

**České vysoké učení technické
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky**

**Diagnostika plazmatu
založená na detekci fúzních neutronů**

Bakalářská práce

Autor: Ondřej Šíla
Vedoucí práce: Ing. Daniel Klír, Ph.D.
Akademický rok: 2008/2009

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 15. 7. 2009

Ondřej Šíla

PODĚKOVÁNÍ

Chtěl bych tímto poděkovat vedoucímu mé práce Ing. Danielu Klírovi, Ph.D., za velmi cenné konzultace, které mi v průběhu tvoření této práce vždy s ochotou poskytoval.

ABSTRAKT

Název práce: Diagnostika plazmatu založená na detekci fúzních neutronů

Autor: Ondřej Šíla

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

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

Abstrakt: Tato práce se zabývá diagnostikou deuterionového plazmatu založenou na detekci fúzních neutronů scintilačními detektory a provedenou na aparatuře PF-1000 v Ústavu fyziky plazmatu a laserové mikrofúze ve Varšavě. Práce nejprve seznamuje s principem scintilačního detektoru a s teoretickými základy, na základě kterých jsou pak v experimentální části určovány neutronové energie a z nich vyplývající energie deuterionů v plazmatu výboje plazmatického fokusu.

Klíčová slova: Plazmatický fokus, scintilační detektor, time of flight metoda

Title: Plasma diagnostics based on the detection of fusion neutrons

Author: Ondřej Šíla

Specialization: Physical engineering

Kind of work: Bachelor thesis

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

Abstract: This thesis deals with the diagnostics of deuterium plasma based on the detection of fusion neutrons. The measurement was carried out at the plasma focus PF-1000 device in the Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion in Warsaw. Scintillation probes were used for neutron detection. First, the thesis gives an introduction to the principles of neutron and deuteron kinetic energy estimating methods and also introduces with probe used for the detection. The estimations of neutron and deuteron kinetic energies mentioned in the experimental part of the thesis are based on these principles.

Keywords: Plasma focus, scintillation probe, time of flight method

OBSAH

| | |
|--|----|
| <i>Úvod</i> | 8 |
| <i>1. Pinč</i> | 9 |
| 1.1 Z-pinč efekt..... | 9 |
| 1.2 Bennetova podmínka..... | 10 |
| 1.3 Poruchy a nestability..... | 14 |
| 1.4 Historie Z-pinče..... | 15 |
| 1.5 Význam Z-pinče v termojaderné syntéze..... | 16 |
| 1.6 Základní konfigurace magnetických pinčů..... | 18 |
| 1.7 Shrnutí nynějšího významu pinče ve vědě..... | 19 |
| <i>2. Detekce neutronů fúzního původu</i> | 20 |
| 2.1 Diagnostika fúzních reakcí pomocí neutronů..... | 20 |
| 2.2 Spektrum kinetické energie fúzních neutronů..... | 21 |
| 2.3 Stanovení kinetické energie deutronů z kinetické energie neutronů..... | 22 |
| 2.4 Úhlová anizotropie v počtu neutronů..... | 24 |
| <i>3. Scintilační detektory</i> | 26 |
| 3.1 Typy scintilačních detektorů..... | 26 |
| 3.2 Detekce záření gama scintilačními detektory..... | 26 |
| 3.3 Detekce neutronů scintilačními detektory..... | 27 |
| 3.4 Neutronová detekce se scintilátorem Bicron BC-408..... | 29 |
| 3.5 Scintilační detektor na zařízení PF-1000..... | 31 |
| <i>4. Stanovení energie neutronů a deutronů metodou TOF</i> | 32 |
| 4.1 Stručný popis zařízení PF-1000..... | 32 |
| 4.2 Metoda TOF..... | 33 |
| 4.3 Určování energie neutronů na zařízení PF-1000..... | 35 |
| 4.4 Určení energetického spektra z časového spektra..... | 40 |
| 4.5 Vyobrazení energetického spektra u výstřelu 6540..... | 41 |
| 4.6 Rozlišovací schopnost energie neutronů u výstřelů 8406 a 6540..... | 42 |
| 4.7 Diskuze..... | 44 |
| <i>Závěr</i> | 45 |
| <i>Literatura</i> | 46 |

ÚVOD

Tato práce se zabývá základními poznatky ohledně detekce neutronů, které vznikají jako produkt fúzní reakce dvou srážejících se deutronů. Na současném vědeckém poli má neutronová diagnostika nemálo důležité postavení, neboť se v blízké budoucnosti plánuje spuštění termojaderných zařízení, pro něž budou poznatky z detekce fúzních neutronů jistě velmi důležité. V práci se budeme především zabývat určováním energií neutronů, což se v nynější době jeví jako vhodná diagnostika pro určení energií a teplot slučujících se deutronů.

V posledních 20 letech se neutronová detekce provádí na aparatuře plazmatického fokusu PF-1000 v Ústavu fyziky plazmatu a laserové mikrofúze ve Varšavě. Během svého čtrnáctidenního pobytu v tomto institutu jsem se seznámil se základními částmi zařízení PF-1000 a naučil jsem se zpracovávat neutronové a rentgenové signály ze scintilačních detektorů rozmístěných kolem plazmatického fokusu, ve kterém byly prováděny vysokoproudové výstřely.

Práce se sestává ze čtyř kapitol. První kapitola je věnována teorii, historii a dnešnímu využití Z-pinče, který byl od začátku těžištěm úvah o spuštění řízené termonukleární reakce a jehož princip se objevuje v drtivé většině moderních fúzních koncepcí včetně tokamaků. Ve druhé kapitole jsou uvedeny typy fúzních reakcí, které jsou v dnešní době uvažované pro řízenou fúzi. Je zde kladen akcent na teorii srážek slučujících se deutronů, která vede k získání energetického spektra neutronů a ke vztahům mezi deutronovou a neutronovou energií. Třetí kapitola obeznamuje s principem scintilačních detektorů, které slouží k detekci neutronů, a následně se zabývá parametry scintilačního detektoru použitého na zařízení PF-1000. Čtvrtá kapitola se zabývá experimentálním využitím metody TOF pro určení energie neutronů na aparatuře PF-1000 a využívá zároveň poznatky z druhé kapitoly. Obsahuje tabulkové a grafické výstupy dat, výpočty neutronových a deutronových energií, určení energetického spektra neutronů a závěry, které z analýzy dat plynou.

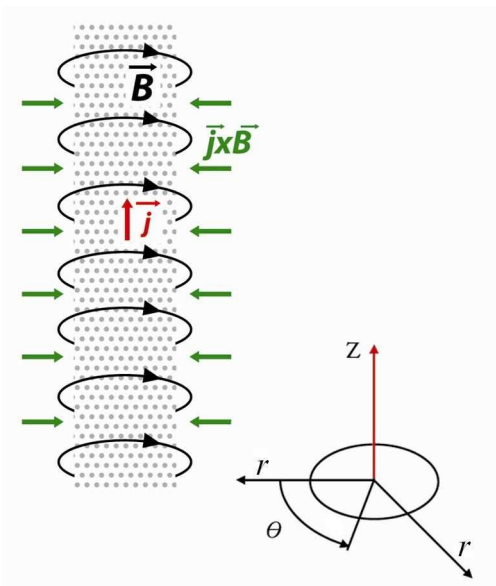
Kapitola 1

PINČ

1.1 Z-pinč efekt

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

Jestliže vezmeme v úvahu, že proud v plazmatu protéká vnitřkem válce, Lorenzova síla bude (už při relativně malém \vec{j}) ze všech stran stlačovat proudový válec radiálním směrem dovnitř k jeho ose. Důsledkem toho bude urychlení 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].



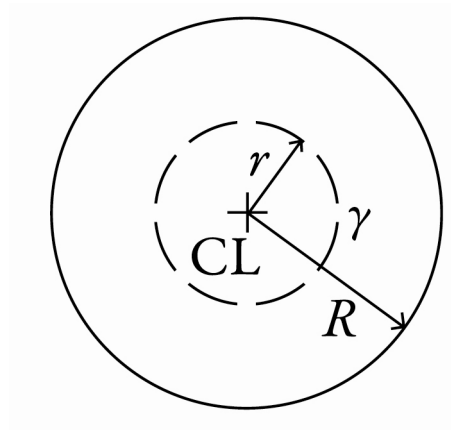
Obrázek 1.1: Pinčový efekt

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

Ideálně bychom chtěli generováním vysokého proudu libovolně zahřívat plazmový sloupec. To nemůžeme, neboť s růstem magnetického tlaku roste i tlak kinetický a v okamžiku, kdy nastane rovnováha těchto tlaků (a pokud bude v tomto okamžiku kinetický tlak dále růst), dojde k expanzi pinče. Vystává otázka, za jakých podmínek dojde k rovnováze magnetického a kinetického tlaku.

1.2 Bennetova podmínka

Jednu z cest, jak výše zmíněnou otázku teoreticky zodpovědět, ilustruje následující obrázek:



Obrázek 1.2: Kruhový průřez proudovým sloupcem. R je poloměr pinče, uvnitř kterého teče proud I . Střed řezu CL představuje centrální linii¹ 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 [2]

$$\vec{\nabla} p = \vec{j} \times \vec{B} \quad (1.1).$$

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

$$I_r = \oint_{\gamma} \vec{H} d\vec{l} \quad (1.2).$$

¹ 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.

Po integraci na pravé straně (1.2) 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

$$I_r = 2\pi r H_\theta \quad (1.3),$$

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

$$j = \frac{I}{\pi R^2} = \frac{I_r}{\pi r^2} \quad (1.4),$$

z něhož vyplývá

$$I_r = I \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (1.5).$$

Dosazením I_r ze vztahu (1.5) do vztahu (1.3) a vyjádřením H_θ dostaneme

$$H_\theta = \frac{B_\theta}{\mu_0} = \frac{I \cdot r}{2\pi R^2} \quad (1.6),$$

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

$$B_\theta = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot r}{2\pi R^2} \quad (1.7).$$

Nyní budeme řešit rovnici (1.1), a sice v cylindrických souřadnicích r , θ , z . Změna kinetického tlaku je nenulová jenom se změnou souřadnice r , takže

$$\vec{\nabla} p = \left(\frac{dp}{dr}, 0, 0 \right) \quad (1.8).$$

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

$$\vec{j} = (0, 0, j_z) \quad , \quad \vec{B} = (0, B_\theta, 0) \quad (1.9, 1.10),$$

z čehož vyplývá

$$\frac{dp}{dr} = \epsilon_{r\theta z} j_{\theta} B_z = -j_z B_{\theta} = -j \cdot B_{\theta} \quad (1.11).$$

Dosazením za j ze vztahu (1.4) a za B_{θ} ze vztahu (1.7) dostaneme obyčejnou diferenciální rovnici

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{I}{\pi R^2} \cdot \frac{\mu_0 \cdot I \cdot r}{2\pi R^2} \quad (1.12).$$

