České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Fyzikální inženýrství Zaměření: Fyzika a technika termojaderné fúze



Teorie a současné aplikace Z-pinče Physics and Applications of Z-Pinches

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Vojtěch Munzar Vedoucí práce: doc. Ing. Daniel Klír Ph.D. Rok: 2014 Před svázáním místo téhle stránky vložíte zadání práce s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci) !!!!

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v přiloženém seznamu. Nemám závažný důvod proti užití tohoto díla ve smyslu §60 zákona č.121/200Sb. o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

Poděkování

Především bych chtěl poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce doc. Ing. Danielu Klírovi, Ph.D., za trpělivost a ochotu, se kterou mi několikrát vysvětloval danou látku, a za jeho detailní a velmi podnětné komentáře a návrhy k mé práci. Dále bych chtěl poděkovat doc. Ing. Josefu Kravárikovi, CSc. za jeho pomoc s experimenty na zařízení PFZ-200.

Vojtěch Munzar

Název práce: Teorie a současné aplikace Z-pinče

Autor:Vojtěch MunzarObor:Fyzikální inženýrstvíDruh práce:Bakalářská práce

Abstrakt: Tato práce v teoretické části podává rešerši základní teorie a aplikace Z-pinčů a plazmatických fokusů. Důraz byl kladen na popis principu a dynamiky plazmatického fokusu. V experimentální části byla určena přibližná hodnota části celkového proudu a hmoty, která se účastní osové fáze plazmatického fokusu. Naměřená data byla porovnána s daty získanými RADPF modelem, který poskytl další informace o pozorovaném objektu. Pomocí scintilačních detektorů a Time of Flight metody byla určena energie emitovaných neutronů.

Klíčová slova: Z-pinč, plazmatický fokus, PFZ-200, RADPF model, plazma

Title: Physics and Applications of Z-Pinches

Author: Vojtěch Munzar

Abstract: This bachelor thesis provides the basic information about theory and applications of Z-pinches and dense plasma foci. The emphasis was put on the description of principle and dynamics of a plasma focus. The experimental part of thesis brings the estimation of fractions of current and swept mass which participate in the axial phase of plasma focus. The measured data were compared with those from the RADPF model what gave us further information about the observed object. By scintillator detectors and using the Time of Flight method we determined the energy of emitted neutrons.

Key words: Z-pinch, plasma focus, PFZ-200, RADPF model, plasma

Obsah

Ú	vod		9
1	Hist	torie Z-pinčů	13
2	Teo	rie magnetického pinče	16
	2.1	Ampérův zákon pro sílu mezi dvěma vodiči	16
	2.2	Pinč efekt	17
	2.3	Bennettova rovnováha	18
	2.4	Nestability	19
		2.4.1 $m = 0$ nestabilita	21
		2.4.2 $m = 1$ nestabilita	21
		2.4.3 Magnetická Rayleigh-Taylorova nestabilita	22
3	Typ	y magnetických pinčů	23
4	Apl	ikace z-pinče	26
	4.1	Zdroj rentgenového záření pro ICF	26
		4.1.1 Dynamický hohlraum	26
		4.1.2 Statický hohlraum	27
	4.2	MagLIF	27
	4.3	Hybridní (štěpně-fúzní) reaktory	29
	4.4	Spalování štěpného odpadu	29
	4.5	13,5 nm EUV litografie	30

	4.6	X-pinčová radiografie	30
	4.7	Rentgenový laser	31
5	Pla	zma fokus	32
	5.1	Princip plazma fokusu	32
		5.1.1 Fáze průrazu	34
	5.2	Osová fáze	34
	5.3	Radiální fáze	38
		5.3.1 Kompresní fáze	39
		5.3.2 Fáze odrazu	42
		5.3.3 Fáze pinče	42
		5.3.4 Fáze rozpadu	44
6	Net	ronové a rentgenové záření emitované magnetickými pinči	46
	6.1	Neutrony	46
		6.1.1 Saturace proudu plazma fokusu	47
	6.2	Rentgenové záření	49
7	Apa	aratura PFZ-200 a diagnostika	50
	7.1	Rogowského cívka	51
	7.2	Měření napětí	53
	7.3	Mikrokanálková zesilovací destička	53
	7.4	Time of flight	55
8	Exp	perimentální výsledky	57
	8.1	Určení parametrů L_0 a r_0	58
	8.2	Určení koeficientů f_c , f_m	58
	8.3	RADPF	60
		8.3.1 Napětí U	60

Závěr		68
8.5	ToF	64
8.4	Měření $\frac{dr}{dt}$ a $\frac{dz}{dt}$ ze signálů MCP	63
	8.3.2 Proud I	61

Úvod

Dosažení prakticky neomezeného a zároveň levného zdroje energie je snem mnoha generací fyziků a techniků snad již od dob perpetuum mobile. Vzhledem k narůstající poptávce po elektrické energii je otázka energetického zabezpečení stále důležitější. Dosud nejperspektivnější cestou k tomuto snu je termojaderné slučování, neboli termojaderná fúze.

Energii je možné získávat různými způsoby, ale nejvýkonnější je energie pocházející z atomového jádra. Ukázalo se, že klidová energie atomového jádra je nižší než součet klidových energií částic, ze kterých se skládá, a je nutné přidat energii náležící vazbám, způsobeným silnou interakcí, kterými jsou drženy částice v atomovém jádře. Tuto energii nazýváme vazebnou a právě tu chceme získat. Vazebná energie připadající na jeden nukleon se pro různé atomy liší. Převedeme-li tedy určitý prvek na jiný, můžeme získat energii rovnou rozdílu jejich vazebných energií. (Viz obr. 1) Nejvyšší hodnoty dosahuje železo Fe, a proto jsou v principu možné dvě možnosti získávání jaderné energie. Pro získání energie se tedy můžeme přeměnou prvků blížit k železu Fe zprava či zleva. Prvním případem je štěpení těžkých jader, jako je thorium Th, uran U a plutonium Pu, na lehčí prvky. Toho se využívá v jaderných elektrárnách. Druhou možností je slučování (fúzi) lehkých prvků na těžší prvky. Výhodné je slučování vodíku H na helium He. Z obr. 1 je vidět, že rozdíl mezi vazebnými energiemi při fúzi je mnohem větší než při jaderném štěpení. Získávání energie slučováním je proto mnohem výhodnější než pomocí štěpení. Z technického hlediska je to však mnohem náročnější.

Pro získávaní energie se uvažuje fúze deuteria ${}_{1}^{2}$ D s atomem tritia ${}_{1}^{3}$ T (vodíku s dvěma neutrony v jádře navíc) [43]

$$^{2}_{1}D + ^{3}_{1}T \rightarrow ^{4}_{2}\alpha (3.6 \text{ MeV}) + ^{1}_{0}n (14 \text{ MeV}) + 17.6 \text{ MeV}$$

Reakce s tritiem má mnohem větší účinný průřez, a proto srážka deuteria s tritiem je mnohem pravděpodobnější než srážka dvou atomů deuteria. Tritium je však slabý beta zářič, jehož záření sice je pohlceno už 6 mm vzduchu, ale vzhledem k jeho



Obrázek 1: Vazebné energie prvků na jeden nukleon [69]

podobnosti s běžným vodíkem ¹₁H ho může nahradit a proniknout do organismu v podobě jídla nebo vody. Další nevýhodou je, že vzhledem k poměru hmotností odnášejí neutrony 1/5 hybnosti a také energie. Při výzkumu plazmatu se často používají reakce dvou atomů deuteria ²₁D (vodíku s jedním neutronem v jádře navíc).

$${}^{2}_{1}D + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{1}_{1}p (3,0 \text{ MeV}) + {}^{3}_{1}T (1,0 \text{ MeV}) + 4,03 \text{ MeV}$$

 ${}^{2}_{1}D + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{3}_{2}\text{He} (0,8 \text{ MeV}) + {}^{1}_{0}n (2,5 \text{ MeV}) + 3,26 \text{ MeV}.$

K výše zmíněným DD reakcím dochází se zhruba stejnou pravděpodobností. Neutrony při nich neodnáší tak značnou část energie jako při DT reakci a není potřeba problematického tritia, ale jejich účinný průřez je o mnoho nižší.

Zatím jediným perspektivním způsobem využití slučování jader je termojaderná fúze. Jeho podstata je jednoduchá. Zahřejeme-li plyn na vysoké teploty až se stane plazmatem, zvýšíme kinetickou energii částic, které začnou častěji srážet. Zvýší se tak počet částic s dostatečnou energií na překonání Coulombické bariéry (síly), kterou jsou odpuzovány, a dostatečně se k sobě přiblíží. Na malých vzdálenostech převáží Coulombickou odpudivou sílu silná přitažlivá síla a jádra se sloučí. Částice horkého plazmatu se při kontaktu se stěnou nádoby zchladí a ztratí energii. Pokud tedy chceme neztrácet energii, ale naopak získat více energie než dodáme, musíme horké plazma o dané hustotě částic n nějakým způsobem udržovat. Podmínkou pro to je Lawsonovo kritérium,

$$n\tau \ge f(T)$$

které říká, že k pozitivní energetické bilanci plazmatu je třeba, aby součin hustoty na doby udržený horkého plazmatu τ byl minimálně roven určité funkci závisející na teplotě T. Existují 2 extrémy (způsoby) pro splnění Lawsonovo kritéria. Prvním je magnetické udržení (*Magnetic Confinement Fusion - MCF*), při kterém je relativně řídké ($n \sim 10^{14}$ cm⁻³) plazma udržováno magnetickým polem po relativně dlouhou dobu $\tau \sim 1$ s. Zařízeními využívající MCF jsou např. tokamaky nebo stelarátory. Druhým extrémem je inerciální udržení (*Inertial Confinement Fusion - ICF*), při kterém je relativně husté ($n \sim 10^{23}$ cm⁻³) plazma udržováno vlastně jen svou setrvačností. Jaderná reakce musí vzniknout dříve než se plazma kvůli kinetickému tlaku rozepne. Doba udržení je proto při ICF velice krátká ($\tau \sim 10^{-9}$ s). Inerciální fúze se nejčastěji dosahuje vysláním intenzivního laserového pulzu do terče. Mezi těmito extrémy je rozdíl 9 řádů ($10^{14} - 10^{23}$ cm⁻³), a proto existuje velký prostor pro kombinace obou principů. Magnetické pinče jsou jedním z nich. Dosahovaná

hustota se pohybuje okolo $n \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ a doba udržení je zhruba $\tau \sim 10^{-4}$ s.

Magnetické pinče jsou jedním z nejstarších a nejjednodušších objektů, které zkoumá fyzika plazmatu. Jde o elektrické výboje v plazmovém vláknu, kterým protéká proud a je Lorentzovou silou s hustotou $\vec{j} \times \vec{B}$ stlačováno. Vytváří tak velmi horké a husté plazma. Pinče jsou v přírodě poměrně častým jevem. Vyskytují se v plazmových kanálech blesků, ve výtryscích plazmatu galaxií nebo při slunečných erupcích.

Ikdyž jde o jednoduchý koncept zkoumaný již dlouhou dobu, nejsou některé mechanismy a jevy objevující se v průběhu imploze magnetického pinče uspokojivě vysvětleny (anomální rezistivita, mechanismus produkce urychlování iontů). Proto je výzkum magnetických pinčů zajímavý z hlediska pochopení některých aspektů fyziky plazmatu. Studium magnetohydrodynamických (MHD) nestabilit, které s magnetickými pinči přímo souvisí, protože způsobují jejich zánik, je zajímavé i z hlediska studia termojaderné fúze, kde se tyto nestability také vyskytují a neblaze ovlivňují ohřev a kompresi paliva. Nedávné experimenty v Sandia National Laboratories (SNL) v Albuquerque dokázaly, že přímo k termojaderné fúzi mohou magnetické pinče přispět jak nepřímo jako výkonný zdroj měkkého RTG záření dynamický hohlraum a statický hohlraum, tak přímo — MagLIF (Viz kap. 4). Magnetické pinče jsou také efektivním a výkonným zdrojem neutronů, a proto se nabízí jejich možné využití v hybridních (štěpně-fúzních) reaktorech. Rekordní neutronový zisk z DD reakce rovný $4 \cdot 10^{13}$ byl dosažen v SNL na zařízení Z-machine v roce 2007 [12, 13].

Výzkum magnetických pinčů probíhá již dlouhou dobu a prošel zajímavým vývojem. V první kapitole shrneme jejich historii. V kapitole následující probereme základní principy magnetických pinčů a přiblížíme si nejdůležitější nestability, kterými jsou korálková (m=0), smyčková (m=1) a magnetická Rayleigh-Taylor nestabilita. Ve třetí kapitole vyjmenujeme základní typy magnetických pinčů a v další kapitole se budeme zabývat aplikacemi z-pinče. V páté kapitole si podrobně rozebereme princip a průběh konkrétního typu z-pinče, plazmatického fokusu. Neutronové a rentgenové záření je hlavním přínosem magnetických pinčů, a proto se jím budeme věnovat v šesté kapitole. Poslední dvě kapitoly se zaměří na naši experimentální aparaturu a získané výsledky.

Cílem této práce je podat rešerši základní teorie a aplikace Z-pinčů. Na vybraných datech bude v experimentální části demonstrován průběh Z-pinče a některé jevy s ním související. Naměřené výsledky budou dále porovnány s numerickým modelem RADPF, který vytvořil prof. S. Lee.

Kapitola 1

Historie Z-pinčů^{*}

První experimenty s koncentrovanou elektrickou energií provedl v roce 1790 Martinus van Marum v Holandsku. Použil při tom Leydenské lahve, což byly skleněné lahve pokryté zvenku i zevnitř kovem. Jednalo se tedy o primitivní kondenzátory s kapacitou ~ 5 nF. Triboelektrickým jevem pomocí skleněných kotoučů nabil 100 Leydenských lahví s celkovou kapacitou 500 nF na energií 1 kJ, které vybil do 1 m dlouhého drátu, který explodoval a vypařil se. Byl to asi první experiment s explodujícím drátkem. Viz kapitola 3

Pinčový efekt, neboli implodující proudové vlákno, byl poprvé pozorován v roce 1904. [6]. Tento jev objasnili v roce 1905 Pollock a Barraclough v Austrálii. Vysvětlili, že deformaci měděné trubice bleskosvodu, kterou zasáhl blesk obr. 1.1, způsobil protékající proud blesku pomocí Lorentzovy síly.

Vztah pro rovnováhu mezi magnetickým tlakem $p_m = \frac{B^2}{2\mu}$, které pinč stlačuje, a kinetickým tlakem $p_k = NkT$, který nutí objem plazmatické vlákna k expanzi, odvodil v roce 1934 Bennett [5]. Viz kapitola 2.

$$8\pi Nk_B T(1+Z) = \mu_0 I^2$$

V roce 1937 přišel Tonks s pojmem "pinch" (česky pinč) z anglického výrazu pro stisk či stlačení. Později v 50. letech se přidal prefix z a θ a začalo se používat označení *z-pinč* a θ -pinč podle směru, kterým teče proud vláknem (z – osový směr, θ – azimutální směr).

