspěvek neutronů do detektoru než v simulaci, neboť ačkoliv jsme neuvažovali stěny a podlahy, od kterých neutrony do detektoru stejně „včas“ nedolétnou, je na naší aparatuře velké množství součástí, od kterých se neutrony mohly odrazit a vlétnout do nekrytého detektoru současně s neutrony letícími přímo. Takový příspěvek neutronů by byl „navíc“ do detektoru A oproti simulaci, zatímco krytý detektor B by odražené neutrony stínil. To by pak vedlo k vyšší hodnotě $\frac{Y_A}{Y_B}$, než v případě, že by do detektoru odražené neutrony nevlétávaly.

ZÁVĚR

Experiment

Z dat výstřelů na aparatuře PFZ jsme odhadli minimální hodnotu maximální energie fúzních neutronů, jdoucích z místa své produkce v radiálním směru. Tato hodnota činí 2,44 MeV. Na základě experimentu s dvěma scintilačními detektory umístěnými za sebou jsme vyslovili závěr, že statisticky významné neutronů vylétujících v radiálním směru má poměrně stejnou energii, neboť jinak bychom na vzdálenosti 2,5 m pozorovali výraznější rozšíření pološířky neutronového signálu. Tato energie je přitom velikostně podobná střední energii neutronu 2,45 MeV s odchylkou několika desetin MeV.

Porovnáním signálu z radiálního a osového detektoru jsme odhadli minimální velikost energie neutronů letících v osovém směru na hodnotu 2,5 MeV. Vzhledem k pozorovanému rozdělení energií neutronů v závislosti na směru jejich letu usuzujeme, že statisticky významné množství D-D fúzních srážek probíhá tak, že rychlý deuteron nalétává po trajektorii osy plazmatického fokusu na pomalý, přičemž směr jeho letu je od anody k antianodě.

Simulace

Nejvíce rozptýlených neutronů jsme zaznamenali v bodovém detektoru D1. Tento výsledek přikládáme faktu, že neutrony musí při cestě do D1 překonat výrazně silnější vrstvu kovového materiálu než při letu do detektorů 2 a 3.

Pokud by v budoucnu došlo k zásadnější modifikaci aparatury PFZ, výpočty MCNP ukázaly, že náhrada ocelového materiálu (zejména pláště vakuové komory a krytů) přispěje ke zvýšení množství nerozptýlených neutronů o 3,9 až 4,5 %.

Výsledek našeho porovnání experimentu se simulací je ve prospěch hypotézy, že naše simulace přibližně odpovídá realitě.

LITERATURA

- [1] KLÍR, D. *The Study of a Fibre Z-Pinch*. Praha: FJFI ČVUT, 2005. 179 s.
- [2] RYUTOV, D. D., M. S. DERZON a M. K. MATZEN. The physics of fast Z pinches. 2000, vol.72 (Issue 1). DOI: 10.1103/RevModPhys.72.167.
Dostupné z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.72.167>
- [3] KULHÁNEK, P. *Teorie plazmatu* (studijní text pro FJFI ČVUT). Praha: FJFI ČVUT, 2008. 251 s.
- [4] KUBEŠ, P. *Impulzní silnoproudé výboje a jejich diagnostika* (studijní text pro doktorské studium). Praha: FEL ČVUT, 2004. 83 s.
- [5] HUTCHINSON, I. H. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 2. vydání. ISBN 13 978-0-521-80389.
- [6] Karlova thesis
- [7] KARSCH, S. *High-intensity laser generated neutrons: A novel neutron source and new tool for plasma diagnostics*. Mnichov: Ludwig Maximilians Universität München, 2002. 178 s.
- [8] VLASOV, N. A. *Neutrony*. Praha: Československá akademie věd, 1956. 1. vydání. 81 s.
- [9] KNOLL, Glenn F. *Radiation Detection and Measurement*. USA: Hamilton Printing Company, 2010. 4. vydání. ISBN 978-0-470-13148-0.
- [10] SRBA, J. *Kapilární výboj pro technologické aplikace*. Praha: FEL ČVUT, 2002. 23 s.
- [11] L'ANNUNZIATA, M. F. *Handbook of radioactivity analysis*. San Diego, California: Academic Press, 2033. 2. vydání. ISBN 0-12-436603-1.

[12] Scintillation Products. SAING GOBAIN CRYSTALS. *Scintillation Products* [online]. [cit. 2012-01-05].