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:

$$\int_{p_0}^p dp' = -\frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 R^2} \int_0^r r' dr' \quad (1.13)$$

a spočítáním integrálu vyjde

$$p = p_0 - \frac{\mu_0 I^2 r^2}{4\pi^2 R^4} \quad (1.14).$$

Vztah (1.14) 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 (1.14) vztah pro tlak na centrální linii:

$$p_0 = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} \quad (1.15).$$

Dosadíme takto vyjádřené p_0 zpět do vztahu (1.14) a vyjde nám [2]

$$p = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (1.16).$$

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

$$p = n_e kT_e + n_i kT_i \quad (1.17),$$

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 (1.16) a (1.17) dostaneme

$$n_e k T_e + n_i k T_i = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (1.18).$$

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

$$n_{iCL} = \frac{n_{eCL}}{Z} \quad (1.19).$$

Vyjádříme n_{eCL} vztahem

$$n_{eCL} = \frac{N_{eCL}}{\pi R^2} \quad (1.20).$$

kde N_{eCL} je počet elektronů vztažený na délku centrální linie proudového sloupce. Aplikací vztahu (1.19) na vztah (1.20) a dosazením nově vyjádřených hustot do vztahu (1.18), kde $r = 0$, dostaneme

$$k \cdot N_{eCL} \left(T_{eCL} + \frac{T_{iCL}}{Z} \right) = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \quad (1.21).$$

Pokud označíme $T_{eCL} + \frac{T_{iCL}}{Z} = T$, potom po vyčíslení konstant na pravé straně (1.21) a vyjádřením proudu dostaneme elegantní tvar podmínky pro rovnovážný pinč [2]

$$I^2 = 10^7 N_{eCL} k T \quad (1.22).$$

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

V historii se objevilo několik pokusů o vytvoření Bennetova rovnovážného pinče, kde měla být v tenkém vlákne z vhodného materiálu na dobu řádově 10^{-3} s vytvořena rovnováha mezi magnetickým a kinetickým tlakem (dnes už by stačil čas 10^{-6} s). Doposud nikdy však neskončily úspěchem. Vytvoření rovnovážného pinče především brání vznik a nezadržitelný růst těžko odstranitelných poruch.

1.3 Poruchy a nestability

V praxi vznikají ve vlákne poruchy, což jsou jednoduše řečeno místa, ve kterých je proudový sloupec více seškrčen než v okolí těchto míst. Tento jev má pozitivní zpětnou vazbu, které říkáme nestabilita, a jakýkoliv výskyt poruchy má tak za následek její rychlé zvětšování, až se v jejím místě proudový sloupec přeruší.

Nyní si pomocí perturbační rovnice popíšeme některé základní nestability. Nestabilitu budeme interpretovat jako poruchu pole, obecně zapsaného ψ . 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 exponenciálou závislou na θ , z a na čase [2].

$$\psi(t, r, \theta, z) = \psi_0(r) + \delta\psi = \psi_0(r) + \psi_1(r) \cdot e^{ik_\theta\theta + ik_z z - i\omega t} \quad (1.23).$$

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

$$\delta\psi(\theta) = \delta\psi(\theta + 2\pi) \quad (1.24).$$

Dostaneme tak rovnici

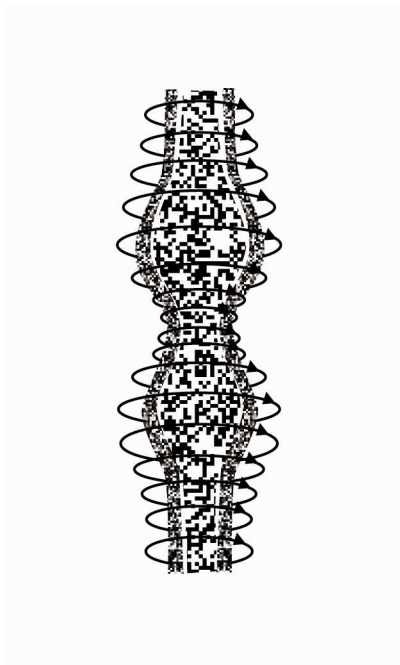
$$\psi_1(r) \cdot e^{ik_\theta\theta + ik_z z - i\omega t} = \psi_1(r) \cdot e^{ik_\theta(\theta + 2\pi) + ik_z z - i\omega t} \quad (1.25).$$

Po triviální úpravě zjistíme, že k_θ může pro splnění této rovnice nabývat hodnot $k_\theta = m \in \mathbb{Z}$.

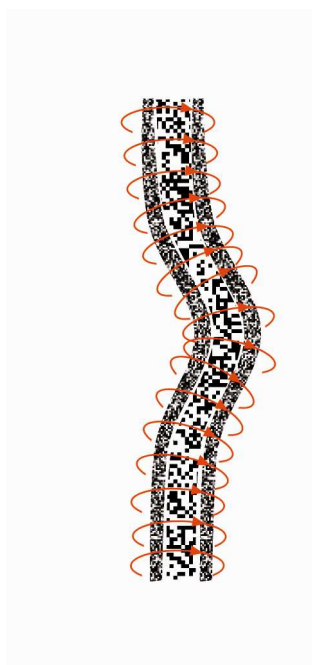
Číslo m nazýváme řád poruchy a výraz (1.23) přepíšeme na

$$\psi(t, r, \theta, z) = \psi_0(r) + \psi_1(r) \cdot e^{im\theta + ik_z z - i\omega t} \quad (1.26).$$

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 1.3: Symetrická nestabilita ($m = 0$).



Obrázek 1.4: Nesymetrická nestabilita ($m = 1$).

V následující části této kapitoly se podíváme, jak nestability v druhé polovině 20. století postupně braly fyzikům naděje na použití pinče jako fúzního reaktoru.

1.4 Historie Z-pinče

Když se v 50. letech 20. století začaly objevovat první představy o uskutečnění energeticky produktivního fúzního procesu v pozemských podmínkách, byl Bennetův pinč jedním z prvních zařízení, o kterém se pro tento účel uvažovalo. Při zahřátí směsi deuteria a tritia protékajícím proudem bylo skutečně detekováno velké množství neutronů, ale nakonec s velkým zklamáním vyšlo najevo, že i když mají neutrony původ ve fúzní reakci, jsou většinou netermálního původu a vznikají občasnými srážkami rychlých iontů deuteria (vzniklých v místech nestabilit, kde je silné elektrické pole), s pomalými [1]. Po tomto zjištění postupně mizely naděje, že bude možno pinč použít jako fúzní reaktor.

V 60. letech pinč zmizel z popředí fúzního výzkumu, zájem o něj ale zcela neuhasl a pokračovalo se v teoretickém studiu rovnovážného pinče. U pinče se především řešily

problémy s nestabilitami, což bylo prováděno skrze zavádění přídavných magnetických polí a složitější geometrie pinče. V tomto období se objevují první úvahy o tokamacích.

V 70. letech začal znovu růst zájem o pinče v souvislosti s rozvojem moderních impulsních proudových zdrojů, které umožnily dosáhnout proudy $10^5 \div 10^6$ A s rychlým náběhem v řádu 10 kA/ns [1]. V této době byl pinč opět posouzen jako nevhodné zařízení pro termojadernou fúzi.

V 80. letech probíhaly v Los Alamos experimenty využívající kapilární výboj s křemíkovou kapilárou o průměru cca 10^{-3} m. Pokusy ukázaly potlačení smyčkových nestabilit a rychlý ohřev plazmatu, který byl provázen emisí rentgenového záření. Teplota uvnitř v kapiláře byla bohužel okamžitě prudce snížena stěnou kapiláry, takže se ani zde pinč nejevil k užití pro termální fúzi. Zato však se na začátku devadesátých let ukázalo vhodné použít kapiláru při konstrukci XUV laseru [3], což je laser produkující záření s vlnovou délkou od 5 nm do 40 nm, tj. na pomezí ultrafialových a rentgenových paprsků.

Na přelomu 80. a 90. let se experimentovalo s prudce rozžhavaným vláknem ze zmraženého deuteria. Stabilita výboje se zdála být velmi vysoká, ale ukázalo se, že se z velké části odvíjela od toho, že jádro vlákna během výboje zůstalo v pevné fázi [1].

V současnosti většina badatelů v oblasti plazmové fyziky považuje původní koncepci Z-pinče v termojaderné fúzi jako neuskutečnitelnou. Jak uvidíme dále, o dost reálněji dnes vypadá využití Z-pinče v oblasti inerciální fúze.

1.5 Význam Z-pinče v termojaderné syntéze

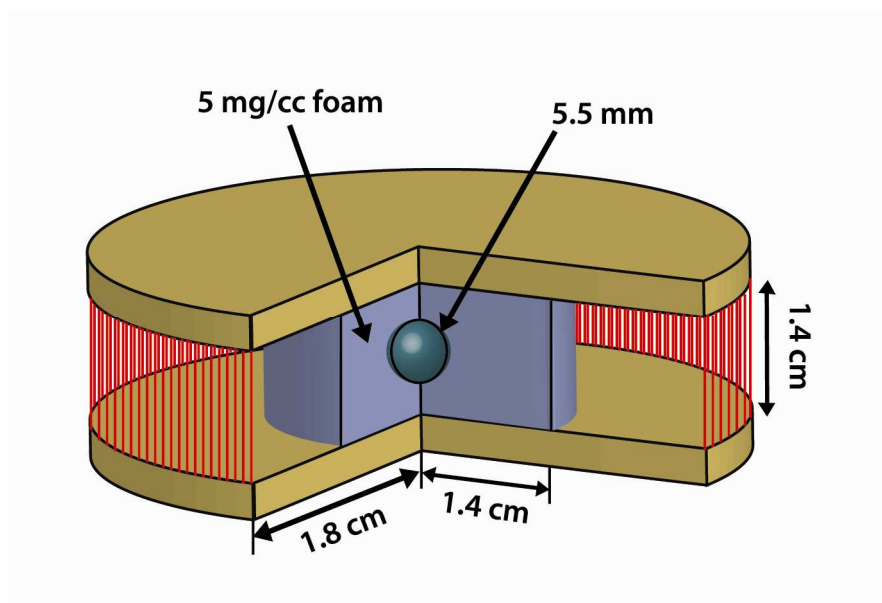
V současné době máme dvě hlavní koncepce, jak využít Z-pinč pro zapálení fúzní reakce. První z nich tkví v přímém ohřátí plazmatu (konkrétně DT plazmatu) pinčovým efektem. Zde jsou dva z několika uvažovaných náčrtků realizace přímého ohřevu [1]:

1) Zapálení reakce pomocí detonační vlny (pocházející například z $m=0$ nestability) ohřívající zbytek plazmatu.

2) Adiabatická komprese magnetizovaného plazmatu. Tento koncept je zajímavý z toho hlediska, že díky slabému magnetickému poli by byly značně zmenšeny ztráty energie pohlcením stěnami.

Více se dnes fyzika Z-pinče orientuje na druhou koncepci, a sice na nepřímý ohřev pomocí záření Z-pinče. Zatím nejslibnější zařízení pro inerciální fúzi se nachází v laboratořích Sandia National Laboratory v Albuquerque v Novém Mexiku. Toto zařízení se jmenuje ZR (doneslé mělo název Z-machine).