^{*}Tato kapitola čerpá z [20, 23, 24, 29, 57, 60]

Největší pozornost získaly z-pinče v 50. letech 20. století ve spojitosti s termojadernou fúzí. Sir Thompson a Blackman z Imperial College si nechali v roce 1946 patentovat pinč stočený do prstence (toroidální pinč) jako termojaderný reaktor [19], kterým při 500 kA měli získat z deuteriové náplně 9 MW fúzního výkonu. Tato idea se ukázala být mylná, ale motivovala další výzkum na toroidálních pinčích. V roce 1957 na toroidálním pinči ZETA v Harwellu, na kterém předtím byla poprvé pozorována korálková (m = 0) nestabilita, slavili Sir Cockroft a Dr. Thonemann úspěch, protože vyprodukovali velké množství neutronů a domnívali se, že zvládnutí termojaderná fúze je na dosah. Právě Sir Cockroft pronesl slavný výrok o "termojaderná fúze za 50 let". Po tomto úspěchu bylo postaveno další menší zařízení s rychlejším nárůstem proudu (*Sceptre*) ve městě Aldermaston. [29]



Přednáškou v Harwellu v roce 1956 Kurchatov inicioval odtajnění ruského výzkumu kontrolované fúze na z-pinčích. Rusové při experimentech s kompresním pinčem detekovali velké množství neutronů a tvrdého rentgenové záření. Ukázali však, že neutrony sice pocházejí z fúze, ale nejsou termonukleárního

Obrázek 1.1: Deformovaný bleskosvod [68]

původu. V roce 1958 Anderson, který pracoval ve vědeckém týmu pod vedením Stirlinga Colgata, tyto závěry potvrdil a ukázal, že se neutrony produkují při srážkách malého množství rychlých iontů urychlených silným elektrickým polem. Mechanismus urychlování není dodnes uspokojivě vysvětlen. Neutrony tedy nejsou produkovány horkým plazmatem s Maxwellovým rozdělením. Tento poznatek vedl k celkovému zklamání fyziků plazmatu a výzkum termojaderné fúze se zaměřil na tokamaky. Zájem o z-pinče však úplně nezanikl. Jejich výzkum se zaměřil na nestability, které v roce 1966 ve svém článku shrnul Kadomtsev, a také na energetickou rovnováhu mezi ohmickým ohřevem a vyzářenou energií. V roce 1957 Pease [52] a nezávisle na sobě v roce 1958 Braginskij odvodili vztah pro proud, při kterém dochází k energetické rovnováze (pro vodík 1,4 MA). [19, 60] V 70. letech a na začátku 80. let zažily z-pinče s rozvojem nanosekundových pulzních generátorů proudu renesanci. Tyto generátory používaly transmisní linky s dezionizovanou vodou s vysokou permitivitou a Marxovy generátory, které bylo možné nabít až na 1 MV. Skládají se z velkého množství kondenzátorů, které se v jednom okamžiku spojí do série. Tímto způsobem bylo možné dosáhnout proudu až 1 MA s nárůstem 15 kA/ns [23]. Od té doby se vyzkoušely různé koncepce z-pinčů, avšak základní problémy z-pinčových zařízení zůstaly a jsou jimi nestability.



Obrázek 1.2: Smyčková nestabilita byla poprvé pozorována v roce 1952 na zařízení Sceptre v Aldermastonu [67]

Kapitola 2

Teorie magnetického pinče

V následujícím textu probereme základní teorii magnetického pinče. Nejdříve ukážeme, že proudové vlákno pinče je analogické velkému množství vodičů, kterým souhlasně protéká proud. Stejně jako u vodorovných vodičů, začne na proudové vlákno působit síla, která způsobí zaškrcení, tzv. *pinč efekt*.

Poté se budeme věnovat důležitému Bennettovu pinči, jehož stabilita je ideálem pro reálné pinče. Odvodíme Bennettovu rovnováhu, která dává do rovnosti magnetický tlak na plazmové vlákno pinče a jeho kinetický tlak daný teplotou částic.

2.1 Ampérův zákon pro sílu mezi dvěma vodiči

Nechť máme 2 nekonečné vodiče a kterými tečou proudy I_1 a I_2 , které vytváří magnetické pole \vec{B}_1 a \vec{B}_2 . Pro magnetickou indukčnost \vec{B}_1 , resp. \vec{B}_2 ve vzdálenosti \vec{r} směrem od vodiče, kterým protéká proud I_1 , resp. I_2 , platí Biotův-Savartův zákon [66] :

$$\vec{B}_{1(2)} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V_{1(2)}} \frac{\vec{j}_{1(2)} dV_{1(2)} \times \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{L_{1(2)}} \frac{I_{1(2)}}{r^3} d\vec{L}_{1(2)} \times \vec{r}, \qquad (2.1)$$

kde μ je permeabilita, $\vec{j_1}$ a $\vec{j_2}$ jsou hustoty proudů, d V_1 a d V_2 objemové elementy, d $\vec{L_1}$ a d $\vec{L_2}$ délkové elementy vodičů.

Jsou-li vodiče od sebe ve vzdálenosti $r = r_{1(2)}$, začne magnetické pole \vec{B}_2 druhého vodiče reagovat na protékající proud I_1 v prvním vodiči, na který začne působit síla \vec{F}_{12} :

$$\vec{F}_{12} = \int_{V_1} \vec{j}_1 \, \mathrm{d}V_1 \times \vec{B}_2 = \int_{L_1} I_1 \mathrm{d}\vec{L}_1 \times \vec{B}_2 \tag{2.2}$$

Po dosazení (2.1) dostaneme

$$\vec{F}_{12} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{L_1} \int_{L_2} \frac{I_1 d\vec{L}_1 \times \left(I_2 d\vec{L}_2 \times \vec{r}_{21}\right)}{r_{21}^3}.$$
(2.3)

To samé samozřejmě platí i pro druhý vodič, na který působí síla \vec{F}_{21} o stejné velikosti, ale opačného směru.

Pro vodorovné vodiče se vztah (2.2) zjednoduší

$$\vec{F}^{l}{}_{12} = \frac{\mu I_1 I_2}{2\pi r_{21}^2} \vec{r}_{21}, \qquad (2.4)$$

kde \vec{Fl}_{12} síla působící na jednotku délky vodiče. Směr síly závisí na orientaci proudů $\vec{I_1}$ a $\vec{I_2}$. Protékají-li souhlasně, je síla přitažlivá, protékají-li opačně, je síla odpudivá. Plazmové vlákno pinče je do určité míry analogické velkému počtu rovnoběžných vodičů vedoucích těsně vedle sebe, kterým teče souhlasní proud, a proto na něj bude působit také dostředivá Lorentzova síla \vec{F} obdobná síle (2.2). V důsledku této síly dochází k zaškrcení proudového vlákna pinče a tzv. "pinč efektu".

2.2 Pinč efekt

Nechť máme nekonečné válcově symetrické vodivé vlákno plazmatu, kterým homogenně teče proud s hustotou \vec{i} ve směru osy z. Potom z Ampérova zákona pro proud $\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{j}$ a Biot-Savartova zákona (2.1) vyplývá, že vznikne magnetické pole B_{θ} kolmé na směr proudu, v azimutálním směru. Díky tomu, že elektrický proud teče homogenně v celém objemu vlákna, působí na pohybující se nabité částice v daném objemovém elementu magnetické pole vzniklé pohybem nabitých částic v okolních objemových elementech. Vodivé vlákno je pak analogické velkému počtu rovnoběžných vodičů vedoucích vedle sebe. Proto začne na vlákno v radiálním směru působit Lorentzova (Ampérova) síla (2.2) s hustotou $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}_{\theta}$, a vzniká tak gradient magnetického tlaku $\nabla p_m = \nabla \frac{B^2}{2\mu} - \frac{1}{\mu} (\vec{B} \nabla) \vec{B}$, který směřuje směrem k ose pinče a nutí ho k stlačení, k pinči (z anglického "pinch" - stlačit). Stlačování plazmového vlákna způsobuje vzrůst teploty T a koncentrace n částic, což zvyšuje kinetický tlak plazmatu, který působí směrem od osy pinče a který je roven $p_k = (n_i + n_e) k_B T$, kde n_i a n_e je koncentrace iontů a elektronů. Magnetický tlak je větší než kinetický tlak, a proto se začne vlákno zúžovat a vzniká tzv. pinč efekt. V širším smyslu lze pinč efekt chápat i jako expanzi zpomalenou magnetickým tlakem $B^2/2\mu$ (u explodujících drátků). Kinetický tlak se po termalizaci (Maxwellovo rozdělení) zvyšuje a roste koncentrace n a teplota T. Po určité době se mag. a kinetický tlak vyrovná a nastane mezi nimi rovnost, kterou označujeme za Bennettovu rovnováhu. Imploze však díky setrvačnosti může dále pokračovat a zastaví se až v době, kdy tlak tepelný výrazně převýší tlak magnetický [23]. Rovnost magnetického a kinetického tlaku označujeme jako Bennettovu rovnováhu a v dalším odstavci si odvodíme její vyjádření pomocí Bennettova vztahu.

2.3 Bennettova rovnováha

Rovnováha kinetického a magnetického tlaku pinče se nazývá *Bennettova rovnováha*, kterou poprvé odvodil W.H. Bennett v roce 1934. [5, 19] Pohybová rovnice pinče má tvar

$$0 = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B}. \tag{2.5}$$

Předpokládejme, že pinč je válcově symetrický. Pro velikost radiální složky gradientu kin. tlaku ∇p z rovnice (2.5) platí

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -j_z B_\theta. \tag{2.6}$$

Dále uvažujme Ampérův zákon

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{j}. \tag{2.7}$$

Velikost jeho složky z

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rB_{\theta}\right) = \mu j_z \tag{2.8}$$

můžeme upravit na

$$B_{\theta} = \frac{\mu}{r} \int_0^r j_z r \mathrm{d}r, \qquad (2.9)$$

a pak z rovnice (2.6) dostáváme

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\mu \frac{j_z}{r} \int_0^r j_z r \mathrm{d}r.$$
(2.10)

Definujme si lineární koncentraci i
ontů N_i

$$N_i = \int_0^{\varrho} 2\pi n_i r \mathrm{d}r,\tag{2.11}$$

kde ρ je poloměr pinče. Rovnici (2.11) vynásobíme $k_B(ZT_e + T_i)$ a upravíme

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = \int_0^{\varrho} 2\pi n_i k_B (ZT_e + T_i) r dr = \int_0^{\varrho} 2\pi p r dr \qquad (2.12)$$

Použijeme rovnost $2r\,\mathrm{d}r=\frac{\partial r^2}{\partial r}\,\mathrm{d}r$ a pomocí per partes získáme

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = \left[\pi p r^2 \right]_{r=0}^{\varrho} - \pi \int_0^{\varrho} r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \mathrm{d}r.$$
 (2.13)

Předpokládáme, že kinetický tlak bude pro $r = \rho$ roven p = 0, a proto bude první člen v rovnici (2.13) roven nule. Dosadíme rovnici (2.10)

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = 0 + \pi \mu \int_0^{\varrho} j_z r \left[\int_0^r j_z r' \, \mathrm{d}r' \right] \mathrm{d}r.$$
 (2.14)

Označíme-li si $x=\int_0^r 2\pi j_z r' \mathrm{d}r'$ dostáváme

$$Nk_B \left(ZT_e + T_i \right) = \frac{\mu}{4\pi} \int_0^{\varrho} x dx = \frac{\mu}{4\pi} \left[\frac{x^2}{2} \right]_{r=0}^{\varrho}$$
(2.15)

Úpravou získáme Bennettův vztah

$$8\pi Nk_B(ZT_e + T_i) = \mu_0 I^2, \qquad (2.16)$$

kde ${\cal I}$ je celkový proud dán vztahem

$$I = \int_0^{\varrho} 2\pi j_z r \mathrm{d}r \tag{2.17}$$

Ze vztahu (2.16) můžeme při známé koncentraci n a protékajícím proudu I zjistit průměrnou teplotu T rovnovážného pinče. V praxi dochází k Bennettovu pinči jen krátkou dobu, po které plazmové vlákno naruší nestability.

2.4 Nestability

Rovnováha mezi mag. a kin. tlakem je však bohužel nestabilní a pinč se v důsledku vzniku různých nestabilit rozpadá. V tomto odstavci popíšeme důležité nestability pinče. Nestabilitu si lze perturbační rovnicí přepsat jako poruchu pole ψ (skalárního či vektorového). Veličina ψ může zastupovat některou z veličin MHD, např. celkový tlak p nebo magnetické pole \vec{B} .

Použijeme pertubační teorii a omezíme se na poruchu prvního řádu. Funkce ψ budeme hledat ve tvaru [30, 31]

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \delta\psi(r) = \psi_0(r) + \psi_1(r)e^{im\varphi + ik_z z - \Gamma t}, \qquad (2.18)$$

MHD Instabilities



Obrázek 2.1: m=0 a m=1 [20]

kde ψ_0 je klidové řešení ω je úhlová frekvence, k_z osová složka vlnového vektoru, Γ je koeficient nárůstu nestability. Porucha $\delta \psi$ se skládá z neperiodické části $\psi_1(r)$ a exponenciály. [30, 31] Protože je povrch uzavřený, musí funkce ψ splňovat podmínku

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi(t, r, \varphi + 2\pi, z) \tag{2.19}$$

Tato podmínka je splněna při

$$e^{\mathrm{i}mi\varphi} = e^{\mathrm{i}m(\varphi+2\pi)} \quad \Rightarrow \quad e^{2\pi\mathrm{i}m} = 1 \quad \Rightarrow \quad m = 0, \pm 1, \pm 2\dots,$$
 (2.20)

Funkce ψ má potom tvar

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \psi_1(r)e^{im\varphi + ik_z z - i\omega t}; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2...,$$
 (2.21)

kde m nazýváme azimutální módové číslo. Podle módu m rozlišujeme magnetohydrodynamické (MHD) poruchy. Plazma nestabilní pro takové m, pro které platí [50]

$$0 < m < \frac{2-\beta}{1-\beta},\tag{2.22}$$

kde β je poměr kinetického a magnetického tlaku $\beta = \frac{p_k}{p_m}$. Pinčové plazma má beta podstatně nižší než jedna ($\beta < 1$ musí platit vždy pro stabilní plazma), a tak pinč bude m = 0 a m = 1 nestabilní:

- 1) symetrická nestabilita m = 0, která podle (2.21) závisí jen na poloze z a nazývá se korálková nestabilita (v ang. literatuře známá pod názvem sausage instability)
- 2) asymetrická nestabilita m = 1, která podle (2.21) závisí také na úhlu φ a nazývá se *smyčková* nestabilita (*kink instability*).

$2.4.1 \quad m = 0 nestabilita$



Obrázek 2.2: m=0 nestabilita [56]

Korálková m = 0 nestabilita je zobrazena na obr. 2.2. Malé prvotní zúžení plazmového sloupce vede k zesílení magnetického pole okolo tohoto zúžení a tím zvýšením magnetického tlaku, který vlákno dále zaškrcuje a vytlačuje hmotu ze zaškrceného místa ("krku"). Klesá tak počet částic n a s ním částečně i kinetický tlak p_k . Teplota těchto částic se však zvyšuje. Proudový kanál se nakonec úplně přetrhne.

Při nenulové osové složce magnetického pole B_z (vzniká helikální pinč) lze tuto nestabilitu potlačit. Pinč jeví značnou stabilitu [10]. Implodující vrstva stlačuje počáteční pole, které na něj zpětně působí a stabilizuje ho. Pro stabilitu pinče však musí B_z pole splňovat Kruskal-Šafranova podmínku [50]

$$\left|\frac{B_{\theta}}{B_z}\right| < \frac{2\pi\varrho}{\lambda},\tag{2.23}$$

kde λ je vlnová délka nestability, ϱ je poloměr vlákna plazmatu.

$2.4.2 \quad m = 1 nestabilita$

Smyčková m = 1 nestabilita je zobrazena na obr. 2.3. Drobné prohnutí plazmového vlákna vede na jedné straně vlákna k zhuštění mag. siločar a tak i zvýšení magnetického tlaku, na druhé straně k zeslabení magnetického pole a proto i magnetického



Obrázek 2.3: m=1 nestabilita [64]

tlaku. Perturbace se stále zvětšuje až dojde také k přetržení proudového kanálu. Tuto nestabilitu nelze pro z-pinč stabilizovat nikdy.

2.4.3 Magnetická Rayleigh-Taylorova nestabilita

Při urychlování (kompresi i expanzi) plazmatu dochází k dynamickým nestabilitám, které často vedou k m = 0 nestabilitě. Pro z-pinč je nejdůležitější tzv. magnetická Rayleigh-Taylorova (MRT) nestabilita. Dochází k ni, když relativní zrychlení rozhraní \vec{g} (tj. v soustavě pohybující se s rozhraním) má opačný směr než gradient hustoty $\nabla \rho$, který směřuje od prostředí s hustotou ρ_1 k prostředí s hustotou ρ_2 $(\rho_2 > \rho_1)$. Pro koeficient nárůstu RT nestability platí [19, 42]

$$\Gamma = \sqrt{Agk},\tag{2.24}$$

kde $\Gamma = \text{Im}(\omega)$ je koeficient nárůstu nestability (pro $\Gamma > 0$ nestabilita roste), k je vlnové číslo poruchy a A je Atwoodovo číslo, pro které platí

$$A = \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}} \,. \tag{2.25}$$

V našem případě je hustším prostředím plazma v plazmatické vrstvě a řidčím je magnetické pole magnetického pístu, proto můžeme položit $\rho_1 = 0$, a tak A = 1. Rovnice (2.24) lze přepsat

$$\Gamma = \sqrt{|gk|}.\tag{2.26}$$

Při implozi tedy dochází k poruchám vnějším povrchu magnetického pístu.

Kapitola 3

Typy magnetických pinčů



Obrázek 3.1: z-pinč a θ -pinč [29]

Pinče lze rozdělit podle geometrického uspořádání proudu a mag. pole na dvě základní konfigurace, z-pinč a θ -pinč.

