

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta elektrotechnická



Vliv tvaru anody plazmatického fokusu na produkci rentgenového záření a neutronů

Diplomová práce

Bc. Jan Novotný

Praha, květen 2021

Studijní program: Elektrotechnika, energetika a management

Studijní obor: Elektroenergetika

Vedoucí: Ing. Jakub Cikhardt, Ph.D.

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Novotný** Jméno: **Jan** Osobní číslo: **459200**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra fyziky**
Studijní program: **Elektrotechnika, energetika a management**
Specializace: **Elektroenergetika**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Vliv tvaru anody plazmatického fokusu na produkci rentgenového záření a neutronů

Název diplomové práce anglicky:

Effect of anode shape on hard x-ray and neutron emission in a dense plasma focus

Pokyny pro vypracování:

Práce je zaměřena na experimentální výzkum fyziky plazmatu na zařízeních typu plazmatický fokus. Při použití deuteriového pracovního plynu dochází při těchto experimentech k produkci intenzivního rentgenového záření a neutronů z D+D jaderných fúzních reakcí.

1. Práce by měla obsahovat stručný úvod do problematiky.
2. Navrhněte anody různých tvarů vhodné pro experimenty na zařízení PFZ-200.
3. Zpracujte experimentální data získaná pomocí neutronové a rentgenové diagnostiky.
4. Posuďte vliv tvaru elektrody na produkci rentgenového záření a neutronů.
5. Zohledněte vliv tlaku pracovního plynu.
6. Porovnejte výsledky dosažené na zařízení PFZ-200 s experimenty na jiných plazmatických fokusech.

Seznam doporučené literatury:

- [1] M.A. Liberman, J.S.D. Groot, A. Toor, R.B. Spielman: Physics of High-Density Z-Pinch Plasmas (1998)
- [2] G.F. Knoll: Radiation Detection and Measurement (2010)
- [3] M. Scholz: Plasma-focus and controlled nuclear fusion, (2014)
- [4] D. D. Ryutov, et al., The physics of fast Z pinches, Rev. Mod. Phys. 72, pp. 167 (2000)
- [5] M. G. Haines, A review of the dense Z-pinch, Plasma Phys. Controlled Fusion 53, no. 9, (2011)
- [6] N. Talukdar, et al., Comparative study of neutron emission from a plasma focus device using two different anode shapes, Phys. Plasmas, vol. 23, no. 5, (2016)
- [7] A. Link, et al., Particle-in-cell modeling for mj scale dense plasma focus with varied anode shape, AIP Conf., vol. 1639, no. 1, (2014)
- [8] A. Schmidt et al., Fully kinetic simulations of megajoule-scale dense plasma focus, Phys. Plasmas, vol. 21, no. 10, (2014)
- [9] F.F. Chen: Úvod do fyziky plazmatu (1984)

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

Ing. Jakub Cihakrdt, Ph.D., katedra fyziky FEL

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **21.01.2021**

Termín odevzdání diplomové práce: **21.05.2021**

Platnost zadání diplomové práce: **30.09.2022**

Ing. Jakub Cihakrdt, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Mgr. Petr Páta, Ph.D.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Poděkování

Autor této práce by rád poděkoval především svému vedoucímu Ing. Jakubu Cikhardtovi, Ph.D. za dlouhodobou spolupráci a vedení této diplomové práce. Další poděkování členům skupiny silnoproudých výbojů za podporu s uskutečněním experimentů na PFZ-200 a za možnost podílet se na zahraničních experimentálních kampaních na PF-1000 a PF-24. Poděkování patří též doc. Ing. Josefu Kravárikovi, CSc. za umožnění rozsáhlého experimentu na plazmatickém fokusu PFZ-200 na katedře fyziky FEL ČVUT. Patří se poděkovat také Josefu Hánovi za rozsáhlou technickou podporu v průběhu experimentů a Petru Mihalovovi za výrobu všech testovaných elektrod.

Výzkumné projekty spojené s touto prací byly podporovány z následujících grantů: Ministerstvo školství mládeže, a tělovýchovy České republiky č. LTT17015 a č. CZ.02.1.01/0.0./0.0/16_019/0000778; IAEA CRP RC-19253; GACR19-02545S; LTAUSA17084; ČVUT grant č. SGS19/167/OHK3/3T/13.

Prohlášení

Pohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne 21. května 2021

.....

Abstrakt

Cílem této práce je experimentální výzkum vlivu tvaru anody plazmatického fokusu PFZ-200 na produkci neutronů a rentgenového záření. Součástí práce je rovněž optimalizace tlaku pracovního plynu ve vakuové komoře plazmatického fokusu v níž jsou výstřely prováděny. Výsledky provedených experimentů jsou podrobeny počítačovým simulacím v tzv. Lee modelu a dále porovnány s většími plazmatickými fokusy PF-24 a PF-1000.

Klíčová slova

Plazmatický fokus, silnoproudé výboje, neutronové zdroje, tvary elektrod

Abstract

The main goal of this thesis is the experimental research of the influence of anode shape on neutron and X-ray production. Part of this thesis is focused on working gas pressure optimization. Experimental results are compared with numerical simulations in the so-called Lee code and compared with larger plasma foci PF-24 and PF-1000.

Key words

Plasma focus, high-power discharges, neutron source, electrode shapes

Obsah

Úvod	xvii
1 Z-pinčový výboj	1
1.1 Historie - <i>Od blesků k fokusu</i>	1
1.2 Rovnovážený pinč	3
1.3 Nestability	6
1.4 Produkce neutronů	7
1.5 Implozní modely	9
1.5.1 Snowplow model	9
1.5.2 Slug model	10
1.5.3 Lee model	12
2 Diagnostika	14
2.1 Neutronová diagnostika	14
2.1.1 Aktivační čítače	15
2.1.2 Time-of-flight detektory	16
2.1.3 Bublínkové detektory BD-PND	16
2.2 Laserová diagnostika	17
2.2.1 Interferometr	17
2.2.2 Šlívová metoda (Schlieren)	19
2.3 MCP	20
2.4 Rogowského kroužek	21
3 Experimentální zařízení	23
3.1 PFZ-200	23
3.1.1 Elektrické parametry PFZ-200	25

3.2	PF-1000	27
3.3	PF-24	28
4	Experimenty	30
4.1	Experiment na PFZ-200	30
4.1.1	Elektrody	31
4.1.2	Neutronové zisky	34
4.1.3	Měření doby do pinče	38
4.1.4	Produkce rentgenového záření na PFZ-200	42
4.1.5	Vizualizace z-pinčového plazmatu na PFZ-200	44
4.1.6	Porovnání s Lee modelem	48
4.2	Porovnání s experimenty na PF-24	51
4.3	Porovnání s experimenty na PF-1000	53
	Závěr	57
	Literatura	60
	Příloha A - Výkresy elektrod	66

Seznam obrázků

1.1	Marunův generátor z leydenských lahví.	2
1.2	Pinčový jev.	5
1.3	Nestability a) symetrická ($m = 0$), b) nesymetrická ($m = 1$).	7
2.1	SAC detektor při experimentech na PFZ-200.	15
2.2	Plastikový scintilátor BC-408 v ToF detektoru.	16
2.3	BD-PND detektor.	17
2.4	Základní schéma Mach-Zehnderova interferometru.	18
2.5	Schéma Šlírovy metody.	20
2.6	Micro-channel plate (MCP).	21
3.1	Grafické schéma plazmatického fokusu PFZ-200.	24
3.2	Rozmístění diagnostiky na PFZ-200.	25
3.3	Zaznamenaný průběh měřeného napětí v obvodu včetně proložení	26
3.4	Elektrodový systém na PF-1000.	28
3.5	Zařízení PF-24.	29
4.1	Kuželová anoda po vyjmutí z experimentální komory.	34
4.2	Grafické zobrazení neutronových zisků při různých konfiguracích anody a tlaku deuteria. Pro přehlednost jsou hodnoty zobrazeny bez fluktuací.	35
4.3	Grafické zobrazení neutronových zisků při parabolické anodě s otvorem v širokém rozsahu tlaků deuteria.	36
4.4	Grafické zobrazení naměřených dob do pinče včetně jejich fluktuací.	40
4.5	Grafické zobrazení naměřených dob do pinče parabolické anody s otvorem v plném rozsahu testovaných tlaků deuteria.	41
4.6	Stínění ToF detektoru olověnými cihlami tloušťky 5 cm.	42
4.7	Porovnání signálů z ToF detektorů při různé tloušťce stínícího olova.	43

4.8	Snímky z MCP z různých výstřelů s válcovou anodou.	45
4.9	Signály zaznamenané při výstřelu č. 20120306.	46
4.10	Snímky z MCP zaznamenané při výstřelu č. 20120306.	46
4.11	Signály zaznamenané při výstřelu č. 21032513.	47
4.12	Snímky zachycené šlírovou metodou (vlevo) a pomocí MCP (vpravo) při výstřelu č. 21032513.	47
4.13	Porovnání změřeného časového průběhu proudu se simulací v Lee modelu.	49
4.14	Signály z ToF detektoru při výstřelu 191128_11.	52
4.15	Snímky z interferometru při výstřelu č. 13250.	56
4.16	Maximální neutronové zisky porovnávaných aparatur v závislosti na celkové energii generátoru.	58

Seznam tabulek

4.1	Přehled elektrod použitých v prvotní fázi experimentu z let 2018 a 2019.	32
4.2	Přehled elektrod použitých v pozdější fázi experimentu v roce 2020 a 2021.	33
4.3	Neutronové zisky pro různé konfigurace anody a tlaku pracovního plynu.	37
4.4	Naměřené hodnoty dob do pinče včetně jejich fluktuací.	39
4.5	Zaznamenané teploty rentgenového záření ze vzorku vybraných výstřelů s anodami kužel 41 a válec.	42
4.6	Výstupní hodnoty ze simulace v Lee modelu, kde $v_z \text{ max}$ je maximální rychlost hmoty v ose z , $v_r \text{ max}$ je maximální implozní rychlost, T_i je teplota iontů.	49
4.7	Nalezené vstupní parametry pro simulace v Lee modelu pro vybrané výstřely na PFZ-200. f_m - poměr hmoty v osové fázi výboje, f_c - poměr proudu v osové fázi výboje, f_{mr} - poměr implodující hmoty, f_{cr} - poměr proudu v radiální fázi výboje.	50
4.8	Výsledky simulovaných výstřelů na PF-24.	53
4.9	Nalezené vstupní parametry pro simulace v Lee modelu pro vybrané výstřely na PF-24. f_m - poměr hmoty v osové fázi výboje, f_c - poměr proudu v osové fázi výboje, f_{mr} - poměr implodující hmoty, f_{cr} - poměr proudu v radiální fázi výboje.	53
4.10	Výsledek simulace výstřelů na PF-1000.	54
4.11	Nalezené vstupní parametry pro simulace v Lee modelu pro vybrané výstřely na PF-1000. f_m - poměr hmoty v osové fázi výboje, f_c - poměr proudu v osové fázi výboje, f_{mr} - poměr implodující hmoty, f_{cr} - poměr proudu v radiální fázi výboje.	55

Úvod

Impulzní silnoproudá zařízení typu z-pinč představují v dnešní době perspektivní možnost rozvoje vědeckých oblastí jako je fyzika plazmatu či laboratorní astrofyzika. Mimo tato vědecká odvětví mají z-pinčová zařízení potenciál nalézt své uplatnění v medicíně, průmyslu nebo jaderné energetice, kde je potřeba účinného impulzního zdroje neutronů, energetických iontů, nebo rentgenového záření. V dnešní době se z-pinčovému výzkumu aktivně věnují laboratoře po celém světě. Z nejznámějších zařízení vyjmenujme například největší impulzní generátor Z-machine v Sandia National Laboratories v Albuquerque [1], generátor GIT-12 v Institutu silnoproudé elektroniky Ruské akademie věd v Tomsku [2] nebo zařízení MAGPIE na Imperial College v Londýně [3].

Velmi rozšířenou konfigurací z-pinčových zařízení jsou plazmatické fokusy, které jsou často označovány za účinný zdroj impulzního rentgenového záření a neutronů [4]. Množství elektrické energie, které je na těchto zařízeních využíváno na individuální výstřely, se obvykle pohybuje od desítek joulů až po megajouly s maximy proudu od kA až po jednotky MA [5, 6, 7]. Mezi největší plazmatické fokusy můžeme zařadit megaampérové Geminy v National Security Technologies v Las Vegas [7] nebo PF-1000 v Institutu fyziky plazmatu a laserové mikrosyntézy ve Varšavě [6]. Plazmatické fokusy již našly své uplatnění při tzv. subkritických experimentech, kde je pomocí krátkého intenzivního neutronového impulsu zkoumán průběh štěpné reakce v subkritickém množství štěpného materiálu [8]. Takové experimenty probíhají například v národních laboratořích Los Alamos [9]. V posledních letech se ovšem objevuje trend spíše v menších plazmatických fokusech, kde se ukazuje, že mohou sloužit jako poměrně levný a kompaktní zdroj neutronů i rentgenového záření.

Tato práce se věnuje pokračování výzkumu optimalizace experimentální zátěže malého plazmatického fokusu PFZ-200 na ČVUT FEL. Hlavním cílem výzkumu je učinit z plazmatického fokusu PFZ-200 co nejsilnější a nejstabilnější zdroj D-D fúzních neutronů. V průběhu rozsáhlých experimentů čítajících přes tisíc jednotlivých výstřelů byl pozorován vliv tvaru špičky anody a vliv tlaku pracovního plynu-deuteria na produkci neutronů a rentgenového záření.

Kapitola 1

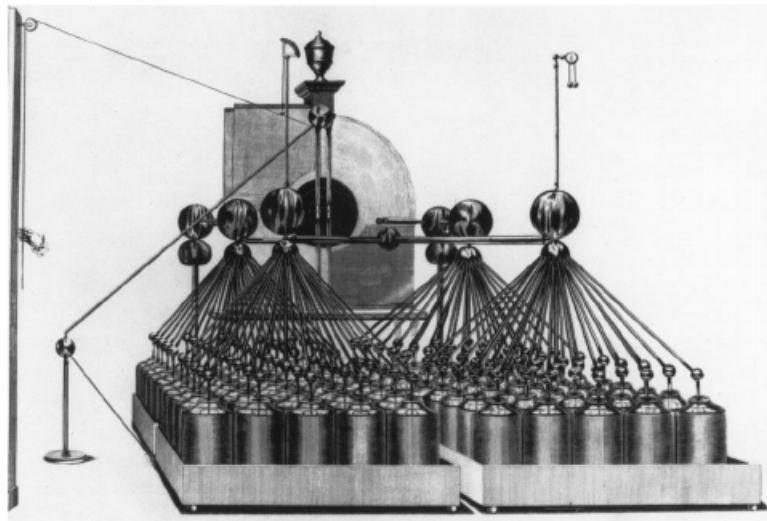
Z-pinčový výboj

Tato úvodní kapitola seznamuje čtenáře se z-pinčovými výboji. Nejprve je shrnuta stručná historie silnoproudých výbojů, následována fyzikálním popisem rovnovážného z-pinče, nestabilitami a produkcí neutronů. V poslední pasáži kapitoly jsou rozebrány základní implozní modely, jenž popisují dynamiku z-pinčového výboje.

1.1 Historie - *Od blesků k fokusu*

Silnoproudé výboje a plazma jsou běžné fyzikální jevy, které se v přírodě přirozeně vyskytují. Jedním z mnoha příkladů jsou bleskové výboje, které jsou charakteristickým projevem bouřek. Již staří Řekové je pozorovali a pokoušeli se porozumět fyzikálním zákonitostem mezi mraky a zemí. Přesto však první nám známé experimenty s bleskovými výboji byly provedeny až v 18. století. Tehdy se experimentům s jiskrovými výboji věnoval český badatel a vynálezce Prokop Diviš, jehož myšlenka byla, že blesk je velká jiskra [10]. V téže době se zkoumáním bouřek a jímání blesků věnoval také ruský vědec baltského původu G. W. Richmann, kterému se v roce 1753 stal jeden z bouřkových experimentů osudným. Usmrcení Richmanna bleskem vedlo Diviše k závěru, že by měl při svých experimentech měřící přístroje uzemnit, aby se chránil před výbojem. Tím vznikl v roce 1754 známý Divišův bleskosvod, tehdy známý jako meteorologický stroj [11]. V celosvětovém měřítku byl však Diviš zastíněn Benjaminem Franklinem a jeho pokusy s dráčkem na konopné šňůrce a vynálezem podobného zařízení na jímání blesků [11, 12]. Důležitým milníkem se stala 90. léta 18. století, kdy holandský vědec Martinus van Marum zkonstruoval první větší impulzní generátor skládající se ze 100 leydenských lahví. Zařízení o

kapacitě 560 nF a energii 30 kJ bylo schopné generovat jiskrový výboj s maximem proudu 60 kA a dobou náběhu 0,5 μ s. Toto experimentální zařízení mimo jiné ukázalo, že je možné provádět studium silnoproudých výbojů také v laboratorním prostředí v libovolném čase. Marumovy experimenty jsou často vědeckou komunitou označovány jako počátek tzv. pinčového výzkumu [13].



Obrázek 1.1: Marunův generátor z leydenských lahví [4].

V roce 1905 pozorovali Australané Pollock a Barraclough značné implozní deformace vlivem $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ efektu na dutém měděném bleskosvodu [14]. Nicméně samotný pojem „pinč“ (angl. „pinch“) poprvé použil v roce 1907 Edwin F. Northrup ve své publikaci [15], v níž se zabýval implozí tekutého vodiče a popsal ji jako svírání, či pinčování¹. V roce 1934 publikoval W. H. Bennett ve Physical Review [16] své poznatky o stabilitě proudového výboje a fyzikálně popsal, dnes známou, Bennetovu rovnováhu. Této teorie se dodnes využívá k popisu rovnovážného z-pinčového výboje a podrobně se jí budeme zabývat v následující kapitole. Na Bennetovu teorii navázal o tři roky později L. Tonks, jenž představil tzv. „pinch effect“ a využil jej k popisu implodujícího plazmatu [17].

Veliký rozvoj z-pinčového výzkumu nastal koncem 2. světové války, tehdy po vynálezu atomové bomby a jaderného reaktoru zažíval obecně termojaderný výzkum

¹Ze článku [15] vyplývá, že se ve skutečnosti nejednalo o myšlenky E. F. Northrupa, nýbrž s poznatky přišel jeho přítel Carl Hering

svůj veliký rozkvět a z-pinče byly jedním z jeho odvětví. Hlavním cílem se stalo porozumění termojaderným fúzním procesům, ke kterým dochází ve hvězdách včetně Slunce. Vedlejším produktem jaderného a termojaderného výzkumu bylo mírové využití jaderné fúze jako zdroje energie. Ze začátku se zdálo, že dosáhnout jaderné fúze pomocí silnoproudých impulsních výbojů bude poměrně snadné, stejně jako se podařilo celkem rychle vyvinout civilní reaktory. Nicméně již v druhé polovině padesátých let se začaly objevovat názory, že produkované neutrony nejsou termojaderné a za jejich vznikem stojí urychlující procesy související s nestabilitami výboje. Postupem času se vyvinulo více z-pinčových konfigurací jako například kompresní či drátkový z-pinč. V 60. letech se začínají objevovat tzv. plazmatické fokusy, které jsou nejčastěji dvou různých typů konstrukcí. Jedním je model „Mather“, vyvinutý v laboratořích Los Alamos (USA) [18] a druhým je tzv. „Filippov“ z Kurchatova institutu (SSSR) [19]. Základní rozdíl těchto konstrukcí spočívá v odlišných rozměrech elektrodového systému. Plazmatický fokus typu „Mather“ se vyznačuje relativně úzkými dlouhými elektrodami, kdežto „Filipov“ má oproti „Matheru“ elektrody krátké se širokou anodou.

1.2 Rovnovážený pinč

Je-li mezi dvě místa propojená vodivým prostředím přivedeno elektrické napětí, začne mezi nimi protékat el. proud I jakožto uspořádaný tok elektronů. Elektrony jsou částice s elektrickým nábojem a uvedením do pohybu generují ve svém okolí magnetické pole \mathbf{B} , které můžeme popsat pomocí Ampérova zákona, jenž lze zapsat v diferenciálním tvaru jako

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (1.1)$$

kde \mathbf{J} představuje plošnou hustotu elektrického proudu I . Aplikací Stokesovy věty získáme předpis integrálního Ampérova zákona

$$\oint_{(l)} \mathbf{B} \, dl = \mu_0 \iint_{(S)} \mathbf{J} \, dS = \mu_0 I, \quad (1.2)$$

kde dl , dS reprezentuje element délky, resp. plochy.

Uvažujme, že z-pinčový výboj probíhá v plazmatu. Chování plazmatu lze srovnat s chováním tekutiny iontů a elektronů a lze jej tak popsat pomocí magnetohydro-

dynamiky, jejíž základní rovnicí pro rovnovážné udržení ideálně vodivého plazmatu je

$$\nabla \mathbf{p} - \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0, \quad (1.3)$$

kde $\nabla \mathbf{p}$ je gradient tlaku. Následně ze vztahu (1.1) vyjádříme \mathbf{J} a dosadíme do (1.3), čímž dostáváme

$$\nabla \mathbf{p} - \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0. \quad (1.4)$$

Z této rovnice je klíčové vyjádřit výraz vektorového součinu $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$. S využitím Levicevitova tenzoru můžeme dojít k identitě $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B} - \nabla \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}$. Z-pinčový výboj, vznikající v plazmatu, má symetrický válcový tvar [4, 16]. Na základě této rozvahy, převedeme rovnici (1.4) do cylindrických souřadnic. Uvážíme-li válcovou symetrii výboje, uplatní se pouze radiální složka souřadnic

$$[(\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B}]_r = B_r \frac{\partial B_r}{\partial r} + B_\Theta \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \Theta} + B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{1}{r} B_\Theta B_\Theta. \quad (1.5)$$

Druhý a třetí člen v (1.5) představují změnu magnetického pole v azimutálním směru a ve směru podle osy z . Jak již bylo zmíněno, uvažujeme symetrický z-pinčový výboj, kde v ideálním případě dochází k zachování magnetického pole v osovém i azimutálním směru, tudíž druhý a třetí člen bude nulový. Zbylou část rovnice (1.5) dosadíme do (1.4) a získáme

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(p + \frac{B^2}{2\mu} - \frac{B_r^2}{2\mu} \right) + \frac{B_\theta^2}{\mu r} = 0 \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(p + \frac{B_\theta^2}{2\mu} - \frac{B_z^2}{2\mu} \right) + \frac{B_\theta^2}{\mu r} = 0. \quad (1.7)$$

Nadále uvažujeme elektrický proud výboje ve směru osy z bez vlivu externího magnetického pole, a tedy i nulovou osovou složku B_z . Z Ampérova zákona (1.2) můžeme vyjádřit velikost azimutálního magnetického pole B_θ a dosadit jej do (1.7).

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(p + \frac{B_\theta^2}{2\mu} \right) + \frac{B_\theta^2}{\mu r} = 0 \quad (1.8)$$

První, resp. druhý člen představuje gradient kinetického, resp. magnetického tlaku. Třetí člen se projevuje jako zakřivení magnetických silokřivek. Pro naše potřeby využijeme identické úpravy a vztah (1.8) upravíme na tvar (1.9).