Jedna z konfigurací Z-pinče na tomto zařízení, která je uvažovaná pro budoucí zapálení inerciální fúze, je tzv. dynamický hohlraum, jehož schéma je na následujícím obrázku.



Obrázek 1.5: Základní schéma nepřímého ohřevu inerciální fúze [4]. Červeně vyznačené úsečky představují wolframové drátky, modře vyplněný válec je pěnová hmota. V zeleně vyznačeném centru se nachází pelet z materiálu pro zapálení fúze (zpravidla se jedná o zmraženou DT směs).

Dynamický hohlraum je zařízení, ve kterém plazma, které vznikne zahřátím soustavy wolframových drátků Z-pinčovým efektem, naráží (působením síly $\vec{j} \times \vec{B}$) do pěnové hmoty o nízké hustotě (v angličtině nazývané foam). Tato srážka způsobí vznik rázové vlny a emisi rentgenového záření, které je ve foamu efektivně zachyceno. Zachycená energie může sloužit k zapálení inerciální fúze zahřátím kuličky ze zmražené D-T směsi, umístěné v centru zařízení. V současné době se dynamický hohlraum používá ke generování rentgenového záření o energiích převyšujících 200 eV. Teploty, kterých je v zařízení možno dosáhnout, jsou blízko teplotám nutným pro zapálení inerciální fúze a v dohledné době se plánuje jejich dosažení [4].

Doposud jsme hovořili pouze o Z-pinči nebo o soustavě Z-pinčů. Existují ale i jiná provedení, jak realizovat pinčový efekt.

1.6 Základní konfigurace magnetických pinčů

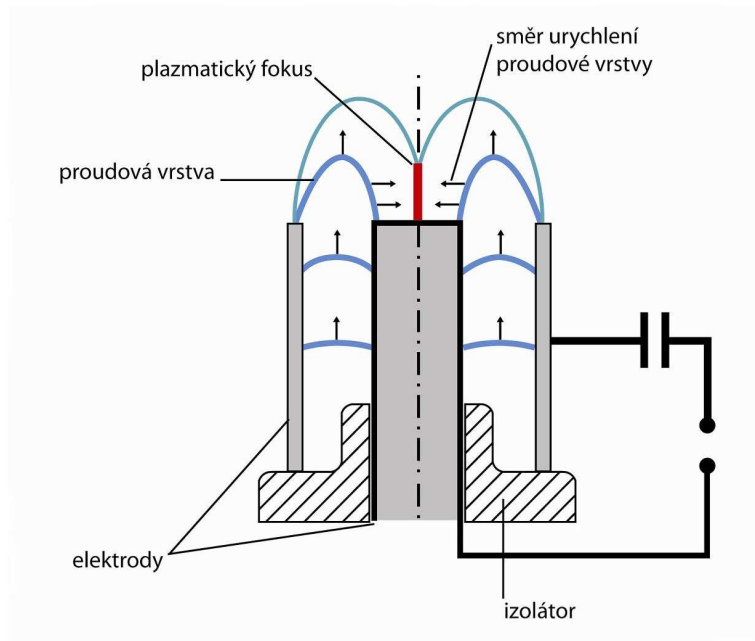
Podle vzájemného uspořádání vektorů magnetického pole a proudové hustoty rozlišujeme dva základní druhy pinčů, a sice Z-pinč a θ -pinč.

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.
- 3) Kapilární výboj, kdy k pinčovému efektu dochází uvnitř tenké kapiláry.
- 4) Plazmatický fokus, jehož elektrody mají koaxiální uspořádání. Vnitřní elektroda má tvar válce. Mezi elektrodami je izolátor, který slouží k vytvoření proudové vrstvy a její následné fokuzaci před vnitřní elektrodou na její ose [5].



Obrázek 1.6: Plazmatický fokus.

1.7 Shrnutí nynějšího významu pinče ve vědě

V současnosti jsou pinče užívané jako krátko-impulzní zdroj rentgenového záření a jejich perspektiva pro budoucí použití v termojaderné syntéze je nemalá, neboť mnoho teorií pro ohřev plazmatu zahrnuje do své koncepce právě princip Z-pinče. Pokud bude řízená fúzní reakce spuštěna, s velkou pravděpodobností se na jejím běhu bude nemalou měrou pinč efekt podílet.

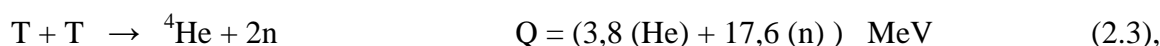
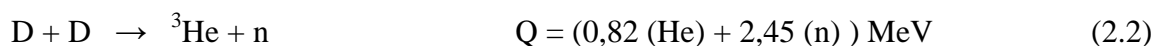
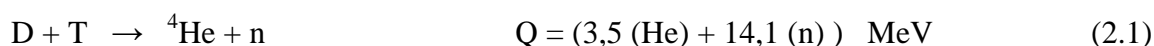
Kapitola 2

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 iontů¹. 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 fúzi.

Rozeznáváme tři hlavní typy fúzních reakcí v plazmatu jakožto směsi deuteria a tritia², při kterých obdržíme jako produkt diagnostikující neutron spolu s heliem nebo izotopem helia. Tyto reakce jsou [7]



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). Vzhledem k tomu, že D-T a T-T reakce produkují příliš rychlé neutrony a že tritium je jedovaté, je pro diagnostické účely nejrozsudnější zkoumat D-D fúzní³ reakci. Navíc platí, že jestliže provedeme diagnostiku v deuterionovém plazmatu, mnohé výpočty a grafy pro D-D reakce budou aplikovatelné i na reakce (2.1) a (2.3).

¹ Míjíme tím jádra vodíkových, deuteronových nebo tritiových atomů.

² Deuteron budeme zkracovat písmenem D a tritium písmenem T.

³ Dále jen D-D reakce.

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. Následující postup pro získání tohoto spektra byl převzat z [7].

Po srážce dvou deuteronů bude platit

$$m_n \overrightarrow{v_{Tn}} + m_\alpha \overrightarrow{v_{T\alpha}} = 0 \quad (2.4),$$

kde $\overrightarrow{v_{Tn}}$, $\overrightarrow{v_{T\alpha}}$ jsou rychlosti neutronu a izotopu⁴ 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

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

kde jsme za posledním rovnítkem použili vztah (2.4). Jestliže v laboratorní soustavě označíme rychlost těžiště \overrightarrow{V} , bude pro rychlost neutronu $\overrightarrow{v_n}$ v laboratorní soustavě platit

$$\overrightarrow{v_n} = \overrightarrow{V} + \overrightarrow{v_{Tn}} \quad (2.6).$$

Kinetická energie neutronu potom bude mít tvar

$$E_n = \frac{1}{2} m_n v_n^2 = \frac{1}{2} m_n \left(V^2 + v_{Tn}^2 + 2\overrightarrow{V} \cdot \overrightarrow{v_{Tn}} \right) \quad (2.7).$$

Vyjádřením $\overrightarrow{v_{Tn}}$ ze vztahu (2.5) a jeho dosazením do vztahu (2.7) dostaneme

$$E_n = \frac{1}{2} m_n V^2 + \frac{m_\alpha}{m_n + m_\alpha} (Q + E_D) + \overrightarrow{V} \sqrt{\frac{2m_n m_\alpha (Q + E_D)}{m_n + m_\alpha}} \cos \vartheta_0 \quad (2.8),$$

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

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

⁴ Což sice není částice α , ale s tímto pracovním označením se budeme přehledněji orientovat v indexech.

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

$$E_n \approx \frac{m_\alpha}{m_n + m_\alpha} Q + \sqrt{\left(\frac{2m_n m_\alpha Q}{m_n + m_\alpha}\right)} \vec{V} \cos \vartheta_0 \approx \overline{E}_n + \sqrt{\left(\frac{2m_n m_\alpha Q}{m_n + m_\alpha}\right)} \vec{V} \cos \vartheta_0 \quad (2.10).$$

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, který nebudeme odvozovat, ale pouze ho napíšeme.

$$E_n(E_D, \vartheta) = E_D \frac{m_n}{2(m_n + m_\alpha)} \left(\cos \vartheta + \sqrt{\frac{m_\alpha}{m_n} \left(1 + \frac{2Q}{E_D}\right) - \sin^2 \vartheta} \right)^2 \quad (2.11).$$

Vztah (2.11) byl převzat z [8]. Úhel ϑ je úhel mezi směrem nalétajícího deuteronu a směrem vylétajícího neutronu v laboratorní soustavě.

Představíme-li si tedy situaci, že jeden letící deuteron naráží na druhý stojící⁵ (jehož energii lze zanedbat) a proběhne D-D reakce, budou mít největší energii neutrony vyprodukované v tomtéž směru jako měl letící deuteron. Energie bude s rostoucím úhlem ϑ klesat a nejmenší energii budou mít ty neutrony, které vyletěly po úhlem $\vartheta = 180^\circ$.

⁵ Tento případ budeme od této chvíle uvažovat.

Vzhledem k tomu, že $\frac{2Q}{E_D} \gg 1$, můžeme napsat, že přibližně platí

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

Vztah (2.12) můžeme přepsat na tvar

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

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

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

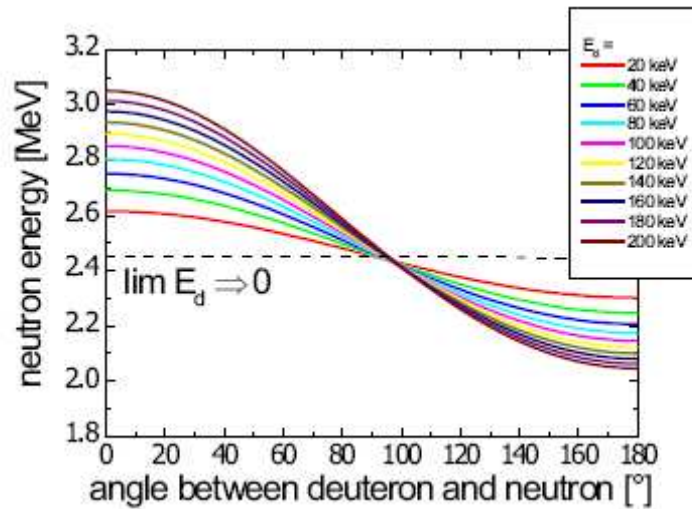
Vyjádříme druhou mocninu této proměnné a budeme se zabývat pouze kořenem se znamínkem plus, který dává fyzikálně smysluplné výsledky⁶.

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

Člen $E_D \cos^2 \vartheta$ ve vztahu (2.15) představuje složku energie pohybujícího se deuteronu ve směru vylétávajícího neutronu. Tento člen označíme $E_{D\parallel}$ a budeme mu říkat podélná složka energie deuteronu. Jelikož ϑ je úhel, který zpravidla neznáme, nemůžeme o E_D dostat více informací než o této její složce.