Pokud proud \vec{j}_z prochází homogenně pinčem ve směru osy, označme ji jako z, a tedy vzniklé magnetické pole \vec{B}_{θ} prochází okolo něj v azimutálním směru, jedná se o z-pinč.

U θ -pinče je tomu naopak. Proud \vec{j}_{θ} probíhá v cívce vinuté kolem komory v azimutálním směru a vytváří uvnitř \vec{B}_z mag. pole. Plazma je diamagnetické, a proto se v něm indukuje proud $-\vec{j}_{\theta}$, který vytváří mag. pole, které působí proti původnímu B_z poli. V ose dokonce není magnetické pole žádné. Proud $-\vec{j}_{\theta}$ a původní magnetické pole B_z vytváří Lorentzovu sílu $-\vec{j}_{\theta} \times B_z$, která opět působí ve směru k ose pinče. θ -pinče se v minulosti zdály stabilnější a z hlediska termojaderné fúze perspektivnější, ale kladly velké nároky na materiál, kvůli kterým nebylo možné dosáhnout vysokých proudů a tedy dostatečného magnetického pole, a tak se již v současnosti nepoužívají.

Z-pinče pak můžeme rozdělit podle toho, kde a jakým způsobem vzniká pinč.

Jedná se tedy o:

- *Z-pinče* zařízení je složeno ze dvou vstřícných elektrod, mezi kterými je umístěna zátěž, do níž je vpuštěn proud.
- X-pinče zařízení se dvěma nebo více skříženými Z-pinči (skřížené drátky).
- kapilárním výboji pinč vzniká uvnitř kapiláry.
- *plazmatické fokusy* zařízení, ve kterém je centrální anoda umístěna uprostřed duté katody. Proudová vrstva plazmatu je urychlována mezi nimi a nad centrální anodou vytvoří deštníkovitý útvar a zpinčuje. Narozdíl od plazmatické pušky je zde plyn o nízkém tlaku.

Z-pinče lze dále rozdělit podle zátěže, neboli podle objektu, který umístíme mezi elektrody a který elektrickým výbojem přeměníme na plazma a urychlíme. Jsou to tedy:

- "vakuová jiskra" výboj probíhá v parách elektrod nebo izolátoru,
- lehká pěna (foam) s hustotou mg/cm³ (využití pro inerciální fúzi),
- gas-puff plyn vstříknutý do komory z trysky. Používají se i tzv. duté gaspuffy (hollow gas-puff) nebo gas-puffy s několika vrstvami složených z různých plynů,
- drátek natažený mezi elektrody (*wire (fiber) z-pinch*)
- skupina drátků (*wire array*), či tenká folie.

V terminologii se objevuje pojem *liner*, jenž označuje tenkou implodující vrstvu, kterou mohou být drátky, fólie či gas-puff.



Obrázek 3.2: Druhy pinčů [19]

Kapitola 4

Aplikace z-pinče

4.1 Zdroj rentgenového záření pro ICF

Z-pinče jsou v dnešní době nejvýkonnějším a nejefektivnějším zdrojem měkkého rentgenového záření (SXR). Používají se zátěže s vysokým atomovým číslem Z. Přestavěné zařízení Z machine v SNL (Sandia National Laboratories) ve městě Albuquerque (Nové Mexiko) v USA dokáže při proudu 26 MA vyprodukovat 5 ns krátké pulzy s 350 TW vyzářeným výkonem rentgenového záření o energii 2,8 MJ. [2] Výkonnějším zdrojem rentgenového záření je už jen jaderný výbuch. Z tohoto důvodu se výzkum z-pinčů zaměřuje zejména na jejich využití jako driverů v termojaderné fúzi (ICF). Existují dva koncepty jejich využití. Prvním je dynamický a druhým je statický hohlraum. Výhodou dynamického hohlraumu je vyšší dosahovaná teplota a jednoduchost. Výhodou toho statického je větší homogenita zahřívání peletky paliva. [48]

4.1.1 Dynamický hohlraum

V tomto konceptu jsou dvě pole wolframových drátků (wire array) koaxiálně symetricky rozmístěné okolo středu tvořeného pěnovou hmotou (*foam*) s nízkou hustotou, uvnitř které je ukryta peletka s palivem (DT). Díky protékajícímu proudu se drátky začnou vypařovat a poté implodovat do středu pole. Při nárazu předá plazma vzniklé z drátků část své kinetické energie pěnové hmotě ve formě rázové vlny, která prochází pěnou ($\sim 30 \text{ cm}/\mu \text{s}$ [14]) a zahřívá ji. Přitom se emituje měkké rentgenové záření. Po odrazu na ose se rázová vlna vrací na hranici pěny s plazmatem, které stabilizuje. [16]. Wolframové plazma, které tvoří tzv. *hohlraum*, emituje a díky vysoké hustotě také absorbuje intenzivní rentgenové záření. Protože záření nemůže proniknout skrz plazma s vysokou opacitou, je uvězněné v prostoru uvnitř (hohlraumu) a způsobí kompresi pěny s palivem. Palivo se zářením zahřeje a ablací stlačí na dostatečnou teplotu a hustotu (6 – 14 mg/cm³ [41]) pro termojadernou fúzi.

4.1.2 Statický hohlraum

V konceptu statického hohlraumu je peletka s palivem umístěna v dutince ze zlata, která je izolován od oblasti generace rentgenového záření. Dvěma pole wolframových drátků se nachází nad a pod dutinkou. Viz Obr. 4.1. Stejně jako v konceptu dynamického hohlraumu drátky implodují, vytvoří plazma a po nárazu do pěny umístěné uprostřed polí a vznikne měkké rentgenové záření, které však otvory ve zlaté dutince (hohlraumu) dopadá na její stěny. Zlato záření absorbuje a poté jako černé těleso emituje měkké rentgenové záření, které peletku zahřeje a ablací stlačí na hustotu $\geq 0,3$ g/cm² [15]. Aby se peletka zahřívala symetricky, jsou na ose v otvorech dutinky umístěny ochranné destičky, které brání přímému dopadu záření emitovaného z-pinčem na peletku. Statický hohlraum je tedy konceptem inerciální termojaderné fúze, která však není klasicky řízena laserem, ale z-pinčem, který tvoří pole wolframových drátku.

Z-pinč však může zahřát DT palivo přímo implozí. Existuje mnoho více či méně úspěšných principů. Nás ale bude zajímat jeden z nejperspektivnějších projektů a tím je inerciální fúze pomocí magnetizovaného lineru (Magnetized Liner Inertial Fusion (MagLIF)).

4.2 MagLIF

MagLIF stojí na pomezí mezi magnetickým a inerciálním udržením. V MagLIFu imploduje liner (stěna dutiny) do Helmholzovými cívkami předmagnetizované a laserem předehřáté plynové náplně. Obr. 4.2.

Dutina (Li, Be, Al) se nejdříve napustí plynným palivem (DD, DT). Helmholzovými cívkami je pak uvnitř vytvořeno magnetické pole ve směru osy z, které úplně difunduje do plazmatu a na ose dosahuje hodnot $B_{z,0} = 10 - 30$ T. Palivo je poté pomocí laseru předehřáto na 100 – 400 eV. Linerem (stěnou dutiny) ihned poté projde rychlý elektrický impulz, který způsobí implozi stěn dutiny (rychlostí ≈ 10 cm/ μ s



Obrázek 4.1: Statický hohlraum $\left[65\right]$



Obrázek 4.2: Průřez aparatury pro MagLIF; (1) předehřívací laser, (2) horní cívka, (3) dolní cívka, (4) liner. [14]

a dobou imploze $\tau \approx 100$ ns [4]), stlačí magnetické pole a zvýší jeho hodnotu až na $B_{z,fuel} \approx 10$ kT. Toto vysoké magnetické pole slouží jednak k snížení tepelných ztrát způsobených unikajícími α -částicemi z DT reakce, ale také k potlačení hydrodynamických nestabilit a tím ke stabilizaci imploze [4]. Experimenty probíhají v SNL v Albuquerque (USA), kde je k předehřátí paliva používán 2-kJ Z Beamlet Laser (ZBL). V posledních letech zde probíhaly experimenty zkoumající elektrotermální nestabilitu, která zřejmě předchází magnetické Rayleigh-Taylorovu (MRT) nestabilitě. Na přelomu tohoto roku byly v časopise Nature publikovány první výsledky. Při proudu 19 MA bylo dosaženo teploty iontů $T_i \approx 2,5$ keV, teploty elektronů $T_e \approx 3,5$ keV a neutronového zisku 10¹⁹ DD. [4, 18, ?]

4.3 Hybridní (štěpně-fúzní) reaktory

Vzhledem k vysokému neutronovému zisku by se z-pinče mohly v budoucnosti využít i jako zdroj neutronů pro štěpnou reakci. Koncept hybridního reaktoru [73] využívá plazmatický fokus jako zdroj neutronů z DT reakce. Štěpná reakce by probíhala na základě technologie CANDU reaktorů za použití ochuzeného nebo přírodního uranu (UO₂). Štěpný blanket v podkritickém stavu obklopující fúzní zdroj by byl chlazen lehkou vodou, která se může vařit. Je však požadováno, aby neutronový zisk plazmatického fokusu byl v rozmezí $0, 5 - 5 \cdot 10^{18}$ během jednoho vývoje a dále aby frekvence výbojů byla 1 Hz.

4.4 Spalování štěpného odpadu

Neutronové záření Z-pinče je možné využít i pro spalovaní transuranů (aktinoidů) vzniklých v lehkovodních štěpných elektrárnách. Koncept *In-Zinerator* [11, 63] využívá z-pinče jako zdroj neutronových impulzů (s frekvencí 10 Hz), které zahřejí aktinoidový blanket v podkritickém stavu. Transurany (Np, Pu, Am a Cm) rozpuštěné v roztavené soli $(\text{Lif})_{0,85}(\text{AnF}_3)_{0,15}$ chladí roztavený kov (olovo). Tyče s palivem jsou umístěny v prstenci okolo z-pinčové komory. Z-pinč skládající se z pole wolframových drátků (wire-array), které generuje rentgenové záření, jenž zahřeje DT palivo. Neutrony vzniklé z fúzní reakce zahřejí o celkové energii 200 MJ zahřejí blanket s tepelným výkonu 3000 MW.

4.5 13,5 nm EUV litografie

Z-pinče mohou najít uplatnění i při výrobě mikročipů. Podle Moorova empirického zákona se počet transistorů v integrovaném obvodu za každé dva roky zdvojnásobí. Proto je potřeba světelných zdrojů s čím dál menší vlnovou délkou. Na Washingtonské univerzitě probíhá projekt s názvem ZaP Flow Z-pinch experiment, ve kterém je zpětným proudem plazmatu vytvářena značná stabilita z-pinče, který by v budoucnu mohl být zdrojem 13,5 nm zdrojem litografie.

4.6 X-pinčová radiografie

Princip X-pinče je velmi jednoduchý. Jedná se o dva (i více) zkřížené z-pinče, zkřížené drátky s průměrem 5–50 μ m [61]. Pustíme-li do nich krátký impulz (~ 100 ns) s proudem dosahujícím stovky kA, vznikne v místě zkřížení velmi malý (< 1 mm) zářiví bod (*bright spot*), který vytváří velmi krátký pulz (< 100 ps) [49] intenzivního měkkého (1-10 keV) rentgenového záření v velice úzké oblasti ($\Delta\lambda/\lambda < 10^{-3}$) [53]. X-



Obrázek 4.3: X-pinč [19]

pinč je vhodný jak pro výzkum hustého plazmatu (pro Mo $10^{23} {\rm ~cm^{-3}})[49]$, tak hlavně pro účely radiografie. Pomocí X-pinče je možné prosvítit s prostorovým a časovým rozlišením 1-10 $\mu {\rm m}$ a 1 ns [54] další z-pinč či jiný předmět a pohlédnout si jeho vnitřní strukturu. Obr. 4.3

4.7 Rentgenový laser

Rentgenového laser, který by emitoval záření vlnovou délkou nižší než 110 nm, tedy extrémní ultrafialové (XUV) až měkké rentgenové záření (SXR), vyžaduje k dosažení inverzní populace velmi rychlý a silný energetický impulz. S příchodem pulzních generátorů se otevřela možnost, aby zdrojem energie byl elektrický výboj v kapiláře naplněné plynem. V roce 1994 byl realizován experiment s výbojem v kapiláře napuštěné neonu podobným argonem [59]. Bylo emitováno rentgenového záření s vlnovou délkou 46,9 nm s divergencí < 9 mrad.

Kapitola 5

Plazma fokus

V tomto oddíle se budeme zabývat konkrétním typem z-pinčem a tím je plazmatický fokus. V současnosti je to nejlevnější a zároveň jedním z nejefektivnějších zdrojů neutronového a rentgenového záření.

5.1 Princip plazma fokusu

Plazma fokus je zařízení, které Lorentzovou silou osově symetricky urychluje plazma mezi koaxiálními elektrodami. (Obr. 5.2.) Když plazma dosáhne okraje vnitřní elektrody, obtočí se kolem něj a vytvoří nad vnitřní elektrodou trychtýřovitý útvar, kterým teče proud a je proto stlačován a vytvoří se tak z-pinč. Pro splnění vhodných podmínek pro pinč, je nutné dosáhnout vysokých proudů v plazmatu, a proto je plazmatický fokus stejně jako ostatní z-pinčová zařízení přirozeně pulzního charakteru. Jde vlastně o rychlé vybití náboje z kondenzátorů do zátěže (plazmatu).



Obrázek 5.1: Plazmatický fokus a) typu Mather b) typu Filippov [56]

V 60. letech se objevily dvě posléze nejpoužívanější konfigurace plazma fokusu. První jmenovaná se objevila poprvé v článku J. W. Mathera (USA) v roce 1965 [46] a druhá v článku N. V. Filippova (USSR) už v roce 1962. Schémata konstrukce plazmatického fokusu Matherova a Filippova typu můžete vidět na obr. 5.1. Oba se skládají z katody a anody (většinou v centru), mezi které se napouští plynová náplň.(D₂,N₂, směs DT, Ar, Ne ...). Elektrody se vyrábí většinou z mědi nebo nerez oceli. Vnější elektroda je většinou ve formě 6 – 48 tyčí. Tyto dva typy plazma fokusů se liší v poměru $2a / z_0$; kde 2a je průměr, z_0 délka centrální elektrody. V praxi se ukázal být lepší plazma fokus matherovského typu, který zpravidla dosahuje vyššího neutronového zisku Y_n . Stejného typu je zařízení PFZ-200 (FEL ČVUT), na kterém jsme prováděli naše měření.



Obrázek 5.2: Schéma fází plazmatického fokusu [51]

Při studiu dynamiky plazma fokusu se zaměříme na jeho 3 fáze, které jsou zobrazeny na obr. 5.2.

- Fáze průrazu (Breakdown phase)
- Osová fáze (Axial phase)

• Radiální fáze (Radial phase)

5.1.1 Fáze průrazu

Průběh fáze průrazu je znázorněn na obr. 5.3. Na začátku se do komory napustí náplň o tlaku p několika mbar (stovek Pa). Potom je z kondenzátorů o kapacitě C_0 přes spínač (obvykle jiskřiště) k elektrodám připojeno vysoké napětí U_0 , které při dané vzdálenosti elektrod musí stačit k tomu, aby v plynu o daném tlaku p vznikl průraz (Paschenův zákon). Na povrchu izolátoru se objeví klouzavý výboj, který ionizuje plyn, kterým může téct proud. Výboj vznikne na více místech izolátoru a plazmová vrstva má proto filamentární charakter. Tvar vrstvy je definován hlavně izolátorem a je podstatný pro pozdější emisi neutronového a rentgenového záření. Pro velkou produkci neutronů a rentgenového záření musí být vrstva radiálně symetrická. Průběh výboje závisí na parametrech elektrod, vlastnostech plynu a izolátoru. Proud tekoucí ve vrstvě plazmatu na povrchu izolátoru vytváří magnetické pole, které zpětně působí Lorentzovou silou na proudovou vrstvu, která se zvedne od povrchu izolátoru a podél něj je urychlována směrem k vnější elektrodě. Tomuto jevu se někdy říká inverzní pinč efekt vzhledem k tomu, že magnetické pole plazmovou vrstvu místo stlačování rozšiřuje [21]. Průběh této fáze je na obr. 5.3. Pohyb plazmové vrstvy má kromě radiální také osovou složku, která, jakmile výboj dosáhne vnější elektrody, začne převyšovat složku radiální a vrstva se začne urychlovat ve směru osy plazma fokusu a tím začíná osová fáze plazmatického fokusu.