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{2\mu r^2} \frac{\partial}{\partial r} (B_\theta^2 r^2) = 0 \quad (1.9)$$

Z Ampérova zákona (1.2) dosadíme

$$B_\theta(r) = \frac{\mu I(r)}{2\pi r}, \quad (1.10)$$

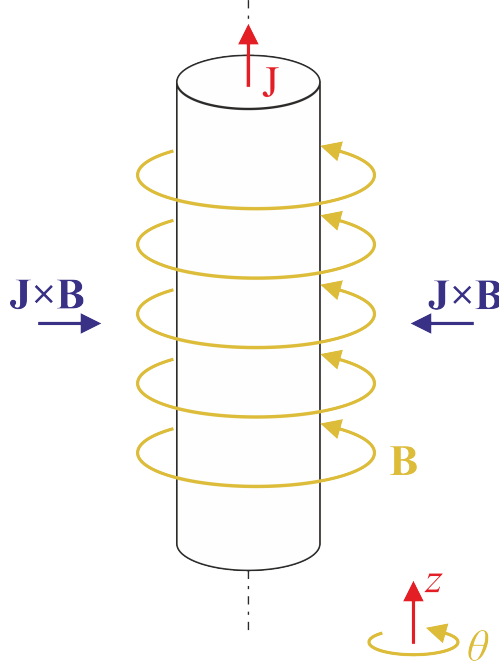
a získáme

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{8\pi^2 r^2} \frac{\partial}{\partial r} I^2(r) = 0. \quad (1.11)$$

Tento předpis integrujeme s využitím per partes s uvážením nulového kinetického tlaku na povrchu pinče $p(R) = 0$.

$$-\int_0^R r^2 \frac{\partial p}{\partial r} dr = -[r^2 p]_0^R + \int_0^R 2rp dr = \frac{\mu}{8\pi^2} I^2(R) \quad (1.12)$$

Proud na povrchu pinče pro zjednodušení označme jako $I(r) = I_p$. Zdefinujme si



Obrázek 1.2: Pinčový jev [20].

nyní kinetický tlak jako $p(r) = k(T_i n_i + T_e n_e)$, kde k je Boltzmanova konstanta, T_i , T_e je teplota iontů, resp. elektronů, a n_i , n_e je lineární hustota iontů, resp. elektronů. Souhrnně kinetický tlak označíme jako $p(r) = kT_B(1 + \bar{z})N_i$, kde T_B je tzv. Bennettova teplota respektující teplotu iontů i elektronů, \bar{z} je průměrný stupeň ionizace, udávající poměr n_e/n_i . N_i je celková lineární iontová hustota vyintegrovaná přes celou plochu $\int 2\pi r dr$. Čímž pak docházíme k výsledné Bennettově rovnováze

$$\frac{kT_B(1 + \bar{z})N_i}{8\pi} = \mu I_p^2 \quad (1.13)$$

1.3 Nestability

Pokud dojde v některé části z-pinčového výboje k porušení tlakové rovnováhy $B^2/2\mu = \sum nkT$, hovoříme o rozvíjení nestabilit [21]. K porušení rovnováhy může dojít nehomogenitou prostředí, případně nesymetrií válcové struktury reprezentující výboj. Rozvoj poruchy klidového řešení (např. Bennettovy rovnováhy) bude mít ve válcovém souřadném systému tvar

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \psi_1(r)e^{ik_\varphi\varphi + ik_z z - i\omega t}. \quad (1.14)$$

„Porucha $\delta\psi$ se bude skládat z neperiodické části $\psi(r)$ a kmitavé exponenciály. Řešení musí splňovat periodicitu v polárním úhlu φ ” [22]

$$\psi(t, r, \varphi + 2\pi, z) = \psi(t, r, \varphi, z). \quad (1.15)$$

Tato podmínka je splněna, pokud platí

$$e^{ik_\varphi\varphi} = e^{ik_\varphi(\varphi+2\pi)} \Rightarrow e^{2\pi ik_\varphi} = 1 \Rightarrow k_\varphi = m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.16)$$

Číslo m nazýváme řád (mód) poruchy resp. nestability a výraz (1.15) získá tvar

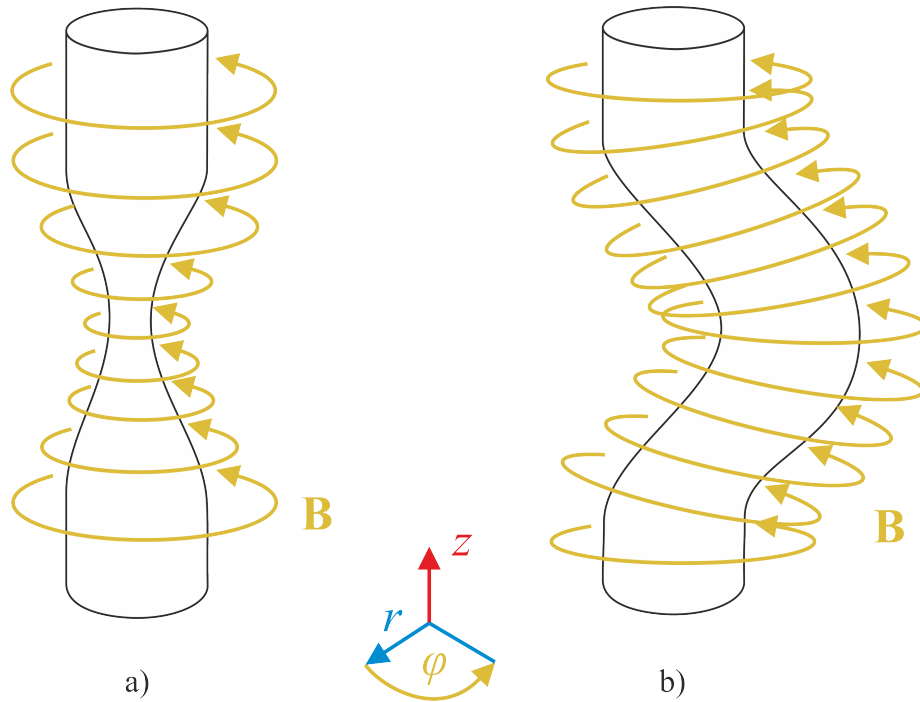
$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \psi_1(r)e^{im\varphi + ik_z z - i\omega t}; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.17)$$

U z-pinčových výbojů obvykle pozorujeme nestability prvních dvou módů:

- Symetrickou nestabilitu ($m = 0$),
- nesymetrická nestabilitu ($m = 1$).

Rozvoje obou nestabilit zpravidla vedou k přetržení výboje.

Na obrázku 1.3a) protéká plazmatem elektrický proud. Vlivem nehomogenity v místě s nižší koncentrací elektronů a iontů dochází k menšímu působení kinetického tlaku. Růst magnetického tlaku začíná dominovat nad tlakem kinetickým a dochází k postupnému zužování (zaškrcování) plazmového svazku. Se zmenšujícím se poloměrem vodiče roste magnetické pole podle vztahu (1.10) a pod vlivem silně se zvětšujícího magnetického tlaku dochází až k samotnému přetržení vodiče. Na obrázku 1.3b) pozorujeme vychýlení plazmatu nesymetricky v radiálním směru. Na vnitřní straně vychýlení roste hustota magnetického pole \mathbf{B} . Opět dochází ke značnému růstu magnetického tlaku. Naopak na vnější straně krčku dochází k řídnutí magnetických silokřivek a značnému poklesu magnetického tlaku. Obě nestability, symetrická i nesymetrická, vedou k přetržení pinčového výboje a propadu el. proudu.



Obrázek 1.3: Nestability a) symetrická, b) nesymetrická [20].

1.4 Produkce neutronů

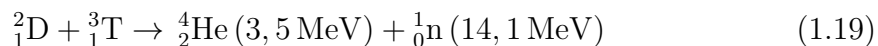
Z-pinčové výboje jsou mimo jiné účinným zdrojem neutronů. Věnujme tuto krátkou pasáž neutronové produkci, jak k ní dochází, resp. co je jejím mechanismem. Prostředí (konkrétně plyn), ve kterém dochází k výboji, má zásadní vliv na vznik plazmatu a následnou produkci neutronů. Cílem je získat vhodné podmínky umožňující průběh fúzních reakcí. Základním principem termojaderné fúze je slučování lehkých jader prvků za vzniku těžších jader a uvolněním určitého množství energie. Jako základní fúzní reakce lehkých prvků se nabízí sloučení dvou nejlehčích jader, a to jader vodíku. Průběh takové reakce můžeme charakterizovat pomocí rovnice (1.18), ze které je zřejmé, že produktem reakce je jeden atom deuteria, pozitron a neutrino.



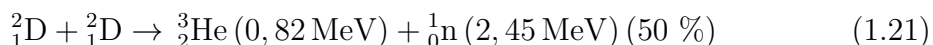
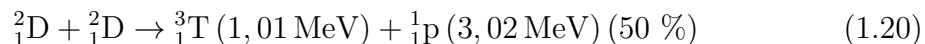
Tato reakce má několik nevýhod. Hlavní komplikací je velmi malá pravděpodobnost vzniku reakce. Lze vypočítat [23], že protonu v prostředí podobnému ve Slunci² může trvat přes 10^9 let než začne fúzovat s jiným protonem. Tento fúzní mechanismus

²Jako prostředí ve Slunci uvažujeme teplotu prostředí $T_s = 1,5 \times 10^7$ K, objemovou hustotu $\rho_s = 100 \text{ g cm}^{-3}$

probíhá v raných fázích hvězd a je příčinou jejich dlouhého života, nicméně pro využití na Zemi je tato reakce celkem nevhodná. Poslední zde zmíněný problém p-p reakce přímo vyplývá z předpisu (1.18), a tím je absence neutronů mezi produkty reakce. K produkci samotných neutronů musíme pokročit ve „fúzním řetězci“ o úroveň výše ke slučování těžších izotopů vodíku, kterými je deuterium a trícium. Zde se nabízí slučování deuteria s triciem (D-T) a nebo samotného deuteria s deuteriem (D-D). První kombinace (D-T) se zdá být relativně účinná a podle rovnice (1.19) při ní dochází ke vzniku helia a neutronu o energii přibližně 14 MeV. Za nevýhody tricia můžeme považovat, že se jedná o radioaktivní látku a také je poměrně vzácné, což omezuje jeho dostupnost.



D-D fúzní reakce nevyžaduje ke svému vzniku žádné radioaktivní izotopy, v porovnání s reakcí (1.18) je rychlá a má vysoký účinný průřez. Slučování jader deuteria může vést ke dvěma různým kombinacím produktů. Jednou možností je produkce tricia a protonu (neboli jádra vodíku) (1.20) nebo helia ${}^3\text{He}$ a neutronu o energii přibližně 2,45 MeV (1.21).



Dodejme, že reakce (1.20) a (1.21) probíhají přibližně se stejnou pravděpodobností, která je dána jejich příčným průřezem.

Pro dosažení termojaderného mechanismu výše zmíněných reakcí je důležité dosáhnout potřebné teploty prostředí. V zařízeních typu tokamak je požadované teploty dosaženo pomocí klasického ohmického ohřevu a následně je plazma dohříváno například pomocí mikrovln. V případě z-pinčů se ukazuje, že k produkci neutronů dochází pomocí „beam-target“ mechanismu [24, 25], jehož princip můžeme zjednodušeně popsat tak, že svazek urychlených iontů (beam) naráží do hustého plazmatu (target), jehož vysoké hustoty bylo dříve dosaženo například vlivem ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$) efektu. Beam-target mechanismu je též využíváno i na laserech, kde je terč plazmatu bombardován ionty urychlenými intenzivním laserovým svazkem.

1.5 Implozní modely

Výše uvedený z-pinčový výboj lze popsat pomocí fyzikálních rovnic, jež charakterizují implozi hmoty plazmatu. Popsány budou dva základní implozní modely, tzv. Snowplow a Slug. Hlavním rozdílem mezi těmito modely je skutečnost, že Snowplow model uvažuje silné záření plazmatu, kdežto ve Slug modelu je záření zanedbáno. Z tohoto důvodu je Slug model vhodnější pro popis výbojů v plynech s nižším atomovým číslem jako je deuterium nebo trícium. Snowplow model by naopak mohl být vhodný, pokud by výboj probíhal ve směsi s těžšími plyny jako dusík, neon či argon.

1.5.1 Snowplow model

Jedná se o bezrozměrný model, kde proud protéká nekonečně tenkou povrchovou vrstvou o nekonečné vodivosti, která působí jako píst, jež se pod vlivem pinč efektu pohybuje radiálně směrem k ose. Veškeré plazma a plyn se hromadí v povrchové vrstvě, analogicky jako sníh hnutý pluhem. Postupně dochází k růstu hmotnosti vrchní vrstvy. Uvažujme pohybovou rovnici

$$\mathbf{f}(t) = \frac{d}{dt}[m_v(t)\mathbf{v}(t)] = \frac{d}{dt} \left(\rho_0 \pi (R_0^2 - R^2(t)) \frac{d\mathbf{R}(t)}{dt} \right) = -\frac{\mathbf{J}(t) \times \mathbf{B}(t)}{l_z}, \quad (1.22)$$

kde $\mathbf{f}(t)$ je síla působící na element délky výboje, $m_v(t)$ je hmotnost vrstvy, $v(t)$ je rychlost vrstvy, ρ_0 je hustota implodující hmoty, r_0 a $R(t)$ je počáteční poloměr a poloměr v čase t , a l_z je délka výboje. Uvažujeme-li předpoklady jako v kapitole 1.1 tj. axiální směr tekoucího proudu a pouze azimutální magnetické pole $\mathbf{B} = B_\theta$, můžeme rovnici (1.22) upravit do tvaru

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_0 \pi (R_0^2 - R^2(t)) \frac{dR(t)}{dt} \right) = -\frac{\mu_0 I(t)^2}{4\pi R(t)}. \quad (1.23)$$

Bohužel neexistuje obecné řešení této nelineární diferenciální rovnice druhého řádu. Z tohoto důvodu zavedeme zjednodušení a uvažujeme lineární narůstající proud z LC obvodu ve tvaru

$$I = I_0 \sin(\omega t) \approx I_0 \omega t \equiv At, \quad (1.24)$$

kde A je konstanta. Dále zavedme substituci

$$x = R(t)/r_0, \quad (1.25)$$

$$y = t/\tau_0, \quad (1.26)$$

kde

$$\tau_0 = \sqrt[4]{\frac{4\pi^2\rho_0 R_0^4}{\mu_0 A^2}}. \quad (1.27)$$

Následně obdržíme pohybovou rovnici v bezrozměrném tvaru popisující dynamiku z-pinčového výboje podle Snowplow modelu.

$$\frac{d}{dy} \left[(1 - x^2(y)) \frac{dx(y)}{dy} \right] = -\frac{y^2}{x} \quad (1.28)$$

1.5.2 Slug model

Jedná se o bezrozměrný model, uvažující tenkou vrstvu tvořenou magnetickým pístem o nekonečné vodivosti a poloměru $r_p(t)$ a dále uvažujeme tenkou rázovou vlnou poloměru $r_s(t)$, která ionizuje a ohřívá plyn před sebou. Plyn je mezi pístem a rázovou vlnou adiabaticky stlačován. Tlak, jakým píst působí na hmotu, je mnohem větší než původní tlak prostředí. Stav na obou stranách rázové vlny při jedno-rozměrném pohybu v tekutině popisují Rankinovy-Hugoniotovy podmínky [26]:

$$u_s = \frac{2}{\kappa + 1} v_s, \quad (1.29)$$

$$\rho_s = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \rho_0 \quad (1.30)$$

$$p_s = \frac{2}{\kappa + 1} \rho_0 v_s^2, \quad (1.31)$$

kde ρ_0 je počáteční objemová hustota prostředí, u_s je rychlost tekutiny bezprostředně za rázovou vlnou, κ je Poissonova konstanta.

Mezi rázovou vlnou a pístem se nachází stlačené horké plazma o končeném objemu $V(t)$. Doba, za kterou zvuk dojde od rázové vlny k pístu, může být určena podle následujícího vztahu [26]

$$\tau_{zvuk} \approx \frac{r_p - r_s}{\sqrt{\frac{\kappa p_s}{\rho_s}}} = \frac{r_p - r_s}{\sqrt{\frac{2\kappa(\kappa-1)}{(\kappa+1)^2}}}. \quad (1.32)$$

Tato doba je mnohem menší než doba imploze z-pinčového výboje

$$\tau_{imp} \approx \frac{r_0}{\langle v_s \rangle} \quad (1.33)$$

Jak již bylo výše zmíněno, mezi pístem a rázovou vlnou se nachází oblast stlačeného plazmatu o proměnném objemu $V(t)$ a tlaku $p(t) = p_s$. Vliv působení pístu na tyto veličiny můžeme vyjádřit pomocí adiabatického děje [26].

$$p_s V^\kappa = konst \quad (1.34)$$

$$\kappa p_s dV + V dp_s = 0, \quad (1.35)$$

Tlak p_s je definován R - H podmínkou (1.31), což vede na

$$dp = 2 \frac{dv_s}{v_s} p_s. \quad (1.36)$$

Objem implodujícího plazmatu ohraničeného pístem a rázovou vlnou je dán

$$V = \pi(r_p^2 - r_s^2)l_z. \quad (1.37)$$

Uvážíme-li změnu objemu podle adiabatického děje (1.35), pak dochází k zachování hmotnosti implodujícího plynu. Plazma se vůči pístu pohybuje nulovou rychlostí, a tedy poloha r_p je fixována v Lagrangeově okně. To ovšem neplatí pro rázovou vlnu r_s , skrz níž se plazma dále pohybuje [26]. Se zachováním hmoty můžeme změnu objemu popsat jako

$$dV = 2\pi(r_p dr_p - r_s dR_s)l_z, \quad (1.38)$$

kde dR_s je změna poloměru plazmatu v rázové vlně. Toto je dáno rychlostí plazmatu u_s v rázové vlně vůči rychlosti rázové vlny.

$$dR_s = \frac{2}{\kappa + 1} dr_s \quad (1.39)$$

Dosazením vztahů (1.36) až (1.39) do adiabatického děje (1.35) získáme hraniční podmínku pro rázovou vlnu

$$r_p dr_p = \frac{2r_s}{\kappa + 1} dr_s + \frac{1}{\kappa v_s} (r_p^2 - r_s^2) dv_s = 0. \quad (1.40)$$

Jak již bylo zmíněno, v tomto modelu uvažujeme rovnoměrný tlak mezi pístem a rázovou vlnou, nicméně tlak přímo za rázovou vlnou p_s musí být roven magnetickému tlaku pístu, jenž unáší elektrický proud I na poloměru r_p .

$$\frac{2}{\kappa + 1} \rho_0 v_s^2 = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r_p^2} \quad (1.41)$$

neboli též

$$v_S = \frac{I}{4\pi r_p} \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} (\kappa + 1)} \quad (1.42)$$

Podobně jako ve Snowplow modelu, ani pro Slug model není obecné řešení rovnice (1.42). Pokud zvážíme konstantní vývoj proudu, pak kombinací rovnic (1.40) a (1.42) získáme vztah

$$\left[\frac{\kappa - 1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa} \frac{r_s^2}{r_p^2} \right] dr_p = \frac{2}{\kappa + 1} \frac{r_s}{r_p} dr_s. \quad (1.43)$$

Řešením této rovnice s počátečním poloměrem $r_s(t=0) = r_p(t=0) = r_0$, získáváme následující předpis

$$r_p = r_0 \left(\frac{\kappa}{\kappa + 1 - \frac{r_s^2}{r_p^2}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (1.44)$$

Pokud budeme předpokládat, že nedochází k odrazům rázové vlny, pak můžeme z rovnice (1.44) stanovit minimální poloměr pinčového výboje r_{min}

$$r_{min} = r_p(r_s = 0) = r_0 \left(\frac{\kappa}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa+1}} \quad (1.45)$$

1.5.3 Lee model

Plasma focus radiative model je kód určený pro popis z-pinčových výbojů v zařízení plazmatický fokus typu Mather, který obsahuje popis pro elektrický obvod, dynamiku, termodynamiku a záření z-pinčového výboje. Tento program původně napsal Sing Lee v roce 1985 [27], na základě čehož se s postupem času mezi vědeckou komunitou ujal termín Lee model, resp. Lee kód. Původní program tvořil pouze dvoufázový model uvažující axiální a radiální fázi výboje. Časem byl model obohacen o další fáze výboje jako je pomalá zářivá komprese a expanze výboje. V současnosti model Lee kód obsahuje následující fáze výboje:

- Osová fáze
- Radiální rázová fáze
- Radiální odrazová fáze
- Fáze pomalé zářivé komprese
- Fáze osové expanze

Poznamenejme, že Lee kód k popisu výboje využívá modelů *Snowplow* a *Slug* uvedených v předchozí kapitole [27].

Před zahájením simulace v Lee modelu je nutné zadat několik vstupních parametrů. Mezi základní parametry patří elektrická indukčnost L_0 , el. kapacita C_0 , el. odpor R , nabíjecí napětí V_0 , vnitřní a vnější poloměr elektrodového systému a, b , délka elektrod z , tlak p a druh pracovního plynu. Mimo tyto základní parametry, jenž je možné získat měřením, je nutné dále zadat parametry proudu v axiální a radiální fázi f_c a f_{cr} a parametry hmoty pro osovou fázi f_m a f_{mr} pro fázi radiální. Tyto čtyři parametry se volí v rozmezí od 0 do 1 a udávají, jakým podílem se proud, resp. hmota, podílí na výboji. Parametry mají silný vliv na vývoj výboje, který lze vhodně pozorovat kupříkladu na časovém průběhu elektrického proudu.

Výstupem modelu je série hodnot a časových průběhů. Ze základních vyjmenujme neutronový zisk, jak termální, tak beam target, dále časové průběhy elektrického proudu a napětí, axiální a radiální polohu proudové vrstvy a rychlost výboje, iontovou teplotu plazmatu, energii brzděného záření apod.

Kapitola 2

Diagnostika

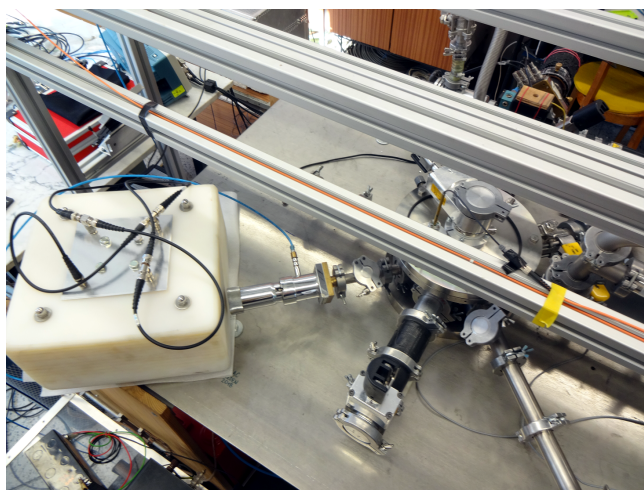
Kvalita každého experimentu záleží z velké míry na použité diagnostice. Samotné experimentální zařízení, ať už je to výkonový laser, tokamak či impulzní z-pinčový generátor, nemusí mít význam, pokud nemáme možnost pozorovat procesy, ke kterým v průběhu experimentu dochází. V této kapitole si podrobněji rozebereme diagnostické přístroje a metody, kterých bylo zapotřebí k získání dat v této práci.

2.1 Neutronová diagnostika

O plazmatickém fokusu se často hovoří jako o účinném zdroji impulzního rentgenového záření a neutronů [28, 29, 30]. Jedním z cílů této práce je rovněž studium neutronové emise, kterou bychom bez neutronových detektorů nebyli schopni zkoumat. Neutrony jsou částice bez elektrického náboje, které nepřímo ionizují své okolí, protože nenesou elektrický náboj, je jejich detekce obtížnější než například elektronů nebo iontů. Detekovaný neutron nejprve musí interagovat s nabitými částicemi (hlavně s jádry atomů) předáním své energie nabitým částicím, jež je snazší detekovat, popř. získat elektrický signál [31]. Pro účinnou detekci neutronů je nutné znát jejich přibližnou energii. Rozbor všech přístrojů na detekci neutronů je obsáhlé téma, které by vystačilo na celou knihu. Pro naše potřeby se omezíme pouze na detekci neutronů s přibližnou energií 2,5 MeV, jejichž produkci předpokládáme na základě znalosti D-D fúzní reakce.

2.1.1 Aktivační čítače

Rozšířenými přístroji pro určení neutronového zisku jsou aktivační čítače pracující na principu vytvoření umělé radioaktivity, které je možné dosáhnout aktivací vhodných chemických prvků. Jedním z nich může být například stříbro. Detektory s využitím aktivace stříbra se ve světě zpravidla označují jako SAC (silver activation counters). Tyto detektory využívají přírodních stabilních izotopů stříbra ^{107}Ag a ^{109}Ag , ze kterých se po zachycení neutronu stávají nestabilní izotopy ^{108}Ag a ^{110}Ag podléhající β^- rozpadu s poločasem přeměny 142,9 s, resp. 24,6 s [32]. Jejich rozpadové záření je možné zaznamenat pomocí Geiger-Müllerových trubice. Zmíněný neutronový záchyt je účinný pro neutrony s energiemi jednotek keV [33]. Aby bylo možné detekovat neutrony s energiemi řádově jednotek MeV, je nutné detektor obklopit moderátorem pro zpomalení neutronů, které pak bude možné zachytit fólií stříbra. Vhodným moderátorem může být například polyetylen.



Obrázek 2.1: SAC detektor při experimentech na PFZ-200 [34].

Na podobném principu pracují i ostatní aktivační čítače s tím rozdílem, že využívají jiné látky k detekci neutronů jako je na příklad indium, hliník, niob nebo berylium [31]. Jednotlivé prvky se vyznačují různými závislostmi efektivních průřezů reakce v závislosti na energii detekované částice. Rychlé fúzní neutrony o energiích řádově MeV můžeme detekovat pomocí india nebo izotopu berylia ^9Be bez nutnosti moderátoru [35].