⁶ Kdybychom zkusili do kořene se znamínkem mínus dosadit naměřené hodnoty energií neutronů ze čtvrté kapitoly, dostávali bychom energie deuteronů v desítkách MeV.

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



Obrázek 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 [9].

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

2.4 Úhlová anizotropie v počtu neutronů

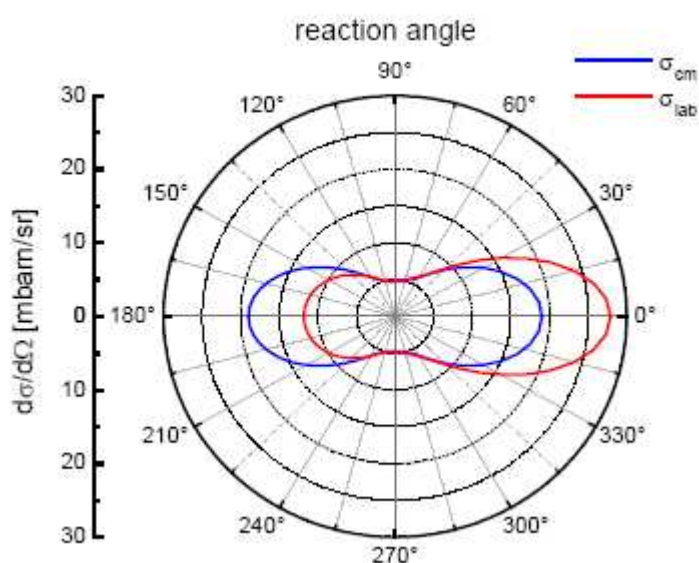
Kromě rozdělení energií vzhledem k úhlu mezi deuteronem a neutronem budeme také zkoumat rozdělení počtu neutronů v závislosti na tomto úhlu. Počet neutronů je úměrný účinnému průřezu D-D reakce, který lze vyjádřit vztahem [10]

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

kde K , A , B , C ... jsou koeficienty úměrné energii dvou srážejících se deuteronů a ϑ_T je úhel mezi směrem letu deuteronu 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 $\cos \vartheta$ 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 tato symetrie, platící v těžišťové soustavě, se transformací do laboratorní soustavy poruší.



Obrázek 2.2: Ukazuje závislost diferenciálního účinného průřezu a účinného průřezu na úhlu ϑ_T . Převzato z [9].

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

Kapitola 3

SCINTILAČNÍ DETEKTORY

3.1 Typy scintilačních detektorů

Jak jsme zmínili na začátku předešlé kapitoly, neutrony jsou vhodný prostředek pro diagnostiku plazmatu díky své nábojové neutralitě. Porovnáním s nabitými částicemi je na druhou stranu komplikovanější je detekovat.

Dnes nejpoužívanější způsoby detekce neutronů se provádí dvěma typy detektorů. První typ tvoří časově integrální detektory, tj. např. detektory dráhové, bublinové nebo termoluminiscenční. Druhý způsob, jak detekovat neutrony, je pomocí časově rozlišených detektorů. Ve zbytku této kapitoly se budeme zabývat druhým uvedeným typem, konkrétně scintilačním detektorem, který je pro zesílení signálu vybaven fotonásobičem.

Před popsáním detekce neutronů si nastíníme princip, jakým scintilační detektory detekují záření gama.

3.2 Detekce záření gama scintilačními detektory

Scintilační detektory detekují tvrdé rentgenové záření v řádovém rozmezí 10^5 až 10^7 eV. Absorpce tohoto záření ve scintilátoru se projevuje emisí fotonů, náležících svou vlnovou délkou do ultrafialového až viditelného spektra, které je schopna detekovat fotokatoda fotonásobiče. Velikost generovaného impulsu na výstupu fotodetektoru je závislá na energii dopadajícího kvanta, a tedy i na energii ionizujícího záření. Proces emise fotonů se souhrnně nazývá luminiscence a máme dva hlavní jevy, při kterých nastává. Prvním z nich je uvolnění elektronu z obalu atomu fotoefektem nebo Comptonovým rozptylem. Ke vzniku volného elektronu může také dojít tvorbou elektron-pozitronového páru. Uvolněný elektron buď excituje jiné elektrony, nebo se ve scintilátoru projeví světelným zábleskem, registrovaným fotokatodou.

Druhým jevem je excitace elektronu, který mezi atomy organické struktury scintilátoru zprostředkovává vazbu π (těmto elektronům se proto někdy říká π -elektrony). K excitaci dochází buď přímo působením ionizujícího záření nebo, jak bylo zmíněno v předchozím

odstavci, prostřednictvím jiného elektronu. Při návratu elektronu na svou původní hladinu z hladiny excitované pak dochází k luminiscenci, kterou rozdělujeme na tzv. fluorescenci (deexcitace z vybuzeného stavu na stav základní klesá exponenciálně a k vysvícení dojde za $\sim 10^{-9}$ s), zpožděné fluorescenci (k vysvícení dochází po $\sim 10^{-6}$ s) nebo fosforescenci (vysvícení po $\sim 10^{-4}$ s) [11].

Pokud by byl scintilátor složen čistě jenom z příslušné organické sloučeniny (např. z polyvinyltoluenu jako u níže uvedeného Bicronu BC-408), byl by mezi energiemi základní a excitované energetické hladiny elektronu tak velký rozdíl, že by záření uvolněné deexcitací atomu mezi těmito dvěma stavy mělo výrazně kratší vlnové délky, nežli má viditelné světlo. Vzhledem k omezené citlivosti fotokatody však záblesk potřebujeme mít v části spektra od viditelného až po ultrafialové záření. Do scintilátoru se proto přidávají speciální stopové příměsi- aktivátory, či také dopanty. Tyto látky v atomech vytvoří mezi hladinou valenční a excitovanou ještě několik dalších energetických hladin. Deexcitace atomu z těchto přidaných hladin na hladinu původní je už provázena viditelným nebo ultrafialovým zářením, které je fotonásobič schopné detekovat.

3.3 Detekce neutronů scintilačními detektory

Částí scintilačního detektoru, do níž vlétají a se kterou interagují neutrony, je scintilátor, který má nejčastěji uhlovodíkovou strukturu. Ta zajišťuje, aby v něm došlo k zachycení neutronu. Obecně se scintilátory rozdělují na dva druhy, a sice z organického a anorganického materiálu. Organické scintilátory jsou buď plastické nebo kapalné a obecně se používají kvůli vysokému procentuálnímu zastoupení vodíku (protonu). Anorganické scintilátory jsou zpravidla monokrystaly či polykrystalické látky s velkým protonovým číslem, a pro detekci neutronů se nehodí.

Vysvětlení, proč se látky s vysokým Z nehodí pro detekci neutronů, můžeme nalézt v následující tabulce.

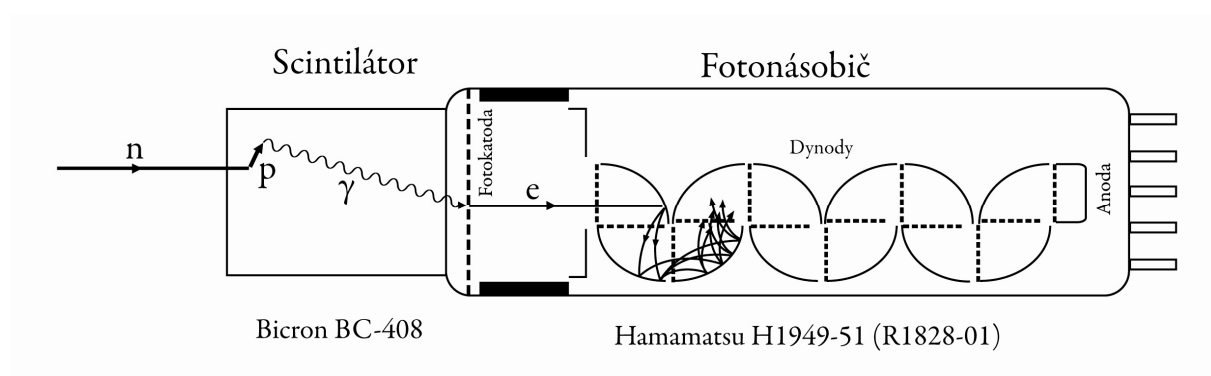
| Nuklid | $E_{\text{rel-max}}$ |
|-------------------|-----------------------|
| ^1H | 0,999 (nebo též 100%) |
| ^2H | 0,89 |
| ^9Be | 0,362 |
| ^{12}C | 0,286 |
| ^{16}O | 0,223 |
| ^{28}Si | 0,134 |
| ^{55}Mn | 0,071 |
| ^{197}Au | 0,02 |

Tabulka 3.1: Udává, jaký může být maximální relativní podíl z celkové kinetické energie neutronu předaný atomu jistého nuklidu. Tento podíl je označený $E_{\text{rel-max}}$. Jak vidíme, s rostoucím Z hodnota $E_{\text{rel-max}}$ klesá, a tedy klesá i schopnost látky zachytit neutron. Údaje byly převzaty z [11].

Při srážce neutronu s vodíkem organické struktury scintilátoru se uvolní proton. Interakcí protonu s organickým materiálem scintilátoru (především srážkami protonů s atomy, při kterých dojde k excitaci a následně k deexcitaci elektronů) vznikne elektromagnetické záření, které je pomocí fotokatody umístěné ve fotonásobiči za scintilátorem převedeno na elektrony. Ty, urychleny elektrickým polem, dopadají na první z několika dynod ve fotonásobiči za fotokatodou a dojde k sekundární elektronové emisi. Elektrony postupně dopadnou na každou z dynod a jejich počet se množí, až na anodě scintilačního detektoru, umístěné na konci fotonásobiče za dynodami, vznikne pozorovatelný elektrický signál. Ve fotonásobiči je nutné, abychom měli od fotokatody až k anodě rostoucí kladný potenciál, což zpravidla obstarává odporový dělič vysokého napětí. Amplituda výstupního signálu je úměrná jak počtu, tak energii neutronů, které interagovaly se scintilátorem. Signál se obvykle zachycuje digitálním osciloskopem, který je připojen na výstup scintilačního detektoru.

3.4 Neutronová detekce se scintilátorem Bicron BC-408

V této kapitole se nyní budeme zabývat plastikovým scintilačním detektorem se scintilátorem Bicron BC-408 a fotonásobičem Hamamatsu H1949-51. Takovýto detektor je v současné době používán pro detekci neutronů na zařízení PF-1000 a byl použit i pro naše měření, jehož výsledky jsou uvedeny v kapitole 4.



Obrázek 3.1: Schéma scintilačního detektoru se scintilátorem Bicron BC-408 [6] a princip převádění neutronového signálu fotonásobičem na signál elektrický. Základní strukturu scintilátoru Bicron BC-408 tvoří polyvinyltoluen (s poměrem počtu atomů vodíku ku počtu atomů uhlíku cca 1,104 a hustotou $1,032 \text{ g/cm}^3$) [13].