5.2 Osová fáze

Na začátku osové fáze se plazmová vrstva zvedá z izolátoru a pohybuje k otevřenému konci vnitřní elektrody (většinou anoda). Kvůli závislosti azimutální složky magnetického pole $\vec{B_{\theta}}$ na vzdálenosti jako 1/r, je osová složka mag. síly $\vec{j_r} \times \vec{B_{\theta}}$ větší u centrální elektrody, což vede k větší rychlosti plazmatu blíže k ose. To udává tvar vrstvy v osové části. Díky vysokému proudu a nízkému tlaku se pohybuje proudová vrstva nadzvukovou rychlostí $(1,7 - 15 \text{ cm}/\mu\text{s})$ [44]. Vzniká tak rázová vlna, která ohřívá, stlačuje neutrální plyn a vytváří tak horkou, hustou, ionizovanou vrstvu plazmatu. Zionizovaný plyn je magnetickým pístem tlačen a nabírán (stejně jako pluhem - *snowplough, snowplow*) dál koaxiálním prostorem mezi elektrodami. Toto nabírání je nelineární funkcí poloměru r. Protože vnější elektroda je tvořena tyčemi, a je proto pro plyn propustná, nabírá magnetický píst u vnitřní elektrody mnohem





Fig. 2c.

Obrázek 5.3: Fáze průrazu [21]

více plynu než u vnější.



Obrázek 5.4: Proudová vrstva v osové fázi [17]

Pro teoretický popis osové části se používá tzv. snow-plow model, který však předpokládá, že veškerá nabraná hmota se kumuluje v nekonečně tenké vrstvě. Magnetický píst, proudová vrstva a rázová vlna jsou nekonečně tenké. Podle měření [72] je však tloušťka proudové vrstvy průměrně okolo 0,6 - 10 mm. Snow-plow model je tedy jistou idealizací proudové vrstvy, ale přesto dobře popisuje osovou fázi plazmatického fokusu.

Za předpokladu, že indukčnost obvodu lze považovat za indukčnost koaxiálního kabelu, ze snow-plow modelu plyne pohybová rovnice: [26]:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left(\left[\rho_0 \pi (b^2 - a^2) f_m z \right] \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} \right) = \frac{\mu f_c^2}{4\pi} (\ln c) I^2$$

$$\rho_0 \pi (c^2 - 1) a^2 f_m \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left(z \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} \right) = \frac{\mu f_c^2}{4\pi} (\ln c) I^2$$
(5.1)

kde f_m je zlomek udávající, kolik hmoty bylo nabráno vrstvou a účastní se této fáze; f_c je zlomek udávající, jaká část celkového proudu tekla vrstvou; $c = \frac{b}{a}$ je poměr poloměrů vnější elektrody b a vnitřní elektrody a, ρ_0 je hustota plynové náplně komory, I = I(t) je časově proměnný proud. Výraz v hranaté závorce je vlastně časově závislá hmotnost. Pravá strana rovnice (5.1) odpovídá Lorentzově síle. Předpokládáme, že na proudovou vrstvu žádná jiná síla nepůsobí.

Zavedeme bezrozměrné veličiny $\zeta = z/z_0$, $\tau = t/t_0$ a $\iota = I/I_0$, kde I_0 je hodnota proudu v maximu, t_0 je charakteristický čas osové fáze.

$$t_0 = \left[\frac{4\pi^2 \Lambda(c^2 - 1)}{\mu \ln c}\right]^{1/2} \frac{\sqrt{f_m}}{f_c} \frac{a z_0 \sqrt{\rho_0}}{I_0}.$$
 (5.2)

Potom rovnice (5.1)

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left(z \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} \right) = \frac{\mu f_c^2}{4\pi^2 f_m} \frac{\ln(c)}{c^2 - 1} \frac{I^2}{\rho_0 a^2}$$
(5.3)
přejde do bezrozměrného tvaru

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\tau} \left(\zeta \frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}\tau} \right) = \Lambda \iota^2, \tag{5.4}$$

kde

$$\Lambda = \frac{\mu}{4\pi^2} \frac{f_c^2}{f_m} \frac{\ln(c)}{c^2 - 1} \frac{I_0^2}{\rho_0 a^2} \frac{t_0^2}{z_0^2} \,. \tag{5.5}$$

Typicky je $\Lambda = 3$. [26]



Obrázek 5.5: RLC obvod odpovídající proudové vrstvě

K maximu proudu by v optimálním případě mělo dojít přesně v době největší komprese (v době pinče), ke které dochází až v radiální části. Proudová vrstva dosáhne konce elektrody v čase t_a , který se od doby t_0 liší ($t_0 = \alpha t_a$). Vzhledem k tomu, že délka z_0 vnitřní elektrody je mnohem větší než její poloměr a, je parametr $\alpha = \frac{t_0}{t_a}$ jen o málo větší než 1. Doba t_0 se v praxi používá častěji, protože je mnohem snadněji měřitelná.

Pro charakteristickou rychlost vrstvy v osové fázi z snow-plow modelu vychází:

$$v_a = \frac{z_0}{t_0} = \left[\frac{\mu \ln c}{4\pi^2 \Lambda(c^2 - 1)}\right]^{1/2} \frac{f_c}{\sqrt{f_m}} \frac{I_0}{a\sqrt{\rho_0}} \,. \tag{5.6}$$

Tato rychlost je blízká reálné průměrné osové rychlosti $\overline{v_a} = \frac{z_0}{t_a} = \alpha v_a$ [26].

S. Lee a A. Serban [32] definovali podíl $S = \frac{I_0}{a\sqrt{\rho_0}}$ jako drive (speed) parametr. Ukázalo se, že pro plazmatické fokusy daného typu (Mather nebo Filippov), které byly optimalizovány pro maximální neutronovou produkci, je drive parametr přibližně stejný.

Stejný drive parametr implikuje stejné charakteristické rychlosti v osové i radiální fázi plazma fokusu. [33] Bylo prokázáno, že drive parametr S je úměrný podílu $\sqrt{I_0/t_0}$. [26]

Dále se budeme zabývat rovnicí pro obvod, který proudová vrstva uzavírá. Pro indukčnost $L_a(t)$ platí v osové části vztah

$$L_a(t) = \frac{\mu}{2\pi} \ln(c) \, z(t) \,, \tag{5.7}$$

kde je z(t) výška, ve které se nachází proudová vrstva. Se změnou $L_a(t)$ a I(t) vzniká ve vrstvě indukované napětí

$$U = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left(f_c LI \right) + r_0 I = f_c I \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t} + f_c L \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + r_0 I , \qquad (5.8)$$

kde $L = L_0 + L_a$ a f_c je poměr udávající část celkového proudu, který protéká proudovou vrstvou. Kvůli vysoké vodivosti zanedbáme odpor plazmatu $R_p(t)$. Z rovnice (5.8) dostáváme rovnici pro obvod ve tvaru [35]:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left[(L_0 + Lf_c) I \right] + r_0 I = U_0 - \int \frac{I \mathrm{d}t}{C_0} (L_0 + Lf_c) \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + If_c \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t} + r_0 I = U_0 - \int \frac{I \mathrm{d}t}{C_0}$$
(5.9)
$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = \left[U_0 - \int \frac{I \mathrm{d}t}{C_0} - r_0 I - If_c \frac{\mu}{2\pi} (\ln c) \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} \right] / \left[L_0 + \frac{f_c \mu}{2\pi} (\ln c) z \right],$$

kde L_0 je vlastní indukčnost aparatury a r_0 vlastní odpor aparatury.

Plazmová vrstva nakonec dorazí k okraji vnitřní elektrody a většina hmoty dál pokračuje v osovém směru. Jen zlomek obteče okraj elektrody, začne se radiálně urychlovat, vytvoří nad ní trychtýřovitý útvar a účastní se radiální fáze.

5.3 Radiální fáze

Radiální fáze začíná, když část urychleného plazmatu obteče okraj elektrody a dál pokračuje k ose vnitřní elektrody. V důsledku magnetické síly $\vec{j} \times \vec{B}$, která působí na plazmovou vrstvu, dochází po 50 – 400 ns [44], v závislosti na aparatuře, k pinčefektu. Rychlost imploze je 7 – 60 cm/µs [56]. Tento jev je podobný klasickému z-pinči, ale dochází k tzv. *zipper efektu* (viz dále) a kvůli otevřenému konci plazma fokusu expanduje plazma také ve směru osy z.

Radiální fáze je klíčová v tom, že v ní vzniká horké husté plazma a dochází k značné emisi neutronů a měkkého (SXR) i tvrdého (HXR) rentgenového záření.

Při používání snow-plow modelu v radiální fázi narážíme na 2 problémy:

- Měřená rychlost imploze vrstvy je nižší než ta, kterou předpokládá snow-plow model.
- Když vrstva dosáhne osy, vychází ze snow-plow modelu, že bude na ose hmota stlačena do nulového poloměru, což je fyzikálně nereálné.

Používá se proto tzv. *slug model* [55], při kterém má vrstva konečnou tloušťku a skládá se z rázové vlny a magnetického pístu. Rázová vlna se však předpokládá nekonečně tenká [47]. Ionizuje a zahřívá plyn v určité vzdálenosti před magnetickým pístem, který pak vzniklé plazma před sebou nabírá a tlačí. Radiální fázi rozdělíme dále na 4 podfáze:

- i) Kompresní fáze (Radial Inward Shock Phase)
- ii) Fáze odrazu (Radial Reflected Shock Phase)
- iii) Fáze pinče (Pinch Phase)
- iv) Fáze rozpadu (Decay Phase)

Jsou možné i další rozdělení radiální fáze.

5.3.1 Kompresní fáze

Tato fáze trvá od okamžiku překonání okraje vnitřní elektrody, kdy se plazma začne pohybovat v radiálním směr, až do chvíle, kdy implodující vrstva vytvoří útvar podobný deštníku a v jeho "rukojeti" (sloupec plazmatu) se plazma adiabaticky stlačí na minimální poloměr fokusu r_{min} (v závislosti na zařízení 1 – 10 mm), při kterém dosáhne maximální elektronové koncentrace ($n_e \approx 10^{19} cm^{-3}$) obr. 5.6.

Narozdíl od osové části je rázová vlna od magnetického pístu vzdálena o $r_p - r_s$. Z teorie rázové vlny pro tlak plazmatu mezi magnetickým pístem a rázovou vlnou platí [71]

$$p = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 v_s^2, \tag{5.10}$$

Rychlost rázové vlny v_s je pak [36]

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu(\gamma+1)}{16\pi^2 f_{mr}}} \frac{I f_c}{\sqrt{\rho_0} r_p},$$
(5.11)



Obrázek 5.6: Pinč v době maximální kompese

kde f_{mr} je podíl hmoty, který byl nabrán v radiálním směru (obecně je větší než f_m v osové fázi [36]), γ je Poissonova konstanta, ρ_0 je hustota plynové náplně, r_p je radiální poloha magnetického pístu. Předpokládáme, že mezi magnetickým pístem a rázovou vlnou je tlak plazmatu homogenní a je roven tlaku magnetickému p_m , tj. tlaku, který způsobuje magnetický píst. [19, 55, 36]

$$p_s = \frac{B^2}{2\mu} = \frac{\mu I f_c}{8\pi^2 r_p^2}.$$
(5.12)

Předpoklad homogenního tlaku p_s se zakládá na předpokladu krátké doby τ šíření zvukových vln skrz objem V stlačeného plazmatu mezi mag. pístem a rázovou vlnou vzhledem k době trvání kompresní fáze než rázová vlna dosáhne osy $t_s = \frac{a}{v_s}$. [55]

Pohyb struktury (mag. pístu a ráz. vlny) není v osovém směru omezen, a tak se celý útvar prodlužuje. Tlak působící na rázovou vlnu je stejný jako v radiálním směru, a tak se rovnají i rychlosti rázové vlny v osovém a radiálním směru. Proudové vrstva magnetického pístu je však pomalejší a prodlužuje se v osovém směru rychlostí [36]

$$\frac{\mathrm{d}z(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{2}{\gamma+1}v_s,\tag{5.13}$$

kde γ je Poissonova konstanta, z(t) je osové souřadnice polohy okraje proudové vrstvy. Objem celé struktury nad anodou je

$$V = \pi \left(r_s^2 - r_p^2 \right) z.$$
 (5.14)

Kvůli prodlužování pinče, vzniká gradient hustoty, klesá hustota u vnitřní elektrody, a tak sloupec plazmatu se tu rychleji stlačuje. Dochází k tzv. *zipper efektu*.

Plyn náplně prochází rázovou vlnou rychlostí $u_s = \frac{2}{\gamma+1}v_s$ [55], je zahřán a zionizován a po dosažení magnetického pístu stlačen v poměru $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$. [36]. Hustota plynu těsně za rázovou vlnou je

$$\rho_s = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0 \tag{5.15}$$

Díky implozi způsobené magnetickým pístem se indukčnost dramaticky mění. Roste totiž se zmenšujícím se r_p a naopak s narůstajícím z. Skládá se z části vzniklé v osové fázi (5.7) a části vzniklé implozí a prodlužováním v radiální fázi, je proto dána vztahem [36]

$$L(t) = \frac{\mu}{2\pi} (\ln c) z_0 + \frac{\mu}{2\pi} \left(\ln \frac{b}{r_p(t)} \right) z(t).$$
 (5.16)

Časová změna indukčnosti má za následek strmý pokles proudové derivace $\frac{dI}{dt}$, tzv. dip a také nárůst indukovaného napětí $U = \frac{d}{dt}(f_c LI)$ [36, 35].

$$U = \left[L_0 + f_c \frac{\mu}{2\pi} (\ln c) z_0 + f_c \frac{\mu}{2\pi} \left(\frac{b}{r_p} \right) z \right] \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + f_c I \frac{\mu}{2\pi} \left[\left(\ln \frac{b}{r_p} \right) \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} - \frac{z}{r_p} \right] + I(R_p f_c + r_0)$$
(5.17)

Napětí U klesá na úkor proudu I, který odebírá elektrickou energii z baterie, a proto $U = U_0 - \frac{\int I dt}{C_0}$. Pro obvod potom platí

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = \frac{U_0 - \frac{\int I \mathrm{d}t}{C_0} - \frac{\mu}{2\pi} \left(\ln\frac{b}{r_p}\right) \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} I f_c + \frac{\mu}{2\pi} \frac{z}{r_p} \frac{\mathrm{d}r_p}{\mathrm{d}t} I f_c - I(R_p f_c + r_0)}{L_0 + \frac{\mu}{2\pi} f_c \left((\ln c) z_0 + (\ln\frac{b}{r_p}) z\right)}$$
(5.18)

kde R_p je odpor plazmatu, r_p je poloměr pístu (tj. vzdálenost od osy), r_s je poloměr rázové vlny, z je výška proudové vrstvy, γ je Poissonova konstanta.

Plazma je ohříváno jak rázovou vlnou, tak i adiabatickou kompresí sloupce plazmatu. Hustota a teplota v této fázi dosahuje svého maxima. Když rázová vlna dorazí k ose a $\frac{r_s}{r_p} = 0$, vychází ze slug modelu, že se magnetický píst zastaví [55]. Ve slug modelu se tedy neobjevuje žádná odražená rázová vlna. Jeden z implicitních předpokladů tohoto modelu je okamžitá komunikace mezi rázovou vlnou a magnetickým pístem. V praxi je mezi nimi časová prodleva, a proto zvukové vlny vzniklé z nárůstu tlaku těsně za rázovou vrstvou, které odnáší energii implodující vrstvy a v slug modelu způsobí okamžité zastavení rázové vlny, mají konečnou rychlost a zbytkový tlak rázové vlny způsobí její odraz. [55] Když se plazma zformuje (stlačí) do sloupce a rázová vlna dorazí k ose, odrazí se sama od sebe a pohybuje zpět proti magnetickému pístu a tím začíná další fáze plazma fokusu.

5.3.2 Fáze odrazu

Po dosažení osy rázovou vlnou $\left(\frac{r_s}{r_p}=0\right)$ se magnetický píst nachází z ve vzdálenosti [55]

$$r_p = a \left(\frac{\gamma}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}},\tag{5.19}$$

která pro deuterium (D₂) a $\gamma = \frac{7}{5}$ je zhruba $r_p \doteq 0,1516 a$ [55, 19] Rázová vlna se na ose odrazí sama od sebe a pohybuje se zpět proti magnetickému pístu rychlostí $\frac{\mathrm{d}r_r}{\mathrm{d}t}$:

$$\frac{\mathrm{d}r_r}{\mathrm{d}t} = -0, 3\left(\frac{\mathrm{d}r_s}{\mathrm{d}t}\right)_{na\,ose}.$$
(5.20)

Všechny ostatní rovnice, tj. pro pohyb magnetického pístu, prodlužování proudové vrstvy, napětí a proudovou derivaci, jsou totožné s těmi v kompresní fázi. Když se odražená rázová vlna srazí s proudovou vrstvy, tato fáze končí a následuje fáze pinče.