2.1.2 Time-of-flight detektory

Tyto přístroje lze využít nejen pro detekci neutronů, ale také tvrdého rentgenového záření (HXR) [36]. Hlavní část detektoru tvoří scintilátor, látka emitující slabé viditelné světlo po detekci právě HXR nebo neutronů. Pro detekci neutronů se běžně používá plastik (polyvinyltoluen). Slabé světlo následně putuje do fotonásobiče, kde je fotokatodou převedeno na slabý elektrický signál, který je pomocí soustavy několika dynod vlivem sekundární emise zesílen. Zesílený signál je posléze možné zaznamenat pomocí osciloskopu.



Obrázek 2.2: Plastikový scintilátor BC-408 v ToF detektoru.

Jednou z výhod metody „Time of flight“, neboli „doby letu“, je možnost snadnějšího naměření energetického spektra detekovaných neutronů na rozdíl od použití aktivních čítačů. Při umístění detektoru do známé vzdálenosti od zdroje neutronů je možné ze získaných signálů změřit jejich dobu letu, rychlost nebo energii [37, 38, 39]. Z těchto hodnot je možné určit počet neutronů, nicméně pro určení celkového počtu generovaných neutronů je přesnější použít detektor SAC.

2.1.3 Bublínkové detektory BD-PND

Bublínkové detektory jsou obecně přístroje, jenž pro detekci neutronů využívají malé kapičky přehřáté kapaliny rozmístěné v polymeru, které se po předání kinetické energie neutronem změny v bublinku. Detektory mohou nabývat malých rozměrů a sloužit jako osobní dozimetry [40], případně se můžeme setkat i s rozměrnějšími bublínkovými komorami [41]. Hlavní část malého BD-PND¹ detektoru čítá 10^4 až 10^5 kapiček přehřáté kapaliny² rozprostřených v 8 cm^3 elastického polymeru. Kapičky obvykle dosahují desítek mikronů v průměru [40]. Další důležitou částí detektoru je

¹Zkratka BD-PND pochází z anglického „Bubble detector - personal neutron dosimeter“ [40]

²Jako kapalina mohou být použity různé freony např. CCl_2F_2 ; $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_4$ [42].



Obrázek 2.3: BD-PND detektor.

zátka, jejímž odšroubováním dojde ke snížení tlaku v přístroji a tím k jeho aktivaci před samotným měřením. Je-li detektor vystaven neutronovému toku, nastane vlivem nárazu neutronů do kapičky přehřáté kapaliny, ke vzniku malých viditelných bublinek. Množství vzniklých bublinek odpovídá absorbované dávce určené kalibrací. Bublínky je možné spočítat lidským okem, případně vhodným softwarem z fotografie.

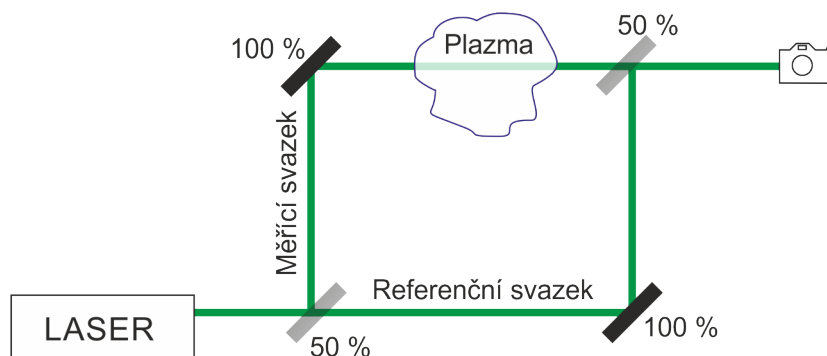
2.2 Laserová diagnostika

Pomocí laserového svazku je možné pozorovat samotné plazma. Díky této technologii plazma vzniklé ve výboji prosvítíme a jsme schopni určit jeho parametry jako je elektronová hustota či implozní rychlost, nebo jen geometrii výboje s možností pozorovat nestability plazmového svazku. Věnujme se konfiguracím, které byly v průběhu našich experimentů použity, a mezi něž patří interferometr a šlírová metoda.

2.2.1 Interferometr

Interferometr je měřicí přístroj s vysokou časovou i prostorovou citlivostí, jenž využívá interference světla [43]. Pomocí interferometru je možné nedestruktivně měřit elektronovou hustotu plazmatu, případně pozorovat časový průběh imploze z-pinčového výboje včetně jeho nestabilit a přetržení [44]. Aby mohl interferenční jev nastat, je zapotřebí zdroj koherentního světla (např. laser), ze kterého se vyšle úzký svazek. Ten se ve vhodné vzdálenosti nechá rozdělit pomocí polopropustného zrcadla

na dva svazky (viz. obr. 2.4). Jeden referenční, který prochází známým prostředím, a druhý měřící, procházející zkoumaným prostředím (v našem případě plazmatem). Následně je nutné oba svazky spojit a správným nastavením přístroje docílit takového složení světelných vln, kdy dojde k interferenci, neboli ke vzniku světlých a tmavých míst v podobě proužků. Ze zaznamenaných interferogramů můžeme určit



Obrázek 2.4: Základní schéma Mach-Zehnderova interferometru.

elektronovou hustotu na základě posunu proužků [21]. Referenční paprsek interferometru prochází vzduchem o indexu lomu velmi blízkému jedné. Měřící paprsek prochází plazmatem o délce l s indexu lomu N . Rozdíl optických drah³ Δl_{opt} , které oba paprsky urazí, lze vyjádřit jako

$$\Delta l_{opt} = l(N - 1). \quad (2.1)$$

Index lomu plazmatu N je možné odvodit aplikací elementární teorie disperze na ionizované plazma a získat tak předpis

$$N \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} = 1 - \frac{n_e e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0}, \quad (2.2)$$

kde ω_p představuje frekvenci plazmatu a ω je frekvence diagnostického laserového svazku, s nimž plazma interaguje. Dále uveďme, že n_e je elektronová hustota c rychlost světla, m_e hmotnost elektronu a ϵ_0 permitivita vakua [21].

Vzdálenost mezi dvěma proužky na interferogramu odpovídá rozdílu optických drah o velikosti jedné vlnové délky λ diagnostického svazku vysílaného laserem. Dojde-li na interferogramu k posunu proužků právě o jeden proužek, bude $\Delta l_{opt} =$

³Optickou dráhou rozumíme součin vzdálenosti a indexem lomu daného prostředí, kterým světelný svazek prochází.

$\lambda = l(N - 1)$. Pro posun o δ proužků pak musí platit $\Delta l_{opt} = \delta\lambda$. V nehomogenním prostředí délky dl s indexem lomu N daného vztahem (2.2) bude infinitezimální posun proužků dán následovně:

$$d\delta = \frac{N - 1}{\lambda} dl = -4,5 \times 10^{-16} \lambda n_e dl. \quad (2.3)$$

Integrací této rovnice přes celkovou délku vyšetřovaného plazmatu l dospíváme ke vztahu pro posun o δ proužků ve tvaru

$$\delta = \int_0^l \frac{N - 1}{\lambda} dl' = -4,5 \times 10^{-16} \lambda \int_0^l n_e dl'. \quad (2.4)$$

Integrál $\int_0^l n_e dl'$ vyjadřuje průměrnou elektronovou hustotu elektronů \bar{n}_e , kterou můžeme z posunu proužků vypočítat podle následujícího vztahu.

$$\langle n_e \rangle = -\frac{2}{9} \frac{\delta}{\lambda l} 10^{16} \quad (2.5)$$

2.2.2 Šlírová metoda (Schlieren)

Princip této metody spočívá v rozdílném ohybu světla v nehomogenním prostředí, pomocí čehož je možné zobrazit velké gradienty v plazmatu [21]. Klíčovými komponentami pro fungující šlírovou metodu je laser jako impulzní zdroj světla a jehla, případně terčik, do kterého je laserový paprsek fokusován po průchodu měřicím prostředím. Rozmístění všech potřebných prvků pro šlírovou metodu je zobrazeno na obrázku 2.5, kde můžeme pozorovat nejprve tenký laserový svazek, který je nutné před měřeným objektem rozšířit pomocí čoček (expandéru), aby bylo možné zachytit dostatečně velkou oblast. Po průchodu plazmatu je světelný svazek pomocí čočky Č2 fokusován do ohniska čočky, kde je umístěn terčik. Před měřením je nutné umístit terčik⁴ přesně do ohniska fokusující čočky Č2 tak, aby zastínil laserový svazek. Po přesném nastavení je možné mezi čočkami Č1 a Č2 umístit zkoumaný objekt vychylující laserový paprsek, jenž následně projde okolo stínícího terčíku a může být zaznamenána například CCD kamerou. Velikostí terče jsme schopni stanovit minimální hustotu prostředí, jenž svazek dostatečně vychýlila.

Pro názornost si představme nehomogenní prostředí, kterým prochází světelný svazek v místech 1 a 2, kde urazí vzdálenosti $ds_1 = \frac{cdt}{N_1}$ a $ds_2 = \frac{cdt}{N_2}$. V uvažovaném

⁴Někdy se místo terčíku používá tenká jehla vhodná pro nižší hustoty/gradientsy zkoumaného plazmatu. U tenké jehly pak může dojít jen částečnému zastínění svazku.

prostředí dochází ke změně indexu lomu N ve směru kolmém na směr světelného svazku podle obr. 2.5. Dále změnu indexu lomu můžeme vyjádřit jako

$$dN = N_1 - N_2 = \frac{\partial N}{\partial y} dy. \quad (2.6)$$

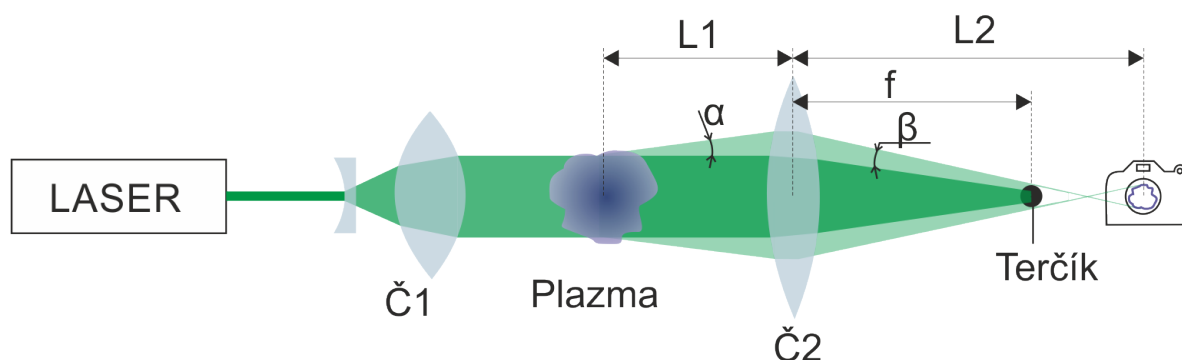
Dále pro $ds_2 = \frac{N_1}{N_2} ds_1$ zapišme rozdíl

$$ds = ds_1 - ds_2 = \left(1 - \frac{N_1}{N_2}\right) ds_1 = \frac{ds_1}{N_2} (N_2 - N_1) = \frac{ds}{N} \frac{\partial N}{\partial y} dy. \quad (2.7)$$

Element vzdálenosti ds můžeme rovněž vyjádřit jako $ds = d\alpha dy$, z čehož plyne vztah pro úhel vychýlení α

$$d\alpha = \frac{ds}{dy} = \frac{ds}{N} \frac{\partial N}{\partial y} \quad (2.8)$$

$$\alpha = \int_0^{x'} \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial y} dx \quad (2.9)$$

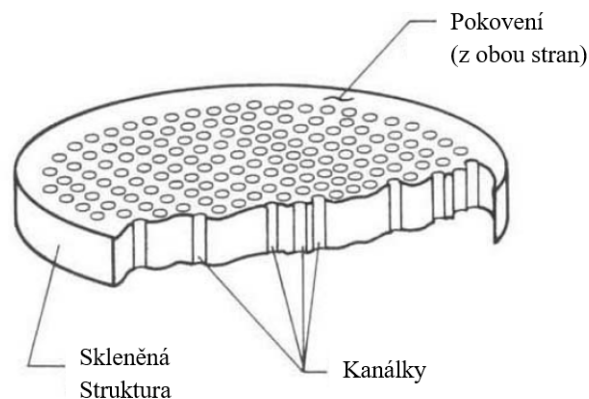


Obrázek 2.5: Schéma Šlírovy metody.

2.3 MCP

Mikrokanálová zesilovací destička, neboli microchannel plate (MCP), je přístroj vhodný pro detekci elektricky nabitých částic (elektrony, kladné ionty), UV záření a měkkého rentgenového záření. Detekcí dané částice dochází k uvolnění elektronu z katody detektoru, jenž vstupuje do kanálku a následně je urychlen pomocí elektrického pole. Urychlený elektron naráží do stěny kanálku, ze které vlivem sekundární emise uvolňuje další elektrony a dochází tak k jejich množení. Pro detekci obrazu s vhodným rozlišením je MCP tvořeno velkým množstvím tenkých kanálků

umístěných těsně vedle sebe. Průměr jednoho kanálku může být několik desítek mikronů [45]. „Hlavním materiálem pro výrobu MCP jsou skleněná vlákna, která jsou tvořena ze dvou koaxiálních komponent, kterou se skládají z rozpustného skleněného jádra obklopeného olovnatým sklem. Vlákna jsou poskládána do hexagonálního pole a následně roztavena pod vysokou teplotou a rozřezána na tenké desky. Následuje leštění a chemické rozpuštění skleněného jádra. Jako finální fáze výroby je ve vakuu na přední a zadní stranu desky nanášena vodivá vrstva kovu plnící funkci elektrod“ [20].



Obrázek 2.6: Micro-channel plate (MCP) [45].

V průběhu experimentů popsaných v této práci byl MCP detektor rozdělen na čtyři nezávislé segmenty, na něž bylo impulzní napětí přiváděno postupně s časovým zpožděním. V závislosti na rozdílné délce přívodních kabelů bylo zpoždění jednotlivých snímků 5 ns, případně 10 ns. Zaznamenávaný obraz je na MCP přiveden přes 4 dírkové kamery (pinhole). Konkrétně na zařízení PFZ-200 se průměr pinholí pohyboval okolo 60ti mikronů. Výsledný převrácený obraz byl následně zaznamenán pomocí fotoaparátu nebo vědecké kamery.

2.4 Rogowského kroužek

Rogowského kroužek je senzor určený pro měření vysokofrekvenčních silnoproudých impulzů. Tento senzor pracuje na podobném principu jako měřicí transformátor proudu, avšak s jedním zásadním rozdílem. Rogowského kroužek je tvořen nefero-

magnetickým toroidem se vzduchovým jádrem, u kterého na rozdíl od železného jádra transformátoru nedochází k saturaci. Toroidem prochází vodič, jímž protéká měřený proud. Kroužek, resp. cívka je s vodičem magneticky spojena. Časovou změnou protékajícího proudu dI/dt dochází ke změně intenzity magnetického pole. V cívce je na základě Faradayova zákona indukováno napětí u_i , které podle Lenzova zákona vytváří proud působící proti vzniklé změně elektromagnetického pole. Ze vztahu (2.10) vyplývá, že závislost mezi měřeným proudem I a indukovaným napětím v cívce je dána vzájemnou indukčností M .

$$u_i = -M \frac{dI}{dt} \quad (2.10)$$

Vzájemnou indukčnost M lze určit jako $M = \mu_0 SN$, kde μ_0 je permeabilita vzduchu, S je plocha závitů $\times 10^9$ y a N počet závitů [46].

Hlavní výhody Rogowského kroužku:

- nedochází k saturaci - vzduchové jádro cívky,
- dobrá linearita měření - nejsou použity magnetické materiály,
- jednoduchá konstrukce,
- nízká cena.

Kapitola 3

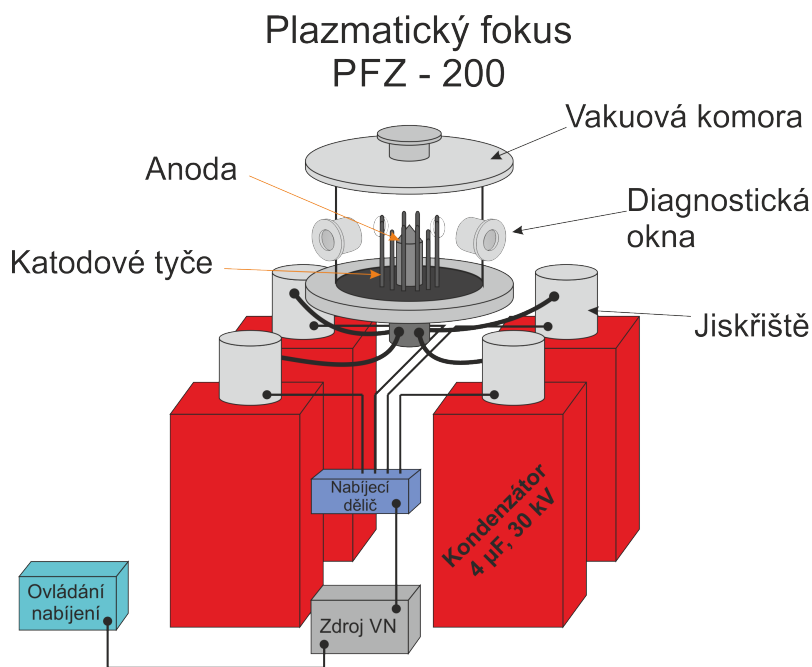
Experimentální zařízení

Jedním z cílů této práce je porovnání výsledků získaných na malém školním zařízení PFZ-200 s dalšími zahraničními aparaturami. První je plazmatický fokus PF-1000 v Institutu fyziky plazmatu a laserové mikrosyntézy (IPPLM) ve Varšavě. Jedná se o jeden z největších plazmatických fokusů na světě, který je v současné době v provozu [47]. Druhý, středně veliký fokus PF-24, se nachází v Krakově v Institutu jaderné fyziky Polské akademie věd (IFJ PAN). Na obou zahraničních zařízeních probíhají společné česko-polské výzkumné projekty, v rámci nichž měl autor této práce možnost zúčastnit se celkem šesti experimentálních kampaní.

3.1 PFZ-200

Plazmatický fokus PFZ-200 na Katedře fyziky FEL ČVUT je malé jaderné impulzní zařízení s maximem proudu převyšující 200 kA. Fokus je Matherovského typu s kondenzátorovou baterií o maximální energii 4 kJ. Výhodou této aparatury je vysoká frekvence 12 výstřelů za hodinu. Díky této vlastnosti je zařízení vhodné pro zaznamenávání různých závislostí vyžadující větší počet výstřelů nebo testování diagnostiky, kterou je možné posléze použít na větších experimentech.

Hlavní komponentou zařízení je vakuová komora, v níž je umístěn elektroodový systém v koaxiálním uspořádání. Uprostřed (v ose z) se nachází válcová anoda s průměrem 25 mm a délkou 140 mm. Ve spodní části je anoda obklopena keramickým izolátorem Al_2O_3 , jenž sahá do výšky 4 cm. Na poloměru 50 mm od osy z



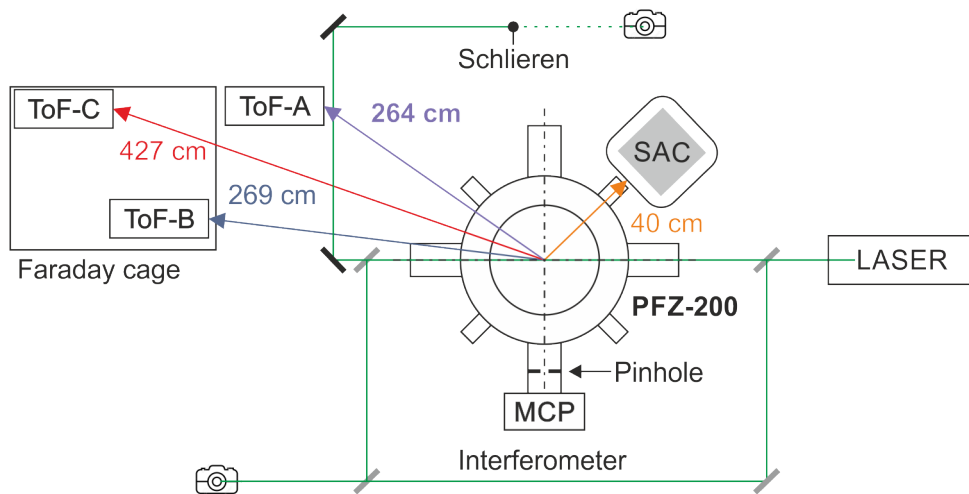
Obrázek 3.1: Grafické schéma plazmatického fokusu PFZ-200.

je symetricky rozmístěno 12 tyčí z nerezové oceli plnících funkci katody¹. Katodové tyče mají v průměru 8,5 mm a jsou 190 mm dlouhé. K elektrodovému systému je připojena kondenzátorová baterie přes čtyři jiskřiště, jenž jsou plněna suchým vzduchem. Samotná baterie je tvořena čtyřmi kondenzátory o celkové kapacitě 16 μF. Napájení baterie je zprostředkováno zdrojem napětí ($U_{\max} = 30 \text{ kV}$. Vzhledem k technickému uspořádání je baterie běžně nabíjena na 18 kV.

Již zmíněná vysoká frekvence výstřelů je určena převážně velikostí zařízení, kdy je možné během několika minut dosáhnout vakua v komoře (přibližně $10^{-2} - 10^{-3} \text{ Pa}$). Odčerpávání zajišťuje dvojice vývěv, rotační olejová vývěva pro nízký stupeň vakua a turbomolekulární pro vyšší stupeň vakua. Následně je do komory napuštěn pracovní plyn deuterium v množství odpovídající požadovanému tlaku (obvykle 280 - 380 Pa).

Na PFZ-200 je pomocí Rogowského kroužku měřen elektrický proud výboje a jeho časová derivace. Absolutní neutronové zisky jsou zaznamenávány pomocí

¹Z toho 4 tyče jsou zkráceny, aby byla zajištěna dobrá průchodnost diagnostického laserového svazku a rentgenové kamery.



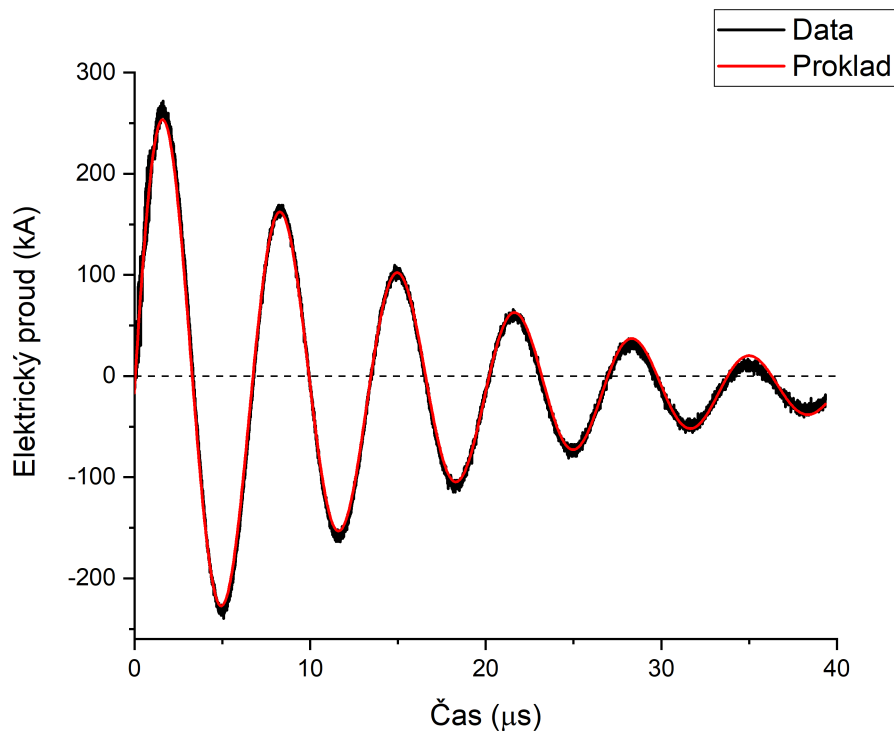
Obrázek 3.2: Rozmístění diagnostiky na PFZ-200.

stříbrového aktivačního čítače (SAC) umístěného v radiálním směru od osy z . Pomocí time-of-flight (nToF) detektorů rozmístěných v radiálním směru v různých vzdálenostech od osy z jsou rovněž zaznamenávány signály neutronového a tvrdého rentgenového záření. Na zařízení se dále využívá diagnostický 100mJ laser operující na vlnové délce 532 nm s délkou pulsu $(2 \pm 0,5)$ ns. S využitím laseru je na PFZ sestaven dvousnímkový interferometr a šlír pro mapování plazmatu. Z 2D zobrazovací techniky je dále užíváno 4-snímkové MCP.