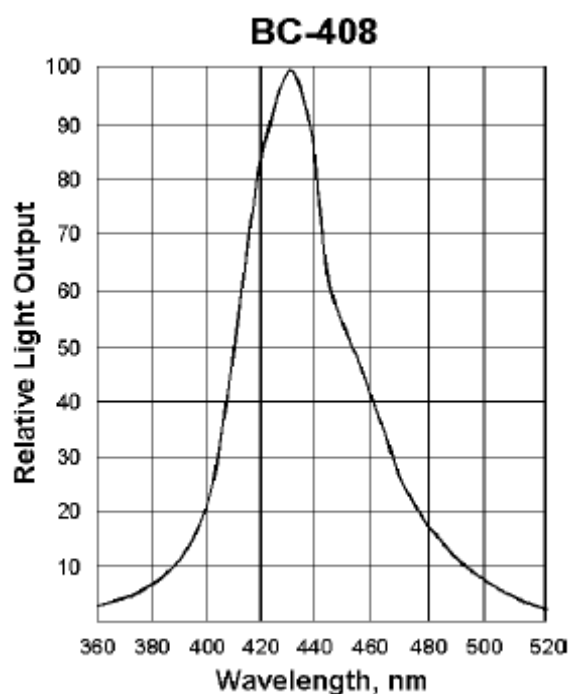
Důležitými parametry scintilátoru jsou konverzní účinnost (podíl energie emitovaného záření a energie absorbovaného ionizujícího záření), luminiscenční spektrum, rychlost nárůstu pulsu, scintilační dosvit, odezva detektoru na různé druhy záření a samozřejmě jeho složení a hustota.

Parametry konkrétního typu scintilátoru zpravidla udává jeho výrobce souhrnně v tabulce. Uvádíme tabulku s parametry scintilátoru BC-408.

| | |
|---|-----------------------------------|
| Konverzní účinnost [% Antracenu ¹] | 64 |
| Náběhová doba [ns] | 0,9 |
| Doba dosvitu [ns] | 2,1 |
| Šířka pulsu, FWHM [ns] | 2,5 |
| Délka klesání výkonu záření na 1/e [cm] | 210 |
| Vlnová délka maximální emise [nm] | 425 |
| Počet vodíkových atomů na cm ³ (×1022) | 5,23 |
| Počet uhlíkových atomů na cm ³ (×1022) | 4,74 |
| Podíl počtu uhlíkových a vodíkových atomů | 1,104 |
| Počet elektronů na cm ³ (×1023) | 3,37 |
| Použití | velkoplošné detektory, TOF metoda |

Tabulka 3.2: Parametry scintilátoru BC-408 uváděné výrobcem [13].

Důležitý údaj, který výrobce scintilátoru též uvádí, je emisní spektrum, což je funkce vlnových délek emitovaných fotonů, jež udává, jakou část představuje počet fotonů každé vlnové délky vzhledem k celkovému počtu emitovaných fotonů.



Obrázek 3.2: Emisní spektrum scintilačního detektoru Bicorn BC-408².

¹ V roce 1948 fyzik P. R. Bell demonstroval, že v antracenuovém scintilátoru lze detekovat neutrony jejich srážkami s protony. Někdy se tak konverzní účinnost vyjadřuje v poměru ke konverzní účinnosti antracenuového detektoru.

² Porovnáním s šestým řádkem tabulky 1 můžeme vidět, že vlnová délka maximální emise je vlnová délka příslušející maximální hodnotě z emisního spektra

3.5 Scintilační detektor na zařízení PF-1000

Na zařízení PF-1000 se před scintilátor BC-408 umísťuje olověná deska tloušťky řádově jednotky cm, se kterou neutrony před vstupem do scintilátoru interagují. Díky vysokému protonovému číslu olovo neutrony nepohlcuje [12] a spíše je jen mírně rozptyluje z původního směru. Hlavní funkce olověné desky je částečné odstínění rentgenového záření, aby nezakrylo neutronový signál. Mimo to je také umístění olova před scintilátor vhodné z toho důvodu, že pokud skrze něj letí monoenergetický neutronový svazek, olovo rozšíří jeho původně bodové spektrum, čímž dostáváme uniformější spektrální citlivost. Na okraji detektoru je rovnoměrně rozmístěn parafín, jehož funkcí je pohlcovat rozptýlené neutrony jdoucí z boku.



Obr. 3.3: Plastový scintilační neutronový detektor se scintilátorem Bicron BC-408. Bílé válečky rozmístěné na kraji symetricky kolem středu detektoru jsou parafín.

Kapitola 4

STANOVENÍ ENERGIE NEUTRONŮ A DEUTERONŮ METODOU TOF

V této kapitole se budeme zabývat určováním energie neutronů produkovaných D-D reakcí na zařízení PF-1000 v Ústavu fyziky plazmatu a laserové mikrofúze ve Varšavě. Z energie neutronů pak budeme následně určovat podélnou složku energie srážejících se deutronů. Nejdříve se stručně seznámíme s experimentálním uspořádáním tohoto zařízení.

4.1 Stručný popis zařízení PF-1000

Údaje uvedené v této podkapitole se vztahují k experimentálnímu uspořádání na PF-1000 v listopadu 2008.

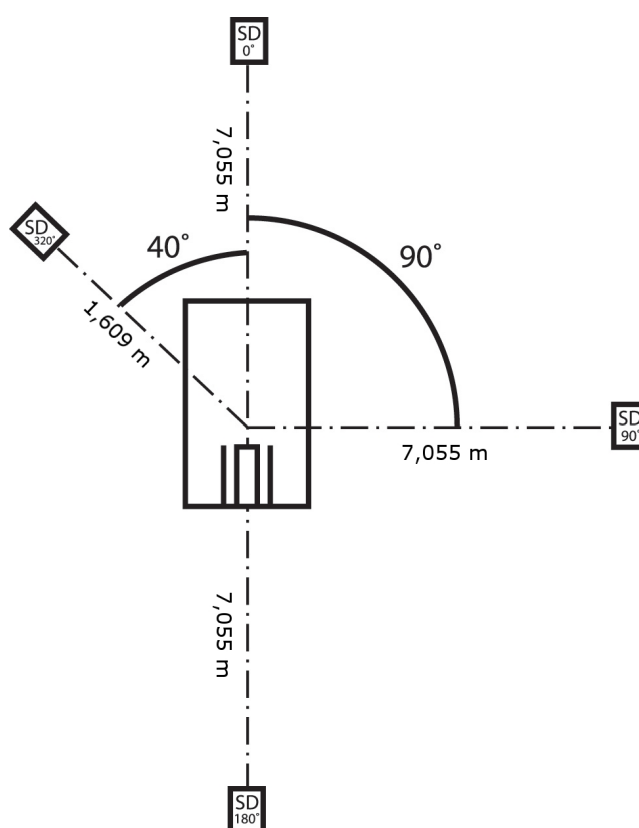
Zařízení PF-1000 je plazmatický fokus. Obě dvě jeho elektrody mají délku cca 0,48 m. Vnější elektroda (katoda) má průměr 0,4 m a tvoří ji 12 tyčí z nerezové oceli rovnoměrně rozmístěných na kružnici kolem osy fokusu. Vnitřní elektroda je z mědi a má tvar válce o průměru podstavy přibližně 0,2 m.

Uzavřený prostor plazmatického fokusu je před uskutečněním výboje vyčerpán turbomolekulární vývěvou na vysoké vakuu a poté napuštěn plynným deuteriem na tlak v rozmezí 1 ÷ 4 hPa. Výboj může dosahovat proudu až 1,8 MA a k jeho vytvoření se využívá soustavy kondenzátorů o napětí 20 ÷ 27 kV. Při výboji probíhají D-D reakce a do okolí proudového sloupce jsou emitovány fúzní neutrony spolu s gama zářením. Počet emitovaných neutronů při výboji o maximálním proudu se pohybuje v řádu 10^{11} a emise fúzních neutronů trvá cca 50 ns.

K detekci rentgenového záření slouží zesilovací mikrokanálková destička (MCP) a křemíková PIN dioda. Údaje o změnách proudu výboje jsou zaznamenávány pomocí Rogowského kroužku. K diagnostickým účelům se také používá 16-ti kanálový

interferometr. Pro interferometrické účely prochází plazmatem laserový svazek, který je detekován laserovým detektorem¹.

Detekce neutronů se provádí pomocí scintilačních detektorů (viz obrázek 3.1 v kapitole 3) rozmístěných v různých vzdálenostech (od 7 m do 84 m) od místa výboje a pod různými úhly vzhledem k ose fokusu.



Obrázek 4.1: Rozmístění scintilačních detektorů (označených SD) užitých v našem měření.

K určení energií neutronů byla při našem zpracování používána metoda time of flight, zkráceně TOF.

4.2 Metoda TOF

Jak už sám název metody² napovídá, její princip tkví ve stanovení času, za který dolétne částice od svého zdroje k detektoru. Poprvé byla tato metoda užitá už v roce 1935.

¹ V podstatě se jedná o diodu.

² Time of flight je anglický ekvivalent pro čas letu nebo také čas doletu.

Z času letu a známé vzdálenosti detektoru od zdroje můžeme určit [6]:

- a) Energii letící částice z její známé hmotnosti.
- b) 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 hmotnost. Příklad 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 níž urychlujeme ionty v elektrickém poli. V jisté³ 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 [14].

Odteď už se budeme zabývat jenom určováním energie neutronů pomocí metody TOF. Relativistický vzorec pro kinetickou energii neutronu má tvar

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

kde m_{0n} je klidová hmotnost neutronu a m_n je hmotnost letícího neutronu. Uvážíme-li, že energie neutronů pocházejících z D-D reakce má hodnoty pohybující se kolem střední energie $E_s = 2,45$ MeV (z níže uvedených výsledků měření soudíme, že rozptyl energií kolem této hodnoty bude cca $\pm 0,5$ MeV), bude rychlost odpovídající této energii činit

$$v \approx \sqrt{\frac{2E_s}{m_n}} \doteq 0,072 c \quad (4.2)$$

a závorku ve vztahu (4.1) můžeme taylorovsky rozvinout pouze do lineárního členu (proměnnou je výraz $\frac{v_n^2}{c^2}$). Dostaneme nerelativistický tvar rovnice (4.1)

$$E_{\text{kn}} = \frac{1}{2} m_n v_n^2 = m_n \frac{s^2}{2t^2} \quad (4.3),$$

³ Vzdálenost závisí na velikosti elektrického pole, které musí být schopno udržet ionty v uspořádaném pohybu, rušeném jejich tepelným pohybem.

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

Z teoretického hlediska je pro přesnost TOF metody velmi důležitý předpoklad, že neutrony jsou produkovány v jednom okamžiku.