5.3.3 Fáze pinče

V této fázi rázová vlna narazí do magnetického pístu, jehož imploze je nárazem zpomalena nebo úplně zastavena. Plazmový sloupec dosahuje svého minima r_{min} a dochází k intenzivní emisi měkkého rentgenového záření v důsledku vysoké teploty ($T_i = 1 \text{ keV}, T_e = 200 \text{ eV}$) a hustoty částic plazmatu $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ vzniklé adiabatickou kompresí pinče. Tepelné záření detekujeme však už od kompresní fáze. Plazma je stále ohříváno joulovským teplem a pohyb vrstvy závisí na členu $\frac{dQ}{dt}$, který představuje energetickou bilanci mezi joulovským ohřevem a vyzařováním.

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}Q_J}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}Q_B}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}Q_L}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}Q_{rec}}{\mathrm{d}t}$$
(5.21)

Úbytek energie způsobí implozi, přírůstek energie způsobí opačný efekt. Joulův příspěvěk je dán [36].

$$\frac{\mathrm{d}Q_J}{\mathrm{d}t} = R_p^2 I^2 f_c,\tag{5.22}$$

kde R_p je joulovský odpor plazmatu odvozený z Spitzerovy rezistivity $\left[8\right]$

$$\eta_s = \frac{\pi Z e^2 m_e^{1/2} \ln \Lambda}{(4\pi\epsilon_0)^2 (k_B T)^{3/2}},\tag{5.23}$$

kde m_e je hmotnost elektronu, l
n Λ je Coulombův logaritmus, který se často pokládá roven l
n $\Lambda=10.$ *

Druhý člen v rovnici (5.21) je příspěvek brzdného záření (Bremsstrahlung) [22, 36, 58]

$$\frac{\mathrm{d}Q_B}{\mathrm{d}t} = C_B n_i^2 \left(\pi r_p^2\right) T^{1/2} Z_i^3 z \qquad C_B = 1, 6 \times 10^{-40} \ \mathrm{eV}^{1/2} \mathrm{m}^3 \mathrm{s}^{-1} \,, \tag{5.24}$$

kde Z_i je stupeň ionizace, z výška proudové vrstvy, Mmolární hmotnost plynu náplně.

Předpokládáme-li, že pro vodík a deuterium jsou v rovnici (5.21) členy rekombinačního a diskrétního záření zanedbatelné ku členu brzdného (bremsstrahlung) záření, a položíme-li $\frac{dQ}{dt} = 0$, převedeme tuto rovnici po dosazení na podmínku kritického proudu I_{PB} , kdy Joulovské teplo přesně vyvažuje ztráty brzdného záření. Tento proud se nazývá *Pease-Braginskijho proud*. [40]

$$I_{PB} = \sqrt{\frac{905}{C_B}} \left(\frac{8\pi k_B \left(1 + Z_i\right)}{\mu Z_i}\right) \,. \tag{5.25}$$

Pease-Braginskijho proud je definován jako proud, jenž dokáže ohmickým ohřevem kompenzovat ztrátu energie tepelným vyzařováním. Je-li proud v plazmatu $I > I_{PB}$ dochází zářivému kolapsu. Když výkon záření přeroste ohmický výkon a tím se plazma ochladí. Potom však kinetický tlak v pinči klesne, a převýší ho tlak magnetický, což způsobí smrštění sloupce a vede tak k dalšímu vzrůstu hustoty a další emisi brzdného záření. Tento proces se opakuje do úplného energetickému kolapsu pinče. Kritickou hodnotou proudu pro deuterium $I_{PB} = 1, 6$ MA proudu v deuteriu $(Z_i = 1)$, ale má na disrupci proudového kanálu jen částečný podíl. Pro těžší plyny je kritická hodnota proudu I_{PB} o mnoho nižší, plazma září silněji, a proto je zde radiační kolaps možný. Pro Kr nebo Xe je $I_{PB} \sim 50$ kA. [40] To je důvod vzniku světlých teček, bright spots, neboli velmi zářivých bodů plazmatu.

K emisi rentgenového záření dochází v celém stlačeném objemu pinče. Toto záření však může být plazmatem znovu absorbováno. Plazma přestane být pro záření opticky tenké. Samoabsobrci záření zachycuje parametr A_{ab} [35, 36, 37]. Pro $A_{ab} = 1$ nedochází k samoabsorbci záření. Pokud A_{ab} klesne na hodnotu 1/e, kde e je Eulerovo číslo, uvažujeme, že záření je emitováno jen povrchem plazmatu.

^{*}Pro Λ platí vztah $\Lambda = \frac{3}{2}N_D = \frac{3}{2}\frac{4\pi}{3}\pi\lambda_D^3 n_0 = 2\pi\lambda_D^3 n_0$, kde N_D je počet částic uvnitř Debyeovy sféry a λ_D je Debyeova délka. Pro teplotu iontů $T_i = 1$ keV, el. teplotu $T_e = 200$ keV a koncentraci $n_0 = 10^{19}$ cm⁻³ vychází Coulombův logaritmus roven $\ln \Lambda = 7,47$ a z (5.23) pro vodík platí $\eta_S = 905 \cdot T^{-3/2} \Omega/m$.

Na konci fáze pinče se rozvinou MHD nestability (zejména m = 0) a proudový kanál se začne rozpadat.

5.3.4 Fáze rozpadu

Po několika ns vznikají nestability. Těmi hlavními jsou:

1) m = 0 nestabilita, která vzniká z dynamické magnetické RT nestability, vytváří zúžená místa ve sloupci plazmatu (tzv. krky). Magnetický tlak působí silněji na pinč právě v místech krků a způsobí implozi až do přetržení celého vlákna plazmatu.

Během imploze krku klesá počet částic N, a proto se objevují mikronestability. Nejdůležitější je dolní hybridní nestabilita.

 Dolní hybridní nestabilita (low hybrid drift instability), která vzniká při elektronové driftové rychlosti v_d srovnatelné nebo vyšší než je tepelná rychlost iontů v_i
 [7], způsobuje turbulence, fluktuace elektrického pole v plazmatu. [8] Elektrony jsou brzděny tímto turbulentním elektrickým polem a dochází k anomální rezistivitě, která způsobuje anomální ohřev plazmatu a která převyšuje klasickou Spitzerovu rezistivitu. Celková rezistivita η je [7, 9]

$$\eta = \eta_s + \eta^* = \frac{m_e}{Zn_0e^2} \left(\nu_{ei} + \nu^*\right)$$
(5.26)

kde ν_{ei} je srážková frekvence i
ontů s elektrony, η_s je Spitzerova rezistivita, η^* je anomální rezistivita
a ν^* je anomální srážková frekvence daná vztahem

$$\nu^* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{v_d}{v_i}\right)^2 \,\omega_d\,,\tag{5.27}$$

kde $\omega_d = \sqrt{\Omega_c \omega_c}$ je dolní hybridní frekvence, kde ω_c a Ω_c je elektronová a iontová cyklotronní frekvence. S rostoucí driftovou rychlostí v_d klesá počet částic N. Proto se anomální rezistivita objevuje při nízké hustotě plazmatu.

V této fázi je měřeno silné elektrické pole, které za určitých předpokladů může urychlovat nabité částice. Přesný mechanismus je však předmětem studia.

Bez ohledu na mechanismus se urychlené ionty (deuterony) pohybují směrem od vnitřní elektrody, je-li anodou, a vytváří v osovém směru ionizační vlnu. Přitom naráží do neurychlených iontů sloupce plazmatu a produkují beam-target neutrony. Pro tento žádoucí jev se volí centrální elektrodou anoda. Ubíhající elektrony (*runaway* elektrony) s energii obvykle kolem 200 keV [35] jsou urychlovány k anodě, naráží do ní a způsobují emisi tvrdého rentgenového brzdného záření (HXR).

Když se přeruší vlivem nestabilit proudový kanál pinče, elektrický proud přeskočí na periferie, kde teče ve velké oblasti bez dalších energetických jevů. Magnetický tlak, který držel vlákno plazmatu, klesne a plazma expanduje přibližně až po okraj vnitřní elektrody a jeho hustota poklesne.

Popsali jsme si tedy průběh plazmatického fokusu a vznik neutronů a rentgenového záření. V dalším oddíle se zaměříme právě na neutronovou a rentgenovou emisi, protože právě tam se skrývá nejperspektivnější možnost aplikace plazmatického fokusu.

Kapitola 6

Netronové a rentgenové záření emitované magnetickými pinči

Plazmatický fokus je relativně levným a přitom výkonným zdrojem rychlých neutronů (až 10^{12} při jednom výstřelu při DD náplni), ale také rentgenového záření (1 keV – 500 keV) a rychlých iontů deuteria. Příčinou je mimojiné vysoká účinnost převodu elektrické energie z kondenzátorů do plazmatu (na Z machine až 40%).

6.1 Neutrony

Při použití D–D náplně vznikají fúzními reakcemi rychlé neutrony (s dobou produkce 10 - 100 ns). Se stejnou pravděpodobnosti dochází v deuteriovém plazmatu k reakcím:

$${}_{1}^{2}D + {}_{1}^{2}D \rightarrow {}_{1}^{1}p (3,0 \text{ MeV}) + {}_{1}^{3}T (1,0 \text{ MeV}) + 4,03 \text{ MeV}$$
 (6.1)

$${}_{1}^{2}D + {}_{1}^{2}D \rightarrow {}_{2}^{3}He(0,8 \text{ MeV}) + {}_{0}^{1}n(2,5 \text{ MeV}) + 3,26 \text{ MeV}.$$
 (6.2)

K těmto reakcím však dochází dvěma způsoby a rozdělujeme je na termální (termonukleární) a netermální. Termální neutrony vznikají při srážkách v dostatečně horkém a hustém plazmatu, které se nachází v termodynamické rovnováze. Nejvíce těchto neutronů vzniká při fázi stagnace pinče. Jejich podíl na celkovém neutronovém zisku je však malý. Největší část tvoří neutrony netermální. K nim dochází tzv. *beam-target* mechanismem, kdy je svazek (*beam*) deuteronů urychlen rozdílem potenciálů U a narazí do terče (*target*) ve formě husté, avšak relativně studené (~ 1 keV) oblasti deuteronů. K rozdílu potenciálů U a následnému urychlení deuteronů dochází hlavně v poslední fázi pinče, který je zaškrcován m = 0 nestabilitou do úplného přetrhnutí proudového vlákna. Tyto neutrony jsou pro výzkum fúzního zdroje energie nevhodné, protože na jejich výrobu je vždy třeba víc energie, než kterou z reakce získají. Pro termojadernou fúzi je nutné, aby rychlé ionty z chvostu energetického rozdělení předávaly coulombickou interakcí energii pomalejším iontům, které by poté energii získanou fúzí znovu předali iontům na chvostu. Plazma je tedy termalizované, má maxwellovské rozdělení a nachází se v termodynamické rovnováze. Při urychlovaní iontů elektrickým polem k tomu však nedochází. Účinný průřez fúzní reakce je mnohem menší než účinný průřez coulombických srážek. Po předání energie rychlých iontů z rychlostního chvostu jen část z ní vede k dostatečnému zahřátí pomalejších iontů, které poté fúzují. Pro získávání energie jsou beam-target neperspektivní, pro výzkum levného zdroje neutronového záření však perspektivní jsou velmi. Poměr termálních a netermálních neutronů se snažíme zjistit měřením ToF metodou pomocí scintilačních detektorů umístěných v ose (několik detektorů za sebou) a na boku plazma fokusu. Typická hodnota je pro většinu plazma fokusů rovna $\approx 1, 2 - 3$. Tento poměr je však stále nižší než předpokládají modely a princip produkce neutronů není dodnes uspokojivě vysvětlen. K rozlišení mezi termálními a netermálními neutrony nám může pomoci i šířka a poloha píku v energetickém spektru. Termální neutrony by totiž měly mít úzký pík okolo hodnoty 2,5 MeV. (Neutrony s energií < 1, 6 MeV jsou rozptýlené.) Dále se také sleduje čas produkce neutronů v závislosti na času produkce měkkého (SXR) a tvrdého (HXR) rentgenového záření. Termální neutrony by měly být spojeny s vysokou teplotou T plazmatu, a proto ze Stefan-Boltzmanova zákona s SXR zářením. Produkce neutronů konkrétně u plazma fokusů trpí ještě jedním nedostatkem a tím je saturace neutronového zisku, o kterém se zmíníme v dalším textu.

6.1.1 Saturace proudu plazma fokusu

Z experimentů s plazma fokusem bylo zjištěno, že neutronový zisk Y_n závisí na energii E_0 uložené v nabitých kondenzátorech, resp. na maximální hodnotě proudu I_{peak} , a to $Y_n \sim E_0^2$, resp. $Y_n \sim I_{peak}^4$ ($E_0 \sim I_{peak}^2$). Při energiích E_0 nad 100 kJ a proudech I do 1 MA se tato závislost začíná deformovat, až při $E_0 \approx 10$ MJ [34] přejde v $Y_n \sim E_0^{0,8}$ a dochází k saturaci. Tuto saturaci neutronového zisku zřejmě způsobuje dramatická změna indukčnosti $L_a(t)$ už při osové fázi, která způsobuje tzn. dynamický odpor. Indukčnost $L_a(t)$ v osové fázi (5.7) závisí na čase

$$L_a(t) = \frac{\mu}{2\pi} \ln(c) z(t) \tag{6.3}$$

$$\therefore \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t} = \frac{\mu}{2\pi} \ln(c) \frac{\mathrm{d}z(t)}{\mathrm{d}t} \,. \tag{6.4}$$



Obrázek 6.1: Průběh závislosti neutronového zisku Y na energii v kondenzátorech $E_0[34]$

 $\dot{L} = \frac{dL}{dt}$ narůstá s osovou rychlostí $v_a = \frac{dz}{dt}$. Osová rychlost na konci elektrody je typicky rovna $\approx 10 \text{ cm}/\mu \text{s}$ a poměr $c = b/a \approx 2$. Z toho vychází hodnota $dL/dt = 14 \text{ m}\Omega$. Pro indukované napětí U platí rovnost (5.8) a proto pro výkon platí

$$P = UI = I^2 \left(\frac{dL}{dt} \right) + LI \left(\frac{dI}{dt} \right)$$
(6.5)

a potom uvažujme výkon spojen s magnetickou energií

$$P_L = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(LI^2 \right) = \frac{1}{2} I^2 \left(dL/dt \right) + LI \left(dI/dt \right) .$$
 (6.6)

Rozdíl $P-P_L = \frac{1}{2}I^2 (dL/dt)$ už nesouvisí s magnetickou energií uloženou v L a chová se jako odpor, který závisí na pohybu spojeném se změnou dL/dt, a proto se nazývá dynamický odpor R_D . Tento odpor nezávisí na energii a jeho hodnota se typicky pohybu okolo 7 m Ω . Při zvyšující se energii v kondenzátorech E_0 a tím související kapacitě C_0 začne být dynamický odpor D_R dominantnějším, převýší impedanci $Z = \sqrt{L_0/C_0} \ll D_R$ a to se projeví v nárůstu proudu I. Protože je Z malé, zdroj proudu je měkký, a je tak snadno ovlivňován zátěží (jeho impedancí a indukčností). I při malé indukčnosti zátěže L je jí proud tekoucí ze zdroje ovlivněn, je významně nižší než při zkratu. Celková impedance se tedy s rostoucí energii E_0 limitně blíží hodnotě dynamického odporu D_R .

Neutronový zisk Y_n , jak ukázal S. Lee (2008) [39], by měl být správně srovnáván s proudem I_{pinch} , tedy s proudem I_p v plazmatu v době pinče. Při klesající vlastní indukčnosti aparatury L_0 poměr I_{pinch}/I_{peak} klesá, a tak není možné srovnávat neutronové zisky mezi zařízeními, které se podstatně liší pouze v L_0 . Důvodem, proč se používá proudu I_{peak} namísto I_{pinch} , je neschopnost přesně změřit proud v pinči I_{pinch} . U velkých zařízení se používají magnetické sondy umístěné poblíž pinče, které jsou však dosti nepřesné a ovlivňují pinč. U malých zařízení pro ně často není místo.