Dostupné z: <http://www.detectors.saint-gobain.com/Plastic-Scintillator.aspx>

[13] CHAIT, B. T., STANDING, K. G. A time of flight mass spectrometer for measurement of secondary ion mass spectra. *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics*, 1981, no. 40, s. 185-193.

[14] KREJČÍ, V. *Scintilační detektory*. České Budějovice: Jihočeská universita v Českých Budějovicích, 2002. 18 s.

[15] NIST. *National Institute of Standards and Technology* [online]. [cit. 2012-01-05]. Dostupné z: <http://www.nist.gov/>

[16] ŘEZÁČ, K. *Time-resolved Energy Neutron Spectra in Fusion Reactions* (study report). Praha: FEL ČVUT, 2006. 26 s.

[17] KLÍR, D., KUBEŠ, P., KRAVARIK, J., ŘEZÁČ, K. Neutron emission generated during wire array Z-pinch implosion onto deuterated fiber. *Physics of plasmas*, 2008, vol. 15, Issue 3.

[18] LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY, University of California. <i>MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume I: Overview and Theory</i> [PDF file]. California: University of California, April 24, 2003 [cit. 5. 1. 2012].

Dostupné z:

http://mcnp-green.lanl.gov/pdf/MCNP5_Manual_Volume_I_LA-UR-03-1987.pdf

[19] LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY, University of California. <i>MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume 2: User's guide</i> [PDF file]. California: University of California, April 24, 2003 [cit. 5. 1. 2012]. Dostupné z: http://mcnp-green.lanl.gov/pdf/MCNP5_Manual_Volume_I_LA-UR-03-1987.pdf

[20] LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY, University of California. <i>MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume 3: Developer's guide</i> [PDF file]. California: University of California, April 24, 2003 [cit. 5. 1. 2012]. Dostupné z:

http://mcnp-green.lanl.gov/pdf/MCNP5_Manual_Volume_I_LA-UR-03-1987.pdf

[21] DEPT. OF MECHANICAL AND NUCLEAR ENGINEERING. *An MCNP Primer* [PDF file]. Manhattan, KS 66506: Kansas State University, 2006 [cit. 5. 1. 2012]. Dostupné z: <http://www.mne.ksu.edu/~jks/MCNPprmr.pdf>

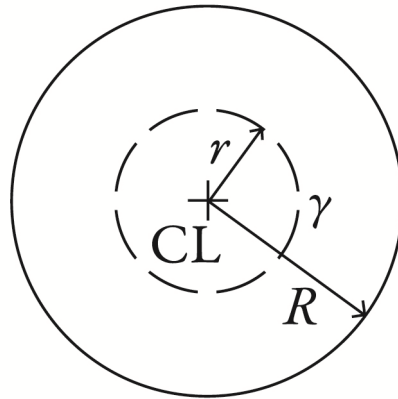
[22] KRÁLÍK, M., J. KRÁSA, A. VELYHAN, M. SHOLZ, I. M. IVANOVA-STANIK, K. ŘEZÁČ, D. KLÍR, P. KUBEŠ, B. BIENKOWSKA, R. MIKLASZEWSKI a H. SCHMIDT. Application of a Bonner sphere spectrometer for determination of the energy spectra of neutrons generated by 1 MJ plasma focus. *Review of Scientific Instruments*. 2010, **81**(1). DOI: 10.1063/1.3488372.

[23] KLÍR, D., J. KRAVÁRIK, P. KUBEŠ a K. REZAC. Fusion neutron detector for time-of-flight measurements in z-pinch and plasma focus experiments. *Review of Scientific Instruments*. 2011, **82**(1). DOI: 10.1063/1.3559548.

Appendix

Bennetova podmínka

Odvození Bennetovy podmínky bude ilustrovat následující obrázek.



Obrázek 1.2: Kruhový průřez proudovým sloupcem. R je poloměr pinče, uvnitř kterého teče proud I . Střed řezu CL představuje centrální linii⁷⁴ proudového sloupce a je zároveň středem čerchovaného kruhu s poloměrem r , jehož hranici tvoří kružnice γ .

Pro rovnováhu mezi magnetickým a kinetickým tlakem uvnitř vlákna platí vztah [3]

$$\vec{\nabla} p = \vec{j} \times \vec{B} \quad (\text{A.1})$$

⁷⁴ Pro pinč jakožto plazmový válec by se hodilo zavést jednodušší označení střed pinče. Tento válec se ale může různě deformovat, a potom je vhodnější zavést pojem centrální linie.