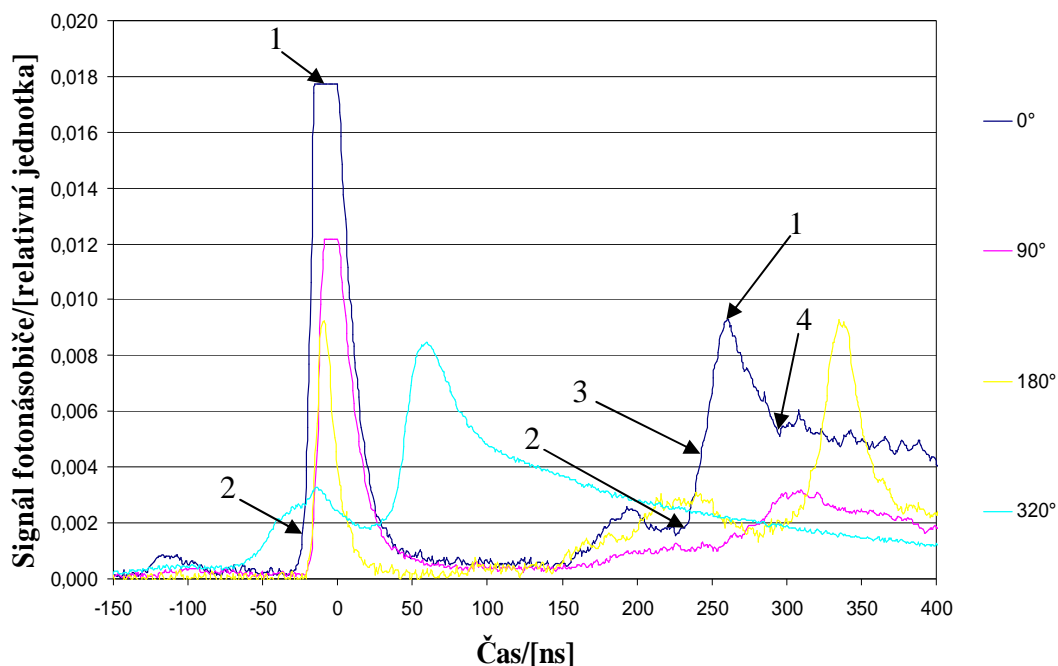
V praxi je samozřejmě nejdůležitější co nejpřesnější určení času letu a přesné změření vzdálenosti detektoru od zdroje neutronů.

Vzdáleností detektoru od zdroje myslíme vzdálenost bodu představujícího střed scintilátoru od místa maximální komprese deuteronového plazmatu (nepřesnost v určení tohoto bodu je cca 5 cm).

4.3 Určování energie neutronů na zařízení PF-1000

Určování neutronové energie metodou TOF budeme ilustrovat třemi výstřely provedenými v plazmatickém fokusu. Jejich pracovní označení jsou 8406, 8411 a 6540. Data pro neutronovou diagnostiku u výstřelů 8406 a 8411 byla zaznamenávána scintilačními detektory rozmístěnými jako na obr. 4.1. U výstřelu s označením 6540 se budeme zabývat určením energie neutronů pouze dvěma detektory pod úhly 0° a 180° , jejichž vzdálenost byla v obou případech 84,22 m.

Jako první uvedeme výstřel 8406.



| Popisek místa v grafu | Část píku ⁴ |
|-----------------------|------------------------|
| 1 | Maximum |
| 2 | Náběh v 10% z maxima |
| 3 | Náběh v 50% z maxima |
| 4 | Doběh v 50% z maxima |

Graf 4.1: Výstřel 8406. Je zde zobrazen neutronový a rentgenový signál registrovaný čtyřmi⁵ scintilačními detektory.

Signály v grafu 4.1 jsou zobrazeny v časovém rozmezí 150 ns před zaznamenáním rentgenového záření až do času 400 ns po registraci rentgenů (první výrazný pík vyskytující se synchronně u každého z detektorů). Vrchol píku rentgenového signálu měřeného detektorem ve 180°⁶ představuje v grafu čas $t=0$. Časový rozdíl mezi neutronovým signálem (nejvýraznější pík detekovaný po rentgenovém píku) a maximum píku rentgenů je tak přímo časová hodnota vybraného místa v neutronovém píku. Pro určení TOF neutronů je třeba k této časové hodnotě ještě připočíst TOF rentgenů, u nichž předpokládáme, že letí k detektoru rychlostí světla.

⁴ Píkem v této kapitole myslíme celou oblast, kde dochází k výraznému vzrůstu a poklesu signálu, nikoliv pouze její maximum.

⁵ Ve výpočtech nás budou zajímat jenom 3 detektory, a sice detektory v 0°, 90° a 180° vzhledem k ose fokusu. Detektor s orientací 320° je užitečný pro jiné účely než je výpočet neutronových energií.

⁶ Tento rentgenový pík je vzhledem k rentgenovým píkům náležejícím detektorům v 0° a 90° nejužší a jeho vrchol je nejspícatější, což nám umožňuje určit dobu maxima rentgenového signálu s nejmenší neurčitostí.

V následující sérii tabulek budeme z hodnot času letu neutronů určovat jejich energii.

| Poloha det. | s /[m] | Čas letu 1-1/[ns] | Energie 1-1/[MeV] | Čas letu 2-2 /[ns] | Energie 2-2/[MeV] |
|-------------|----------|-------------------|-------------------|--------------------|-------------------|
| 0° | 7,055 | 263+24 | 3,16 | 260+24 | 3,23 |
| 90° | 7,055 | 311+24 | 2,32 | 280+24 | 2,82 |
| 180° | 7,055 | 349+24 | 1,87 | 332+24 | 2,05 |

Tabulka 4.1: Určení kinetické energie⁷ neutronů (čtvrtý a šestý sloupec) metodou TOF u výstřelu 8406.

V prvním sloupci tabulky 4.1 jsou uvedeny polohy detektorů, jejichž signál jsme zpracovávali. Vzdálenosti detektorů jsou vypsány ve druhém sloupci. Časový údaj ve třetím a pátém sloupci je z grafu 4.1 určený rozdíl mezi očíslovanými místy v neutronovém a rentgenovém píku. První z dvojice čísel udávajících místo v píku přísluší rentgenovému píku a druhé číslo za pomlčkou se týká píku neutronového. K určení TOF neutronů byl k hodnotě časového rozdílu mezi rentgenovým a neutronovým signálem ještě přičten TOF rentgenového signálu⁸. Energie neutronů byly spočteny vztahem (4.3).

V následující tabulce si uvedeme energie vyplývající z dalších úvah časů letu neutronů.

| Poloha det. | s /[m] | Čas letu 1-3/[ns] | Energie 1-3/[MeV] | Čas letu 1-4 /[ns] | Energie 1-4/[MeV] |
|-------------|----------|-------------------|-------------------|--------------------|-------------------|
| 0° | 7,055 | 247+24 | 3,55 | 278+24 | 2,85 |
| 90° | 7,055 | 280+24 | 2,82 | 356+24 | 1,8 |
| 180° | 7,055 | 332+24 | 2,05 | 360+24 | 1,76 |

Tabulka 4.2: Určování energií neutronů z úvah dalších možných časových rozdílů mezi neutrony a rentgeny.

Ze zjištěných energií neutronů budeme určovat podélnou složku energie deuteronu.

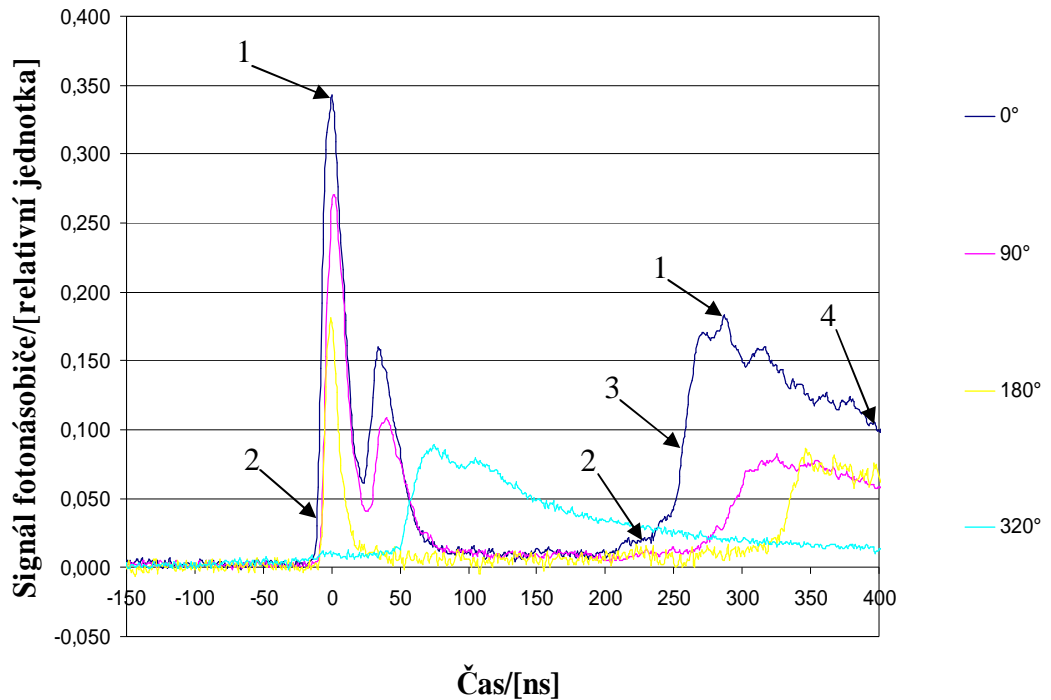
| $E_{d\parallel 1-1}$ /[MeV] | $E_{d\parallel 2-2}$ /[MeV] | $E_{d\parallel 1-3}$ /[MeV] | $E_{d\parallel 1-4}$ /[MeV] |
|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 0,36 | 0,43 | 0,8 | 0,12 |
| 0,02 | 0,1 | 0,1 | 0,4 |
| 0,32 | 0,14 | 0,14 | 0,45 |

Tabulka 4.3: Určení podélné složky energie deuteronu z energie neutronu. K výpočtu jsme použili vztah (2.15).

⁷ Dále jen energie.

⁸ Tedy čas $t = \frac{s}{c}$.

Budeme se teď zabývat výstřelem 8411.



Graf 4.2: Výstřel 8411. Komentář viz graf 4.1.

Při určování energií neutronů z grafu 4.2 budeme postupovat stejně jako u výstřelu 8406.

| Poloha det. | s /[m] | Čas letu 1-1/[ns] | Energie 1-1/[MeV] | Čas letu 2-2 /[ns] | Energie 2-2/[MeV] |
|-------------|----------|-------------------|-------------------|--------------------|-------------------|
| 0° | 7,055 | 287 | 2,69 | 263 | 3,16 |
| 90° | 7,055 | 322 | 2,17 | 286 | 2,7 |
| 180° | 7,055 | 348 | 1,88 | 333 | 2,04 |

Tabulka 4.4: Určení energie neutronů metodou TOF u výstřelu 8411.