6.2 Rentgenové záření

Rengenové záření je v plazmatu pinče emitováno zejména následujícími třemi procesy [45]

i) Brzdné (Bremsstralung) záření

Volné elektrony jsou při kolizi s ionty urychleny nebo zpomaleny a emitují přitom energii spojitého spektra s maximem na vlnové délce

$$\lambda = \frac{6200}{T_e} \left[\mathring{A} \right], \tag{6.7}$$

kde T_e je elektronová teplota v eV. Elektron tedy přechází z volného do volného stavu (*free-free transition*). Brzdné záření dominuje v silně ionzizovaném plazmatu prvků s vysokým atomovým číslem Z.

ii) Rekombinační záření

K rekombinačnímu záření dochází, když je volný elektron zachycen elektrickým polem iontu a stane se tak vázaným (*free-bound transition*). Spektrum fotonů je spojité, ale je ostře ohraničeno energií rovnou vazebné energii elektronu. Dojde-li k situaci, kdy jeden elektron je navázán k iontu a zároveň je druhý elektron emitován iontem, nedochází k žádné emisi záření. Tyto situace nastávají zejména v plazmatu s vysokou hustotou.

iii) Čárové záření

K čárovému (diskrétnímu) záření dochází, když vázaný elektron přejde na nižší energetickou hladinu (*bound-bound transition*) a vyzáří přitom foton o energii rovné rozdílu energetických hladin. Spektrum je pak přirozeně čárové (diskrétní). Vázaný elektron se musí nacházet v excitovaném stavu, což je způsobeno buď absorpcí fotonu o energii rovné rozdílu energetických hladin nebo kolizí s jinou částicí, zejména elektrony. Při vysokých teplotách dochází k úplně ionizaci, elektrony se již nenachází ve vázaných stavech, a tak k čárovému záření nedochází.

Kapitola 7

Aparatura PFZ-200 a diagnostika

V tomto oddíle se budeme věnovat zařízení PFZ-200 (FEL ČVUT), na kterém jsme uskutečnili naše měření. Popíšeme si aparaturu a poté diagnostické přístroje a metodu, které jsme při našich měření použili. Experiment jsme prováděli na zařízení PFZ-200 na katedře fyziky na Fakultě elektrotechnické ČVUT v Praze. Jedná se o malý plazma fokus. Názorné schéma je na obr. 7.1. Napětí se přiváděné ze zdroje nabijí baterii 4 paralelních kondenzátorů o celkové kapacitě $C_0 = 17 \ \mu F$ a maximálním nabíjecím napět
í $U_0=30~{\rm kV}.$ Každý z nich přitom je spojen s jiskřištěm (plněným dusíkem) k elektrodám ve vakuové komoře. Vnitřní elektrodou je válcová anoda (CuW) s průměrem 2a = 24,5 mm a délkou $z_0 = 140$ mm. Izolátor (Al_2O_3) dosahuje do 35 mm výšky elektrody. Pro zlepšení imploze a stlačování plazmatu je naproti anodě umístěna anti-elektroda (Cu) s průměrem 35 mm, která je nastavitelná na vzdálenost od anody 10 – 20 mm [28]. Vnější elektrodou (katodou) je sada 8 měděných tyčí s průměrem 8 mm a délkou 190 mm ve vzdálenosti b = 26 mm od osy anody. Vakuum v komoře je zajišťováno turbomolekulární vývěvou, která se předčerpává rotační olejovou vývěvou. Plynná náplň (deuterium D_2) je do komory napouštěna z bomby přes jehlový ventil. Pro experimenty se komora napouští deuteriem o tlaku 200 – 300 Pa. Kondenzátorová baterie se nabijí na napětí $U_0 = 15 - 22$ kV, při kterém dosahujeme s náplní D_2 maximálního proudu $I_{peak}\,\approx\,220$ kA se čtvrtperiodou $t_a \approx 1,5\mu$ s. Aparatura je schopna "vystřelit" jednou za 5 minut. Komora má celkem 8 diagnostických otvorů.

V následující sekci si přiblížíme diagnostické přístroje použité při našich měřeních. Rogowského cívkou měříme proud protékající obvodem a můžeme tak sledovat změny proudu. Napěťovou sondou Tektronix P6015 měříme napětí v obvodu. Mikrokanálkovou zesilovací destičkou (MCP) sledujeme časový (4 časově odlišené snímky) a prosto-



Obrázek 7.1: Schéma zařízení PFZ-200 [27]

rový (2D) průběh pinče detekcí emitovaného záření. Metoda Time of flight (ToF) při známé energii vede k určení typu emitovaných částic nebo naopak k určení energie částic známých.

7.1 Rogowského cívka

Rogowského cívka je zařízení k měření vysokofrekvenčních proudů nebo rychlých proudových impulzů ve vodiči. Jedná se jednoduchou cívku vinutou kolem neželezného jádra (většinou vzduchového), která je nasazena na měřený vodič. (Obr. 7.2). Změnou proudu dI/dt ve vodiči, která způsobí změnu intenzity magnetického pole kolem vodiče. Potom dochází podle Faradayova zákona ke vzniku indukovaného napětí v cívce v_{coil} , které podle Lenzova zákona vytváří proud, jenž je orientován tak, aby vzniklé magnetické pole působilo proti původní změně. Proud ve vodiči I je závislý na indukovaném napětí v_{coil} [3]



Obrázek 7.2: Schéma Rogowského cívky [3]

$$v_{coil} = -\mu A n \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = -M \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t},\tag{7.1}$$

kdeA průřez vinutí, npočet otáčet za jednotku délky, Mvzájemná indukčnost. Předpokládáme, že odpor a induk

Rogowského cívka je ekvivalentní RLC obvodu na obr. 7.3, kde R_c je vlastní odpor, C_c vlastní kapacita, L_c vlastní indukčnost cívky. Když se na konec cívky připojí

měřící impedance Z, převodní vztah mezi indukovaným napětím v cívce v_{coil} a měřeným napětím v_{out} je [3]

$$\frac{v_{out}}{v_{coil}} = \frac{Z}{L_c Z C_c s^2 + (L_c + R_c Z C_c) s + R_c + Z},$$
(7.2)

kde $s = j\omega$; j je hustota proudu a ω úhlová frekvence obvodu. Předpokládáme tedy, že proud má harmonický průběh. V našem případě tomu tak ale úplně není. Nás však zajímá jen průběh proudu do doby pinče. Pro věrohodný popis průběhu proudu po pinči nemáme potřebný teoretický základ.



Obrázek 7.3: RLC obvod Rogowskiho cívky [3]

Cívka neuzavírá kolem vodiče uzavřenou smyčku a drát vinutí se vrací po ose zpět. Viz obr. 7.2. Je tomu tak, aby se zabránilo chybám měření způsobených vnějšími změnami magnetického pole kolmého na smyčku.

Výhody Rogowského cívky jsou:

- Netrpí saturací vzhledem k tomu, že Rogowského cívka nemá železné jádro, nedochází k jeho saturaci, a proto může lineárně měřit široké spektrum proudů od 30 A až po 100kA. [62]
- Neuzavírá smyčku kolem měřeného vodiče protože Rogowského smyčka není uzavřená, je flexibilní a je jí možné měřit proud v vodiči bez složité instalace.
- Je neinvazivní protože nemá železné jádro, má nízkou indukčnost, a tak neovlivňuje měřený systém a dokáže reagovat na rychlé změny proudu.
- relativně nízká pořizovací cena

Nevýhodou je, že Rogowského cívka vlastně měří derivaci proudu dI/dt, kterou je pro zjištění měřeného proudu I zintegrovat, což může přinést do měření chybu. Způsoby integrace jsou:

- 1) numerická integrace signál se integruje numericky např. v osciloskopu
- 2) elektrická integrace signál prochází přes integrační odpor
- 3) samointegrace Cívka je vyrobena tak, aby odpor cívky R_c byl tak malý jako měřící impedance Z. Převodní vztah mezi v_{coil} a v_{out} se zjednoduší na [3]

$$\frac{v_{out}}{v_{coil}} = \frac{R_{out}}{R_c + sL_c},\tag{7.3}$$

kde R_{out} je výstupní odpor. Pro vysokof
rekvenční proudy je $R_c \ll s L_c$ a vztah se dále zjednoduší na

$$\frac{v_{out}}{v_{coil}} = \frac{R_{out}}{R_c + sL_c} = \frac{R_{out}}{sL_c}$$
(7.4)

Po dosazení rovnice (7.2) do (7.4) získáváme

$$v_{out} = \frac{R_{out}}{sL_c} \cdot v_{coil} = \frac{R_{out}}{sL_c} \cdot Ms \, i = \frac{R_{out}}{L_c} Mi = \kappa i, \tag{7.5}$$

kde κ je citlivost cívky a je definována jako $\kappa = \frac{R_{out}}{L_c}M.$

7.2 Měření napětí

Napětí jsme měřili napěťovou sondou Tektronix P6015. Dokáže měřit stejnosměrné napětí až do 20 kV a pulsy, trvající až 10 ms, až do napětí 40 kV. Doba nárůstu je $\leq 4,5$ ns.

7.3 Mikrokanálková zesilovací destička

Mikrokanálkový zesilovací destička neboli *Microchannel plate detector* (dále jako MCP) je detektor určená pro detekci nabitých častic a fotonů, a to od infračerveného záření až po měkké rentgenové záření (SXR). Nabité částice vstupují do kanálku, kde jsou připojeným napětím urychleny a po nárazu do stěny dochází k sekundární emisi elektronů, které se dále urychlují a znásobují. (Obr. 7.4) Protože je však MCP složeno z pole několika milionů takovýchto rovnoběžných kontinuálních dynod, po-skytuje prostorové zobrazení pozorovaného objektu.





Obrázek 7.4: Kanálek MCP [70]

Vyrábí se ze skleněných vláken, které se skládají ze dvou koaxiálních složek: olovnatého skla a rozpustného skleněného jádra, které lze chemicky rozpustit. Vlákna se skládají do hexagonálního pole, poté se za vysoké teploty spojí a rozřezají se na plátky (destičky). Pro zlepšení sekundární emise elektronů je to obvykle pod úhlem $5^{\circ} - 15^{\circ}$ od osy vláken. Destička je potom vyleštěna, skleněné jádro je odstraněno chemickým rozpouštědlem a vzniká tak struktura včelí plástve. Dalšími chemickými procesy se dosáhne schopnosti sekundární emise stěn kanálků. Nakonec je ve vakuu na přední a zadní stranu destičky nanesena tenká vrstva kovu (např. slitina niklu a chromu), která funguje jako vstupní a výstupní elektroda a fokusuje svazek nabitých částic.

MCP, použité k našim experimentům, je citlivé na fotony s energií > 10 eV, což odpovídá vlnové délce 124 nm a tedy VUV záření. Pro tuto vlnovou délku je kvantová účinnost $\approx 1\%$ [70], což je procento fotonů, které způsobí fotoefekt a vyrazí elektron. Efektivní plocha je rozdělena do 4 nezávislých sekcí. Pomocí rozdílných délek kabelů ze zdroje o napětí 5 kV je dosaženo časového zpoždění (5-10 ns) mezi jednotlivými sektory. Je tak možné výboj pozorovnat jak s časovým, tak prostorovým rozlišením. Obraz je na MCP zobrazován přes 4 otvory (pinhole) o průměru 70 μ m, které fungují jako dírková kamera (*camera obscura*). Zobrazuje tak obraz převrácený. V našem případě také zmenšený (64,3%).



Obrázek 7.5: Micro-channel plate (MCP)

7.4 Time of flight

Diagnostická metoda <u>T</u>ime <u>of</u> <u>F</u>light (ToF) je založena na určení dobu letu měřených částic při předpokládané délce letu. Při známé energii potom určíme typ emitovaných částic. Naopak víme-li, o jaké částice jde, určíme jejich energii.

V diagnostice pinčového plazma sledujeme let rychlých neutronů a tvrdých rentgenových paprsků (HXR). Využívají se k tomu scintilační detektory, které se skládají ze scintilátoru, fotonásobiče a digitálního osciloskopu pro záznam signálu. Samotné neutrony fotoefekt ve scintilátoru nezpůsobí, ale při interakci s neutrálními jádry vodíku způsobí vznik sekundárních částic, hlavně odražených jader H a C. Důvody emise těchto částic jsou 4:

- Pružný rozptyl Neutrony interagují v scintilátoru s neutrálními jádry vodíku a uhlíku. Scintilátory jsou k tomu účelu vyrobeny z organického materiálu, který obsahuje velké procentuální množství vodíku, který má s neutrony velký účinný průřez. Protony od neutronů získávají průměrně okolo 50% energie neutronů. [29]
- Jaderné reakce Jde vlastně o neutronovou aktivaci. Po reakci neutronu s atomem vznikají jiné částice než foton, tj. protony, α částice.
- Nepružný rozptyl Neutrony excitují jádra vodíku a při deexcitaci se emituje foton.
- Radiační záchyt Dochází k reakci ${}_{1}^{1}H(n,\gamma){}_{1}^{2}D$, při které vznikne foton. K radiačnímu záchytu nejvíce dochází pro tepelné neutrony. Interakce fotonů s scintilátorem se uskutečňují fotoefektem a Comptonovým rozptylem.

Metoda ToF se v praxi používá pro zjištění energetického spektra neutronů. Známeli dobu letu (*time of flight*) a předpokládáme, že neutrony letí přímo od zdroje do scintilátoru, a proto známe délku letu, můžeme spočítat (průměrnou) rychlost neutronů. Z rychlosti a známé hmotnosti neutronů $m_n = 1.674927351 \ 10^{-27}$ kg [1] můžeme spočítat energii E_n danou buď relativistickým nebo nerelativistickým vzorcem:

$$E_n = \frac{1}{2}m_n v^2 \qquad \qquad E_n = \frac{m_n c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_n c^2, \qquad (7.6)$$

kde $\beta = v/c$ a c je rychlost světla ve vakuu. Pro termální neutrony (2,45 MeV) je v = 7,21% c, a proto se jedna o nerelativistické částice. Ze signálů S(D,T) z osciloskopů ve vzdálenosti D od zdroje chceme získat časově rozlišené energetické spektrum neutronů (rozdělovací funkci) $f(E_n, \theta, \phi, t)$ [25].

$$S(D,T) = \int_{\phi} d\phi \int_{\theta} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} dE_n \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} dt f(E_n,\theta,\phi,t) \cdot \delta\left(t - \tau + \frac{D}{\sqrt{2E_n/m_n}}\right) h(E_n,T-\tau),$$
(7.7)

kdeTje neutronová detekční doba, tdoba emise, $h(E_n,T-\tau)$ je impulzová odezva ToF detektoru. Integrály $\int_{\phi} \mathrm{d}\phi \int_{\theta} \mathrm{d}\theta$ závisí na tvaru a vzdálenosti detektoru. Amplituda výstupního signálu je přímo úměrná energii, která byla deponována ve scintilátoru.

Kapitola 8

Experimentální výsledky

Cílem této práce je pomocí naměřených dat a numerického modelu demonstrovat dynamiku z-pinče. Data získaná z aparatury PFZ-200 porovnáme s numerickým modelem RADPF vytvořeným profesorem S. Lee v roce 1985 a získáme tak zajímavé informace o průběhu výboje v plazma fokusu.

Při vstupu do numerického modelu PFFRADv5.15de je třeba zadat hodnotu tlaku p_0 a druhu náplně (D₂), nabíjecího napětí U_0 , geometrie konstrukce plazmatického fokusu (délka z_0 a poloměr vnitřní elektrody a a poloměr vnější elektrody b), parametrů aparatury (vlastní odpor r_0 , kapacita C_0 a indukčnost L_0) a nakonec koeficientů f_c , s resp. f_{cr} a f_m , resp. f_{mr} , které však nejsou nikdy předem známé a jedním z našich cílů bylo jejich určení. f_m , resp. f_{mr} je zlomek udávající, kolik hmoty bylo nabráno vrstvou a účastní se osové fáze, resp. radiální fáze. f_c je zlomek udávající, jaká část celkového proudu tekla vrstvou v osové, resp. radiální fázi. Doba radiální k osové fázi je velmi malá, a proto pro průběh proudu I, napětí U a proud. derivace dI/dt budou koeficienty f_c a f_m dominantními.

Geometrii plazmatického fokusu jsme změřili před počátkem experimentu:

Délka vnitřní elektrody: $z_0 = 140, 0 \pm 0, 5$ mm.

Průměr vnitřní elektrody: $2a = 24, 5 \pm 0, 5$ mm.

Průměr vnější elektrody: $2b = 52, 0 \pm 0, 5$ mm.