3.1.1 Elektrické parametry PFZ-200

Každé zařízení je dobře charakterizováno svými elektrickými parametry, zejména el. odporem r_0 , vlastní indukčností L_0 a kapacitou C_0 . Tyto parametry jsou mimo jiné potřebné pro numerické simulace, se kterými budeme později pracovat.

Pro změření parametrů zařízení PFZ-200 byl proveden výboj do zkratu. Prostor mezi katodou a anodou byl překlenut kovovými pláty. Elektrický obvod plazmatického fokusu lze popsat jako sériový RLC obvod se známou kapacitou $C = 16 \mu\text{F}$ kondenzátorové baterie. Kondenzátory nabijeme na požadované napětí U a po sepnutí jiskřišť pozorujeme časový průběh napětí, ze kterého dopočteme hodnoty r_0 a L_0 . Sériový RLC obvod s elektromotorickým napětím ε lze pospat pomocí rovnic [48].



Obrázek 3.3: Zaznamenaný průběh měřeného napětí v obvodu včetně proložení .

$$\varepsilon - U - L \frac{dI}{dt} = R I \quad (3.1)$$

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dU}{dt} \quad (3.2)$$

Dosadíme-li (3.2) do (3.1), získáme

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dU}{dt} + \frac{U}{LC} = \frac{\varepsilon}{LC}, \quad (3.3)$$

což je diferenciální rovnice druhého řádu. Analogicky lze tuto rovnici připodobnit rovnici z mechaniky, pomocí které jsou popsány vynucené kmity harmonického oscilátoru, jenž je ve tvaru

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\delta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f, \quad (3.4)$$

kde ω_0 je vlastní frekvence obvodu, pro kterou platí tzv. Thomsonův vztah

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (3.5)$$

V rovnici (3.4) se dále vyskytuje dekrement útlumu

$$\delta = \frac{R}{2L} \quad (3.6)$$

a frekvence

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}. \quad (3.7)$$

Budeme-li uvažovat nulové elektromotorické napětí ($\varepsilon = 0$), můžeme řešit diferenciální rovnici (3.3), jejímž řešením bude časový průběh napětí v tlumeném obvodu

$$U(t) = U_0 e^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi_0). \quad (3.8)$$

Nyní máme teoreticky popsany časový průběh napětí, kterým můžeme proložit experimentálně změřená data a získat tak konstanty δ a ω , z nichž pomocí vztahů (3.5) až (3.7) dopočteme požadovanou indukčnost a odpor.

Proložením hodnot z grafu 3.3 a dosazením do vztahů (3.5) až (3.7) získáváme následující parametry pro plazmatický fokus PFZ-200:

- vlastní indukčnost $L_0 = 70$ nH,
- elektrický odpor $r_0 = 8,8$ Ω .

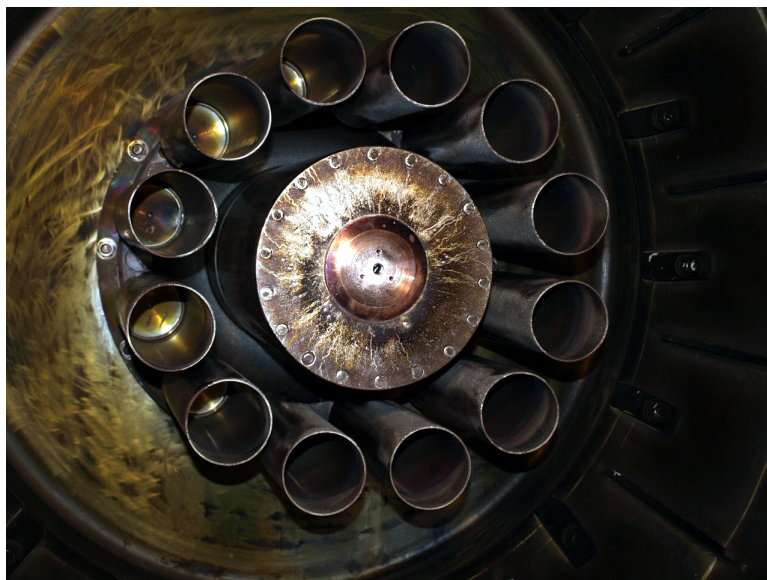
3.2 PF-1000

PF-1000 je megajoulový plazmatický fokus na Institutu fyziky plazmatu a laserové mikrosyntézy v polské Varšavě. Zařízení je v provozu přibližně 25 let, během kterých bylo provedeno velké množství experimentů [49, 50, 6]. Výjimečností této aparatury není jen její velikost, ale i unikátní šestnácti snímkový interferometr, který sestrojil Dr. Marian Paduch, a pomocí kterého je možné pozorovat výboje v plazmatu v časové oblasti 210 ns [44, 51].

Elektrická energie je na PF-1000 uložena ve dvanácti kondenzátorových modulech, přičemž každý obsahuje 24 individuálních 50kV kondenzátorů o kapacitě 4,625 μF . Celkem je tedy možné do baterie z 288ti kondenzátorů o celkové kapacitě 1,332 mF uložit energii až 1 MJ při maximálním nabíjecím napětí 40 kV ². Obvyklé nabíjecí napětí je 20-40 kV s maximem proudu okolo 1,5 MA [52]. Jednotlivé

²V současné době je baterie vzhledem ke stáří zařízení nabíjena na 12 až 16 kV s maximem proudu okolo 1 MA.

sekce kondenzátorů jsou spínány pomocí rychlých jiskřišť s časovým rozptylem 20 ns.



Obrázek 3.4: Elektrodotový systém na PF-1000 [34].

Vakuová komora je u PF-1000 válcového tvaru a je vyrobena z nerezové oceli. S délkou 2,5 m a průměru 1,4 m je objem necelé 4 m³. Plyn je z komory odčerpáván pomocí jedné výkoné rotační a dvou turbo-molekulárních pump, díky kterým je možné dosáhnout tlaku 10⁻⁴ Pa. Osa elektrodotového systému uloženého ve vakuové nádobě je na rozdíl od PFZ-200 vedena horizontálně. To umožňuje variabilnější rozmístění přístrojů pro měření rentgenového záření a neutronů například ke zkoumání prostorové anizotropie. Samotný elektrodotový systém (viz obrázek 3.4) se skládá z dvanácti katodových tyčí o průměru 80 mm a délce 460 mm rovnoměrně rozmístěných na poloměru 400 mm od osy³. Na ose se nachází válcová anoda o stejné délce a průměru 226 mm, jenž je vyrobena z čisté mědi. Izolátor je na PF-1000 stejně jako na PFZ-200 vyroben z Al₂O₃.

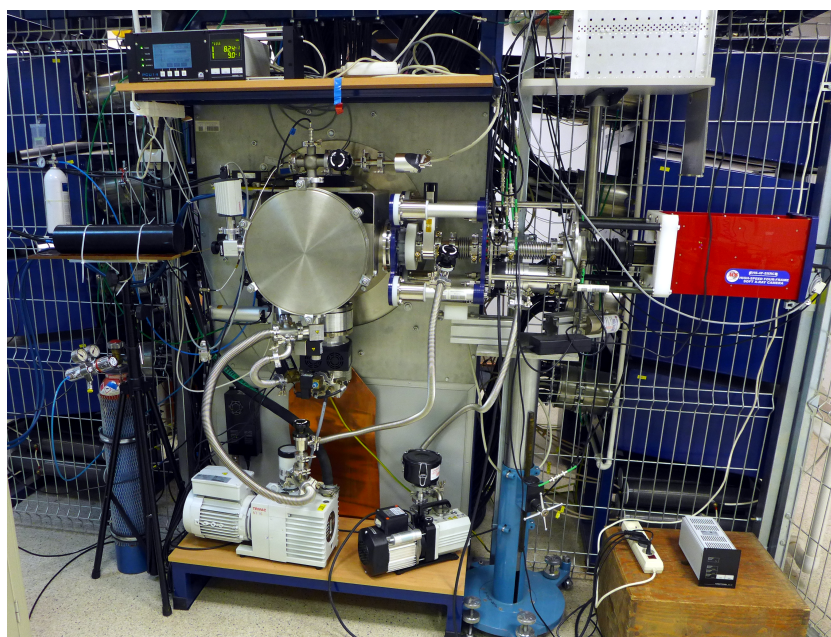
3.3 PF-24

Jedná se o jeden z novějších plazmatických fokusů střední velikosti. Fokus je typu „Mather” a nachází se v Institutu jaderné fyziky Polské akademie věd v Krakově.

³V minulosti byla na PF-1000 katoda tvořena z 24 tenkých tyčí.

Zařízení se, stejně jako obě předešlá, skládá z kondenzátorové baterie a vakuové komory. Baterii tvoří 24 kondenzátorů o celkové kapacitě 116 μF . Při nabíjecím napětí 16 až 40 kV je zařízení schopné pracovat s energií 15 až 93 kJ. Kondenzátory jsou řazeny paralelně a jsou uspořádané do třech sekcí po osmi kusech. Každý kondenzátor je spínán rychlým jiskřištěm s mosaznými elektrodami IFD-40.

Elektrodotový systém se na PF-24 skládá z 16 vnějších katodových tyčí z nerezové oceli o průměru 12 mm, dlouhých 174 mm. Katodové tyče jsou symetricky rozmístěny 55 mm v osové vzdálenosti od anody. Vnitřní elektroda (anoda) je zpravidla vyrobena z mědi válcového tvaru o délce 170 mm a průměru 62 mm. Obě elektrody odděluje izolátor Al_2O_3 . Elektrodotový systém je umístěn ve vakuové nádobě nerezové oceli. Nádobka je dlouhá 400 mm a má průměr 320 mm. V komoře je možné dosáhnout vakua až 10^{-4} Pa.



Obrázek 3.5: Zařízení PF-24 [34].

Kapitola 4

Experimenty

Experimenty popsané v této kapitole navazují na předešlý výzkum optimalizace vstupních parametrů z-pinčových výbojů na plazmatickém fokusu PFZ-200. Za tímto účelem byla provedena série experimentů s novými tvary anod při různých tlacích pracovního plynu - deuteria. Jednotlivé výstřely byly posuzovány z hlediska velikosti a opakovatelnosti neutronového zisku a doby do pinče. Dále bylo pomocí 2D zobrazovací diagnostiky pozorováno implodující plazma v různých časových okamžicích blízkých maximální komprese plazmatu s cílem pozorování projevu nestabilit vývoje, případně možnosti zjištění, v jaké fázi výboje dochází k produkci neutronů a rentgenového záření. Nově získané výsledky na malém školním plazmatickém fokusu PFZ-200 jsou souhrnně porovnány s výsledky z prvotní fáze výzkumu z let 2018/19. V závěru kapitoly jsou výsledky získané na PFZ-200 porovnány s výsledky z větších plazmatických fokusů v zahraničí.

4.1 Experiment na PFZ-200

Na tomto zařízení byla od roku 2018 provedena série experimentů s celkem devíti různými tvary anod při různém tlaku pracovního plynu. V prvotních experimentech byly použity anody s pracovními názvy „kužel 35, dutý kužel, zaoblená a zaoblená s otvorem“. Tlak pracovního plynu deuteria byl volen v rozmezí od 280 Pa do 360 Pa zpravidla s krokem 20 Pa. V pozdějších experimentech byly použity anody „kužel 41, válec, válec se zapuštěným toroidem, parabolická s otvorem a kužel s otvorem“. Tlak plynu byl na základě poznatků z předchozích experimentů volen z oblasti hodnot 320, 340 nebo 360 Pa, případně byl dle vývoje výsledků zvýšen. Výjimkou se

v tomto ohledu stala parabolická anoda s otvorem, kterou bylo potřeba na základě přetrvávajícího růstu neutronového zisku proměřit od 340 Pa do 600 Pa. Pro vybrané hodnoty tlaku deuteria bylo provedeno minimálně 10 výstřelů pro možnost statistického zpracování. Pouze u parabolické anody při vysokých tlacích 550 a 600 Pa bylo provedeno méně výstřelů z důvodu silné nestability výbojů. Před každým výstřelem zařazeným do statistického zpracování byl plyn ve vakuové komoře zařízení nejdříve odčerpán na hodnotu tlaku přibližně 10^{-2} Pa a následně byla napuštěna nová deuteriová náplň.

4.1.1 Elektrody

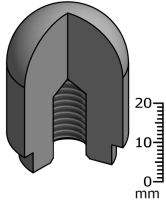
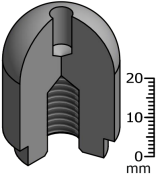
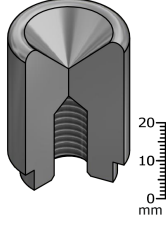
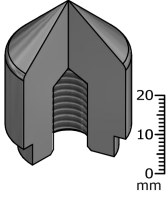
V předchozích experimentech byly testovány 4 tvary špiček anody o stejné výšce 35 mm. Nově v navazujícím experimentu bylo vyzkoušeno 5 nových modelů elektrod, z čehož u tří byla zachována výška 35 mm a dvě byly prodlouženy na 41 mm. Všechny elektrody byly zhotoveny ze slitiny wolframu a mědi (W-Cu) s poměrem 80/20. Přehled elektrod použitých v dřívějších experimentech v letech 2018/19, včetně základních parametrů a 3D modelů, je zobrazen v tabulce 4.1. Nové elektrody jsou zobrazeny v tabulce 4.1.1.

Délkou anody je v tomto textu pro zjednodušení myšlena pouze délka špičky, resp. horní části elektrody, která se přišroubovává na hlavní část anody. Hlavní část je dlouhá¹ 105 mm. Celková délka anody je pak dána součtem délky hlavní části a špičky, tj. 140 mm při 35mm špičce resp. 146 mm při 41mm špičce.

Všechny 35mm elektrody byly navrhovány tak, aby byla zachována celková délka bez ohledu na geometrii. To způsobilo drobné odlišnosti u podobných tvarů anod. Např. u kuželových anod je rozdílná poloha spodního okraje 45° zkosení. U kuželové anody s otvorem začíná zkosení o cca 2 mm výše než u klasického kužele. Tyto odlišnosti mohou v malé míře ovlivňovat trvání osově a radiální fáze výboje.

Elektroda s pracovním názvem „válec se zapuštěným toroidem“ tvarem, nikoliv

¹Měřeno ode dna vakuové komory, ve skutečnosti je anoda delší, neboť je pomocí kabelů, připojených pod komorou, propojena s kondenzátorovou baterií.

Původní elektrody		
Název	Zaoblená	
Délka	35 mm	
Průměr	25 mm	
Materiál	W-Cu 80/20	
Název	Zaoblená s otvorem	
Délka	35 mm	
Průměr	25 mm	
Průměr otvoru	5 mm	
Materiál	W-Cu 80/20	
Název	Dutý kužel	
Délka	35 mm	
Průměr	25 mm	
Zkosení	45°	
Materiál	W-Cu 80/20	
Název	Kužel 35	
Délka	35 mm	
Průměr	25 mm	
Zkosení	45°	
Materiál	W-Cu 80/20	

Tabulka 4.1: Přehled elektrod použitých v prvotní fázi experimentu z let 2018 a 2019.

rozměry, představuje duplikát anody, která byla použita v experimentech v Krakově na zařízení PF-24. Do série experimentů na PFZ-200 byla tato geometrie zahrnuta pro možnost co nejpřesnějšího srovnání obou zařízení. Rovněž tato anoda je tvarem velmi podobná klasické válcové anodě a hlavním rozdílem mezi těmito anodami je jejich délka.

Z tabulek 4.1 a 4.1.1 je zřejmý rozdíl mezi anodami „kužel 35“ a „kužel 41“, jenž spočívá pouze v délce jednotlivých modelů. Elektroda „kužel 41“ byla do experimentů zařazena pro možnost porovnání vlivu rozdílné délky anody na z-pinčový

Nové elektrody		
Název	Kužel 41	
Délka	41 mm	
Průměr	25 mm	
Zkosení	45°	
Materiál	W-Cu 80/20	
Název	Válec	
Délka	35 mm	
Průměr	25 mm	
Průměr otvoru	6 mm	
Materiál	W-Cu 80/20	
Název	Válec se zapuštěným toroidem	
Délka	41 mm	
Průměr	25 mm	
Vnitřní průměr prstence	5 mm	
Materiál	W-Cu 80/20	
Název	Parabolická s otvorem	
Délka	35 mm	
Průměr	25 mm	
Průměr otvoru	5 mm	
Materiál	W-Cu 80/20	
Název	Kužel s otvorem	
Délka	35 mm	
Průměr	25 mm	
Průměr otvoru	5 mm	
Zkosení	45°	
Materiál	W-Cu 80/20	

Tabulka 4.2: Přehled elektrod použitých v pozdější fázi experimentu v roce 2020 a 2021.

výboj v plazmatickém fokusu. Na základě rozdílnosti naměřených hodnot z těchto dvou *referenčních* elektrod můžeme uvažovat, že podobný vliv na výsledky experi-

mentu by byl pozorován i při změně délky ostatních elektrod. Kontrolou mohou být válcové anody stejným rozměrů jako kuželové elektrody.

Budeme-li počítat i výstřely provedené v režimu tzv. zastřelování, neboli první výstřely po delším odstavení, nebo otevírání komory a zásahu do elektrodového systému, kdy dojde k zanesení nečistot, pak můžeme konstatovat, že s každou elektrodou bylo provedeno 100 až 180 výstřelů. U některých anod je možné pozorovat drobné deformace způsobené vysokým počtem výbojů. U elektrod „kužel 35” a „kužel 41” je možné pozorovat takřka identickou deformaci vrcholu kužele. V obou případech deformací výbojem došlo ke zkrácení vrcholu anody přibližně o 1 mm a na jeho místě vznikl drobný otvor mající 2 mm v průměru. U odolnějších elektrod, neboli u elektrod bez ostrých hran a vrcholů se zaoblením 2 mm a více nebyly deformační účinky vesměs pozorovány. Měření rozměrů elektrod před a po experimentu byla zjištěna drobná změna řádově desetin milimetrů, což můžeme považovat za zanedbatelné.

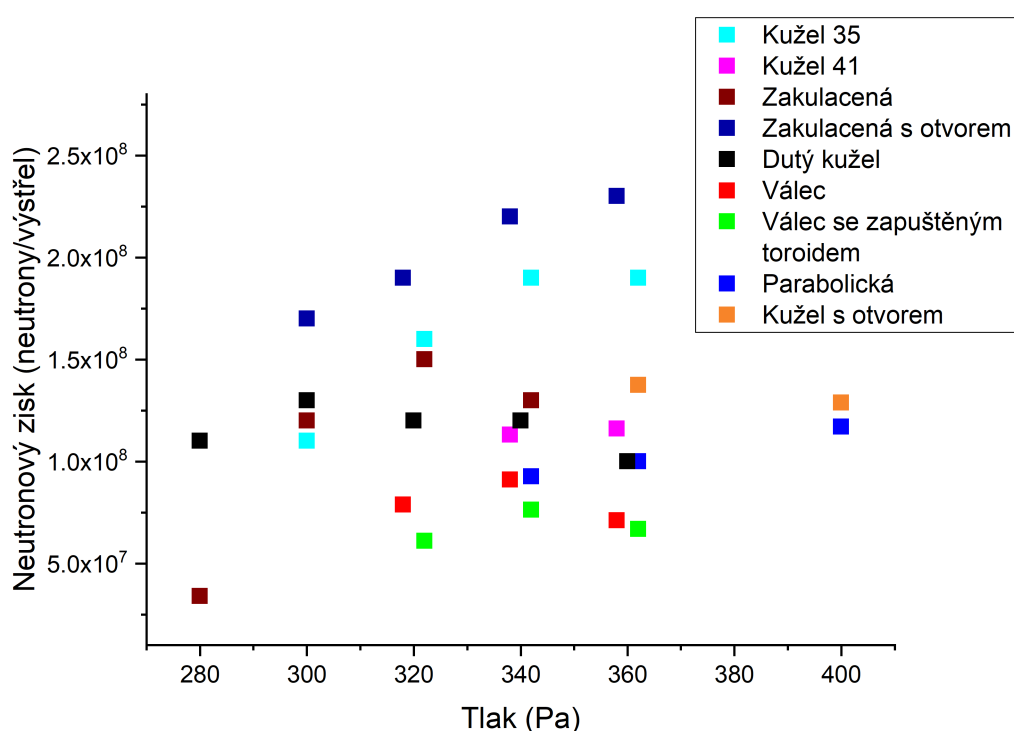


Obrázek 4.1: Kuželová anoda po vyjmutí z experimentální komory.

4.1.2 Neutronové zisky

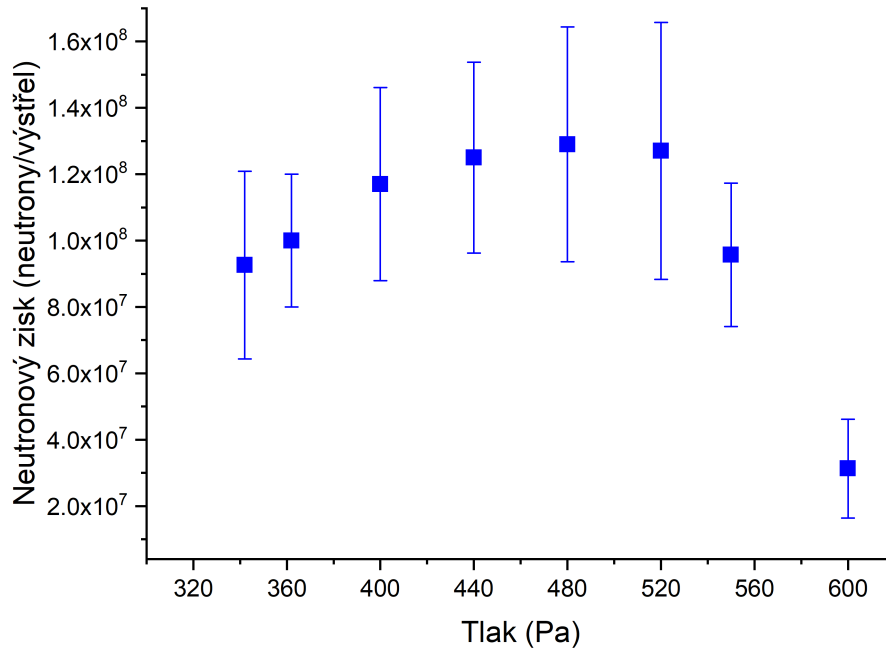
Během experimentů na PFZ-200 bylo při každém výstřelu množství produkovaných neutronů zaznamenáváno hlavně pomocí stříbrového čítače SAC (viz kap. 2.1.1), umístěného ve vzdálenosti 40 cm v radiálním směru od osy z-pinče. Doplňkovou, nebo též kontrolní funkci plnily Time-of-flight detektory, případně bublinkové detektory.

Během prvotních experimentů bylo zjištěno, že nejvyšších a nejstabilnějších neutronových zisků je na PFZ-200 možné dosáhnout se zakulacenou anodou s otvorem s neutronovým ziskem $(2,3 \pm 0,4) \times 10^8$ neutronů na výstřel [53]. Jak je patrné z tabulky 4.3 a grafu 4.2, s novými tvary elektrod se bohužel nepodařilo tento výsledek překonat, nicméně vzhledem k množství použitých tvarů elektrod máme nyní ucelenější obraz o tom, jak by mohl tvar elektrody ovlivnit výboj.



Obrázek 4.2: Grafické zobrazení neutronových zisků při různých konfiguracích anody a tlaku deuteria. Pro přehlednost jsou hodnoty zobrazeny bez fluktuací.

Z naměřených výsledků vyplývá, že při výstřelech s oběma válcovými elektrodami (válec a válec se zapaštěným toroidem) se zaznamenané neutronové zisky neliší o více než statistickou nejistotu. Při zvolených tlacích pracovního plynu 320 Pa, 340 Pa a 360 Pa se průměrný neutronový zisk u těchto elektrod pohybuje v rozmezí $(6 \text{ až } 9) \times 10^7$ neutronů na výstřel. Mírné maximum produkce neutronů je u obou elektrod při tlaku 340 Pa. V porovnání s ostatními elektrodami jsou neutronové zisky u válcových elektrod nejnižší, avšak tyto elektrody se vyznačují jinými přednostmi,



Obrázek 4.3: Grafické zobrazení neutronových zisků při parabolické anodě s otvorem v širokém rozsahu tlaků deuteria.

a to zejména delší dobou trvání radiální fáze pinčového výboje, čehož může být využito například při pozorování výboje pomocí 2D zobrazovací diagnostiky.