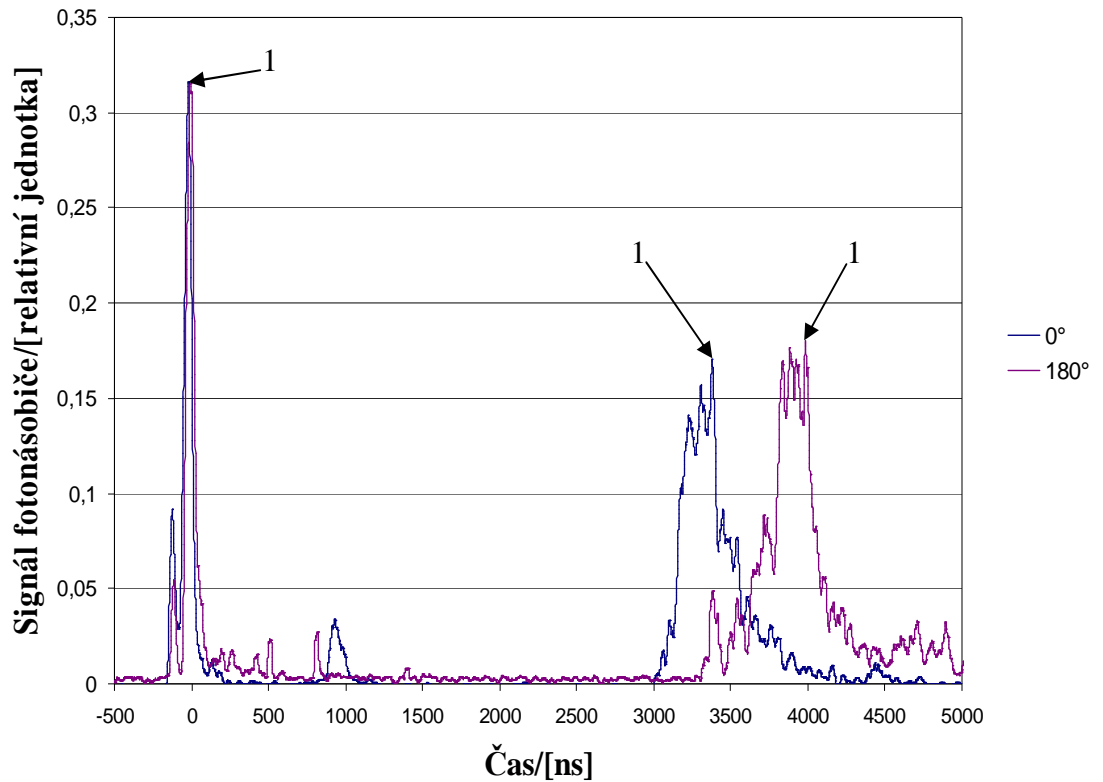
| Poloha det. | s /[m] | Čas letu 1-3/[ns] | Energie 1-3/[MeV] | Čas letu 1-4 /[ns] | Energie 1-4/[MeV] |
|-------------|----------|-------------------|-------------------|--------------------|-------------------|
| 0° | 7,055 | 260 | 3,23 | 371 | 1,67 |
| 90° | 7,055 | 290 | 2,64 | 375 | 1,63 |
| 180° | 7,055 | 334 | 2,03 | 420 | 1,32 |

Tabulka 4.5: Určení energie neutronů z úvah dalších možných časových rozdílů mezi neutronovým a rentgenovým píkem.

| $E_{d\parallel 1-1}$ /[MeV] | $E_{d\parallel 2-2}$ /[MeV] | $E_{d\parallel 1-3}$ /[MeV] | $E_{d\parallel 1-4}$ /[MeV] |
|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 0,04 | 0,36 | 0,43 | 0,6 |
| 0,07 | 0,05 | 0,03 | 0,66 |
| 0,3 | 0,15 | 0,16 | 1,39 |

Tabulka 4.6: Určování podélné složky energie deuteronu $E_{d\parallel}$ z energie neutronu vztahem (2.15).

Dále budeme pracovat s daty z výstřelu 6540.



Graf 4.3: Výstřel 6540. Časové spektrum určené dvěma scintilačními detektory vzdálenými v 84,22 m a umístěnými v 0° a 180°.

| Poloha det. | s/[m] | Čas letu 1-1/[ns] | Energie 1-1/[MeV] | $E_{d\parallel 1-1}$ [MeV] |
|-------------|-------|----------------------|----------------------|----------------------------|
| 0° | 84,22 | 3394+281 | 2,74 | 0,06 |
| 180° | 84,22 | 3925+281 | 2,09 | 0,16 |

Tabulka 4.7: Stejným způsobem jako u výstřelů 8406 a 8411 jsme u dvou detektorů určili energii neutronů a podélnou složku energie deuteronů.

V následující analýze signálů se budeme zabývat určením energetického spektra neutronů a chybami, jakých se můžeme při stanovení energie dopustit.

4.4 Určení energetického spektra z časového spektra

Energetické spektrum f_E dostaneme transformací časového spektra f_t vztahem [6]

$$f_E = f_t \left| \frac{dt(E)}{dE} \right| = f_t \sqrt{\frac{ms^2}{2E}} = f_t \frac{t}{2E} \quad (4.4),$$

kde t je TOF neutronů a E je energie příslušná tomuto času vztahem (4.3).

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

$$dE = -m \frac{s^2}{t^3} dt = -2 \frac{E}{t} dt \quad (4.5)$$

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

$$\Delta E = \frac{2E}{t} \Delta t \quad (4.6).$$

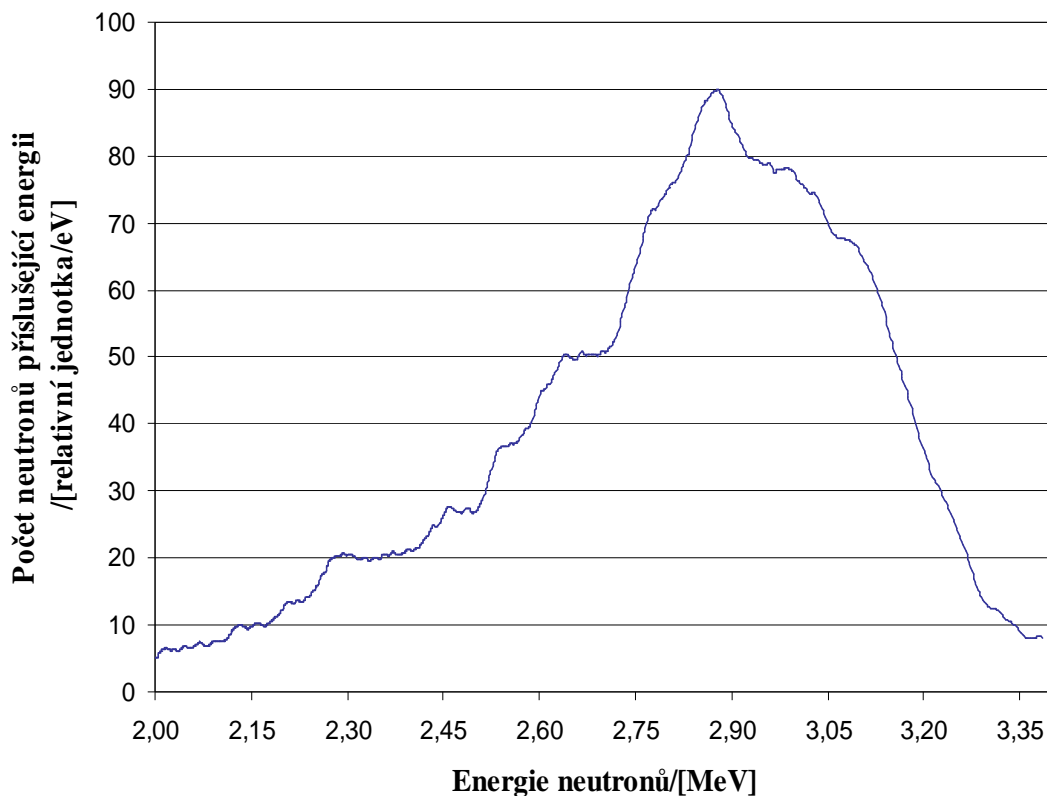
Znaménko mínus jsme zanedbali, neboť nás zajímá pouze velikost chyby.

Ze vztahu (4.6) vyplývá, že čím větší TOF neutronů máme, tím je chyba v určení jejich energie menší. V praxi tak platí, že není vhodné tvořit energetické spektrum na základě signálů z blízkých detektorů, do kterých neutrony letí krátkou dobu.

Kromě chyby v energii (4.6) také musíme počítat s chybou danou tím, že jsou neutrony tzv. rozptýlené, což znamená, že během své cesty k detektoru interagovaly s prostředím, kterým se šířily, a ztratily tím malou část své původní energie.

4.5 Vyobrazení energetického spektra u výstřelu 6540

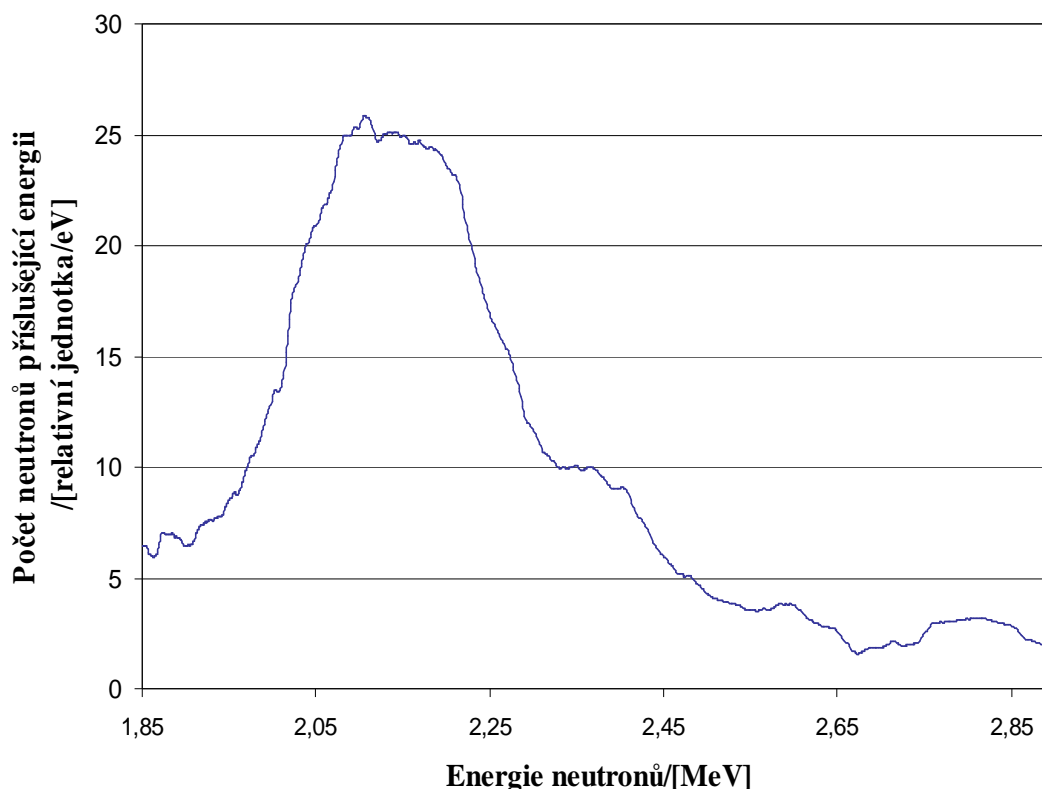
Následující dva grafy ukazují energetické spektrum získané z časových signálů detektorů v 0° a 180° při výstřelu 6540. Grafy byly vytvořeny tímto způsobem: Převodli jsme časové hodnoty na vodorovné ose grafu 4.3 do hodnot energií vztahem (4.3) a časové spektrum na svislé ose tohoto grafu jsme transformovali do energetického spektra pomocí vztahu (4.4). Dostali jsme zašuměný průběh, a tak jsme křivku ještě vyhladili pomocí metody plovoucího průměru.



