



ČVUT

ČESKÉ VYSOKÉ
UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

F3

**Fakulta elektrotechnická
Katedra fyziky**

Bakalářská práce

Současný stav výzkumu termojaderné fúze

Martin Pařízek

Květen 2024

Vedoucí práce: Ing. Jakub Cikhardt, Ph.D.

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Pařízek** Jméno: **Martin** Osobní číslo: **499287**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra fyziky**
Studijní program: **Elektrotechnika, energetika a management**
Specializace: **Aplikovaná elektrotechnika**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Současný stav výzkumu termojaderné fúze

Název bakalářské práce anglicky:

State of the art in thermonuclear fusion research

Pokyny pro vypracování:

Vypracujte rešerši současného stavu výzkumu termojaderné fúze.

V rešerši vysvětlíte základní principy termojaderné fúze.

Uveďte a vysvětlíte současné koncepty jak inerciálního, tak magnetického udržení a zhodnoťte jejich výhody a nevýhody. Z experimentálních dat naměřených na zařízení PFZ-200 na katedře fyziky určete celkový zisk energie uvolněné fúzními reakcemi a určete podíl této energie a energie, která byla k dosažení těchto reakcí potřebná.

Seznam doporučené literatury:

[1] M. Řípa, J. Mlynář, V. Weinzettl, F. Žáček: Řízená termojaderná fúze pro každého (2011), ISBN 80-902724-7-9

[2] M. Kikuchi, K. Lackner, M. Q. Tran: Fusion physics (2012), ISBN 978-92-0-130410-0

[3] S. Entler: Lawsonovo kritérium - kritérium fúzní energetiky, Čs. čas. fyz. 64 (2014)

[4] A. B. Zylstra, et al: Burning plasma achieved in inertial fusion, Nature volume 601, pages 542-548 (2022)

[5] D. B. Sinars, et al: Review of pulsed power-driven high energy density physics research on Z at Sandia, Phys. Plasmas 27, 070501 (2020)

[6] G. Van Oosta, A. V. Dedova, V. P. Budaeva: The Plasma-Facing Materials of Tokamak Thermonuclear Reactors: Requirements, Thermal Stabilization, and Tests (a Review), Thermal Engineering 68, No. 3, 185-200 (2021).

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

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

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

Datum zadání bakalářské práce: **15.02.2024**

Termín odevzdání bakalářské práce: _____

Platnost zadání bakalářské práce: **21.09.2025**

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

doc. Ing. Zdeněk Müller, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

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

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

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

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Poděkování / Prohlášení

Tímto bych chtěl poděkovat Ing. Jakobovi Cikhardtovi, Ph.D. za odborné vedení mé bakalářské práce a za veškerou pomoc, kterou mi během ní poskytl.

Dále bych chtěl poděkovat Ing. Janu Novotnému za umožnění provedení experimentu.

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

V Praze dne 23. 5. 2024

.....

Abstrakt / Abstract

Cílem této bakalářské práce je seznámení s fyzikálními principy, historií vývoje a technologickými přístupy k termojaderné fúzi, který mi jsou magnetické udržení, inerciální udržení a magneto-inerciální udržení. Její součástí je také experiment na zařízení PFZ-200, které se nachází na katedře fyziky Elektrotechnické fakulty ČVUT v Praze. Cílem experimentu je diagnostika fúzních neutronů.

Klíčová slova: termonukleární fúze, magnetické udržení, inerciální udržení, nepřímé zapálení, magneto-inerciální udržení, plazmatický fokus.

The aim of this bachelor's thesis is to introduce the physical principles, history of development, and technological approaches to nuclear fusion, which include magnetic confinement, inertial confinement, and magneto-inertial confinement. It also includes an experiment on the PFZ-200 device, which is located at the Department of Physics of the Faculty of Electrical Engineering at CTU in Prague. The aim of the experiment is the diagnostics of fusion neutrons.

Keywords: termonuclear fusion, magnetic confinement, inertial confinement, indirect drive, magnetic drive implosion, dense plasma focus.