Pozastavme se ještě nad rozdíly mezi válcovými anodami. Pomineme-li hladší zaoblení hran válcové elektrody se zapuštěným toroidem, pak dominantním rozdílem je délka obou elektrod. Válcová elektroda je 35 mm dlouhá, kdežto válcová elektroda s prstencem je o 6 mm delší. Z tabulky 4.3 můžeme pozorovat vyšší průměrný neutronový zisk u kratší elektrody o 6 až 30 %. Vzhledem k vysokým fluktuacím dat u obou elektrod můžeme pouze odhadovat, že 35mm vhodnější pro neutronový zisk než anoda s délkou 41 mm.

Z celého seznamu elektrod poněkud výrazněji vystupuje parabolická anoda s otvorem, u níž jako u jediné nebylo pozorováno snížení neutronového zisku při tlaku deuteria vyšším než 360 Pa. Růst neutronového zisku přetrval až do hodnoty tlaku 440 Pa, kde se ustálil na hodnotě $1,3 \times 10^8$ a s postupně se zvyšující fluktuací (od 23

Anoda	Tlak (Pa)	Průměrný zisk (Neutrony/výstřel)	Fluktuace (Neutrony/výstřel)	Fluktuace (-)
Kužel 41	340	$1,1 \times 10^8$	$3,2 \times 10^7$	28%
	360	$1,2 \times 10^8$	$2,8 \times 10^7$	24%
Válec	320	$7,9 \times 10^7$	$2,7 \times 10^7$	34%
	340	$9,1 \times 10^7$	$1,6 \times 10^7$	18%
	360	$7,1 \times 10^7$	$2,1 \times 10^7$	30%
Válec se zapuštěným toroidem	320	$6,1 \times 10^7$	$2,5 \times 10^7$	42%
	340	$7,6 \times 10^7$	$2,0 \times 10^7$	26%
	360	$6,7 \times 10^7$	$2,4 \times 10^7$	36%
Parabolická s otvorem	340	$9,3 \times 10^7$	$2,8 \times 10^7$	31%
	360	$1,0 \times 10^8$	$2,0 \times 10^7$	20%
	400	$1,2 \times 10^8$	$2,9 \times 10^7$	25%
	440	$1,3 \times 10^8$	$2,9 \times 10^7$	23%
	480	$1,3 \times 10^8$	$3,5 \times 10^7$	27%
	520	$1,3 \times 10^8$	$3,9 \times 10^7$	30%
	550	$9,6 \times 10^7$	$2,2 \times 10^7$	23%
	600	$3,1 \times 10^7$	$1,5 \times 10^7$	48%
Kužel s otvorem	360	$1,4 \times 10^8$	$3,2 \times 10^7$	23%
	400	$1,3 \times 10^8$	$3,8 \times 10^7$	30%

Tabulka 4.3: Neutronové zisky pro různé konfigurace anody a tlaku pracovního plynu.

do 30 %) setrval až do hodnoty tlaku 520 Pa. Následně byly provedeny výstřely při tlaku 550 Pa, kde se neutronový zisk propadl přibližně o 35 %. Poté bylo pro kontrolu realizováno minimální množství výbojů při tlaku 600 Pa, kde neutronový zisk poklesl přibližně na 3×10^7 s vysokou fluktuací. Při tomto vysokém tlaku bylo prostředí ve vakuové komoře příliš husté, aby mohlo dojít k dostatečné implozi. Rovněž byl pozorován výboj, při kterém prakticky nedošlo k produkci rentgenů ani neutronů. Z tohoto důvodu nebyly v minulosti na zařízení PFZ-200 prováděny výboje při tlaku deuteria vyšším jak 400 Pa. Můžeme tedy konstatovat, že parabolická elektroda je svým způsobem revoluční, a i když nedosahuje tak vysokých neutronových zisků jako například zakulacená anoda s otvorem, tak v případě požadavku výbojů s vyšší hus-

totou hmoty může být využita.

Při experimentech s kuželovou elektrodou délky 41 mm byly provedeny výstřely pouze při tlacích 340 a 360 Pa. V tomto případě experimentální cíle směřovaly spíše na vliv samotné délky anody nežli na vliv tlaku plynného deuteria. Výboje zaměřené na optimalizaci tlaku deuteria již byly v minulosti s kuželovou anodou provedeny [20, 53]. Referenční hodnotou tlaku nám může být 360 Pa, kdy s krátkou 35mm anodu bylo dosaženo průměrných zisků $(1,9 \pm 0,4) \times 10^8$, kdežto u dlouhé 41mm anody byly neutronové zisky při 360 Pa $(1,2 \pm 0,3) \times 10^8$, což představuje pokles o necelých 37 %. Na tomto místě bychom mohli konstatovat, že prodloužení anody má negativní dopad na produkci neutronů, avšak musíme zohlednit i skutečnost, že experimenty s krátkou a dlouhou kuželovou elektrodou dělí přibližně rok a půl dlouhá doba, během níž je možnost, že došlo k projevu i jiných nežádoucích vlivů. Jednou z potenciálních změn může být degradace izolátoru, na němž dochází k průrazu a formování proudové vrstvy, jenž bezesporu ovlivňuje i pozdější fáze výboje.

Dříve provedené experimenty ukázaly, že vytvoření malého otvoru ve vrcholu anody by mohlo stát za zvýšením neutronového zisku [20]. Na základě tohoto poznatku byly provedeny experimenty s kuželovou elektrodou, v jejímž vrcholu byl vyvrtán otvor. U výstřelů s touto anodou bylo podobně jako u předchozí elektrody hlavním cílem porovnání s ostatními anodami kuželového tvaru, nikoliv vliv tlaku. Výstřely byly proto provedeny pouze při dvou tlacích 360 a 400 Pa. Při tlaku 360 Pa bylo průměrně emitováno $(1,4 \pm 0,3) \times 10^8$ neutronů během jednoho výstřelu. Z nové série 5 elektrod se jedná o největší neutronové zisky, nicméně se zakulacenou anodou s otvorem či kuželovou anodou délky 35 mm bylo dosaženo výrazně vyšších neutronových zisků.

4.1.3 Měření doby do pinče

Doba do pinče, též někdy označovaná jako doba do dipu, je časová hodnota vyvíjející o délce trvání výboje od počátku růstu proudu až do fáze pinče, kdy zpravidla dochází k přetržení svazku plazmatu a nárůstu anomální rezistivity, jenž vede k výraznému poklesu proudu a proudová derivace tak dosahuje svého minima

(dipu). Doby do pinče byly v průběhu experimentů měřeny u všech výstřelů ze signálů zaznamenaných pomocí Rogowského kroužku.

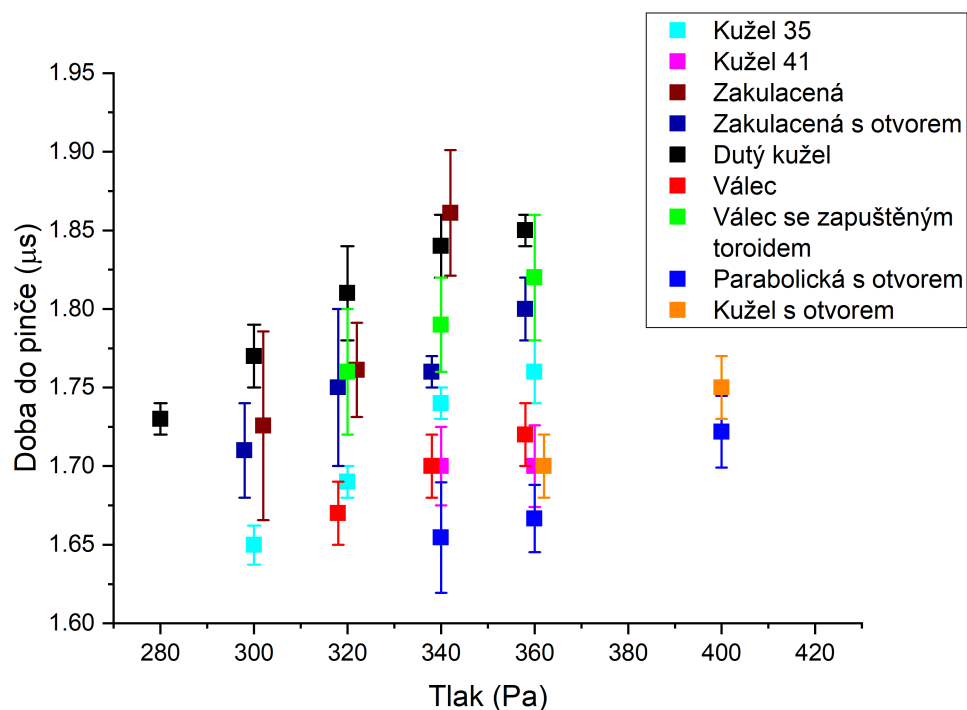
V tabulce 4.4 jsou uvedeny naměřené doby do pinče z pozdějších experimentů uskutečněných na elektrodách s pracovními názvy kužel 41, válec, válec se zapuštěným toroidem, parabolická s otvorem a kužel s otvorem. Na obrázku 4.4 jsou tyto hodnoty zobrazeny společně s naměřenými dobami do pinče z dřívějších experimentů s anodami kužel 35, dutý kužel, zakulacená a zakulacená s otvorem.

Anoda	Tlak (Pa)	Doba do pinče (μs)	Fluktuace (μs)	Fluktuace (-)
Kužel 41	340	1,71	0,03	1%
	360	1,70	0,03	2%
Válec	320	1,67	0,02	1%
	340	1,70	0,02	1%
	360	1,72	0,02	1%
Válec se zapuštěným toroidem	320	1,76	0,04	2%
	340	1,79	0,03	1%
	360	1,82	0,04	2%
Parabolická s otvorem	340	1,65	0,04	2%
	360	1,67	0,02	1%
	400	1,72	0,02	1%
	440	1,77	0,02	1%
	480	1,82	0,04	2%
	520	1,88	0,03	1%
	550	1,93	0,02	1%
	600	1,99	0,07	3%
Kužel s otvorem	360	1,70	0,02	1%
	400	1,75	0,02	1%

Tabulka 4.4: Naměřené hodnoty dob do pinče včetně jejich fluktuací.

Z naměřených hodnot při porovnání válcových elektrod různých délek je zřejmé, že prodloužením anody dojde k předpokládanému prodloužení doby do pinče. Konkrétně

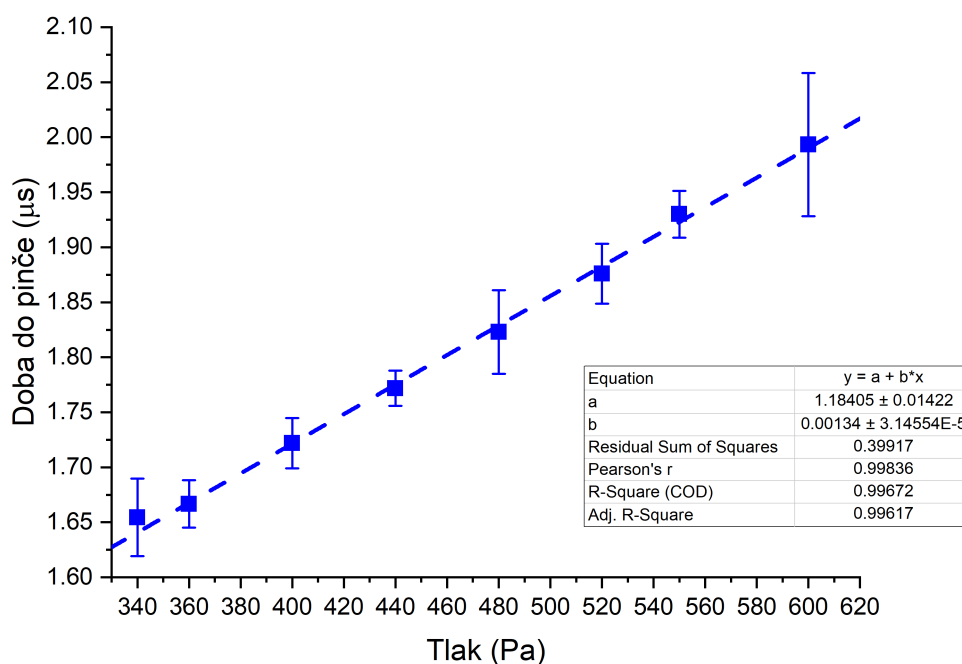
u 35mm válcové anody výboj do fáze pinče trval 1,67 až 1,72 μs při tlacích deuteria od 320 do 360 Pa. Při stejných tlacích u válcové anody se zapuštěným toroidem o 6 mm delší byly doby do pinče v rozmezí 1,76 až 1,82 μs . Při každém tlaku pracovního plynu tak došlo k prodloužení výboje o 90 až 100 ns. Zanedbáme-li drobné odlišnosti v zaoblení horní části anod, pak jedinným rozdílem mezi oběma modely anod je právě jejich délka.



Obrázek 4.4: Grafické zobrazení naměřených dob do pinče včetně jejich fluktuací.

Poněkud v rozporu s poznatkami z předchozího odstavce jsou naměřené hodnoty na anodách kuželového tvaru. V dřívějších experimentech s instalovaným 35mm kuželem byly zaznamenány doby do pinče 1,74 a 1,76 μs při tlacích deuteria 340 a 360 Pa. Podle předpokladů bychom očekávali podobně jako u válcových anod prodloužení doby do pinče s prodloužením anody, avšak u delší 41mm kuželové anody naměřené hodnoty při obou porovnávaných tlacích činily 1,70 μs . Překvapující je, že u delší anody nebyly pozorovány delší doby do pinče, nýbrž nižší. Na rozdíl od válcových anod experimenty s kratší a delší kuželovou anodou dělí již dříve zmíněná rok a půl dlouhá doba, při níž mohlo dojít k technickým změnám na aparatuře, nej-

pravděpodobněji ke změně parametrů izolátoru vlivem stárnutí. Pouze u výstřelů s dlouhou kuželovou anodou nebylo pozorováno prodloužení doby do pinče při zvýšení tlaku deuteria. Můžeme se také domnívat, že při experimentu s dlouhou kuželovou anodou nebylo zařízení ve vhodném režimu.



Obrázek 4.5: Grafické zobrazení naměřených dob do pinče parabolické anody s otvorem v plném rozsahu testovaných tlaků deuteria.

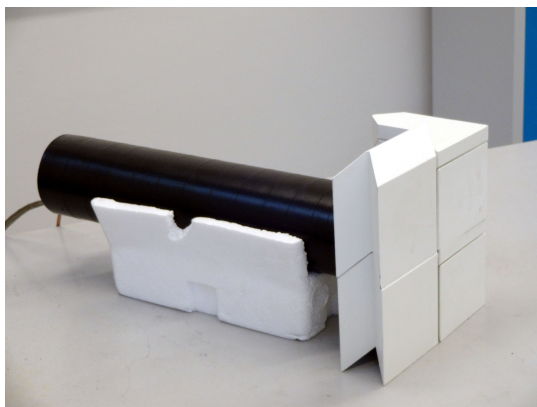
Jak již bylo dříve zmíněno, experimenty s parabolickou anodou byly provedeny pro rozsáhlejší oblast tlaků pracovního plynu, neboť u této elektrody jako jediné bylo možné dosáhnout potřebné imploze právě i při vyšších tlacích. To nám umožnilo zaznamenat dobu do pinče při více tlacích deuteria a lépe pozorovat její závislost na tlaku. Nejnižší doby do pinče bylo zaznamenáno při nejnižším zkoumaném tlaku 340 Pa o průměrné hodnotě 1,65 μ s. S postupně se zvyšujícím tlakem pracovního plynu je možné pozorovat lineární závislost doby do pinče na tlaku, jak je zobrazeno na obr. 4.5. Proložení naměřených hodnot bylo zjištěno, že se zvýšením tlaku o 1 Pa dojde k prodloužení doby do pinče přibližně o 1,34 ns.

4.1.4 Produkce rentgenového záření na PFZ-200

V průběhu experimentů na PFZ bylo zaznamenáváno tvrdé rentgenové záření (HXR) pomocí ToF detektorů s plastickým scintilátorem BC-408, který je citlivý na HXR a na neutrony. Při umístění detektoru do dostatečné vzdálenosti od výboje jsme schopni ze zaznamenaných signálů rozlišit neutrony od HXR na základě rozdílné doby detekce daného záření, neboť rentgenové záření (fotony) se pohybují mnohem rychleji než neutrony. Dále bylo při experimentech s anodami kužel 41 a válec využito scintilačního kalorimetru [54] obsahujícího plastické scintilátory EJ-200 a anorganické BGO scintilátory. Pomocí kalorimetru bylo možné určit energii rentgenového záření s relativně vysokou přesností.

Anoda	Kužel 41	Válec
Teplota rentgenového záření (keV)	$13,0 \pm 0,7$	$11,2 \pm 0,3$
	$14,2 \pm 0,6$	$10,8 \pm 0,7$
	$12,6 \pm 0,7$	$9,4 \pm 0,6$

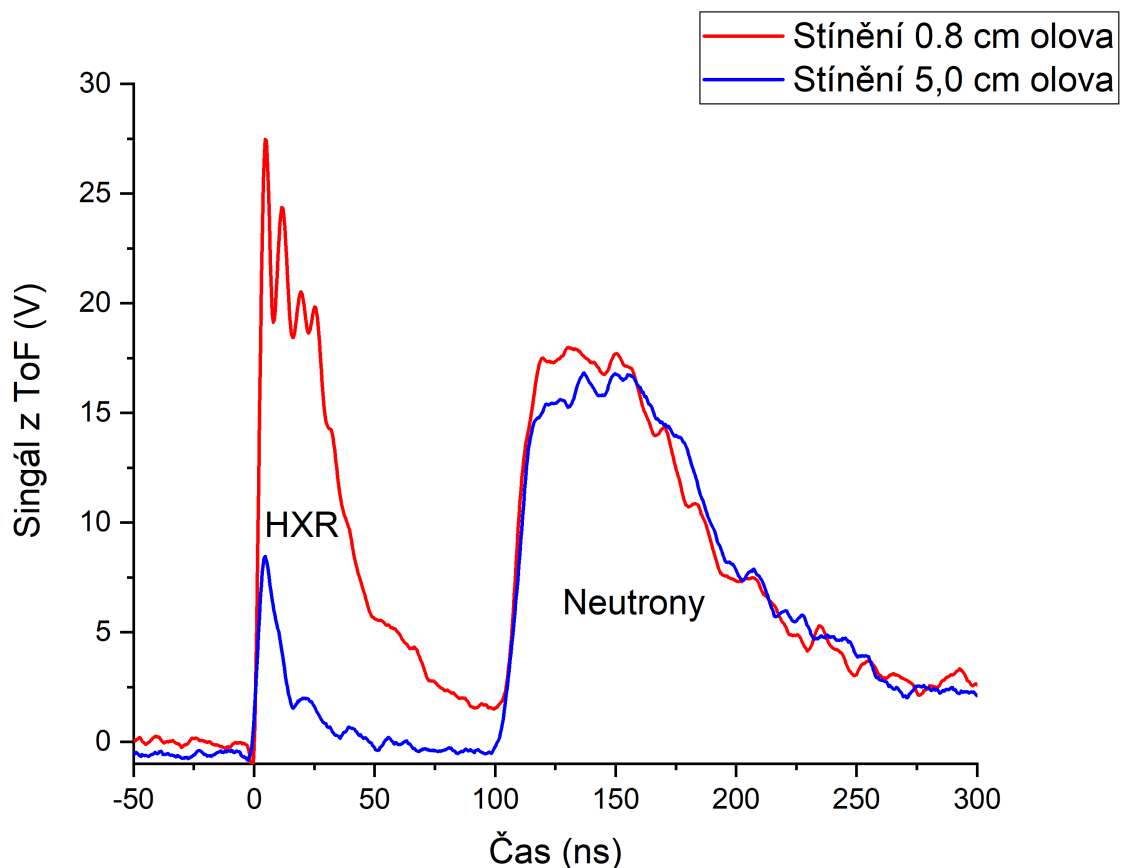
Tabulka 4.5: Zaznamenané teploty rentgenového záření ze vzorku vybraných výstřelů s anodami kužel 41 a válec.



Obrázek 4.6: Stínění ToF detektoru olověnými cihlami tloušťky 5 cm.

V tabulce 4.5 jsou uvedeny zaznamenané teploty rentgenového záření reprezentativního vzorku výstřelů, ze kterých je patrné, že vyšších energií bylo dosaženo při výstřelech s kuželovou anodou s tím, že teploty se pohybovaly v rozmezí 12 až 14 keV. U výstřelů s válcovou anodou bylo detekované rentgenové záření o energiích

přibližně 9 až 11 keV. Na základně provedeného měření můžeme konstatovat, že tvar anody ovlivňuje nejen neutronové zisky, ale také rentgenové záření. Jedním z důvodů může být rozložení elektrického pole na vrcholu anody. V okolí hrotu kuželové anody bude vyšší hustota silokřivek než u válcové anody, což umožňuje vyšší koncentraci proudu, čímž dojde k vytvoření vyššího magnetického tlaku působícího na implodující hmotu.



Obrázek 4.7: Porovnání signálů z ToF detektorů při různé tloušťce stínícího olova.

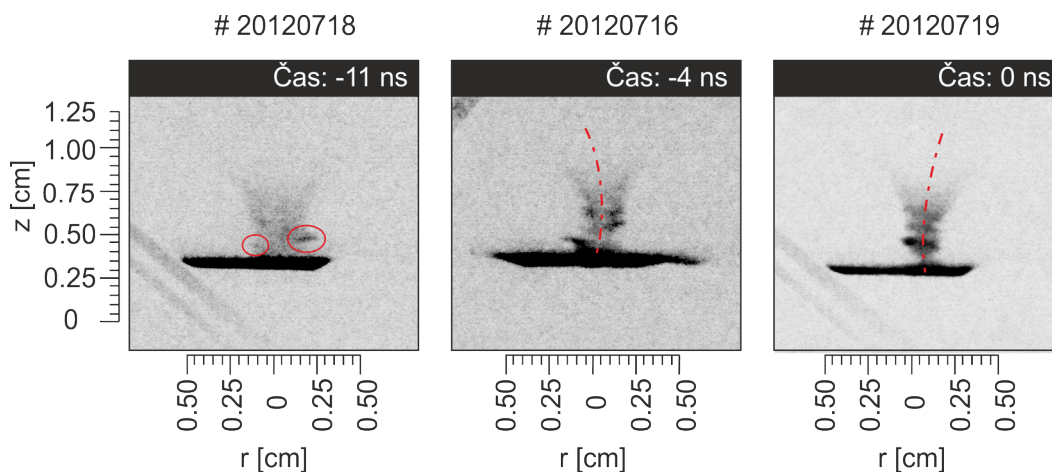
K podobným závěrům můžeme dospět i vyhodnocením dat z ToF detektorů, kdy je u výstřelů s kuželovou anodou (kužel 35, kužel 41 a kužel s otvorem) nutné zesílené stínění, aby nedocházelo k saturaci fotonásobiče. Při experimentech s jinými než špičatými anodami bylo nejčastěji potřeba stínit ToF detektory 4mm až 8mm olověnými pláty, nicméně u kuželových elektrod byly přibližně v polovině případů za-

znamenaný výstřely, kdy HXR proniklo přes 5 cm tlusté olověné stínění. Na obrázku 4.7 jsou zobrazeny ilustrativně pro porovnání dva signály z ToF detektorů ve stejné vzdálenosti při totožném napájecím napětí fotonásobiče, pouze s rozdílnou tloušťkou stínícího olova. Detektor se stíněním 0,8 cm je saturován velkým množstvím rentgenového záření a peak reprezentující HXR je zobrazen s několikanásobně větší pološířkou, vlivem nedostačující přenosové schopnosti saturovaného fotonásobiče. Druhý signál z detektoru stíněného 5ti cm olova má pološířku přibližně 10 ns. Detektor se na základě hladkého vrcholu HXR singálu nezdá být saturován.

4.1.5 Vizualizace z-pinčového plazmatu na PFZ-200

V průběhu experimentů na PFZ-200 byly z-pinčové výboje pozorovány pomocí laseru (šlívová metoda, interferometr) a pomocí rentgenové kamery MCP. Cílem používání těchto diagnostických metod bylo získat bližší informace o z-pinčovém plazmatu a vývoji prováděných výbojů. Klíčovým údajem při zaznamenávání těmito přístroji je přesná časová synchronizace s rozlišením jednotek nanosekund. Vysoké požadavky na citlivost synchronizace představují poměrně netriviální úkol při mnoha experimentech, čímž jsou omezeny možnosti zaznamenání vhodného okamžiku výboje. Obzvláště uvážíme-li, že doba trvání výboje až do jeho pinčové fáze může na plazmatickém fokusu PFZ-200 kolísat řádově v desítkách ns i při dodržení identických počátečních podmínek. Z tohoto důvodu je velmi náročné získat dostatek měřených hodnot, které by bylo možné statisticky zpracovat, jako je tomu například u neutronových zisků.