Graf 4.4: Výstřel 6540. Energetické spektrum neutronů určené z časového spektra detektoru v 0° .

Ze spektra grafu 4.4 je vidět, že nejvíce neutronů, které letěly do detektoru v 0° , mělo energie v přibližném rozmezí $2,8 \div 2,9$ MeV.

Uvádíme energetické spektrum druhého vzdáleného detektoru.



Graf 4.5: Výstřel 6540. V grafu je zobrazeno energetické spektrum neutronů letících do detektoru ve 180°.

4.6 Rozlišovací schopnost energie neutronů u výstřelů 8406 a 6540

Rozlišovací schopností neutronové energie zjištěné metodou TOF chápeme odhad chyby, které se při stanovení této energie dopouštíme [6]. Označme rozlišovací schopnost ΔE . K zjištění ΔE použijeme vztah (4.6). Za předpokladu, že známe čas letu neutronů i k němu příslušnou energii, zůstává otázkou, jaké zvolit Δt pro výpočet rozlišovací schopnosti.

Vhodné je dosadit za Δt pološířku⁹ rentgenového píku, která se jeví jako dobrá první aproximace chyby, které se můžeme dopustit při odečítání času rentgenového signálu od času signálu neutronového. Za odchylku Δt se také někdy dosazuje pološířka píku neutronů registrovaných na velmi blízkém detektoru. V případě naší experimentální konfigurace by to byl detektor v 320°.

⁹ Pološířkou máme na mysli šířku píku na té hladině svislé osy, kde nabývá poloviny ze svého maxima. Pološířka bývá někdy označována zkratkou FWHM, což plyne z anglického názvu full width at half maximum.

Na základě časů a energií neutronů vybraných z tabulek 4.1 a 4.7 si spočteme rozlišovací schopnosti u blízkých a dalekých detektorů.

| Poloha detektoru | Pološířka rentgenového píku/[ns] | Rozlišovací schopnost/[MeV] |
|------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| 0° | 28 | 0,67 |
| 90° | 25 | 0,37 |
| 180° | 13 | 0,14 |

Tabulka 4.8: U výstřelu 8406 jsme stanovili hodnoty rozlišovací schopnosti energie neutronů pro detektory v 0°, 90° a 180°. K vypočtení rozlišovací schopnosti jsme použili vztah (4.6). Za Δt jsme dosadili pološířku rentgenového píku ze signálu příslušného detektoru a za t a E jsme dosadili hodnoty časů a energií z třetího a čtvrtého sloupce tabulky 4.1.

| Poloha detektoru | Pološířka rentgenového píku/[ns] | Rozlišovací schopnost/[MeV] |
|------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| 0° | 56 | 0,08 |
| 180° | 61 | 0,06 |

Tabulka 4.9: Rozlišovací schopnost energie neutronů pro detektory u výstřelu 6540, spočtená vztahem (4.6). Za Δt jsme dosadili pološířku příslušného rentgenového píku z grafu 4.3 a za t a E jsme dosadili hodnoty časů a energií ze třetího a čtvrtého sloupce tabulky 4.7.

Porovnáním tabulek 4.8 a 4.9 vidíme, že určení energie neutronů metodou TOF je až o řád přesnější u detektorů v cca 84 m než u detektorů v přibližně 7 m.

U výstřelu 6540, kde jsme zatíženi o dost menší chybou, opravíme energie neutronů o odpovídající hodnoty rozlišovací schopnosti. Tyto hodnoty budeme k oběma energiím přičítat, neboť předpokládáme, že jsou neutrony rozptýlené, a tedy by měla být skutečná hodnota energie větší. Uvádíme tabulku s opravenými energiemi neutronů a novými hodnotami deuteronových energií, vzešlými z těchto oprav.

| Poloha detektoru | Opravená energie 1-1/[MeV] | Opravená hodnota $E_{d 1-1}$ /[MeV] |
|------------------|----------------------------|-------------------------------------|
| 0° | 2,83 | 0,1 |
| 180° | 2,16 | 0,08 |

Tabulka 4.10: V druhém a třetím sloupci jsou opravené energie neutronů a deuteronů z tabulky 4.7.

4.7 Diskuze

U všech výstřelů uvedených v této kapitole považujeme energii 1-1 za odhad energie většiny neutronů letících do detektoru. Energie 2-2 představuje nejmenší odhad maximální energie neutronů, energie 1-3 je odhad maximální neutronové energie a energii 1-4 bereme jako odhad nejmenší energie neutronů.

Za relativně přesnou aproximaci energie neutronů a deuteronů považujeme hodnoty v tabulce 4.10. Kvantitativně zde odhadujeme energii slučujících deuteronů na cca 100 keV.

Pokud v grafech 4.1 a 4.2 bez žádného měření pouze oceníme vzájemnou polohu neutronových signálů z detektorů v 0° , 90° a 180° , můžeme ihned říci, že energie neutronů mají své maximum na detektoru v 0° a s rostoucím úhlem umístění detektoru klesají. To znamená, že se rozložení energií neutronů v závislosti na úhlu polohy detektoru vyvíjí stejně jako rozložení neutronové energie v závislosti na úhlu ϑ mezi směrem letu neutronu a směrem pohybujícího se deuteronu. Úhel polohy detektoru se tedy zdá totožný s úhlem ϑ , což vede k domněnce, že ke srážkám deuteronů dochází převážně ve směru osy plazmatického fokusu a letící deutron bude ke stojícímu směřovat od anody fokusu k detektoru v 0° .

Tuto domněnku nám potvrzuje zjištěné spektrum energií u dalekých detektorů v grafech 4.4 a 4.5. Z těchto grafů vidíme, že z celkového počtu neutronů do detektoru v 0° jich nejvíce letí o energii cca o 0,4 MeV větší než je střední energie 2,45 MeV, zatímco v celkovém počtu neutronů vlétajících do detektoru ve 180° dominují počtem neutrony s přibližně o 0,4 MeV menší energií než střední. Vzhledem k větším energiím neutronů vlétajících do detektoru v 0° se stejnou úvahou jako v předchozím odstavci znovu jeví, že bude při fúzních srážkách převažovat směr rychlého deuteronu od anody k tomuto detektoru.

Uvážením, že rozdělení energií neutronů je anizotropní a že se deuterony převážně srážejí v jednom směru, docházíme k závěru, že podstatná většina D-D reakcí nebyla v našem měření termální a probíhala srážkou deuteronu, který byl urychlený silným elektrickým polem, s chladným terčem.

ZÁVĚR

Během vypracovávání bakalářské práce jsem se seznámil se základními poznatky z teorie neutronové detekce jako jsou např. základy teorie D-D reakce, určení podélné složky energie deuteronu z energie neutronu, princip detekce neutronů scintilačními detektory, základy metody TOF a stanovení chyby v určení energie.

Analýzou signálů z výstřelů 6540, 8406 a 8411 jsme vytvořili tabulkové a grafické výstupy, ze kterých byly vyvozeny následující závěry:

Úvaha časových rozdílů mezi různými místy v neutronovém a rentgenovém píku časového spektra nám pomocí metody TOF umožňuje kvantitativně odhadnout energie neutronů vlétajících do detektoru. Významné jsou pro nás přitom energie 1-1, resp. 2-2, resp. 1-3, resp. 1-4, kterými odhadujeme energii většiny neutronů, resp. nejmenší hodnotu maximální energie neutronů, resp. maximální, resp. minimální hodnotu neutronové energie.

Stanovením rozlišovací schopnosti u výstřelů s blízkými a dalekými detektory bylo potvrzeno, že přesné určení energetického spektra metodou TOF je možné pouze u dalekých detektorů. Chyba v energii stanovená dalekým detektorem, umístěným přibližně v 84 m od zdroje, byla o řád menší než u blízkého detektoru v cca 7 m.

Pro výstřel 6540, u něhož je stanovení energií nejpřesnější, jsme odhadli energii slučujících se deuteronů hodnotou 100 keV.

Na základě rozložení neutronové energie vzhledem k poloze detektoru jsme usoudili, že se deuterony převážně srážejí ve směru rovnoběžném s osou fokusu, přičemž pohyb rychlého deuteronu je ve směru od anody k detektoru v 0° .

LITERATURA

- [1] KLÍR, D. *The Study of a Fibre Z-Pinch*. Praha: FJFI ČVUT, 2005. 179 s.
- [2] KULHÁNEK, P. *Teorie plazmatu* (studijní text pro FJFI ČVUT). Praha: FJFI ČVUT, 2008. 251 s.
- [3] SRBA, J. *Kapilární výboj pro technologické aplikace*. Praha: FEL ČVUT, 2002. 23 s.
- [4] SANFORD, T. W. L. *Overview of the Dynamic-Hohlraum X-ray Source at Sandia National Laboratories* (Sandia report). California: Sandia National Laboratories, 2007. 31 s.
- [5] KUBEŠ, P. *Impulzní silnoproudé výboje a jejich diagnostika* (studijní text pro doktorské studium). Praha: FEL ČVUT, 2004. 83 s.
- [6] ŘEZÁČ, K. *Time-resolved Energy Neutron Spectra in Fusion Reactions* (study report). Praha: FEL ČVUT, 2006. 26 s.
- [7] HUTCHINSON, I. H. *Principles of plasma diagnostics*. 2. vydání. London: Cambridge University Press, 2005. 460 s.
- [8] 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.
- [9] 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.
- [10] VLASOV, N. A. *Neutrony*. 1. vydání. Praha: Československá akademie věd, 1956. 81 s.
- [11] KREJČÍ, V. *Scintilační detektory*. České Budějovice: Jihočeská universita v Českých Budějovicích, 2002. 18 s.
- [12] L'ANNUNZIATA, M. F. *Handbook of Radioactivity Analysis*. 2. vydání. California: Academic Press, 2003. 1326 s.
- [13] Saint-Gobain Crystals. Plastic scintillators [online]. Aktualizováno v lednu 2009 [cit. 2009-07-14]. Dostupné na <http://www.detectors.saint-gobain.com/Data/Element/Node/Category/Category_edit.asp?ele_ch_id=C00000000000000001855&Lang=US>
- [14] 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.