Obsah /

1 Úvod	1
2 Historie	3
2.1 Pochopení principu Slunce	3
2.2 Počátky výzkumu jaderné fúze	3
2.3 Éra tokamaků a meziná- rodní spolupráce	5
2.4 Inerciální fúze	6
2.5 Historie v ČR	7
2.5.1 CASTOR – první to- kamak u nás	8
2.5.2 COMPASS	8
2.5.3 PALS	9
3 Fúze s magnetickým udržením	10
3.1 Tokamak	12
3.2 Stelarátor	14
3.3 Lineární pinče	15
3.3.1 Z-pinč	15
4 Fúze s inerciálním udržením	17
4.1 Nepřímo řízená ICF	19
4.1.1 Low-foot design	21
4.1.2 High foot	22
4.1.3 Tvarování adiabaty	23
4.1.4 Low-gas-fill hohlraum design	23
4.1.5 HYBRID	24
4.1.6 HYBRID-E	24
4.2 Přímou řízená ICF	25
4.2.1 Sférické rozložení laseru	27
4.2.2 Zapálení šokem	27
4.2.3 Polární rozložení laseru	28
4.3 Rychlé zapálení	30
4.3.1 Koncept kanálu	30
4.3.2 Koncept kužele	31
4.4 Fúze s magneto-inerciálním udržením	31
4.4.1 MagLIF	32
4.4.2 Výzkum	33
5 Experiment na zařízení PFZ-200	35
5.1 Popis zařízení PFZ-200	35
5.2 Diagnostika fúzních neutronů	36
5.3 Průběh experimentu	37
5.4 Určení energie fúzních ne- utronů a fúzního zisku	38
6 Závěr	42

Literatura

43

Tabulky / Obrázky

5.1	Parametry experimentu	37
5.2	Výsledky experimentu	39
2.1	Fúzní experiment na zařízení ZETA	4
2.2	Tokamak ITER	5
2.3	Stelarátor Wendelstein 7-X	6
2.4	Laserová komora zařízení NOVA	7
2.5	Zařízení REBEX	8
2.6	Laboratoř PALS	9
3.1	Trojný součín pro D+T re- akci	11
3.2	Konfigurace magnetického pole	11
3.3	Principiální schéma tokama- ku	12
3.4	Principiální schéma limiteru a divertoru	13
3.5	Schéma tokamaku	14
3.6	Schéma klasického stelaráto- ru a modulárního stelarátoru .	14
3.7	Princip z-pinče a theta-piče ..	15
3.8	Principiální schéma plazma- tického fokusu	16
4.1	Schéma typických ICF terčů .	18
4.2	Schema laserové komory a hohlraumu	19
4.3	Znázornění ztrát energie	20
4.4	Simulace s typickou geomet- rií terče pro nepřímé zapálení .	21
4.5	Experimentální data z NIF - LF design a HF design	22
4.6	3D simulace LF imploze a HF imploze	23
4.7	Experimentální data NIF - HDC, BF, HYBRID, HYBRID-E	24
4.8	Typický tvar laserového pul- zu	25
4.9	Znázornění jednotlivých fází přímo řízené imploze	26
4.10	Schema laserové komory pro sférické rozložení laseru	27
4.11	Parametry kapsle a tvar la- serového pulzu pro zapálení šokem	28
4.12	Průběh imploze při zapálení šokem	28

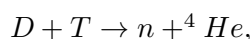
4.13	Znázornění polárního rozložení laseru	29
4.14	Způsoby vylepšení symetrie imploze	29
4.15	Znázornění vytvoření kanálu .	30
4.16	Schéma konceptu kužele	31
4.17	Průřez zařízením Sandia-Z ...	32
4.18	Simulace průběhu jednotlivých fází na MagLIF	33
5.1	Základní schéma celé aparatury PFZ-200	35
5.2	Schéma neutronového čítače .	36
5.3	Schéma scintilačního detektoru	36
5.4	Schéma diagnostiky během experimentu	37
5.5	Signál zachycený scintilačním detektorem	38
5.6	Závislost magnertického tlaku na proudu pro různé poloměry imploze	40
5.7	Kinetika $D + D$ fúzní reakce v laboratorní soustavě	40
5.8	Závislost energie fúzních neutronů na energii deuteronů pro různé úhly	41

Kapitola 1

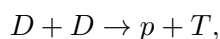
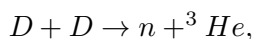
Úvod

Využití jaderné energie pro energetické účely je předmětem vědeckého výzkumu téměř 100 let. Zdrojem jaderné energie nejsou pouze štěpné reakce atomových jader, které již jsou využívány pro komerční výrobu elektrické energie, ale mohou jimi být i reakce fúzní. Jaderná energie je totiž uvolňována vždy, když je výsledkem reakce atomové jádro s větší vazebnou energií. Uvolněná energie má formu kinetické energie produktů reakce odpovídající hmotnostnímu schodku.