Označíme-li proud protékající uvnitř čerchované kružnice I_r , potom platí

$$I_r = \oint_{\gamma} \vec{H} d\vec{l} \quad (\text{A.2})$$

Po integraci na pravé straně (A.2) vzhledem k tomu, že je magnetické pole B , a tedy i intenzita magnetického pole $H = \frac{B}{\mu_0}$ (z důvodů symetrie) na obvodu čerchované kružnice konstantní, vyjde

$$I_r = 2\pi r H_{\theta} \quad (\text{A.3})$$

kde H_{θ} je konstantní hodnota H na kružnici γ . Nyní předpokládejme, že je proudová hustota v celém průřezu proudového sloupce konstantní. Potom mezi proudem I protékajícím celým průřezem a proudem I_r , který protéká jen uvnitř kružnice γ , platí vztah

$$j = \frac{I}{\pi R^2} = \frac{I_r}{\pi r^2} \quad (\text{A.4})$$

z něhož vyplývá

$$I_r = I \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (\text{A.5})$$

Dosazením I_r ze vztahu (A.5) do vztahu (A.3) a vyjádřením H_{θ} dostaneme

$$H_{\theta} = \frac{B_{\theta}}{\mu_0} = \frac{I \cdot r}{2\pi R^2} \quad (\text{A.6})$$

kde B_θ je konstantní hodnota B na kružnici γ . Velikost B_θ pak bude

$$B_\theta = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot r}{2\pi R^2} \quad (\text{A.7})$$

Nyní budeme řešit rovnici (A.1), a sice v cylindrických souřadnicích r , θ , z . Změna kinetického tlaku je nenulová jenom se změnou souřadnice r , takže

$$\vec{\nabla} p = \left(\frac{dp}{dr}, 0, 0 \right) \quad (\text{A.8})$$

Vzhledem k předpokladu, že proudová hustota má směr totožný s osou z , dále platí

$$\vec{j} = (0, 0, j_z) \quad , \quad \vec{B} = (0, B_\theta, 0) \quad (\text{A.9, A.10})$$

z čehož vyplývá

$$\frac{dp}{dr} = \varepsilon_{r\theta z} j_\theta B_z = -j_z B_\theta = -j \cdot B_\theta \quad (\text{A.11})$$

Dosazením za j ze vztahu (1.4) a za B_θ ze vztahu (A.7) dostaneme obyčejnou diferenciální rovnici

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{I}{\pi R^2} \cdot \frac{\mu_0 \cdot I \cdot r}{2\pi R^2} \quad (\text{A.12})$$

Separací proměnných a uvážením, že magnetický tlak v centrální linii je p_0 a na hranici γ má hodnotu p , dostaneme řešení rovnice s příslušnými mezemi v integrálech:

$$\int_{p_0}^p dp' = -\frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 R^2} \int_0^r r' dr' \quad (\text{A.13})$$

a spočítáním integrálu vyjde

$$p = p_0 - \frac{\mu_0 I^2 r^2}{4\pi^2 R^4} \quad (\text{A.14})$$

Vztah (A.14) nám už přímo napovídá, že největší tlak bude v místě centrální linie $r=0$. Potom nám bude v závislosti na proudu klesat až do místa $r=R$, kde bude $p=0$, neboť vně proudového sloupce nejsou žádné částice. Položením $r=R$ dostaneme užitím této úvahy z rovnice (A.14) vztah pro tlak na centrální linii:

$$p_0 = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} \quad (\text{A.15})$$

Dosadíme takto vyjádřené p_0 zpět do vztahu (A.14) a vyjde nám [2]

$$p = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (\text{A.16})$$

Vidíme, že tlak při konstantní proudové hustotě klesá v pinči parabolicky se vzdáleností od středu.

Nyní se budeme zabývat původně položenou otázkou, a sice, kdy nastává rovnováha mezi kinetickým a magnetickým tlakem v pinči. Kinetický tlak má tvar

$$p = n_e k T_e + n_i k T_i \quad (\text{A.17})$$

kde n_e , n_i , T_e a T_i jsou hustoty a teploty elektronů a iontů a $p = p(r)$, $n_e = n_e(r)$, $n_i = n_i(r)$. Teploty nabitých částic budeme uvažovat všude v pinči konstantní. Sloučením vztahů (A.16) a (A.17) dostaneme

$$n_e k T_e + n_i k T_i = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (\text{A.18})$$

Budeme se speciálně zabývat podmínkou pro rovnováhu tlaků v centrální linii. Hustoty nabitých částic v centrální linii budeme značit n_{eCL} , n_{iCL} .