Na obr. 4.8 jsou pořízeny tři snímky z MCP při různých výstřelech s válcovou anodou při tlaku deuteria 320 Pa. Na levém snímku v čase -11 ns je vidět výboj s pomalu rozvíjejícími se nestabilitami označenými červeně. Na zbylých dvou snímcích se projevují jak symetrické, tak nesymetrické nestability. Výboje na obou snímcích se zřejmě stáčí podle vyznačených os.

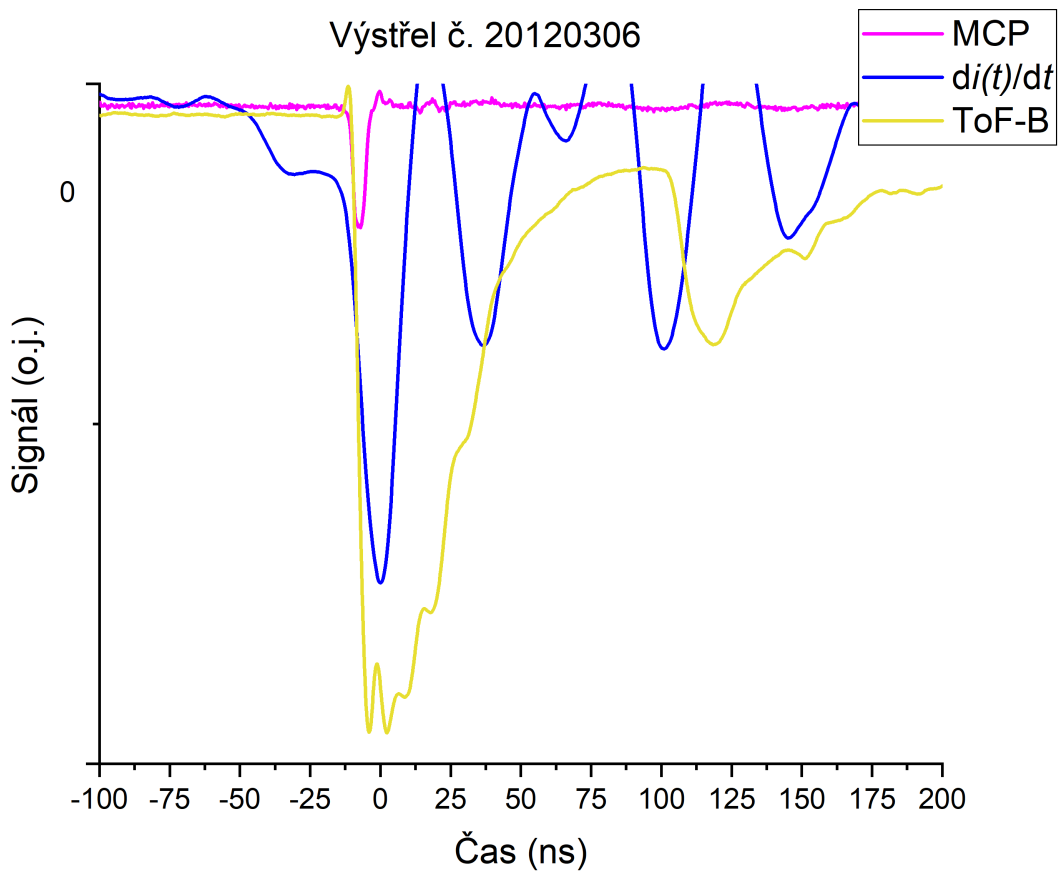


Obrázek 4.8: Snímky z MCP z různých výstřelů s válcovou anodou.

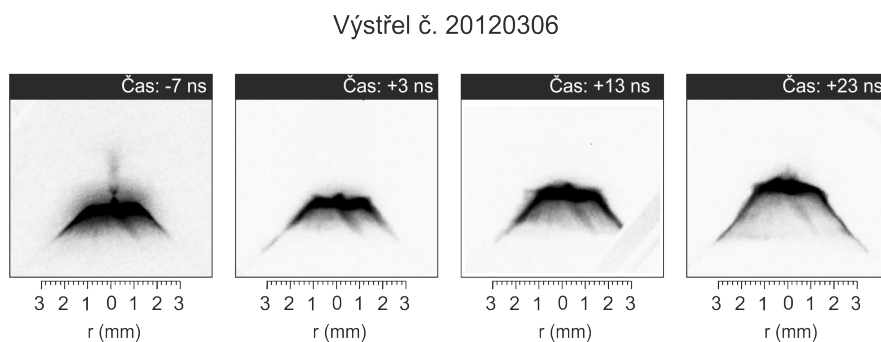
Výstřel č. 20120306

Při tomto výstřelu byla použita dlouhá kuželová anoda a výboj byl proveden při tlaku deuteria 340 Pa. Maximum proudu činilo 211 kA. Neutronový zisk z tohoto výstřelu byl $1,2 \times 10^8$ a doba do pinče 1,7 μs . Na obrázku 4.9 můžeme pozorovat časový průběh proudové derivace, jejíž minimum zde označuje čas 0. Na obrázku 4.10 jsou zobrazeny snímky z MCP, kde první snímek byl zaznamenán v čase -7 ns. V této době dochází k prudkému poklesu proudové derivace.

V oblasti prudkého poklesu derivace (-7 ns) registrujeme signál z MCP, jenž označuje okamžik zachycení 1. snímku na obr. 4.10. Na snímku pozorujeme velmi úzký pinč (400 μm), u kterého dochází nad horním okrajem anody k zaškrčení. V tomto okamžiku rovněž dochází k intenzivní emisi tvrdého rentgenového záření, které je zaznamenáno scintilačním detektorem ToF-B. Při tomto výstřelu byl detektor ToF-B stíněn olověnými pláty o celkové tloušťce 11 mm. I přes toto relativně silné stínění došlo vlivem intenzivní emise k saturaci fotonásobiče ToF detektoru. U jiných než kuželových anod nebyly při stejném stínění pozorovány tak vysoké signály z rentgenového záření. Na obrázku 4.10 vidíme, že v pozdějších časech (3 ns a dále) výboj zcela vymizel, resp. přestal zářit v oblasti měkkého rentgenového záření, na které je MCP citlivé. Na posledním snímku pomalu dochází k drobnému odpařování kovu z anody.



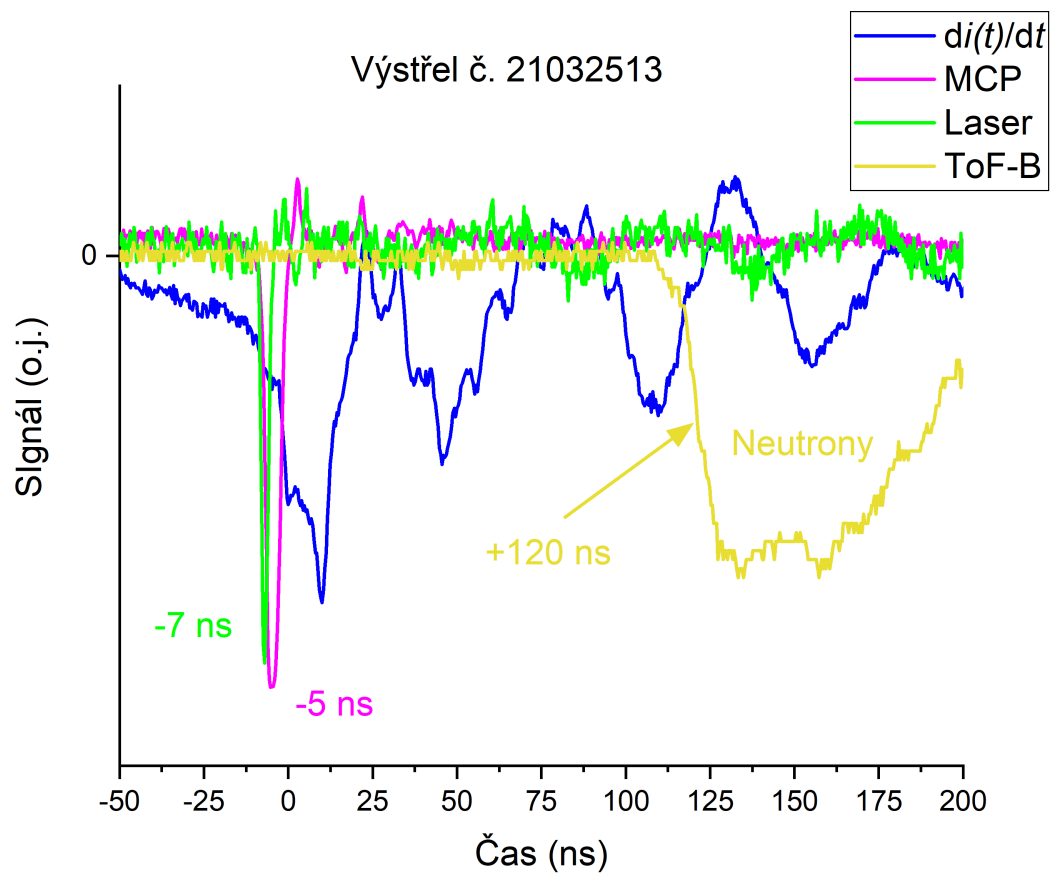
Obrázek 4.9: Signály zaznamenané při výstřelu č. 20120306.



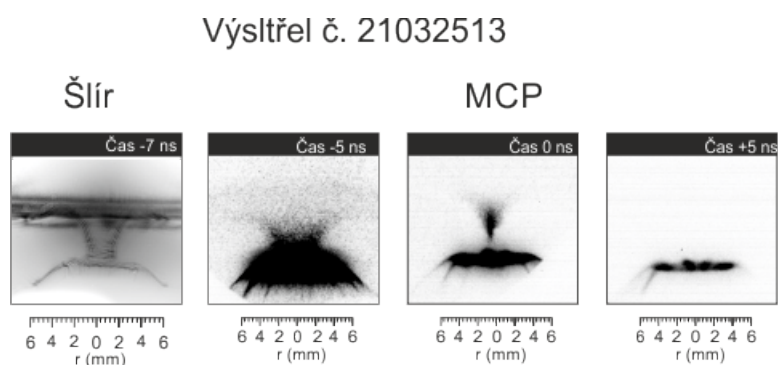
Obrázek 4.10: Snímky z MCP zaznamenané při výstřelu č. 20120306.

Výstřel č. 21032513

Výstřel 21032513 byl proveden s kuželovou anodou s otvorem při tlaku deuteria 360 Pa. Neutronový zisk činil $1,1 \times 10^8$ a pinčové fáze bylo dosaženo za 1,7 μ s.



Obrázek 4.11: Signály zaznamenané při výstřelu č. 21032513.



Obrázek 4.12: Snímky zachycené šlírovou metodou (vlevo) a pomocí MCP (vpravo) při výstřelu č. 21032513.

Maximum proudu bylo 205 kA. U tohoto výstřelu se podařilo v blízkém čase zachytit jak MCP, tak šlírový obrázek (viz obr. 4.12). Na snímku z MCP vidíme v čase

-5 ns implodující svazek plazmatu, jehož průměr v nejužším místě je přibližně 5 mm. Další snímek v čase 0 ns zobrazuje již přerušovaný výboj v oblasti krátce nad vrcholem anody. V tomto čase bylo dosaženo pouze lokálního minima proudové derivace. Absolutní minimum registrujeme až o 10 ns později. O následujících 5 ns později vidíme zářit pouze vrcholek wolframové elektrody. Na signálech z ToF-B detektoru (obr. 4.11) nepozorujeme žádné rentgeny, neboť detektor byl stíněn 5 centimetry olova, aby nedocházelo k saturaci fotonásobiče ToF detektoru. Ze žlutého ToF signálu ale můžeme určit na základě dvou neutronových impulzů, že k emisi neutronů pravděpodobně došlo ve dvou časových okamžicích. Toto tvrzení podporuje i modrý signál proudové derivace, kde pozorujeme celkem dva výraznější „dipy“, první v čase v 0 ns, druhý od 10 ns později v absolutním minimu derivace. Vraťme se k obrázku 4.11, kde je v čase -7 ns zachycen šlírový snímek. Porovnáním s prvním snímkem z MCP pořízeného o 2 ns později vidíme, že z-pinčový výboj na šlírovém snímku je přibližně o 2 mm užší, což by se u implodujícího nemělo stát. Jednou z možností je, že se zde projevila nepřesnost teoreticky určeného zpoždění signálů, které v určitých okamžicích může způsobit nepřesnost až 5 ns. Druhou možností může být zhoršená zobrazovací citlivost MCP.

4.1.6 Porovnání s Lee modelem

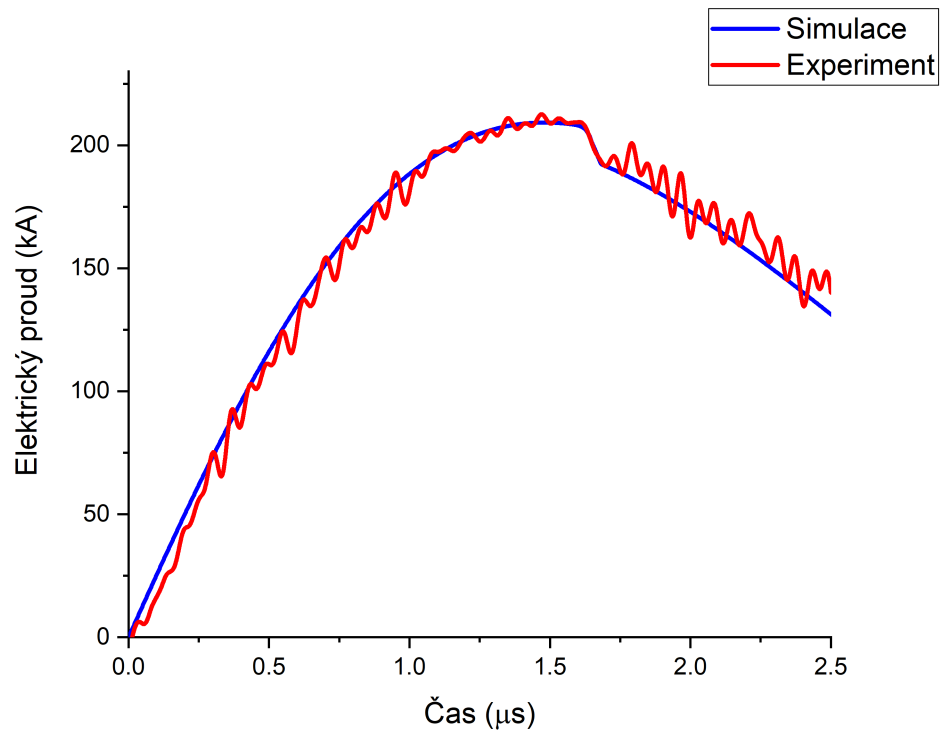
Pro vybraný vzorek výstřelů realizovaných během experimentů byly provedeny simulace v Lee modelu. Jedním z cílů simulací je hlubší prozkoumání z-pinčových výbojů na plazmatickém fokusu, které již byly provedeny, případně možnost porovnání výsledků vzniklých na základě matematického modelu s reálně naměřenými daty. Mezi vstupní parametry Lee modelu patří parametry proudu r_c a hmoty f_m udávající poměr, jakým se daná veličina podílí na výboji během osové fáze a následně i fáze radiální f_{cr}, f_{mr} . Na základě těchto parametrů můžeme porovnat výboje na různých zařízeních.

Z hodnot v tabulce 4.6 je patrné, že při výstřelech s dobou do pinče okolo 1,7 μ s dosahuje proudová vrstva výboje, jenž se pohybuje ve směru osy z, maximální rychlosti $v_{z\ max} = 14\ \text{cm}/\mu\text{s}$. Takové maximální rychlosti byly zaznamenány při simulacích v oblasti tlaku deuteria 320 - 360 Pa. Při výstřelech o vyšším tlaku (520 Pa)

Výstřel č.	I_{\max} (kA)	Doba do pinče (μs)	Neutronový zisk (n/výstřel)	$v_z \max$ (cm/ μs)	$v_r \max$ (cm/ μs)	T_i (eV)
20120703	207	1,70	$9,70 \times 10^7$	14	15	241
20120306	209	1,72	$1,20 \times 10^8$	13	16	258
21032513	209	1,68	$1,13 \times 10^8$	14	20	409
20120716	209	1,68	$1,07 \times 10^8$	14	20	430
20120718	209	1,67	$6,80 \times 10^7$	14	21	456
21031511	210	1,83	$6,00 \times 10^7$	12	23	550

Tabulka 4.6: Výstupní hodnoty ze simulace v Lee modelu, kde $v_z \max$ je maximální rychlost hmoty v ose z , $v_r \max$ je maximální implozní rychlost, T_i je teplota iontů.

rychlost v ose z nepřekročila 12 cm/ μs .



Obrázek 4.13: Porovnání změřeného časového průběhu proudu se simulací v Lee modelu.

Maximum radiální, implozní rychlosti simulované na PFZ-200 se pohybuje v rozmezí 15 až 23 cm/ μ s. V porovnání s osovou rychlostí se jedná o poměrně rozdílné hodnoty napříč jednotlivými výstřely. Jedním z důvodů může být skutečnost, že Lee model uvažuje pouze válcovou elektrodu, nicméně i při simulaci výbojů s válcovou anodou bylo maximum implozní rychlosti odlišné. Právě implozní rychlost může mít na finální pinč zásadní vliv a její fluktuační by mohla způsobovat zvýšený rozptyl například v množství produkovaných neutronů či rentgenového záření. Určitou závislost implozní rychlosti můžeme pozorovat na množství implodující hmoty, která je dána faktorem f_{ms} . Porovnáním hodnot z tabulek 4.6 a 4.7 vidíme, že s klesajícím podílem hmoty podílející se na výboji dochází ke zvýšení maxima radiální rychlosti $v_{r \max}$.

V tabulce 4.6 je dále uvedena teplota iontů T_i , jenž do jisté míry charakterizuje plazma, kterého je při z-pinčových výbojích na plazmatického fokusu PFZ-200 dosaženo. V porovnání s ostatními plazmatickými fokusy se jedná o poměrně nízkou teplotu [55, 56]. I když se jedná pouze o výsledky počítačové simulace, tak právě s nimi můžeme najít shodu s dřívějšími experimenty na PFZ, kde na základě měření implozní rychlosti z MCP byla teplota iontů vyhodnocena řádově ve stovkách eV.

Výstřel	f_m (-)	f_c (-)	f_{mr} (-)	f_{cr} (-)
20120703	0,095	0,80	0,7	0,90
20120306	0,090	0,78	0,5	0,80
21032513	0,095	0,78	0,4	0,90
20120716	0,100	0,78	0,4	0,90
20120718	0,097	0,78	0,3	0,80
21031511	0,110	0,90	0,2	0,95

Tabulka 4.7: Nalezené vstupní parametry pro simulace v Lee modelu pro vybrané výstřely na PFZ-200. f_m - poměr hmoty v osové fázi výboje, f_c - poměr proudu v osové fázi výboje, f_{mr} - poměr implodující hmoty, f_{cr} - poměr proudu v radiální fázi výboje.

4.2 Porovnání s experimenty na PF-24

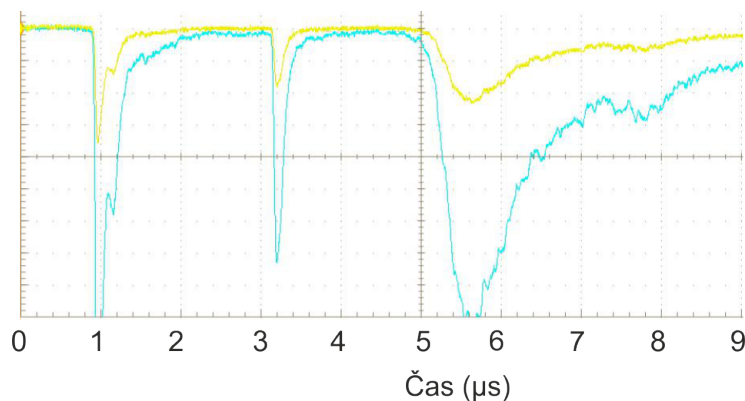
Poznatky z experimentů na PFZ-200 máme možnost částečně porovnat s výsledky získanými z jedné menší experimentální kampaně na větším plazmatickém fokusu PF-24. Na PF-24 nebylo doposud používáno takové množství diagnostických přístrojů jako například na PFZ-200 nebo PF-1000. Nicméně základní výsledky jako jsou neutronové zisky či maximum a časový průběh proudu mohou být prodiskutovány.

V průběhu našeho experimentu na PF-24 bylo provedeno celkem 34 individuálních výstřelů s geometrií anody velmi podobné „válcí se zapuštěným toroidem“. Všechny výboje byly prováděny rovněž jako na PFZ-200 v plynném deuteriu, avšak při tlacích 1,5 a 3 mbar, tj. 150 a 300 Pa. Každý výstřel byl proveden na novou náplň deuteria. Hlavní komplikace na PF-24 spočívá ve velkém rozptylu maxima proudu dosaženého při výstřelech. V průběhu experimentu se maximum proudu pohybovalo od 400 kA až do 680 kA. Při nižších maximech byl pozorován poměrně nestandardní průběh proudu, který mnohdy neměl jedno maximum nebo po dosažení maxima následoval krátký pokles a poté opětovný růst. S největší pravděpodobností potíže způsobuje zpožděné spínání různých sekcí kondenzátorové baterie a nashromážděná elektrická energie není uvolněna v jeden okamžik. Zařízení pak vykazuje chování, jako by jeho baterie byla nabita na nižší napětí, případně měla nižší kapacitu. Nicméně přes tyto komplikace se podařilo zachytit několik výstřelů, pomocí kterých můžeme důstojně porovnat obě zařízení.

Jak již bylo zmíněno, na plazmatickém fokusu PF-24 je dosahováno maxima proudu až 650 kA. V porovnání s PFZ-200, kde maximum nepřesahuje 213 kA, se jedná o zařízení s trojnásobným maximem proudu. Doba imploze na PFZ-200 se v závislosti na konfiguraci pohybuje od 1,65 μs do 1,9 μs , v extrémních případech dosahuje až 2 μs . Při tlaku deuteria 300 Pa se doba do pinče na PFZ pohybuje od 1,7 μs do 1,8 μs . Na PF-24 se při 300 Pa pracovního plynu je doba do pinče přibližně o 200 ns delší a v průběhu experimentální kampaně se pohybovala mezi 1,9 až 2 μs . Při nižším tlaku 150 Pa byly zaznamenány doby do pinče okolo 1,7 μs . Na PFZ se při takto nízkém tlaku výstřely neprovádí.

Již dříve bylo prokázáno, se zvyšujícím se maximem proudu roste rovněž i ne-

utronový zisk [57]. Z výstřelů na PF-24 byly pomocí beryliového čítače zaznamenány neutronové zisky z individuálních výstřelů v rozmezí 9×10^8 až $2,2 \times 10^9$. V porovnání s výsledky z PFZ se jedná o zisky o jeden řád vyšší. Rozdíl v neutronové produkci mezi PF-24 a PFZ je dále v počtu neutronových impulzů neboli časových okamžiků, kdy dochází k neutronové produkci. Na PFZ se převážná část výstřelů vyznačuje jedním neutronovým impulzem a přibližně ve čtvrtině případů dochází k neutronovým a rentgenovým dvojjimpulzům, mezi nimiž je časový rozdíl řádově v desítkách nanosekund. Na PF-24 naopak převládají výstřely s více časy produkce. Jedním z takových výstřelů může být například výstřel č.191128_11, kdy při nižším proudu (540 kA) bylo produkováno $2,2 \times 10^9$ neutronů, avšak ve více impulzech, jak zobrazují signály z ToF detektoru umístěného v 11 metrech od pinče na obr. 4.14.



Obrázek 4.14: Signály z ToF detektoru při výstřelu 191128_11.