Pokud fúzní reakce probíhají mezi částicemi s vysokou rychlostí a při velmi vysokých teplotách, jedná se o termonukleární fúzi. Taková probíhá například v jádrech hvězd, kde se spojují jádra vodíku, ovšem za extrémních podmínek, které na Zemi nejsou technologicky dosažitelné. Pro dosažení termonukleární fúze v našich podmínkách je potřeba několik kroků. Nejprve vybrat palivo s co největším účinným průřezem fúzní reakce. Vhodnými se jeví reakce izotopů vodíku deuteria (těžký vodík) a tritia (supertěžký vodík)



kteří produkuje neutron s energií 14,1 MeV a alfa částici (${}^4\text{He}$) s energií 3,5 MeV. Dalšími využívanou reakcí je



přičemž obě reakce mají stejnou pravděpodobnost vzniku, která nejde ovlivnit. Tato reakce byla využita i v mém školním experimentu (viz Kapitola 5) [1]. Dalším krokem je dosažení takových teplot a tlaků, aby se spustila termonukleární fúze a následně převzala úlohu ohřevu, prostřednictvím produktů vlastních reakcí, a které je následně dodáváno pouze palivo bez nutnosti vnějšího ohřevu. Takový stav se nazývá zapálení plazmatu. Kritérium, které musí fúzní zařízení splnit pro dosažení zapálení se nazývá Lawsonovým kritériem

$$n\tau \geq f(T),$$

kde n je hustota plazmatu, τ doba udržení plazmatu a pravá strana je závislá na teplotě plazmatu T . Toto kritérium je dále modifikováno podle typu zařízení, na které je aplikováno [2].

Termojaderná fúze se tedy jeví jako jedna z možných cest k zabezpečení globální energetické stability. Její nejvýznamnější výhodou je množství energie uvolněné během termonukleární fúzní reakce, které přesahuje všechny ostatní zdroje, včetně jaderného štěpení. Navíc má oproti ostatním neobnovitelným zdrojům prakticky neomezenou zásobu paliva, protože deuterium lze získávat z mořské vody. Další výhodou je naprostá bezpečnost systému, který nepotřebuje kritické množství paliva ve srovnání s jaderným štěpením a absence radioaktivního odpadu a skleníkových plynů, což přispívá k ochraně životního prostředí.

Navzdory obrovskému potenciálu termonukleární fúze stojí její výzkum a vývoj před celou řadou technických a ekonomických výzev. Hlavními problémy jsou dosažení a

udržení extrémně vysokých teplot a tlaků potřebných pro zahájení a udržení fúzní reakce, vývoj materiálů odolných vůči těmto podmínkám, nedostatek tritia a zajištění ekonomicky efektivního provozu fúzních reaktorů.

Cílem této bakalářské práce je popis základních principů termonukleární fúze, shrnutí historického vývoje a současných pokroků ve vědeckém výzkumu, postupně budou rozebrány přístupy k dosažení termonukleární fúze, jejich výhody a nevýhody. V praktické části je popsán experiment na školním plazmatickém fokusu PFZ-200, při kterém se detekovaly a analyzovaly neutrony produkované fúzní reakcí a následně se zjišťoval energetický zisk tohoto experimentu.

Kapitola 2

Historie

2.1 Pochopení principu Slunce

Otázka, kde bere Slunce energii, která se dostává na zem, trápila učence a vědce od starověkého Řecka. První teorie se zakládaly na energii získané chemickou přeměnou – hořením. Avšak takové úvahy byly rozporovány na základě stáří Země odhadované Lordem Kelvinem a Ernestem Rutherfordem na desítky až stovky milionů let [3]. Taková koule z uhlí o velikosti Slunce by totiž hořela pouze několik tisíciletí, což by však znamenalo, že Země je starší než Slunce.

Teprve v minulém století na ni byla nalezena odpověď Arthurem Eddingtonem. Museli mu však předcházet dvě teorie od Alberta Einsteina a Francise Astona. Albert Einstein v 1905 publikoval teorii o ekvivalenci hmoty a energie. Tvrdil, že pokud atom vyzáří energii E v podobě záření, musí se jeho hmota snížit o E/c^2 . V druhém dekádě 19. století pak Francis Aston sestrojil a postupně zdokonalil hmotnostní spektrograf, kterým studoval hmotnost atomů, při čemž zjistil, že atom hélia je místo čtyřnásobku pouze 3,97krát hmotnější než atom vodíku. Výsledky publikoval v roce 1920 a Eddington ještě v tomtéž roce přednesl teorii, podle které dochází ve Slunci k fúzi atomů vodíku skládající složitější prvky a při níž je uvolňována energie [4].