Vzhledem k možnosti několikanásobné ionizace atomů v pinči (a tedy i v centrální linii) položíme

$$n_{iCL} = \frac{n_{eCL}}{Z} \quad (\text{A.19})$$

Vyjádříme n_{eCL} vztahem

$$n_{eCL} = \frac{N_{eCL}}{\pi R^2} \quad (\text{A.20})$$

kde N_{eCL} je počet elektronů vztažený na délku centrální linie proudového sloupce. Aplikací vztahu (A.19) na vztah (A.20) a dosazením nově vyjádřených hustot do vztahu (1.18), kde $r = 0$, dostaneme

$$k \cdot N_{eCL} \left(T_{eCL} + \frac{T_{iCL}}{Z} \right) = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \quad (\text{A.21})$$

Pokud označíme $T_{\text{eCL}} + \frac{T_{\text{iCL}}}{Z} = T$, potom po vyčíslení konstant na pravé straně (A.21) a vyjádřením proudu dostaneme elegantní tvar podmínky pro rovnovážný pinč [2]

$$I^2 = 10^7 N_{\text{eCL}} kT \quad (\text{A.22})$$

Tuto podmínku odvodil W. H. Bennett v roce 1934 [1].

Vstupní soubor pro MCNP simulaci

Transport neutronu od monoenergetického zdroje do detektoru (PFZ)

C -----

C Bunky

C -----

```

1 1 -8.96 -2 35 27 -36 imp:n=1 $ cast antianody z medi
2 7 -17.2 -2 26 -27 imp:n=1 $ cast antianody z CuW
3 3 -0.00123 -35 27 -36 imp:n=1 $ dutina v antianode
4 1 -8.96 -2 18 -25 imp:n=1 $ anoda
5 5 -4.00 -11 2 -21 18 : 11 -12 -20 18 imp:n=1 $ izolator (upraveno)
6 1 -8.96 -3 20 -27 imp:n=1
7 1 -8.96 -4 20 -27 imp:n=1
8 1 -8.96 -5 20 -27 imp:n=1
9 1 -8.96 -6 20 -27 imp:n=1
10 1 -8.96 -7 20 -27 imp:n=1
11 1 -8.96 -8 20 -27 imp:n=1
12 1 -8.96 -9 20 -27 imp:n=1
13 1 -8.96 -10 20 -27 imp:n=1 $ katody
14 4 0.0000000618 -13 20 -23 #(-11 20 -21 : -2 21 -23 : -3 20 &
-23 : -4 20 -23 : -5 20 -23 : -6 20 -23 : -7 20 -23 : -8 20 -23 : &
-9 20 -23 : -10 20 -23) imp:n=1 $ vnitrek maleho pouzdra
C
15 4 0.0000000618 -15 23 -28 #(-2 26 -28 : -2 23 -25 : -3 23 &
-27 : -4 23 -27 : -5 23 -27 : -6 23 -27 : -7 23 -27 : -8 23 -27 : &
-9 23 -27 : -10 23 -27) imp:n=1 $ vnitrek velkeho pouzdra
16 2 -7.7 13 -14 20 -23 : 14 -15 22 -23 : 15 -16 22 -28 &
imp:n=1 $ plast (velkeho i maleho) pouzdra
17 2 -7.7 12 -17 19 -20 &
imp:n=1 $ dolni nerez valec
18 6 -2.8 30 -22 -31 32 -33 34 14 imp:n=1 $ stůl
19 2 -7.7 -17 16 22 -24 &
imp:n=1 $ prostredni nerez valec
20 2 -7.7 -17 2 28 -29 &
imp:n=1 $ horni nerez valec
21 2 -7.7 (-37 38 39 -42 : -40 38 42 -43 : &
-40 41 43 -44) 16 imp:n=1 $ diagnosticky port 1 (plast)
22 2 -7.7 -45 46 -47 48 16 imp:n=1 $ diagnosticky port 2 (plast)
23 2 -7.7 16 (-49 50 : -51 52 : -53 54 : -55 56) &
imp:n=1 $ diagnosticky port 3 (plast)
24 3 -0.00123 -18 -1 : 12 18 -19 -1 : 17 19 -20 -1 : 14 20 -30 &
-1 : 30 -22 31 -1 : 30 -22 -32 -1 : 30 -22 33 -31 32 -1 : 30 -22 -34 &
-31 32 -1 : 17 22 -24 -1 : (45 49 51 53 55) (16 -40 37 -42 -1) &
: (-46 : -50 : -52 : -54 : -56) (16 -40 37 -42 -1) &
: -45 46 47 -1 : -45 46 -48 -1 : -37 38 -39 -1 : 16 -38 -43 -1 : -41 43 -1 &
: -40 41 44 -1 : (45 49 51 53 55) (16 40 24 -28 -1) : &
(-46 : -50 : -52 : -54 : -56) (16 40 24 -28 -1) : 17 28 -29 -1 &
: 2 29 -36 -1 : 36 -1 imp:n=1 $ vzduch
25 0 1 imp:n=0 $ zbytek vesmiru