3 vybrané výstřely realizované na PF-24 byly podrobeny počítačové simulaci v Lee modelu. Jedná se o výstřely kdy maximum proudu přesahuje 600 kA a kdy došlo ke správnému sepnutí jednotlivých sekcí kondenzátorové baterie. V tabulce 4.8 jsou uvedeny výsledky simulovaných výstřelů. Simulace byla provedena opět na základně změřeného časového průběhu elektrického proudu. Z tabulky 4.8 je patrné, že u simulovaných výstřelů je maximum implozní rychlosti v radiálním směru 21 až 26 cm/μs a teplota iontů T_i dosahuje řádově stovek eV. Simulované neutronové zisky řádově odpovídají výsledkům z experimentu. Ze simulace se dále dozvídáme, že neutrony jsou v drtivé většině „beam target”. Termálních neutronů bylo při výstřelech podle Lee modelu produkováno přibližně 10^2 až 10^3 , což je v porovnání s celkovým neutronovým ziskem řádově 10^9 zanedbatelná část.

Výstřel č.	I_{\max} (kA)	Doba do pinče (μs)	Neutronový zisk (n/výstřel)	$v_z \max$ (cm/ μs)	$v_r \max$ (cm/ μs)	T_i (eV)
191128_05	624	1,87	$2,1 \times 10^9$	14	21	456
191128_06	632	1,93	$1,4 \times 10^9$	14	26	688
191128_10	645	1,89	$2,1 \times 10^9$	13	24	576

Tabulka 4.8: Výsledky simulovaných výstřelů na PF-24.

na základně získaných hodnot ze simulací uvedených v tabulce 4.9 si můžeme povšimnout nižšího faktoru proudu v osově fázi f_c . To může být způsobeno zhoršenou funkčností generátoru, resp. spínáním jednotlivých sekcí baterie v mírně odlišném čase.

Výstřel	f_m (-)	f_c (-)	f_{mr} (-)	f_{cr} (-)
191128_05	0,17	0,70	0,45	0,9
191128_06	0,17	0,68	0,30	0,9
191128_10	0,15	0,60	0,38	0,9

Tabulka 4.9: Nalezené vstupní parametry pro simulace v Lee modelu pro vybrané výstřely na PF-24. f_m - poměr hmoty v osově fázi výboje, f_c - poměr proudu v osově fázi výboje, f_{mr} - poměr implodující hmoty, f_{cr} - poměr proudu v radiální fázi výboje.

4.3 Porovnání s experimenty na PF-1000

Data uvedená v této kapitole pocházejí z experimentálních kampaní provedených na PF-1000 v období posledních tří let. Na této varšavské aparatuře bylo během těchto experimentů provedeno přibližně 200 výstřelů při nabíjecím napětí 12 až 16 kV s maximem proudu v rozmezí 1 až 1,5 MA. To představuje poměrně velké zatížení pro kondenzátorovou baterii i elektrodový systém. Z tohoto důvodu se na PF-1000 během jednoho dne neprovádí tak rozsáhlé série výstřelů jako na menších plazmatických fokusech, které jsou k tomu uzpůsobeny. Tento plazmatický fokus je záměrně konstruován pro výzkum „extrémní“ fyziky plazmatu, kde jsou podrobně

prozkoumávány jednotlivé výstřely a není tak kladen důraz na vysokou opakovatelnost výstřelů. Pro srovnání s experimenty na PFZ bude vybrán (podobně jako na PF-24) menší vzorek výstřelů, které adekvátně vypovídají o tomto zařízení.

Výstřel č.	I_{\max} (kA)	Doba do pinče (μs)	Neutronový zisk (n/výstřel)	$v_z \max$ (cm/ μs)	$v_r \max$ (cm/ μs)	T_i (eV)
12726	1,43	7,3	3,70E+10	10	10	95
12738	1,39	7,6	5,00E+10	10	9	82
12759	1,37	7,0	1,20E+11	11	11	108
13057	0,97	6,9	4,00E+10	11	12	172

Tabulka 4.10: Výsledky simulace výstřelů na PF-1000.

V tabulce 4.10 jsou zobrazeny data ze simulace v Lee modelu, kde maximum proudu, doba do pinče a neutronový zisk jsou reálné hodnoty získané experimentem. Výstřely s maximem proudem 1,4 MA byly provedeny při nabití baterie na 16 kV a výstřel 13057 bylo proveden při napětí 12 kV. Z dat je patrné, že neutronový zisk na PF-1000 je nejvyšší ze tří porovnávaných zařízení. Standardně je na PF-1000 produkováno přibližně 5×10^{10} neutronů na výstřel. Ve výjimečných případech je dosaženo zisků řádově 10^{11} . Porovnáním s průměrnými zisky na PFZ-200, je během výstřelů na PF-1000 emitováno o dva až tři řády více neutronů, při pěti až sedminásobném maximu proudu. Z tabulky 4.10 dále můžeme pozorovat, že rychlost výboje v osové fázi je přibližně 10 až 11 cm/ μs , což je o 3 až 4 cm/ μs méně než na předešlých zařízeních. Výrazně nižší jsou ovšem maxima implozní rychlosti v radiální fázi, která jsou prakticky poloviční. Teplota iontů, jenž je kalkulována na základě velikosti radiální rychlosti, je rovněž nízká s hodnotou okolo 100 eV.

Odpověď proč na PF-1000 rychlost proudové vrstvy dosahuje nižších maxim nejen ve směru osy z , ale i v radiálním směru, můžeme nalézt v tabulce 4.15. Zásadní odlišností oproti PFZ-200 jsou koeficienty hmoty f_m , f_{mr} v osovém i radiálním směru. Na základě simulací zjišťujeme, že na PF-1000 je nejprve v oblasti osové fáze pomocí „Snow-plow” mechanismu hromaděno velké množství hmoty, což snižuje její rychlost. Podobný problém nastává i v důležité radiální fázi, kdy imploduje velký podíl

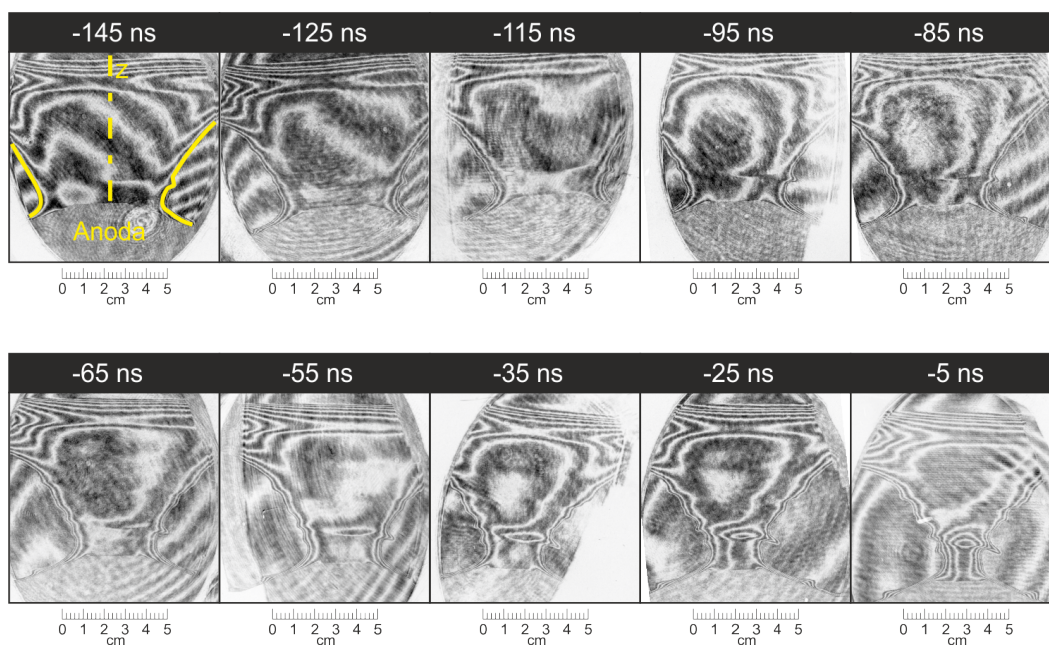
hmoty pod vlivem malého tlaku $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Zde se projevuje skutečnost, že plazmatický fokus PF-1000 je konstruován na vyšší napětí (přibližně 30 kV) a při výstřelech s nižším napětím není proudová vrstva dostatečně urychlena.

Výstřel č.	f_m	f_c	f_{mr}	f_{cr}	Tlak (Pa)
12726	0,35	0,85	0,68	0,65	160
12738	0,30	0,9	0,80	0,80	240
12759	0,40	0,9	0,85	0,70	120
13057	0,50	0,9	0,70	0,70	47

Tabulka 4.11: Nalezené vstupní parametry pro simulace v Lee modelu pro vybrané výstřely na PF-1000. f_m - poměr hmoty v osově fázi výboje, f_c - poměr proudu v osově fázi výboje, f_{mr} - poměr implodující hmoty, f_{cr} - poměr proudu v radiální fázi výboje.

Na obrázku 4.15 je zobrazena série snímků z interferometru při výstřelu 13250. Na snímcích máme možnost pozorovat postupnou implozi z-pinčového výboje v časové oblasti od -145 ns do -5 ns, kde za nulový bod označujeme minimum proudové derivace. Od času -145 ns pozorujeme poměrně hladký výboj s drobnou postupně se rozvíjející se nestabilitou na pravé straně snímku.

Interferogramy výstřel č. 13250



Obrázek 4.15: Snímky z interferometru při výstřelu č. 13250.

Závěr

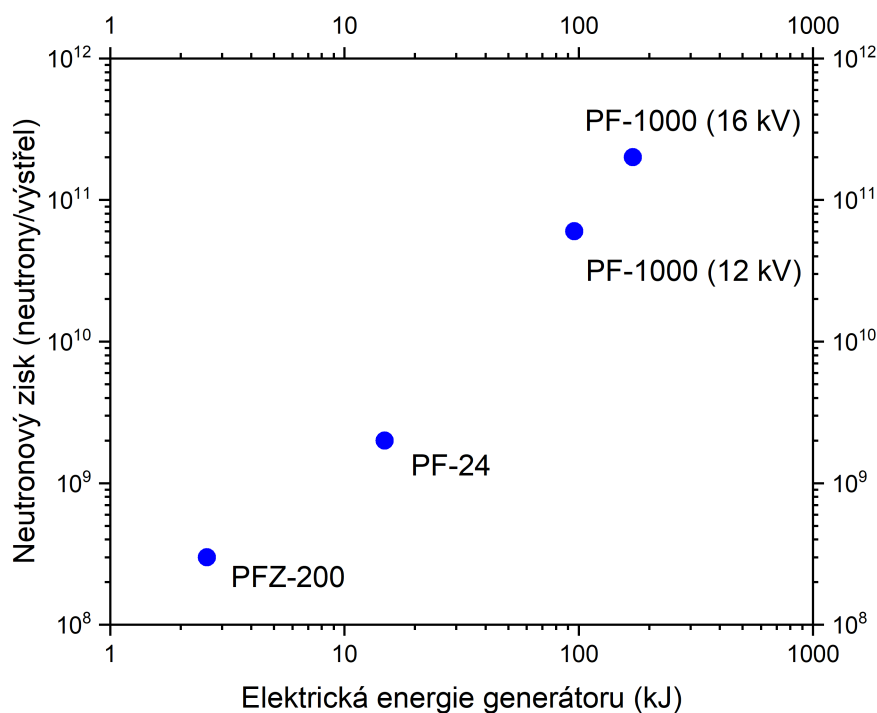
V úvodu této práce bylo krátce pojednáno o fyzikálních principech z-pinčových výbojů a jejich historii. Dále byly popsány tři experimentální zařízení typu plazmatický fokus včetně aparatury PFZ-200, na které byl prováděn výzkum popsáný v této práci, jehož hlavním cílem bylo zmapovat vliv tvaru anody na produkci neutronů a doplňkově i rentgenového záření. Dále byl studován vliv tlaku pracovního plynu na z-pinčový výboj.

Hlavní přínos autora této práce spočíval v navržení jednotlivých modelů používaných elektrod, organizaci a realizaci všech experimentů uskutečněných na plazmatickém fokusu PFZ-200 včetně zpracování všech výsledků. Autor práce se dále zúčastnil experimentálních kampaní na zařízeních PF-24 a PF-1000, kde se rovněž podílel na realizaci experimentů a zpracování naměřených dat.

V rámci popisovaného výzkumu bylo navrženo a experimentálně testováno celkem 9 různých konfigurací anod na plazmatickém fokusu PFZ-200. Testovány byly špičky elektrody délky 35 mm s pracovním názvem kužel 35, kužel s otvorem, zaoblená, zaoblená s otvorem, dutý kužel, parabolická s otvorem a válec. Dále byly testovány dva tvary prodloužených anod na délku 41 mm s názvy kužel 41 a válec se zapuštěným toroidem. Pro každou konfiguraci bylo provedeno několik sérií výstřelů při různém tlaku plynného deuteria. V závislosti na variantě anody byly testovány tlaky v celkovém rozsahu 280 až 600 Pa.

Na základně provedených experimentů můžeme konstatovat, že u anod s kuželovým vrcholem, pozorujeme zvýšenou produkci rentgenového záření a neutronů než u válcových, neboli obecně plochých elektrod, se kterými byly zaznamenány nižší neutronové zisky a produkované rentgenové záření o nižší teplotě. Nicméně nejvyšších neutro-

nových zisků bylo dosaženo se zaoblenou anodou s otvorem, se kterou bylo emitováno rekordních 3×10^8 neutronů během jednoho výstřelu. Můžeme hovořit, že vytvoření otvoru ve zakulacené elektrodě má pozitivní vliv na neutronovou produkci. U většiny testovaných elektrod bylo dosaženo maximalizace neutronového zisku při tlaku deuteria 340 případně 360 Pa. Výjimkou se stala parabolická anoda s otvorem, s níž bylo maximálních zisků dosaženo při vyšších tlacích 440 až 520 Pa. Pouze s touto anodou bylo umožněno na zařízení PFZ-200 provádět výboje v oblasti tlaků převyšujících 400 Pa. Z provedených experimentů dále vyplývá, že výměnou deuteriové náplně před každým výstřelem a optimalizací jejího tlaku dochází k výraznému snížení fluktuace neutronového zisku z 50 % až na 20 %.



Obrázek 4.16: Maximální neutronové zisky porovnávaných aparatur v závislosti na celkové energii generátoru.

Výsledky zaznamenané z experimentů na malém plazmatickém fokusu PFZ-200 byly porovnány s výsledky z experimentálních kampaní na větších plazmatických fokusech PF-24 a PF-1000. Ke srovnání bylo využito také počítačových simulací

v tzv. Lee modelu. Stručné porovnání uvažovaných zařízení je přehledně zobrazeno na obrázku 4.16, kde jsou vyneseny maximální neutronové zisky dosažené během jednoho výstřelu na daném zařízení v závislosti na celkové energii kondenzátorové baterie. Vzhledem k optimalizaci tlaku pracovního plynu a volbě vhodného tvaru elektrody je zařízení PFZ-200 nejstabilnějším neutronovým zdrojem, byť průměrnými zisky o jeden řád nižšími než na PF-24 a o dva až tři řády nižšími než na PF-1000.

Část výsledků výzkumu popsaného v této práci již byla publikována v impaktovaném časopise *IEEE Transactions on Plasma Science* [53] a dále prezentována na studentských konferencích *Poster 2019* a *15th Kudowa Summer School "Towards fusion energy" 2020*. Na závěr poznamenejme, že tato práce jako jediná shrnuje vliv tvaru anody na z-pinčové výboje na plazmatickém fokusu a svým rozsahem co do provedených výstřelů a počtu testovaných elektrod je zcela unikátní.

Literatura

- [1] B. Jones et al. A renewed capability for gas puff science on sandia's z machine. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 42(5):1145–1152, 2014.
- [2] A. Shishlov et al. Gas-puff-on-wire-array z -pinch experiments on the git-12 generator at microsecond implosion times. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 35(3):592–600, 2007.
- [3] I. H. Mitchell, J. M. Bayley, J. P. Chittenden, J. F. Worley, A. E. Dangor, M. G. Haines, and P. Choi. A high impedance mega-ampere generator for fiber z -pinch experiments. *Review of Scientific Instruments*, 67(4):1533–1541, 1996.
- [4] M. G. Haines. A review of the dense z -pinch. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 53(9):01–93, 2011.
- [5] L. Soto, P. Silva, et al. Demonstration of neutron production in a table-top pinch plasma focus device operating at only tens of joules. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(20):205215, 2008.
- [6] M. Scholz, R. Miklaszewski, M. Paduch, M. J. Sadowski, A. Szydlowski, and K. Tomaszewski. Preliminary neutron experiments with the pf-1000 plasma-focus facility. *IEEE transactions on plasma science*, 30(2):476–481, 2002.
- [7] H. A. Bender. Nevada national security site site-directed research and development fy 2014 annual report. Technical report, Nevada Test Site (NTS), Mercury, NV (United States), 2015.
- [8] E. Hutterer. The bomb without the boom. *Los Alamos Science and Technology Magazine Issue October*, 2017.

- [9] J. A. Gomez et al. Results of three neutron diagnosed subcritical experiments. *Nuclear Science and Engineering*, 193(5):537–548, 2019.
- [10] J. Staša, P. Sulan, P. Pešice, M. Kakos, V. Müller, J. Fišák, and R. Kolomý. Meteorologické zprávy. *Meteorologické zprávy*, 57:86–90, 2004.
- [11] M. Mikěš, J. Efmertová. *Elektřina na dlani: kapitoly z historie elektrotechniky v českých zemích*. Milpo media, 2008.
- [12] R. Kolomý. Benjamin franklin (1706–1790) a jeho přínos k nauce o elektřině. *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, 48(2):129–142, 2003.
- [13] M. G. Haines, S. V. Lebedev, J. P. Chittenden, F. N. Beg, S. N. Bland, and A. E. Dangor. The past, present, and future of z pinches. *Physics of Plasmas*, 7(5):1672–1680, 2000.
- [14] J. A. Pollock. Barraclough, “. Note on a hollow lightning conductor crushed by the discharge,” *Proc. R. Soc. (New South Wales)*, 39:131, 1905.
- [15] E. F. Northrup. Some newly observed manifestations of forces in the interior of an electric conductor. *Physical Review (Series I)*, 24(6):474–497, 1907.
- [16] W. H. Bennett. Magnetically self-focussing streams. *Physical Review*, 45(12):890–897, 1934.
- [17] L. Tonks. Theory and phenomena of high current densities in low pressure arcs. *Transactions of the Electrochemical Society*, 72(1):167–182, 1937.
- [18] J. W. Mather. Formation of a high-density deuterium plasma focus. *The Physics of Fluids*, 8(2):366–377, 1965.
- [19] N. V. Filippov, T.I. Filippova, et al. Filippov type plasma focus as intense source of hard x-rays (e/sub x//spl sime/50 kev). *IEEE transactions on plasma Science*, 24(4):1215–1223, 1996.
- [20] J. Novotný. Optimalizace experimentální zátěže plazmatického fokusu přz-200. Bakalařska práce, České vysoké učení technické v Praze. Vypočetní a informační centrum., 2019.
- [21] P. KUBEŠ. *Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika*. 2004.

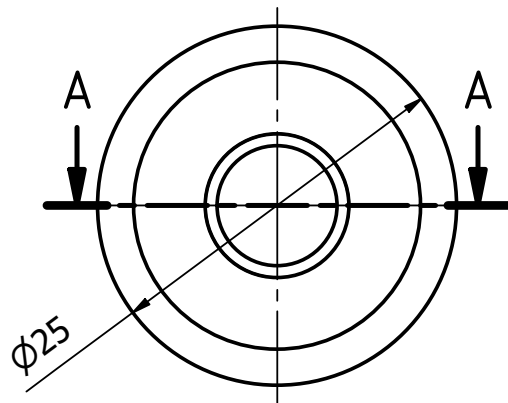
- [22] Petr Kulhánek. *Úvod do teorie plazmatu*. AGA, 2011.
- [23] D. Prialnik. *An introduction to the theory of stellar structure and evolution*. Cambridge University Press, 2000.
- [24] V. A. Gribkov, A. Banaszak, B. Bienkowska, A. V. Dubrovsky, I. Ivanova-Stanik, L. Jakubowski, L. Karpinski, R. A. Miklaszewski, M. Paduch, M. J. Sadowski, et al. Plasma dynamics in the pf-1000 device under full-scale energy storage: II. fast electron and ion characteristics versus neutron emission parameters and gun optimization perspectives. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(12):3592–3607, 2007.
- [25] D. Klir, A. V. Shishlov, V. A. Kokshenev, P. Kubes, et al. Ion acceleration mechanism in mega-ampere gas-puff z-pinches. *New Journal of Physics*, 20(5):53–64, 2018.
- [26] D. Potter. The formation of high-density z-pinches. *Nuclear Fusion*, 18(6):813–823, 1978.
- [27] S. Lee. Plasma focus radiative model: Review of the lee model code. *Journal of Fusion Energy*, 33(4):319–335, 2014.
- [28] A. Bernard, P. Cloth, H. Conrads, A. Coudeville, G. Goullan, A. Jolas, Ch. Maisonnier, and J. P. Rager. The dense plasma focus—a high intensity neutron source. *Nuclear Instruments and Methods*, 145(1):191–218, 1977.
- [29] P. Silva, J. Moreno, L. Soto, L. Birstein, R. E. Mayer, and W. Kies. Neutron emission from a fast plasma focus of 400 joules. *Applied physics letters*, 83(16):3269–3271, 2003.
- [30] J. M. Koh, R. S Rawat, A. Patran, T. Zhang, D. Wong, S. V. Springham, T. L. Tan, S. Lee, and P. Lee. Optimization of the high pressure operation regime for enhanced neutron yield in a plasma focus device. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(1):12–18, 2004.
- [31] M. P. Crane, T. W. Baker. Neutron detectors. *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*, (13):1–28, 1991.

- [32] D. Hladik, A. Pavlat. Calibration of the silver activation counter of neutrons for laser system and plasma focus experiments. In *22nd International Student Conference on Electronical Engineering, Prague, 2018*.
- [33] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [34] *Fotoarchiv - Skupina silnorpoudých výboju ČVUT FEL*.
- [35] B. Bienkowska, R. Prokopowicz, M. Scholz, J. Kaczmarczyk, A. Igielski, L. Karpinski, M. Paducha, and K. Pytel. Neutron counter based on beryllium activation. In *AIP Conference Proceedings*, number 1, pages 105–108. American Institute of Physics, 2014.
- [36] D. Klir, J. Kravarik, P. Kubes, et al. Fusion neutron detector for time-of-flight measurements in z-pinch and plasma focus experiments. *Review of Scientific Instruments*, 82(3):033–505, 2011.
- [37] V. Mădălina. A time resolving spectrometry method for particles emitted in intense bursts. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 227(2):327–334, 1984.
- [38] T. Tiseanu, G. Decker, and W. Kies. A monte-carlo technique for the reconstruction of time dependent spectra of short-pulse neutron sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 373(1):73–80, 1996.
- [39] K. Rezac, D. Klir, P. Kubes, and J. Kravarik. Improvement of time-of-flight methods for reconstruction of neutron energy spectra from d (d, n) 3He fusion reactions. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 54(10):105011, 2012.
- [40] H. Ing, R. A. Noulty, and T. D. McLean. Bubble detectors—a maturing technology. *Radiation measurements*, 27(1):1–11, 1997.
- [41] R. K. Fisher, V. S. Zaveriaev, and S. V. Trusillo. Threshold bubble chamber for measurement of knock-on dt neutron tails from magnetic and inertial confinement experiments. *Review of scientific instruments*, 68(1):1103–1106, 1997.