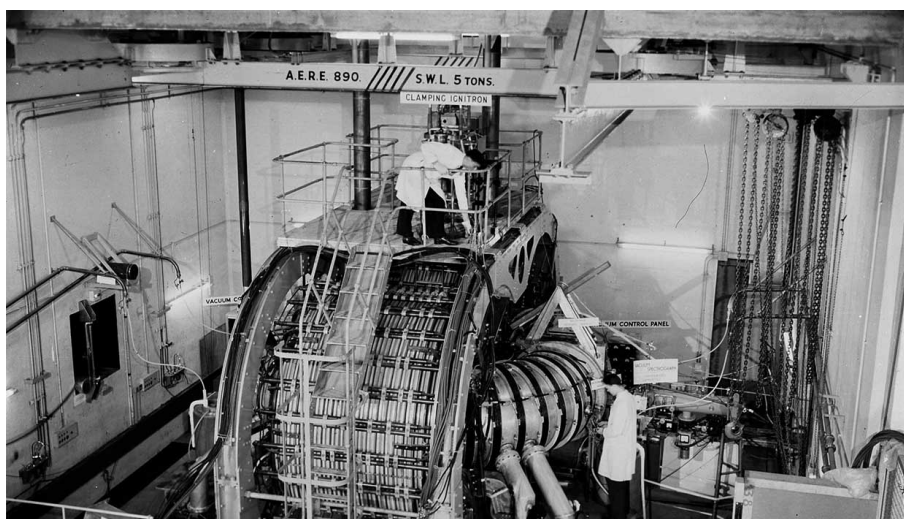
Modely Slunce však stále nebyly přesné a odhadované teploty pro termojadernou fúzi se neshodovaly s hodnotami získanými pozorováním hvězd. K jejich zdokonalení přispělo zjištění, že díky efektu kvantového tunelování může dojít k fúzi i při srážkách s nižší energií, než je potřeba pro překonání celé Coulombovské bariéry. Na jeho základě vytvořil v roce 1939 Hans Bethe první model odpovídající skutečnosti včetně popisu nejčtenějšího cyklu v jádru hvězd tzv. proton-protonový řetězec [5].

2.2 Počátky výzkumu jaderné fúze

Experimenty s cílem dosažení fúze probíhaly od 30. let. První úspěšný pokus byl proveden pod vedením E. Rutherforda v roce 1934. Pomocí lineárního urychlovače částic sloučil dvě jádra deuteria do jednoho jádra hélia, což okomentoval jako „dosažení ohromného výsledku“. Přesto byl vůči využití fúze pro výrobu energie skeptický. V předválečném období se fúzí zabýval také Eastman Jacobs, když se jí snažil dosáhnout v toroidální komoře omotané cívkou. Jednalo se tedy o první pokus s magnetickým udržením plazmatu [6].

Po Druhé světové válce, během které se jaderný program znatelně posunul kupředu, bylo zřejmé, jako obrovský zdroj energie představují jaderné štěpení a slučování. Mimo válečné využití se objevily první koncepty na výrobu elektrické energie, a to ve Velké Británii. Hned v roce 1945 předložili George Thompson a Moses Blackman z londýnské Imperial College svůj patent první fúzní reaktor. Měl toroidální tvar a plazma udržoval magneticky a dnes víme, že by zajisté nebyl funkční. Současně pobíhal výzkum i na Oxford University. Pater Thonemann během něj zkoumal tzv. pinč efekt a napadla ho

myšlenka využít jeho silné magnetické pole ke stlačování plazmatu a udržet ho tak od stěn toroidu. Sestavil proto aparaturu podobnou transformátoru. Primární okruh měl feromagnetické jádro a do jeho cívky se vybíjel vysokonapěťový kondenzátor, čímž se indukoval proud v plazmatu, které tvořilo sekundární cívku. Plazma však nebylo stabilní a velmi rychle přišlo do kontaktu se stěnou. Problém byl i s diagnostikou teploty plazmatu, ale předpokládá se, že nedosahovala ani zdaleka teplotám pro termojadernou fúzi. Britští vědci tak nadále zkoumali možnosti toroidálního pinče a jejich snaha vyústila v roce 1957 spuštěním v té době největšího experimentálního zařízení ZETA. To bylo schopné dosáhnout proudu v plazmatu několika stovek kA a až milion neutronů na pulz. Později však bylo potvrzeno, že nejde o neutrony produkované termonukleární reakcí, ale urychlením silným magnetickým polem [3].



Obrázek 2.1. Fúzní experiment na zařízení ZETA. Převzato z [7].

Studiem pinčů se věnovali i vědci v americkém Los Alamos. Kvůli jednodušší konstrukci testovali zařízení s lineární konfigurací. Avšak ta má oproti uzavřenému toroidální konfiguraci zásadní nedostatek, plazma totiž uniká otevřenými konci. I přes to byly na tzv. Theta-pinči poprvé pozorovány neutrony jako produkty termonukleární fúze [5]. Odlišný přístup zvolili na Princetonské univerzitě, konkrétně Lyman Spitzer. Ten navrhl začátkem 50. let zařízení pro udržení plazmatu pomocí toroidálního magnetického pole generovaného převážně z externích cívek a pojmenoval ho stellarátor. Pro další zesílení magnetického pole byl torus nejprve zkroucen do tvaru číslice 8. Později nahrazeno přidáním šroubovicového vinutí, čímž bylo dosaženo podobného zkroucení magnetického pole. Na rozdíl od pinčů se plazma ohřívá pouze vysokofrekvenčním polem, nikoli Joulovými ztrátami vyvolanými procházejícím proudem. Problém však nastává při návrhu magnetického pole, kde nepřesnosti znamenají větší tepelné ztráty [3].