```

C -----

C Povrchy

C -----

1	so	400	\$ obal neprázdné části ulohy
2	cz	1.25	\$ plast anody a antianody
3	c/z	-3.05 0.9 0.4	
4	c/z	-3.05 -0.9 0.4	\$ levý par katod
5	c/z	3.05 0.9 0.4	
6	c/z	3.05 -0.9 0.4	\$ pravý par katod
7	c/z	-0.9 3.05 0.4	
8	c/z	0.9 3.05 0.4	\$ přední par katod
9	c/z	-0.9 -3.05 0.4	
10	c/z	0.9 -3.05 0.4	\$ zadní par katod
11	cz	1.85	\$ povrch (maleho) izolatoru
12	cz	2.45	\$ povrch (velkeho) izolatoru
13	cz	5.55	\$ vnitřní stěna maleho pouzdra
14	cz	6.05	\$ vnitřní stěna maleho pouzdra
15	cz	7.05	\$ vnitřní stěna velkeho pouzdra
16	cz	7.55	\$ vnitřní stěna velkeho pouzdra
17	cz	12.5	\$ povrchy tři nejvnějších valců
18	pz	-22.0	\$ dolní podstava izolatoru
19	pz	-17.7	\$ dolní podstava dolního vnějšího valce
20	pz	-15.7	\$ horní podstava dolního vnějšího valce
21	pz	-11.7	\$ horní podstava izolatoru
22	pz	-7.7	\$ rovina pro definování vnějšího pláště pouzdra
23	pz	-7.2	\$ rovina pro definování vnitřního pláště pouzdra
24	pz	-4.8	\$ horní podstava prostředního vnějšího valce
25	pz	-1.5	\$ horní podstava anody
26	pz	0.5	\$ dolní podstava antianody (začátek CuW)
27	pz	3.5	\$ horní podstava pro katody
28	pz	6.0	\$ dolní podstava vrchního vnějšího valce
29	pz	8.0	\$ horní podstava vrchního vnějšího valce
30	pz	-8.5	
31	px	60	
32	px	-60	
33	py	46	
34	py	-46	\$ dolní stěna a boční stěny stolu
35	cz	0.3	\$ díra v anodě
36	pz	13	\$ horní podstava antianody, konec díry
37	cx	2.25	
38	cx	2.15	
39	px	-50.5	\$ plast pro diagnostický port 1 (vlevo)
40	cx	3.9	
41	cx	3.8	
42	px	63.5	
43	px	63.6	\$ plast diagnostického portu 1 vpravo
44	px	78.7	\$ rovina pro uzavření diagnostického portu 1 vpravo
45	cy	3	
46	cy	2.9	
47	py	35	
48	py	-35	\$ ohraničení diagnostického portu 2
49	RCC	-21 -21 0 21 21 0 1.5	
50	RCC	-21 -21 0 21 21 0 1.4	
51	RCC	-21 -21 0 -13 -13 0 2.25	
52	RCC	-21 -21 0 -13 -13 0 2.15	
53	RCC	0 0 0 20 20 0 2	
54	RCC	0 0 0 20 20 0 1.9	
55	RCC	20 20 0 11 11 0 4.5	
56	RCC	20 20 0 11 11 0 4.4	\$ diagnostický port 3

```

mode n
C -----
C Zdroj
C -----
sdef par=1 pos=0 0 0 erg=2.45 $ monoenergeticky bodovy zdroj
C -----
C Tally
C -----
e5 0 249i 2.5
e15 0 249i 2.5
e25 0 249i 2.5
F5:n -100 -111.8 7 0
F15:n 100 -296.1 7 0
F25:n 0 0 137 0 $ tally F5 s nulovou sferou vyloucení
C -----
C Materialy
C -----
m1 29063.60c -1.0 $ med
m2 6012.50c -0.0006 &
    24052.60c -0.1815 &
    14028.24c -0.0049 &
    28058.60c -0.0802 &
    16032.42c -0.00004 &
    7014.60c -0.0005 &
    15031.24c -0.00026 &
    25055.42c -0.0104 &
    26056.60c -0.7216 $ nerezova ocel &
C (uhlik, chrom, kremik, nikl, sira, dusik, fosfor, mangan, zelezo)
m3 7014.60c -0.7550 &
    8016.60c -0.2320 &
    18000.59c -0.01299999 &
    1001.24c -0.00000001 $ vzduch (dusik, kyslik, argon, vodik)
m4 1002.24c 1 &
    1002.24c 1 $ deuterium
m5 13027.60c 2 &
    8016.60c 3 $ alumina (Al2O3)
m6 13027.60c -0.96 &
    29063.60c -0.04 $ dural (96% Al, 4% Cu)
m7 29063.60c -0.2 &
    74000.55c -0.8 $ CuW (20% Cu, 80% W)
C Pocet historii (iteraci)
nps 50000000