Hodnotu kapacity C_0 jsme znali a hodnotu U_0 a p_0 jsme volili. Bylo tedy nutné určit hodnoty r_0 , L_0 , f_c a f_m . Při experimentech jsme vždy nabíjeli kondenzátorovou baterii o celkové kapacitě $C_0 = 17 \,\mu\text{F}$ na napětí $U_0 = 18 \text{ kV}$. Měřili jsme časový průběh proudu pomocí Rogowského cívky, proudové derivace $\frac{dI}{dt}$ pomocí kruhové smyčky a napětí U pomocí napěťové sondy Tektronix P6015.

8.1 Určení parametrů L_0 a r_0

Jako první jsme určili vlastní odpor r_0 a indukčnosti L_0 aparatury. Nejdříve jsme provedli bez plynové náplně měření do zkratu, tedy bez zátěže. Vlastní odpor r_0 a hlavně vlastní indukčnost L_0 aparatury mají pro průběh výboje značný význam. Abychom tyto parametry určili, vyčerpali jsme komoru na tlak $p \approx 10^{-2}$ Pa, přičemž mezi elektrody jsme předtím umístili kroužek z nerez oceli, který vodivě spojil vnitřní a vnější elektrodu a fungoval tak jako zkratovadlo.

Předpokládali jsme RLC odvod, kde napětí U(t) má průběh

$$U(t) = U_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi) \,. \tag{8.1}$$

Potom průběh proudu je

$$I(t) = U_0 C_0 e^{-\delta t} \left[-\cos(\omega t + \phi) + \omega \sin(\omega t + \phi) \right].$$
(8.2)

Z měření průběhu jsme zjistili frekvenci ω

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L_0 C_0} - \frac{r_0^2}{4L^2}},\tag{8.3}$$

a dekrement útlumu δ

$$\delta = \frac{r_0}{2L_0}.\tag{8.4}$$

Fitováním naměřených dat jsme určili frekvenci ω a dekrement útlumu obvodu δ . Dosazením a vyřešením soustavy rovnice (8.3) a (8.4) jsme určili vlastní indukčnost $L_0 = 70 \pm 2$ nF a odpor $r_0 = 11 \pm 1$ m Ω . Odpor zkratovadla jsme považovali za zanedbatelný. Pomocí (8.2) jsme určili maximální proud $I_0 = 246$ kA bez zátěže a měření ocejchovali. Hodnoty dob maxima proudu se však u jednotlivých výstřelů při zkratu lišily až o 20%.

8.2 Určení koeficientů f_c , f_m

Dalšími parametry, které bylo nutné nalézt, byly f_c a f_m . Tyto parametry určují jak velká část proudu (f_c) a hmoty (f_m) se účastní osové fáze plazmatického fokusu. K jejich nalezení jsme provedli sérii měření vždy za stejných podmínek, tj. při napětí $U_0 = 18$ kV a tlaku deuteria $p_0 = 300$ Pa. Tlak však ihned po načerpaní kolísal, a proto jeho přesné určení odhadujeme s přesností 15 %. Při prvních "výstřelech" k pinči nedošlo. Izolátor se musel tzv. "zastřílet". Musela na něm totiž vzniknout vrstvička kovu odpařeného z elektrod, která usnadnila průboj (*breakdown*) na izolátoru.

V literatuře přiložené k PFRAD kódu je doporučováno přibližné hodnoty parametrů f_c a f_m odhadnout ze zkušenosti a poté fit upravit tak, aby souhlasil s naměřenými daty. Protože se však v rovnicích (5.2), resp. (5.1) parametry f_c a f_m vyskytují vždy v poměru $\frac{f_c^2}{f_m}$, resp. $\frac{f_c}{\sqrt{f_m}}$, je možné je volit sice různé, avšak v závislosti na sobě, aniž bychom výrazně změnili průběh modelovaného z-pinče.

Řešení jsme nalezli v nově publikovaném článku prof. S. Lee (2014) [38], který ukázal, že parametry f_c a f_m můžeme určit přímo z naměřeného kalibrovaného průběhu napětí a nekalibrovaného průběhu proudu, konkrétně z času maxima proudu (5.2). Z naměřených dat jsme určili dobu maxima proudu $t_0 = 1,77 \pm 0,05 \ \mu$ s, což odpovídalo napětí $U = 4600 \pm 700$ V. Hustotu náplně (D₂) jsme vypočetli pomocí vzorce

$$\rho_0 = \frac{p_0 M_{D_2}}{RT} \,, \tag{8.5}$$

kde p_0 je tlak náplně, M_{D_2} je relativní atomová hmotnost molekuly deuteria D_2 , T je teplota v Kelvinech, R je molární plynová konstanta. Po dosazení jsme získali $\rho_0 = 5, 0 \pm 0, 7 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^{-3}$. Zanedbali jsme odpor r_0 a potom z rovnice (5.2)

$$t_0 = \left[\frac{4\pi^2 \Lambda(c^2 - 1)}{\mu \ln c}\right]^{1/2} \frac{\sqrt{f_m}}{f_c} \frac{a z_0 \sqrt{\rho_0}}{I_0}, \qquad (8.6)$$

kde $c = \frac{b}{a}, I_0 = \sqrt{\frac{U_0}{L_0/C_0}}$ a $\Lambda = 3$ jsme vypočetli poměr $F = \frac{f_c}{\sqrt{f_m}} \doteq 0, 54$. Maximální proud jsme z dat určili $I_{peak} = 216 \pm 14$ kA. Pro napětí v maximu proudu platí

$$U = f_c I_{peak} \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t},\tag{8.7}$$

kde L(t) je s časem rostoucí indukčnost pinče (5.7). Rovnice (8.7) přejde v rovnici

$$U = f_c I_{peak} \frac{\mu}{2\pi} \ln(c) \left(\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\right)_{peak},\tag{8.8}$$

kde $\left(\frac{dz}{dt}\right)_{peak}$ je osová rychlost vrstvy na konci vnitřní elektrody. Tato rychlost je úměrná charakteristické rychlosti v_a z rovnice (5.6). K určení $\left(\frac{dz}{dt}\right)_{peak}$ je třeba odhadnout rychlostní faktor F_{sf} (speed form factor). Z naměřených dat jsme jeho hodnotu odhadli $F_{sf} = 2,33$ (Viz. 8.4). Rychlost v maximu proudu jsme potom vypočetli z rovnice $\left(\frac{dz}{dt}\right)_{peak} = F_{sf} \cdot \frac{z_0}{t_0} = 18,4 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Z rovnice (8.8) je možné určit hodnotu parametr $f_c \doteq 0,78$ a hodnotu $f_m \doteq 0,18$ zpětně z rovnice $F = \frac{f_c}{\sqrt{f_m}} = 0,54$. Při měření vznikla značná chyba doby maxima t_0 a s ní související chyba napětí. Byla způsobena tím, že čas maxima proudu I měřeného Rogowského cívkou a doba, kdy se proudová derivace $\frac{dI}{dt} = 0$ se lišily o 200 ns. Nepřesnost mohla objevit v důsledku nepřesné integrace integrátoru Rogowského cívky. Proudová smyčka, která měří proudovou derivace $\frac{dI}{dt}$ je umístěna u jednoho z kondenzátorů (viz Obr. 7.1), a proto je možné, že chyba mohla také vzniknout, když při měření nedošlo k dokonalé synchronizaci kondenzátorů v kondenzátorové baterii.

8.3 RADPF

V této části se blíže podíváme na průběh napětí U, proudu I na vybraných datech a porovnáme ho s daty získanými z RADPF modelu, do kterého jsme zadali všechny naše parametry, kterými byly

- Tlak $p_0 = 300$ Pa a druhu náplně (D₂).
- Nabíjecí napětí $U_0 = 18$ kV.
- Poloměr vnější elektrody b = 2, 6 cm, délka $z_0 = 14$ cm a poloměr vnitřní elektrody a = 1,225.
- Vlastní odpor $r_0 = 10,5 \text{ m}\Omega$, kapacita $C_0 = 17 \,\mu\text{F}$ a indukčnost $L_0 = 69 \text{ nH}$.
- Koeficienty $f_c = 0, 78, f_{cr} = 0, 8, f_m = 0, 18, f_{mr} = 0, 1 \ (f_{mr} \text{ a } f_{cr} \text{ jsme odhadli} podle tvaru křivky průběhu proudu v radiální části).$

8.3.1 Napětí U

Na obr. 8.4 vidíme naměřené napětí U. Po vybití kondenzátorů dojde k průrazu na izolátoru a potom napětí (5.8) klesá. Proud I roste dle obr. 8.2, avšak je na zpočátku malý. Stejně tak je malé $\frac{dL}{dt}$, které roste s rychlostí $\frac{dz}{dt}$. Indukčnost L z rovnice (5.8) také roste, ale jen lineárně s z. Proudová derivace $\frac{dI}{dt}$ však rychle klesá, a proto ovlivňuje průběh napětí. Viz obr. 8.4. Když proudová vrstva překoná okraj vnitřní elektrody a začne implodovat, napětí roste logaritmicky s klesající vzdáleností pístu $\ln\left(\frac{b}{r_p}\right)$ a lineárně s rostoucím prodlužováním vrstvy z. Ve fázi pinče ($t_p = 1, 89 \,\mu$ s) dosahuje napětí maxima. Po stagnaci se proudové vlákno rozšiřuje a rozpadá, a proto napětí znovu klesá.



Obrázek 8.1: Naměřené napětí U_p a namodelované napětí U_{RADPF}

Napětí bylo měřeno sondou umístěnou v kolektoru, která tedy přímo neměřila napětí v pinči. Napětí v místě nad vnitřní elektrodou bylo sníženo napětím indukovaným v koaxiálním prostoru mezi elektrodami. Na začátku výboje je proud I malý, a tak vztah (5.8) můžeme aproximovat

$$U = U_p + L' \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} \,, \tag{8.9}$$

kde U je napětí, které měříme; U_p je napětí v místě nad vnitřní elektrodou, L' je indukčnost prostředí mezi sondou a místem nad vnitřní elektrodou. Za předpokladu, že se L' v čase mění jen málo, jsme z naměřených dat tak určili L' = 44 nH. Na obr. 8.1 vidíme také srovnání napětí U_p z rovnice (8.9) a napětí U_{RADPF} z RADPF modelu. Numerický model dobře vystihuje napětí U_p . Obě napětí dosahují maxima $U_p = 45$ kV a $U_{RADPF} = 44$ kV v $t_p = 1,89 \,\mu$ s.

8.3.2 Proud I

Po průrazu se energie dostává do plazmatu proudové vrstvy, a proto proud I narůstá. V ideálním případě by měl nabývat maxima pravě v době pinče nebo přibližně v době radiální fáze, protože ta je vzhledem k osové fázi velmi krátká ($t_0 = 1, 81 \, \mu s$



Obrázek 8.2: Naměřený ${\cal I}$ a namodelovaný proud ${\cal I}_{RADPF}$



Obrázek 8.3: Signál ze scintilačního detektoru ve vzdálenosti 440 cm



Obrázek 8.4: Naměřené napětí U a proudová derivace $\frac{dI}{dt}$

 $\gg t_r = 0,09\,\mu$ s). V našem případě však nastává maximum dříve (podle naměř. proudové derivace v $t_0 = 1,77\,\mu$ s, podle naměř. proudu $t_0 = 1,53\,\mu$ s). Na začátku radiální fáze začne poloměr mag. pístu (proudové vrstvy) r_p rychle klesat a dochází k prudkému nárůstu L (5.16), proto dojde k strmému poklesu proudové derivace $\frac{dI}{dt}$, jejíž hodnota se stane zápornou. Také proud I začne rychle klesat. Po stagnaci se proudové vlákno rozšiřuje a rozpadá, proto proud klesá relativně pomalu. Numerický model dobře popisuje osovou část (tj. do doby $t \approx 1,81\mu$ s) a správně také popisuje sklon poklesu proudu při radiální části. Namodelovaný i naměřený proud dosahuje maxima v čase $t_0 = 1,53\,\mu$ s, jejich hodnoty se však liší o 3 %.

8.4 Měření $\frac{dr}{dt}$ a $\frac{dz}{dt}$ ze signálů MCP

V tomto odstavci se budeme věnovat signálům z díkové kamery pomocí MCP získaných při měřeních, ve kterých jsme sice nesledovali průběh napětí a proudu, ale, protože se dynamika pinče v radiální fázi v hrubých rysech opakuje, je možné je srovnávat s našimi daty z RADPF modelu.

Na obrázcích obr. 8.5 a obr. 8.6 můžeme vidět sérii snímků pořízeních za pomoci

MCP. První 4 snímky byly pořízeny při výstřelu s pořadovým č. 0981 v časech -15 ns, -10 ns, -5 ns a 0 ns, kde 0 ns označuje čas minima proudu (dipu), a tedy čas stagnace pinče. Ve spodní části lze vidět vnitřní elektrodu, do které naráží elektrony emitují intenzivní rentgenové záření, a proto jasněji září. Může to být také způsobeno nečistot uvolněných z elektrody.

Pomocí jednoduchého měření poloměru r a výšky z viditelné (zářící) části dešť níkovitého útvaru plazmatu jsme spočetli průměrnou implozní rychlost $\frac{dr}{dt} = 26, 7 \pm 0, 9 \text{ cm}/\mu\text{s}$ a průměrnou rychlost prodlužování proudové vrstvy $\frac{dz}{dt} = 18, 4 \pm 0, 9 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Z PFRAD modelu vyplývá průměrná rychlost rázové vlny $\frac{dr_s}{dt} = 31, 7 \text{ cm}/\mu\text{s}$ a magnetického pístu $\frac{dr_p}{dt} = 26, 2 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Z toho vyvozujeme, že proudová vrstva se nachází v blízkosti rozhraní mezi světlou a temnou oblastí plazmatu.

Na snímcích z výstřelu 0984 j
sme zachytili konec radiální části plazmatického fokusu, kdy dochází k dis
rupci, neboli přetržení pinče. Lze vidět vznik nestabili
t $m\ =\ 0,$ které proudový kanál zaškrtí a nakonec úplně pře
ruší.

8.5 ToF

Metodou Time of Flight (ToF) jsme určovali energii emitovaných neutronů. Naším úkolem bylo ověřit, zda se opravdu jedná o neutrony vzniklé jadernou syntézou (fúzí) a odpovídají energii $E_n = 2,5$ MeV. Pomocí scintilačních detektorů ve vzdálenosti $l_1 = 440$ cm a $l_2 = 251$ cm od aparatury jsme měřili emitované rentgenové a neutronové záření plazmatického fokusu. Předpokládali jsme, že rentgenové a neutronové záření vznikne v jednom okamžiku (v době minima proudové derivace $\frac{dI}{dt}$). Dále se ale šíří odlišnou rychlostí. Detektor tedy zaznamenal 2 silné impulzy (píky). Prvním je rentgenové záření pohybující se rychlostí světla ($c_0 = 299792458$ m/s) a druhým je neutronové záření pohybující se rychlostí, kterou právě chceme zjistit. (Obr. 8.3). Hodnoty na svislé ose nejsou kalibrované a nejsou ani podstatné.

Platnost předpokladu o okamžité generaci rentgenového a neutronového záření jsme si ověřili při srovnání signálu z scintilačního detektoru ve vzdálenosti 251 cm a naměřených hodnot proudové derivace $\frac{dI}{dt}$. Viz obr. 8.8.

Rychlost neutronů jsme nejdříve měřili tzv. základní ToF metodou. Naměřená data jsme posunuli tak, aby čas rentgenového impulzu byl pro první detektor roven $\tau_1 = \frac{l_1}{c_0} = 14,68$ ns a resp. pro druhý detektor $\tau_2 = \frac{l_2}{c_0} = 8,37$ ns. Poté jsme změřili čas, za který dorazily neutrony, rovný $t_1 = 0,2 \ \mu$ s, resp. $t_2 = 0,11 \ \mu$ s. Z něj jsme pak určili rychlost neutronů rovnou $v_1 = \frac{l_1}{t_1} = 22 \cdot 10^6 \text{ m/s}$, resp. $v_2 = \frac{l_2}{t_2} = 21,98 \cdot 10^6 \text{ m/s}$. Pomocí nerelativistické rovnice (7.6) jsme určili ki-



Obrázek 8.5: Signály z MCP při výstřelu č. 0981

netickou energii neutron
ů $E_1=2,53~{\rm MeV},$ resp. $E_2=2,52~{\rm MeV},$ což odpovídá předpokládané hodnot
ě $E_n=2,5~{\rm MeV}.$

Poté jsme vypočítali energii neutronů pomocí tzv. peak-to-peak metody. Z již posunutých signálů o τ_1 , resp. τ_2 jsme určili dobu mezi jednotlivými neutronovými impulzy naměřenými prvním a druhým scintilačním detektorem. Rychlost neutronů jsme určili pomocí vztahu $v_{12} = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{l_1 - l_2}{t_1 - t_2} = 22,03 \cdot 10^6$ m/s. Ze nerelativistického vztahu (7.6) jsme spočetli energii neutronů rovnou $E_n = 2,54$ MeV, která je ve shodě s předpokládanou hodnotou $E_n = 2,5$ MeV.