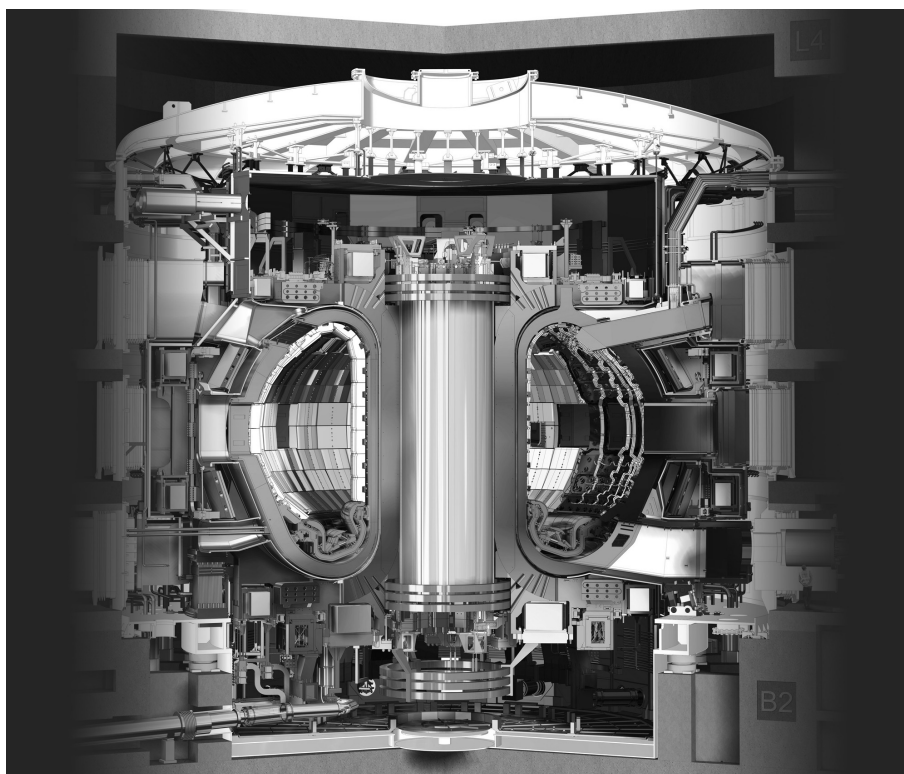
Sovětský svaz byl poslední velmocí poválečného období, která se zapojila do fúzního výzkumu. Zprvu převládalo studium pinčů, postupně se však dostávalo do popředí zařízení dodnes známé jako tokamak. Podobně jako stellarátor nebo toroidální pinč, i tokamak má toroidální komoru. Podle návrhu A. D. Sacharova je plazma, které funguje jako jediný sekundární závit transformátoru, udržováno od stěn komory šroubovicovým magnetickým polem. Takového tvaru docílil součtem toroidálního pole s poloidálním polem generovaným plazmatem. Přes svou podobnost se západními koncepty však měl přednosti, díky kterým změnil kurz budoucích výzkumů termojaderné fúze právě směrem k tokamakům [8].

2.3 Éra tokamaků a mezinárodní spolupráce

Veškerý jaderný výzkum prováděný v poválečném období podléhal přísnému utajení, jelikož probíhal masivní vývoj a zbrojení jadernými zbraněmi. Neprobíhala tedy žádná vzájemná spolupráce mezi vědeckými týmy z jednotlivých mocností. To se rozhodl změnit Igor Kurchatov během státní návštěvy nejvyšších představitelů Sovětského svazu ve Spojeném království roku 1956. Při té příležitosti přednesl na Atomic Energy Research Establishment v Harwellu přednášku „O možnosti vytvoření termonukleárních reakcí v plynovém výboji“ během níž informoval o nejdůležitějších poznatcích sovětských vědců. I díky tomuto prvnímu „proražení fúzní železné opony“ se v Ženevě o dva roky později uskutečnila konference Atom pro Mír, která definitivně odstartovala vzájemnou spolupráci na fúzním výzkumu napříč světem [8].