```

MCNP - parametry specifikující plochu

V tabulce A.1 uvádíme některé zkratky spolu s parametry pro popis ploch způsobem.

Zkratka	Typ plochy	Popis plochy	Rovnice plochy	PSP ⁷⁵
p ∨ px ∨ py ∨ pz	Rovina	obecná ∨ kolmá k: x ∨ y ∨ z	$Ax + By + Cz - D = 0$ ∨ $x - D = 0$ $y - D = 0$ $z - D = 0$	A, B, C, D ∨ D
so ∨ s ∨ sx ∨ sy ∨ sz	Sféra	centrovaná v počátku ∨ obecná ∨ centrovaná na ose: x ∨ y ∨ z	$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$ ∨ $(x - \tilde{x})^2 + (y - \tilde{y})^2 + (z - \tilde{z})^2 - R^2 = 0$ ∨ $(x - \tilde{x})^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + (y - \tilde{y})^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + y^2 + (z - \tilde{z})^2 - R^2 = 0$	R ∨ $\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}R$ ∨ $\tilde{x}R$ ∨ $\tilde{y}R$ ∨ $\tilde{z}R$ ∨
c/x ∨ c/y ∨ c/z ∨ cx ∨ cy ∨ cz	válcová plocha	rovnoběžná s osou: x ∨ y ∨ z ∨ ležící na ose: x ∨ y ∨ z	$(y - \tilde{y})^2 + (z - \tilde{z})^2 - R^2 = 0$ $(x - \tilde{x})^2 + (z - \tilde{z})^2 - R^2 = 0$ $(x - \tilde{x})^2 + (y - \tilde{y})^2 - R^2 = 0$ ∨ $y^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + y^2 - R^2 = 0$	$\tilde{y}\tilde{z}R$ $\tilde{x}\tilde{z}R$ $\tilde{x}\tilde{y}R$ R
k/x ∨ k/y ∨ k/z ∨ kx ∨ ky ∨ kz	Kužel	rovnoběžný s osou: x ∨ y ∨ z ∨ ležící na ose: x ∨ y ∨ z	$\sqrt{(y - \tilde{y})^2 + (z - \tilde{z})^2} - t(x - \tilde{x}) = 0$ $\sqrt{(x - \tilde{x})^2 + (z - \tilde{z})^2} - t(y - \tilde{y}) = 0$ $\sqrt{(x - \tilde{x})^2 + (y - \tilde{y})^2} - t(z - \tilde{z}) = 0$ $\sqrt{y^2 + z^2} - t(x - \tilde{x}) = 0$ $\sqrt{x^2 + z^2} - t(y - \tilde{y}) = 0$ $\sqrt{x^2 + y^2} - t(z - \tilde{z}) = 0$	$\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}t^2 \pm 1$ (pro první 3 rovnice) ∨ $\tilde{x}t^2 \pm 1$ $\tilde{y}t^2 \pm 1$ $\tilde{z}t^2 \pm 1$

Tabulka A.1: Uvádí zkratky povrchů a parametry, které je v MCNP specifikují. Nejedná se o vyčerpávající výčet, který lze nalézt v [18].

⁷⁵ Parametry specifikující povrch. Může jich být od jednoho až do deseti.