Obrázek 8.6: Signály z MCP při výstřelu č. 0984



Obrázek 8.7: Poloha rázové vlny, magnetického pístu a odražené rázové vlny



Obrázek 8.8: Signál z scintilačního detektoru S ve vzdálenosti 251 cm a naměřená proudová derivace $\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$

Závěr

V rámci bakalářské práce jsme se seznámili se základním teoretickým popisem zpinče. Vysvětlili jsme jeho princip. Poté se seznámili s nejdůležitějšími nestabilitami a popsali typy pinčů a jejich možné aplikace a současné využití z-pinčů a plazmatických fokusů ve výzkumu. Dále jsme se soustředili na jeden konkrétní typ magnetického pinče a tím byl plazmatický fokus matherovského typu. Probrali jsme si jeho jednotlivé fáze a související neutronové a rentgenové záření. Dále jsme popsali použitou aparaturu a diagnostiku. V poslední kapitole jsme se věnovali vlastnímu měření. Zde jsme určili vlastní indukci $L_0 = 69, 7$ nF a odpor $r_0 = 10, 5$ m Ω . Spočetli jsme koeficienty $f_c = 0, 78$ a $f_m = 0, 17$, které určují průběh osové fáze plazmatického fokusu, a které byly nezbytné pro numerický model RADPF. Ze signálů z MCP jsme určili implozní rychlost pinče $\frac{dr}{dt} = 26, 7$ cm/ μ s a rychlost prodlužování proudové vrstvy $\frac{dz}{dt} = 18, 4$ cm/ μ s. Na vybraných datech a signálech jsme potom interpretovali naše teoretické poznatky o plazmatických fokusech. Nakonec jsme určili kinetickou energii emitovaných neutronů základní $E_n = 2, 53$ MeV a $E_n = 2, 52$ MeV a *peak-to-peak* metodou 2, 54 MeV.

Použité zdroje

- [1] Fundamental Physical Constants Extensive Listing. [Online; cit. 20. 7. 2014].
 URL <http://physics.nist.gov/cuu/Constants>
- [2] Second Z plutonium shot safely tests materials for NNSA. 2006, [Online; cit. 20. 7. 2011]. URL <https://share.sandia.gov/news/resources/news_releases/ z-plutonium-shot/>
- [3] Argüeso, M.; Robles, G.; Sanz, J.: Measurement of high frequency currents with a Rogowski coil. *Rev. Sci. Instrum*, ročník 76, č. 6, 2005: s. 065107–1.
- [4] Awe, T. J.; McBride, R. D.; Jennings, C. A.; aj.: Observations of Modified Three-Dimensional Instability Structure for Imploding z-Pinch Liners that are Premagnetized with an Axial Field. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 111, 2013: str. 235005.
- [5] Bennett, W. H.: Magnetically Self-Focussing Streams. *Phys. Rev.*, ročník 45, 1934: s. 890–897.
- [6] Bickerton, R.: Pinch research. Nuclear Fusion, ročník 20, č. 9, 1980: str. 1072.
- [7] Bruzzone, H.: The role of anomalous resistivities in Plasma Focus Discharges. Nukleonika, ročník 46, č. 1, 2001: s. s3–s7.
- [8] Chen, F.: Úvod do fyziky plazmatu, 3. vyd. Praha: Academia, 1984.
- [9] Choueiri, E.: Anomalous resistivity and heating in current-driven plasma thrusters. *Physics of Plasmas*, ročník 6, č. 5, 1999: s. 2290–2306.
- [10] Cikhardt, J.; Batobolotova, B.; Kubeš, P.; aj.: Influence of an external magnetic field on the dynamics of a modified plasma focus. *Physica Scripta*, ročník 2014, č. T161, 2014: str. 014042.

- [11] Cipiti, B. B.: Fusion transmutation of waste and the role of the In-Zinerator in the nuclear fuel cycle. Technická zpráva, Sandia National Laboratories, 2006.
- [12] Coverdale, C. A.; Deeney, C.; Velikovich, A. L.; aj.: Deuterium gas-puff Z-pinch implosions on the Z acceleratora. *Physics of Plasmas*, ročník 14, č. 5, 2007.
- [13] Coverdale, C. A.; Deeney, C.; Velikovich, A. L.; aj.: Neutron production and implosion characteristics of a deuterium gas-puff Z pinch. *Physics of Plasmas*, ročník 14, č. 2, 2007.
- [14] Cuneo, M.; Herrmann, M. C.; Sinars, D. B.; aj.: Magnetically Driven Implosions for Inertial Confinement Fusion at Sandia National Laboratories. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, ročník 40, č. 12, 2012: s. 3222–3245.
- [15] Cuneo, M.; Vesey, R.; Porter Jr, J.; aj.: Double Z-pinch hohlraum drive with excellent temperature balance for symmetric inertial confinement fusion capsule implosions. *Physical review letters*, ročník 88, č. 21, 2002: str. 215004.
- [16] Delong, X.; Ning, D.; Fan, Y.; aj.: Theoretical and experimental investigations on the interaction of wire-array Z-pinch with low density foam. In Fusion Engineering (SOFE), 2013 IEEE 25th Symposium on, 2013, s. 1–5.
- [17] Frignani, M.: Simulation of gas breakdown and plasma dynamics in plasma focus devices. 2007.
- [18] Gibbs, W. W.: Triple-Threat Method Sparks Hope for Nuclear Fusion Energy. Nature News, 2013, [Online; cit. 20. 7. 2014]. URL http://www.nature.com/polopoly_fs/1.14445!/menu/main/topColumns/topLeftColumn/pdf/505009a.pdf>
- [19] Haines, M.: A review of the dense Z-pinch. Plasma Physics and Controlled Fusion, ročník 53, č. 9, 2011: str. 093001.
- [20] Haines, M.; Lebedev, S.; Chittenden, J.; aj.: The past, present, and future of Z pinches. *Physics of Plasmas*, ročník 7, č. 5, 2000: s. 1672–1680.
- [21] Hendricks, C. D.; Willenborg, D. L.: Design and Construction of a Dense Plasma Focus Device. 1976.
- [22] Kikuchi, M.; Lackner, K.; Tran, M. Q.: Fusion physics. International Atomic Energy Agency (IAEA), 2012, ISBN 978†"92†"0†"130410†"0.
- [23] Klír, D.: Studium XUV a mekkeho rentgenoveho zarenĂ v magnetickych pincich. Diplomová práce, FEL CVUT, 2002.

- [24] Klír, D.: The Study of a Fibre Z-Pinch. Dizertační práce, Czech Technical University, 2005.
- [25] Klír, D.: Generation of Fusion Neutrons in Z†"Pinches. Dizertační práce, FEL ČVUT, 2013, habilitaÄŤnĂ prĂ[•]ce.
- [26] Klír, D.; Soto, L.: Drive parameter of neutron-optimized dense plasma foci. Plasma Science, IEEE Transactions on, ročník 40, č. 12, 2012: s. 3273–3279.
- [27] Kubeš, P.; Klír, D.; Kravárik, J.; aj.: Neutron Production at the Small Plasma-Focus Device With Antianode. *IEEE Transactions onPlasma Science*, ročník 37, č. 9, 2009: s. 1786–1791.
- [28] Kubeš, P.; Klír, D.; Kravárik, J.; aj.: Research of the small plasma focus with an auxiliary electrode at deuterium filling. *Plasma Physics Reports*, ročník 35, č. 10, 2009: s. 824–827, ISSN 1063-780X, doi:10.1134/S1063780X09100031.
- [29] Kubeš, P.; Klír, D.; Řezáč, K.: Materiály k pĹ[™]ednášce 02PINC Pče. prednaska.
- [30] Kulhánek, P.: Studijní text pro FJFI ÄŚVUT. 2009, [Online; cit. 20. 7. 2014].
 URL <http://www.aldebaran.cz/studium/fpla.pdf>
- [31] Kulhánek, P.: Úvod do teorie plazmatu. AGA, 2011.
- [32] Lee, P.; Serban, A.: Dimensions and lifetime of the plasma focus pinch. Plasma Science, IEEE Transactions on, ročník 24, č. 3, 1996: s. 1101–1105.
- [33] Lee, S.: Diagnostics and insights from current waveform and modelling of plasma focus. *Keynote address: IWPDA, Singapore*, 2009.
- [34] Lee, S.: Neutron yield saturation in plasma focus: A fundamental cause. Applied Physics Letters, ročník 95, č. 15, 2009: s. 151503–151503.
- [35] Lee, S.: Theoretical Basis: Plasma focus Model (radiative)d'ż"S Lee Model. 2010.
- [36] Lee, S.: Plasma Focus Radiative Model: Review of the Lee Model Code. Journal of Fusion Energy, 2014: s. 1–17, ISSN 0164-0313, doi:10.1007/ s10894-014-9683-8.
- [37] Lee, S.; Saw, S.; Ali, J.: Numerical experiments on radiative cooling and collapse in plasma focus operated in krypton. *Journal of Fusion Energy*, ročník 32, č. 1, 2013: s. 42–49.

- [38] Lee, S.; Saw, S.; Hegazy, H.; aj.: Some Generalised Characteristics of the Electro-dynamics of the Plasma Focus in Its Axial Phase: Illustrated by an Application to Independently Determine the Drive Current Fraction and the Mass Swept-Up Fraction. *Journal of Fusion Energy*, 2014: s. 1–7.
- [39] Lee, S.; Saw, S.; Lee, P.; aj.: Computing plasma focus pinch current from total current measurement. Applied Physics Letters, ročník 92, č. 11, 2008: s. 111501– 111501.
- [40] Lee, S.; Saw, S.; VIC3148, C.: Multi-radiation modelling of the plasma focus. In Fifth International Conference on Fronties of Plasma Physics and Technology, 2011, s. 18–22.
- [41] Leeper, R.; Alberts, T.; Asay, J.; aj.: Z pinch driven inertial confinement fusion target physics research at Sandia National Laboratories. *Nuclear Fusion*, ročník 39, č. 9Y, 1999: str. 1283.
- [42] Liberman, M. A.; Spielman, R. B.; Toor, A.; aj.: Physics of high-density Z-pinch plasmas. Springer, 1999.
- [43] Libra, M.; Mlynář, J.; Poulek, V.: Jaderná energie, ročník 1. vyd. ILSA, 2012.
- [44] Liu, M.; Lee, S.: SXR radiation modelling for neon plasma focus. Dizertační práce, Nanyang Technological University, 1998.
- [45] Mahe, L.: Soft x-rays from compact plasma focus. Dizertační práce, PhD Thesis, 1996.
- [46] Mather, J. W.: Formation of a High-Density Deuterium Plasma Focus. *Physics of Fluids (1958-1988)*, ročník 8, č. 2, 1965: s. 366–377.
- [47] Mathuthu, M.; Zengeni, T. G.; Gholap, A. V.: The three-phase theory for plasma focus devices. *IEEE Transactions on Plasma Science*, ročník 25, č. 6, 1997: s. 1382–1388.
- [48] Mehlhorn, T. A.; Bailey, J. E.; Bennett, G.; aj.: Recent experimental results on ICF target implosions by Z-pinch radiation sources and their relevance to ICF ignition studies. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 45, č. 12A, 2003: str. A325.
- [49] Mitchell, M. D.: X-Pinch Plasma Dynamics Studied With High Temporal Resolution Diagnostics. Dizertační práce, Cornell University, 2007.
- [50] Miyamoto, K.: Plasma physics for nuclear fusion. Cambridge, Mass., MIT Press, 1980. 625 p. Translation, ročník 1, 1980.
- [51] Nukulin, V.; Polukhin, S.: Saturation of the neutron yield from megajoule plasma focus facilities. *Plasma Physics Reports*, ročník 33, č. 4, 2007: s. 271–277, ISSN 1063-780X, doi:10.1134/S1063780X07040022.
- [52] Pease, R. S.: Equilibrium Characteristics of a Pinched Gas Discharge Cooled by Bremsstrahlung Radiation. *Proceedings of the Physical Society B*, ročník 70, 1957: s. 11–23.
- [53] Pikuz, S.; Shelkovenko, T.; Sinars, D.; aj.: X pinch as a source for X-ray radiography. Nukleonika, ročník 46, č. 1, 2001: s. 21–25.
- [54] Pikuz, S.; Sinars, D.; Shelkovenko, T.; aj.: High Energy Density Z-Pinch Plasma Conditions with Picosecond Time Resolution. *Physical Review Letters*, ročník 89, 6 2002, doi:10.1103/PhysRevLett.89.035003.
- [55] Potter, D.: The formation of high-density z-pinches. Nuclear Fusion, ročník 18,
 č. 6, 1978: str. 813.
- [56] Rafique, M. S.: Compression dynamics and radiation emission from a deuterium plasma focus. Dizertační práce, Nanyang Technological University, 2000.
- [57] Řípa, M.; Mlynář, J.; Weinzettl, V.; aj.: Řízená termojaderná fúze pro každého. Ústav fyziky plazmatu AV ČR, 2011.
- [58] Robson, A.: Lower-hybrid-drift instability and radiative collapse of a dense Z pinch. *Physics of Fluids B: Plasma Physics (1989-1993)*, ročník 3, č. 6, 1991: s. 1461–1466.
- [59] Rocca, J. J.; Shlyaptsev, V.; Tomasel, F. G.; aj.: Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft-X-Ray Laser. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 73, 1994: s. 2192– 2195.
- [60] Ryutov, D.; Derzon, M. S.; Matzen, M. K.: The physics of fast Z pinches. *Reviews of Modern Physics*, ročník 72, č. 1, 2000: str. 167.
- [61] Shelkovenko, T.; Sinars, D.; Pikuz, S.; aj.: Point-projection x-ray radiography using an X pinch as the radiation source. *Review of Scientific Instruments*, ročník 72, č. 1, 2001: s. 667–670.
- [62] Shepard, D. E.; Yauch, D. W.: An overview of Rogowski coil current sensing technology. *LEM DynAmp Inc.*, Ohio, 2000.

- [63] Smith, J. D.; Drennen, T. E.; Rochau, G. E.; aj.: The role of Z-pinch fusion transmutation of waste in the nuclear fuel cycle. Technická zpráva, Sandia National Laboratories, 2007.
- [64] TheFreeDictionary.com: Pinch Effect. [Online; cit. 20. 7. 2014]. URL <http://encyclopedia2.thefreedictionary.com/Pinch+Effect>
- [65] Vesey, R. A.; Herrmann, M. C.; Lemke, R. W.; aj.: Target design for high fusion yield with the double Z-pinch-driven hohlrauma). *Physics of Plasmas*, ročník 14, č. 5, 2007.
- [66] Stoll, I.; Sedlák, B.: Elektřina a magnetismus, 3. vyd. Karolinium, 2012.
- [67] Wikipedia: Kink Instability. [Online; cit. 20. 7. 2014]. URL <http://en.wikipedia.org/wiki/Kink_instability)>
- [68] Wikipedia: Pinch (plasma physics). [Online; cit. 20. 7. 2014]. URL <http://en.wikipedia.org/wiki/Pinch_(plasma_physics)>
- [69] Wikipedie: Atomové jádro. [Online; cit. 20. 7. 2014].URL <http://cs.wikipedia.org/wiki/Atomovejadro>
- [70] Wiza, J. L.: Microchannel plate detectors. Nuclear Instruments and Methods, ročník 162, č. 1, 1979: s. 587–601.
- [71] Zaeem, A.: Effect of the Drive Parameter on the Differential Fusion Products in Plasma Focus Devices. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, ročník 38, č. 8, 2010: s. 2069–2073, ISSN 0093-3813.
- [72] Zambra, M.; Kalise, D.; Fernández, J.; aj.: Current Sheet Thickness in the Plasma Focus Snowplow Model. J. Plasma Fusion Res. SERIES, ročník 8, 2009.
- [73] Zoita, V.; Lungu, S.: A fusion-fission hybrid reactor driven by high-density pinch plasmas. NUKLEONIKA, ročník 46, č. 1, 2001: s. s81–s84.