V následující dekádě probíhala honba za stabilnějším a co nejteplejším plazmatem a také za novými způsoby jeho diagnostiky. Vítězem pomyslného závodu byl sovětský tokamak T-3, na kterém dosáhli elektrony v plazmatu teploty až osmi milionu kelvinů, více než desetinásobek do té doby nejvyšší naměřené teploty. Naprosto převratný výsledek byl pro vlnu pochybností potvrzen roku 1969 na „Mezinárodní konferenci o udržení plazmatu v uzavřených systémech“ britskou vědeckou výpravou, která na T-3 naměřila teploty ještě vyšší. Navíc změřila třicetinásobné překonání Bohmovy doby udržení plazmatu, do té doby nepřekonatelnému milníku [9].

Odpověď na otázku, jaká je přednost tokamaků proti pinčům a stelarátorům, se odkrývá při porovnání jejich magnetických polí. Tokamaky mají mnohem silnější toroidální magnetické pole než poloidální, u pinčů je to naopak. Avšak právě síla toroidálního pole zajišťuje stabilitu plazmatu [8]. To by splňovali i stelarátory, ale jak bylo výše zmíněno, návrh jejich magnetického pole byl příliš náročný. Tokamaky tak zvítězily i díky jejich jednoduššímu designu [9].

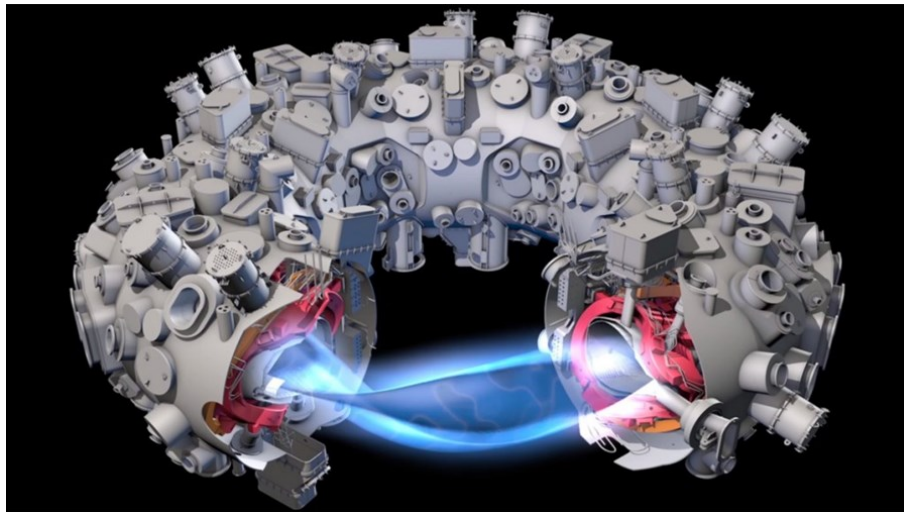


Obrázek 2.2. Tokamak ITER. Převzato z [10].

Nadcházející období se tedy výzkum upřel směrem k tokamakům. I díky ropné krizi v 70. letech se na vývoj alternativních zdrojů energie uvolnilo velké množství peněžních prostředků a mohli tak vznikat mnohem větší projekty, jako JET (Joint European Torus), TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor), JT-60 (Japan Tokamak) a T-15. Jejich cílem bylo řešení problému tokamaků s malým poměrem tlaku plazmatu a magnetického pole tzv. faktor β , zlepšení tepelné izolace zvětšením objemu plazmatu, vývoj nových způsobů ohřevu plazmatu pro dosažení termojaderných teplot. Právě JET a TFTR se v 90. letech střídaly v dosažení největšího výkonu termojaderné reakce ve směsi deuterium-tritium. JET nakonec v roce 1997 výkonu 16 MW při poměru paliva rovno jedné [5, 8].

Momentálně největším projektem je stavba mezinárodního tokamaku ITER (viz Obrázek 2.2. Jde o druhou největší investici v rámci mezinárodní vědecké spolupráce a podílí se na něm EU, USA, Rusko, Čína, Japonsko, Jižní Korea a Indie. Půjde o plně supravodivý tokamak, dvakrát větší než JET, fúzním výkonem kolem 500 MW s délkou pulzu několika minut a fúzním ziskem $Q > 1$. Primárně bude sloužit k ověřování a zdokonalování technologií budoucích termojaderných reaktorů, např. řešení palivového cyklu, ochrana a údržba první stěny nebo systémy chlazení. Výstavba, která začala v roce 2007, však zaznamenává odklady kvůli nedávné pandemii a komplikacím s výrobou komponent první stěny [5].

V poslední době zažívají renesanci také stelarátory. Díky rozvinutější výpočetní technice je možné velmi přesně navrhout jejich složité magnetické pole, což dává možnost vzniku nových zařízení tohoto typu. Příkladem může být Wendelstein 7-X (viz Obrázek 2.3) v Institutu Maxe Plancka, kde se v roce 2023 podařilo dosáhnout energetického zisku 1,3 GJ a udržení plazmatu po dobu osmi minut [11].