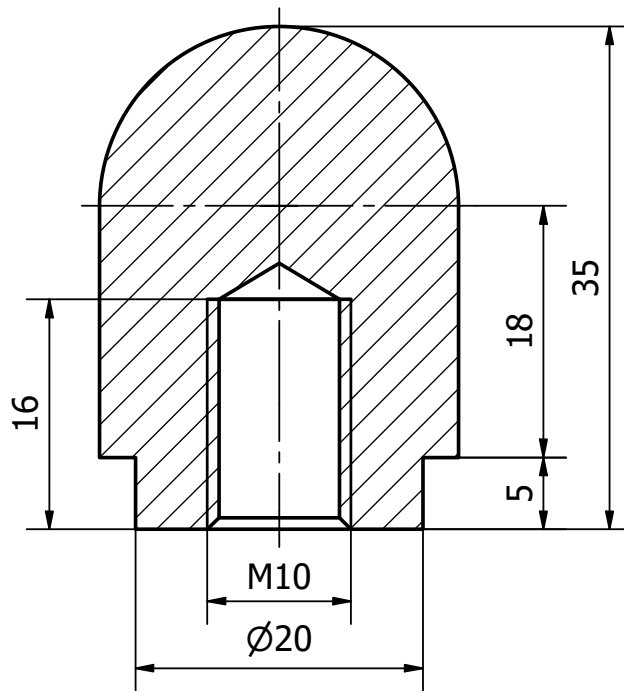
- [42] R. E. Apfel. The superheated drop detector. *Nuclear instruments and Methods*, 162(1-3):603–608, 1979.
- [43] J. RÝC. Michelsonuv interferometr. *Diplomová práce, VUT Brně*, 2011.
- [44] E. Zielińska, M. Paduch, and M. Scholz. Sixteen-frame interferometer for a study of a pinch dynamics in pf-1000 device. *Contributions to Plasma Physics*, 51(2-3):279–283, 2011.
- [45] J. L. Wiza et al. Microchannel plate detectors. *Nucl. Instrum. Methods*, 162(1-3):587–601, 1979.
- [46] M. Argüeso, G. Robles, and J. Sanz. Measurement of high frequency currents with a rogowski coil. *Rev. Sci. Instrum*, 76(6):065107–1, 2005.
- [47] A. E. Dubinov, E. I. Fomicheva, and Leonid A. Senilov. Research with plasma foci in countries of asia, africa, and latin america. *Reviews of Modern Plasma Physics*, 4:1–173, 2020.
- [48] I. Štoll. *Elektrina a magnetismus*. Vydavatelství ČVUT, 2003.
- [49] A. Kasperczuk, R. Miklaszewski, M. Paduch, T. Pisarczyk, M. Scholz, and K. Tomaszewski. Final stages of the plasma column evolution in the plasma-focus pf1000 device. *IEEE transactions on plasma science*, 30(1):56–57, 2002.
- [50] D. Klir, P. Kubes, M. Paduch, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, M. Scholz, Z. Kalinowska, B. Bienkowska, L. Karpinski, J. Kortanek, et al. Search for thermonuclear neutrons in a mega-ampere plasma focus. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 54(1):1–15, 2011.
- [51] P. Kubes, M. Paduch, T. Pisarczyk, M. Scholz, T. Chodukowski, D. Klir, J. Kravarik, K. Rezac, I. Ivanova-Stanik, L. Karpinski, et al. Interferometric study of pinch phase in plasma-focus discharge at the time of neutron production. *IEEE transactions on plasma science*, 37(11):2191–2196, 2009.
- [52] Scholz, M. *PLASMA-FOCUS AND CONTROLLED NUCLEAR FUSION*. Institute of Nuclear Physics PAN, Krakow, 2014.

- [53] J. Novotny, J. Cikhardt, J. Kravarik, D. Klir, P. Kubes, V. Munzar, and K. Rezac. Optimizing of experimental load of pfz-200 plasma focus. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020.
- [54] V. Istokskaia, V. Stránský, L. Giuffrida, R. Versaci, F. Grepl, M. Tryus, A. Velyhan, R. Dudžák, J. Krása, M. Krupka, et al. Experimental tests and signal unfolding of a scintillator calorimeter for laser-plasma characterization. *Journal of Instrumentation*, 16(02):T02006, 2021.
- [55] L. Soto. New trends and future perspectives on plasma focus research. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47(5A):A361, 2005.
- [56] V. A. Gribkov, V. N. Pimenov, L. I. Ivanov, E. V. Dyomina, S. A. Maslyaev, R. Miklaszewski, M. Scholz, U. E. Ugaste, A. V. Dubrovsky, V. C. Kulikauskas, et al. Interaction of high temperature deuterium plasma streams and fast ion beams with stainless steels in dense plasma focus device. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 36(15):1817, 2003.
- [57] Yu. V. Mikhailov, B. D. Lemeshko, and I. A. Prokuratov. Experimental dependence of the neutron yield on the discharge current for plasma focus chambers filled with deuterium and deuterium–tritium. *Plasma Physics Reports*, 45(4):334–344, 2019.

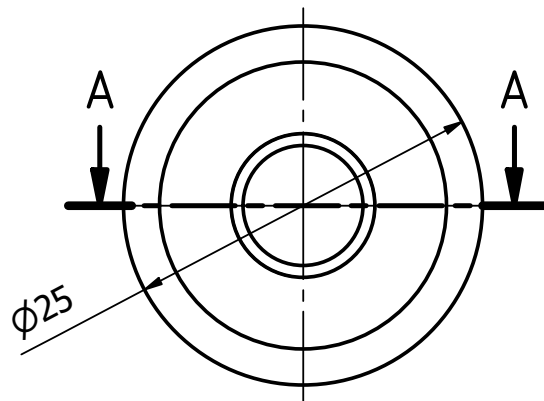
Příloha A - Výkresy elektrod



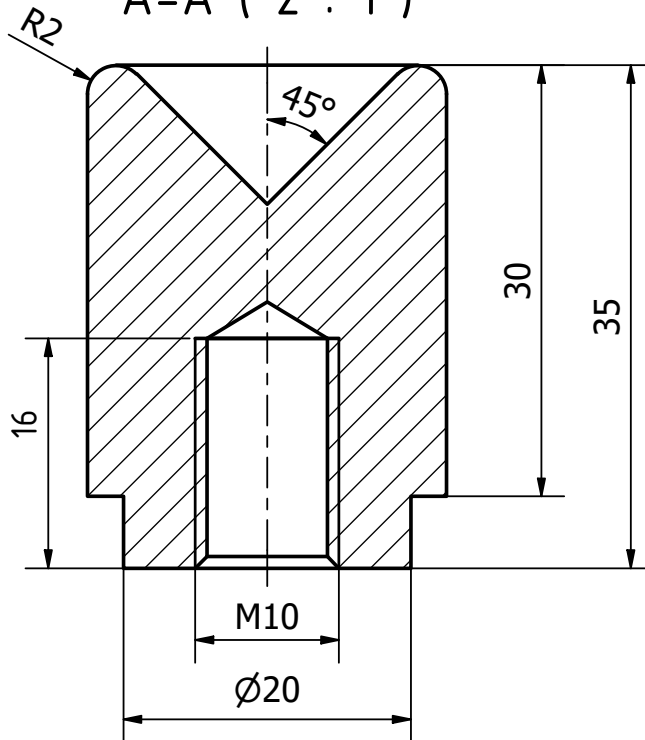
A-A (2 : 1)



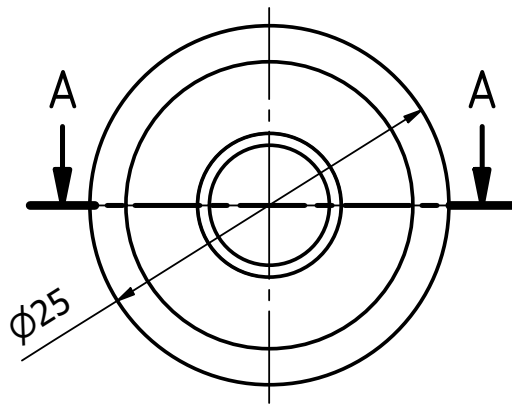
<table border="1"> <tr> <td> <table border="1"> <tr> <td>Vypracoval</td> <td>Jan NOVOTNÝ</td> </tr> <tr> <td>Email</td> <td>jenda.novotny@fel.cvut.cz</td> </tr> <tr> <td>Tel.</td> <td>+420 721 235 623</td> </tr> </table> </td> <td colspan="2" rowspan="2">Anoda - Zaoblený vrchol</td> <td rowspan="2">1</td> </tr> <tr> <td>Měřítko: 2:1</td> <td>Materiál: Wolfram</td> <td>A4</td> </tr> </table>	<table border="1"> <tr> <td>Vypracoval</td> <td>Jan NOVOTNÝ</td> </tr> <tr> <td>Email</td> <td>jenda.novotny@fel.cvut.cz</td> </tr> <tr> <td>Tel.</td> <td>+420 721 235 623</td> </tr> </table>	Vypracoval	Jan NOVOTNÝ	Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz	Tel.	+420 721 235 623	Anoda - Zaoblený vrchol		1	Měřítko: 2:1	Materiál: Wolfram	A4
<table border="1"> <tr> <td>Vypracoval</td> <td>Jan NOVOTNÝ</td> </tr> <tr> <td>Email</td> <td>jenda.novotny@fel.cvut.cz</td> </tr> <tr> <td>Tel.</td> <td>+420 721 235 623</td> </tr> </table>	Vypracoval	Jan NOVOTNÝ	Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz	Tel.	+420 721 235 623	Anoda - Zaoblený vrchol				1		
Vypracoval	Jan NOVOTNÝ												
Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz												
Tel.	+420 721 235 623												
Měřítko: 2:1	Materiál: Wolfram	A4											



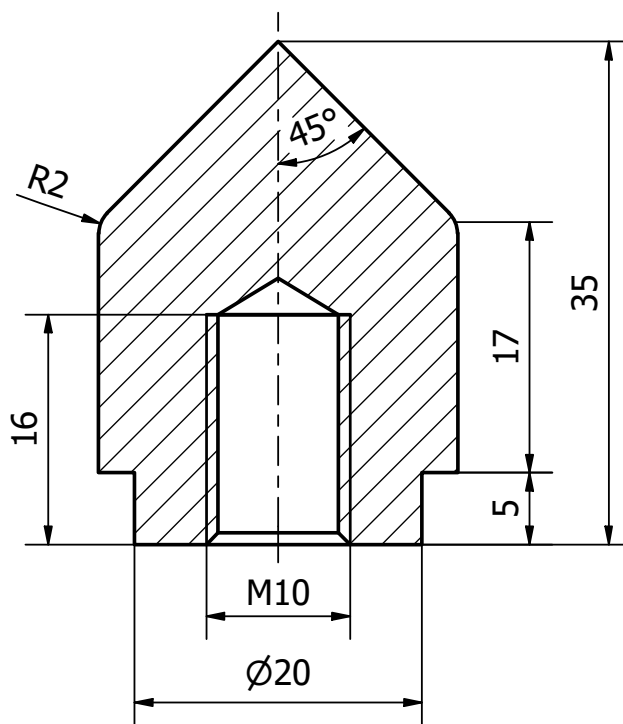
A-A (2 : 1)



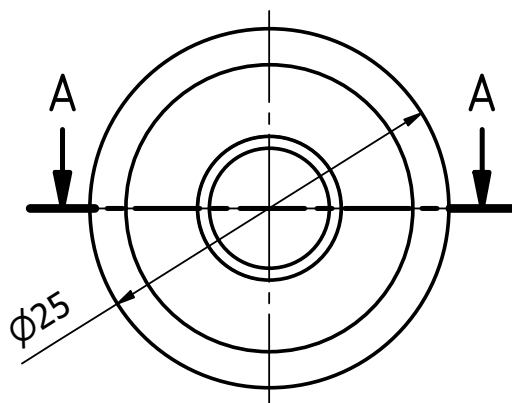
Vypracoval	Jan NOVOTNÝ	Anoda - Dutý kužel	
Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz		
Tel.	+420 721 235 623		
Měřítko: 2:1		Materiál: Wolfram	1
			A4



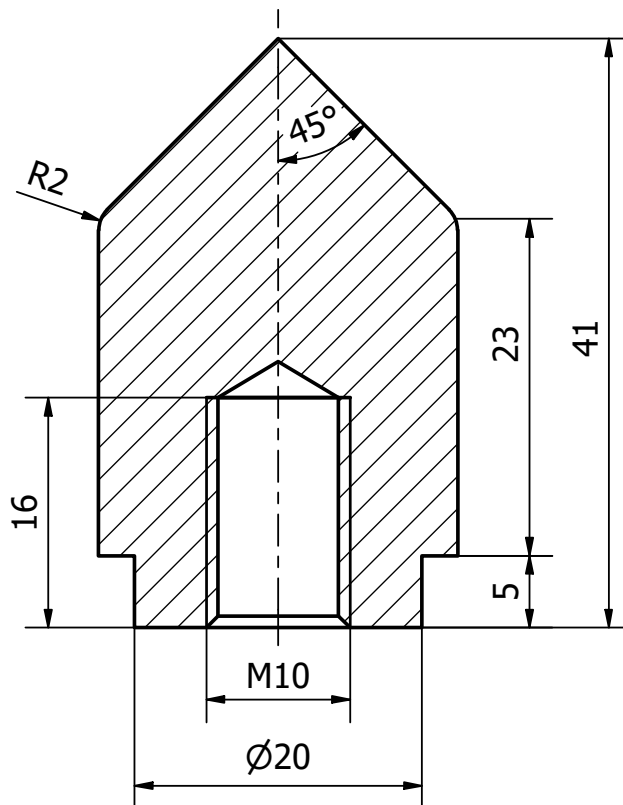
A-A (2 : 1)



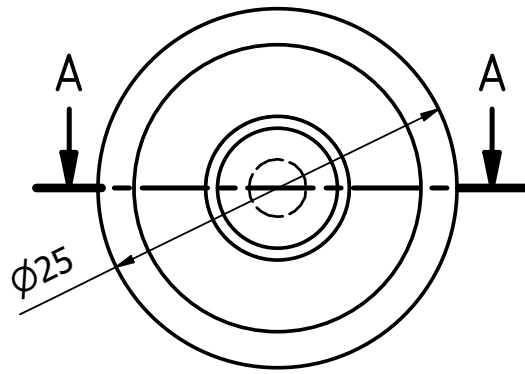
<table border="1"> <tr> <td> <table border="1"> <tr> <td>Vypracoval</td> <td>Jan NOVOTNÝ</td> </tr> <tr> <td>Email</td> <td>jenda.novotny@fel.cvut.cz</td> </tr> <tr> <td>Tel.</td> <td>+420 721 235 623</td> </tr> </table> </td> <td colspan="2" rowspan="2">Anoda - kužel</td> <td rowspan="2">1</td> </tr> <tr> <td>Měřítko: 2:1</td> <td>Materiál: Wolfram</td> <td>A4</td> </tr> </table>	<table border="1"> <tr> <td>Vypracoval</td> <td>Jan NOVOTNÝ</td> </tr> <tr> <td>Email</td> <td>jenda.novotny@fel.cvut.cz</td> </tr> <tr> <td>Tel.</td> <td>+420 721 235 623</td> </tr> </table>	Vypracoval	Jan NOVOTNÝ	Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz	Tel.	+420 721 235 623	Anoda - kužel		1	Měřítko: 2:1	Materiál: Wolfram	A4
<table border="1"> <tr> <td>Vypracoval</td> <td>Jan NOVOTNÝ</td> </tr> <tr> <td>Email</td> <td>jenda.novotny@fel.cvut.cz</td> </tr> <tr> <td>Tel.</td> <td>+420 721 235 623</td> </tr> </table>	Vypracoval	Jan NOVOTNÝ	Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz	Tel.	+420 721 235 623	Anoda - kužel				1		
Vypracoval	Jan NOVOTNÝ												
Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz												
Tel.	+420 721 235 623												
Měřítko: 2:1	Materiál: Wolfram	A4											



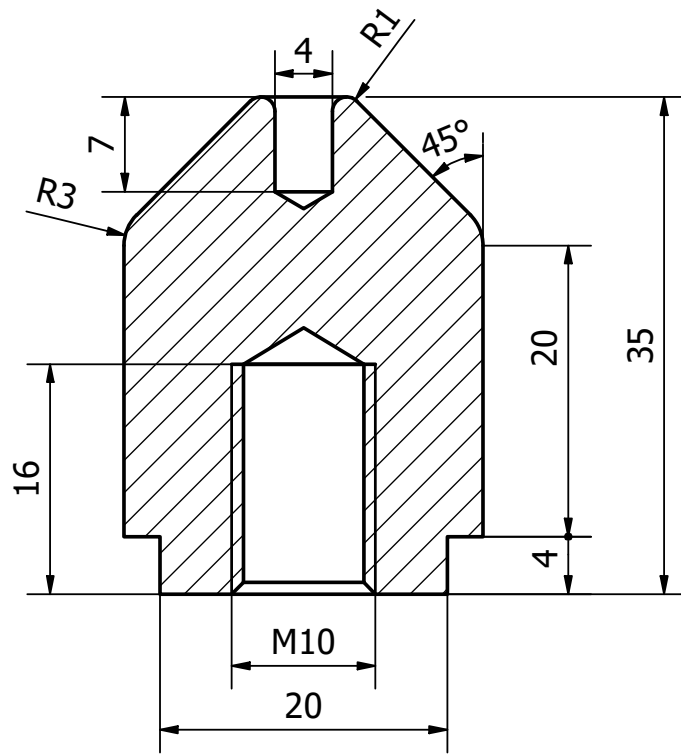
A-A (2 : 1)



Vypracoval	Jan NOVOTNÝ	Anoda delší kužel	
Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz		
Tel.	+420 721 235 623		
Měřítko: 2:1		Materiál: Wolfram	1
			A4



A-A (2 : 1)



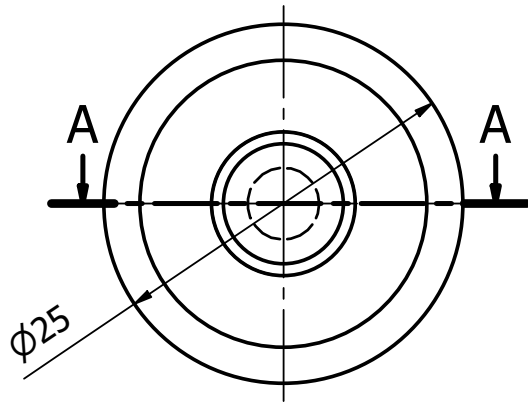
Vypracoval	Jan Novotný
Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz
Tel.	+420 721 235 623

Anoda - kužel s otvorem

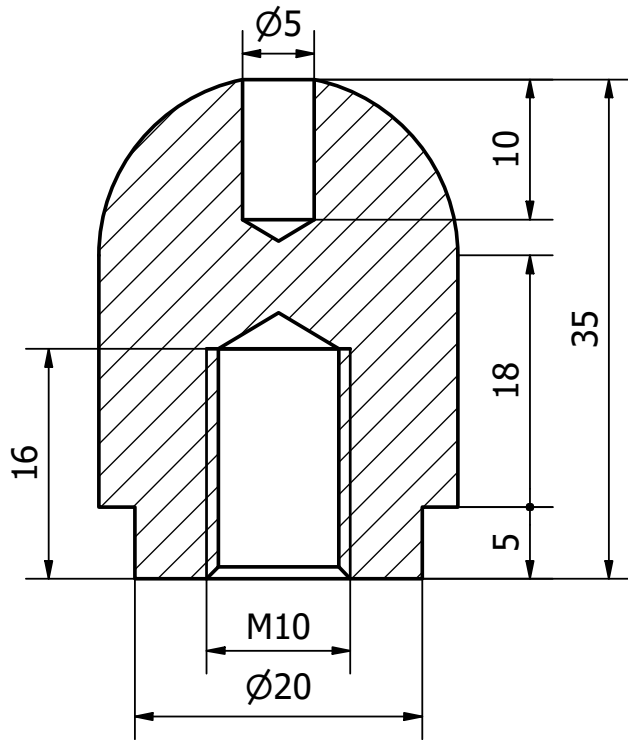
Měřítko: 2:1

Materiál: Wolfram

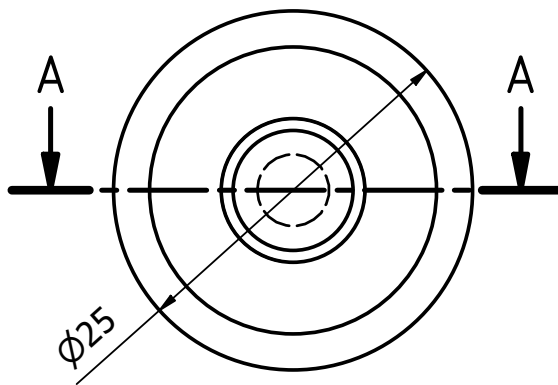
1
A4



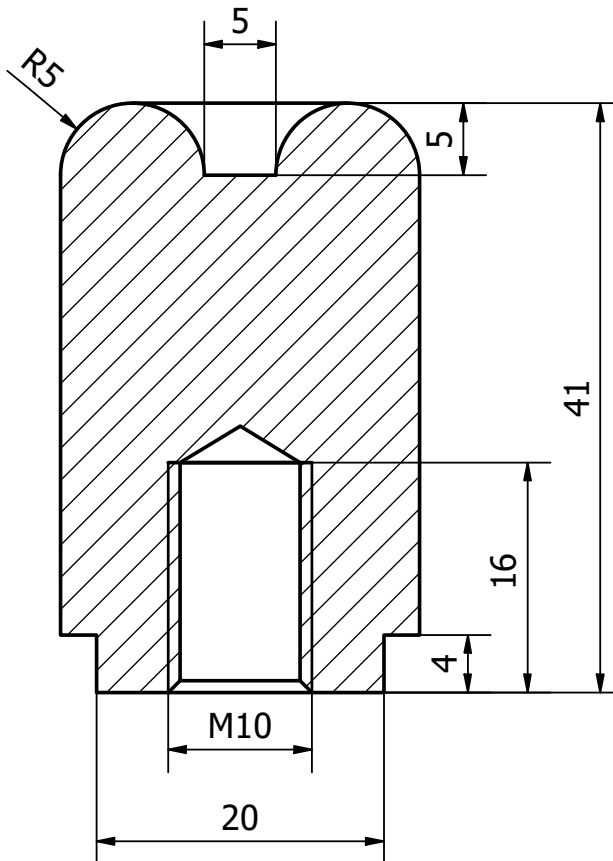
A-A (2 : 1)



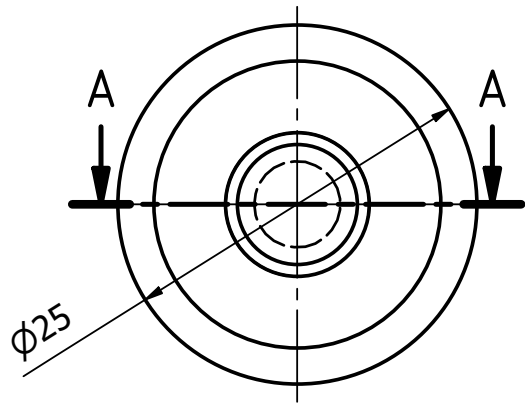
Vypracoval: Jan NOVOTNÝ		Anoda - Zaoblená dutá	
Email: jenda.novotny@fel.cvut.cz			
Tel.: +420 721 235 623			
Měřítko: 2:1		Materiál: Wolfram	
		1	
		A4	



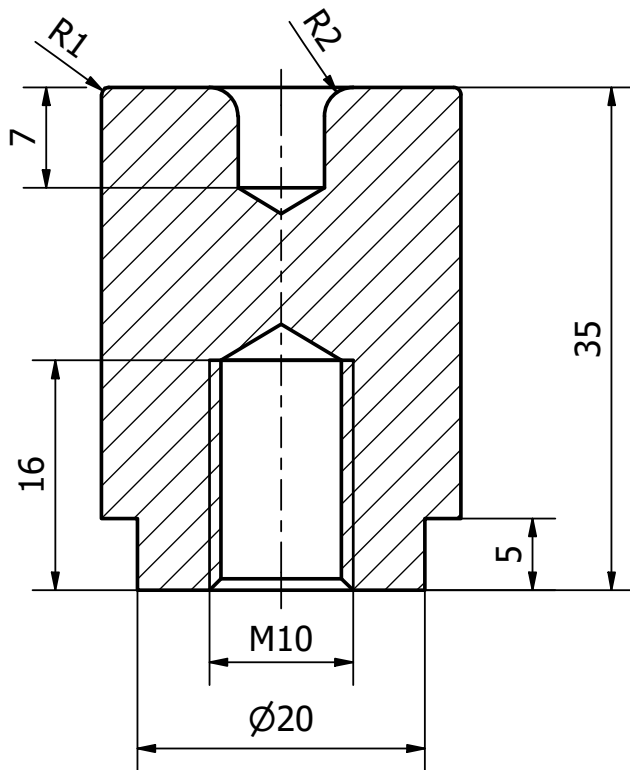
A-A (2 : 1)



<table border="1"> <tr> <td>Vypracoval</td> <td>Jan Novotný</td> </tr> <tr> <td>Email</td> <td>jenda.novotny@fel.cvut.cz</td> </tr> <tr> <td>Tel.</td> <td>+420 721 235 623</td> </tr> </table>	Vypracoval	Jan Novotný	Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz	Tel.	+420 721 235 623	Anoda válcová s toroidem	
Vypracoval	Jan Novotný							
Email	jenda.novotny@fel.cvut.cz							
Tel.	+420 721 235 623							
Měřítko: 2:1	Materiál: Wolfram	1						
		A4						



A-A (2 : 1)



Vypracoval: Jan NOVOTNÝ		Anoda-Válec	
Email: jenda.novotny@fel.cvut.cz			
Tel.: +420 721 235 623			
Měřítko: 2:1		Materiál: Wolfram	1
			A4