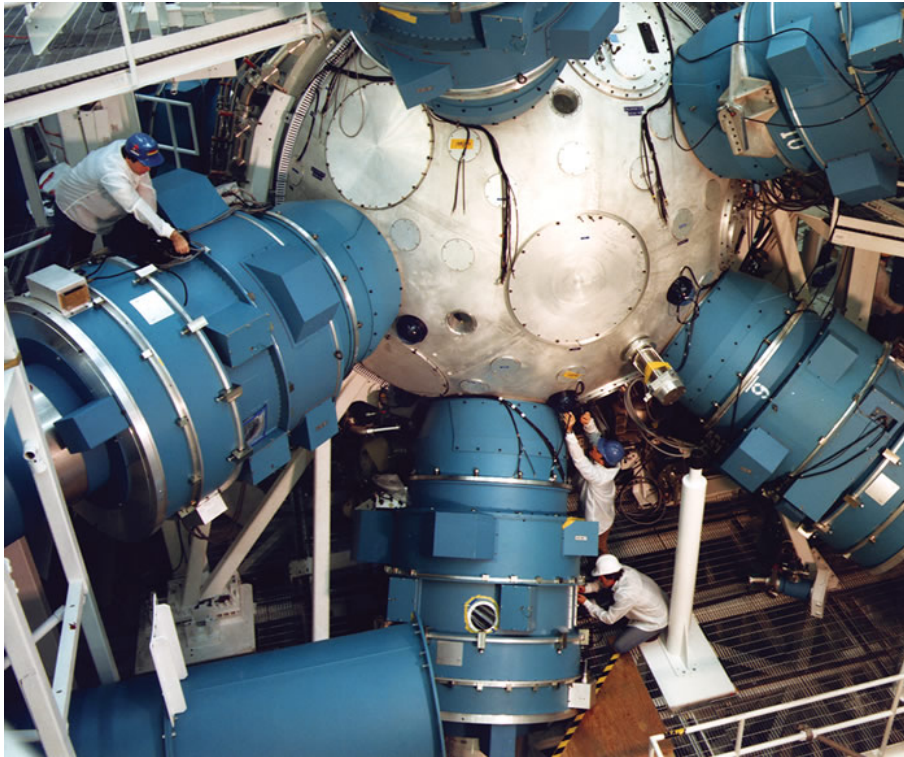


Obrázek 2.3. Stelarátor Wendelstein 7-X. Převzato z [12].

2.4 Inerciální fúze

Další cestou, jak dosáhnou termojaderné fúze, je využití silných laserů. Popsali a navrhli ji společně Nikolaj Basov a Oleg Krochin už tři roky po sestrojení prvního laseru. Následně bylo potřeba vyvinout lasery s vyšším výkonem a vymyslet způsob, jak velkou energii co nejefektivněji soustředit na velmi malou palivovou tabletku.

První zařízením pod názvem NOVA (viz Obrázek 2.4 s celkem deseti svazky neodýmového laseru však sestavili až v Lawrence Livermore National Facility v USA

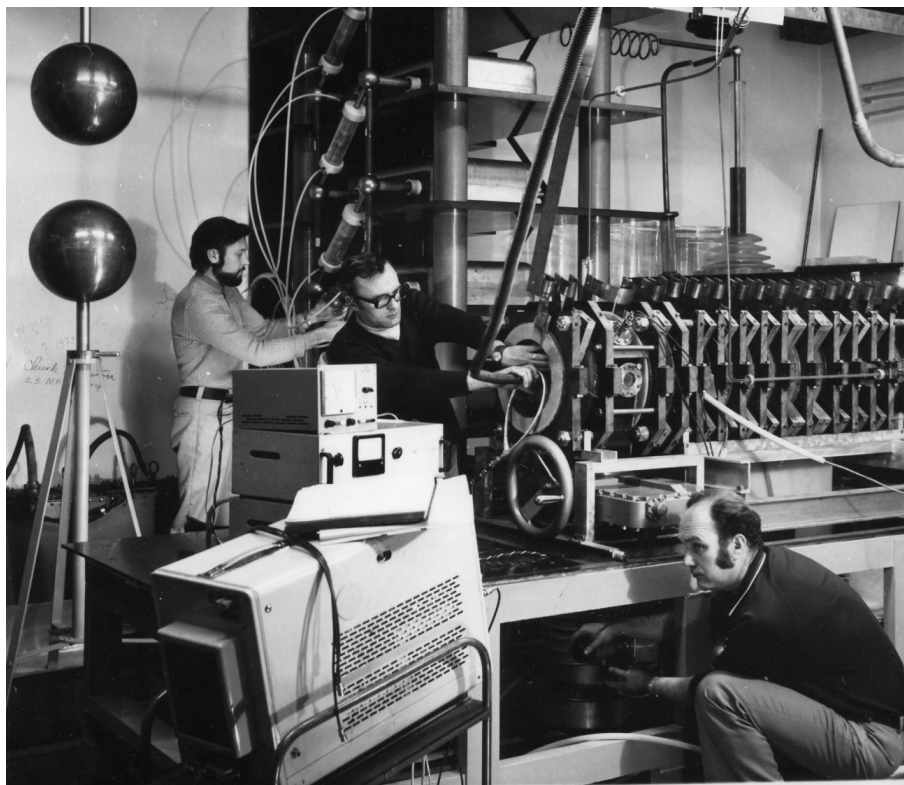


Obrázek 2.4. Laserová komora zařízení NOVA. Převzato z [13].

roku 1884. NOVA bylo schopné dodat během jednoho nanosekundového výstřelu dodat energii 0,1 MJ, která je fokusována do otvorů zlaté dutiny, v níž je palivová tabletky z deuteria a tritia, tzv. nepřímé zapálení. Na vývoji vysoce výkonných laserů má největší zájem a zdroje armáda. Proto momentálně dva největší laserové systémy Laser Megajoule (LMJ) a National Ignition Facility (NIF) a slouží primárně armádním účelům a jejich výzkumy jsou utajovány [3, 9]. Avšak v roce 2022 NIF prezentoval výsledky experimentu, během kterého získali 3,15 MJ z termojaderných reakcí, přičemž laserovému systému bylo třeba dodat 2,05 MJ. Jako první laboratorní zařízení tak dosáhl tzv. zapálení [14].

2.5 Historie v ČR

Výzkum věnovaný termojaderné fúzi začal v České republice koncem 50. let minulého století. V reakci na odtajnění výzkumů prováděných USA, SSSR a Velkou Británií byl vytvořen Ústav vakuové elektroniky ČSAV, dnes nesoucí jméno Ústav fyziky plazmatu AV ČR. Od 60. let se zabýval ohřevem plazmatu, a to dvěma způsoby – vstřikováním svazku energetických elektronů a elektromagnetickými vlnami. První způsob využívá svazek elektronů k vybuzení nestabilit v plazmatu, které způsobují ohřev. V první fázi byly zkoumány svazky nerelativistických elektronů na lineárních zařízeních ELMAN-1 a ELMAN-2. V dalších fázích se zkoumaly vysokoproudé svazky relativistických elektronů na zařízení REBEX (viz Obrázek 2.5). Druhým způsobem ohřevu jsou vysokofrekvenční vlny absorbované plazmatem. ÚFP proto postavil celou řadu lineární zařízení (D-1, VF-2, ECR-1, ER-2, ER-3) na nichž testoval teorii úplné absorpce vysokofrekvenčních vln v plazmatu v magnetickém poli. Do výzkumu bylo zapojeno také první toroidální zařízení u nás – INTERMEZZO. Právě na něm proběhl roku 1974 experiment potvrzující teorii



Obrázek 2.5. Zařízení REBEX. Převzato z [15].

neinduktivního buzení tzv. vlečení elektrického proudu v plazmatu. Část teorie byla zpracována taktéž na ÚFP, a to Richardem Klímou a Václavem Petřílkou [15].

■ 2.5.1 CASTOR – první tokamak u nás

Přelomovým se stal rok 1977. Na našem území byl totiž spuštěn první tokamak v tehdejší východní bloku (mimo Sovětský svaz), který sem byl převezen z moskevského Ústavu atomové energie I. V. Kurčatova o dva roky dříve. Jednalo se o tokamak TM1-MH, původním názvem TM1 (viz kapitola Poválečný výzkum). ÚFP tak mohl pokračovat ve zkoumání vlečení elektrického proudu horkým, plně ionizovaným, magnetoaktivním plazmatem. Další změna přišla v roce 1984, kdy byla provedena rekonstrukce vakuové komory, bylo přidáno zpětnovazební řízení polohy plazmatu a tokamak dostal jméno CASTOR (Czech Academy of Sciences TORus). Provedené konstrukční změny měly výrazný vliv na několikanásobné prodloužení doby výboje v komoře. Od roku 2006 je tokamak pod jménem GOLEM na FJFI ČVUT. CASTOR nehrál významnou roli pouze při výzkumu, ale i při navazování kontaktů mezi laboratořemi. Vrcholem bylo podepsání dohody s EURATOM, která umožňuje navazovat spolupráce s předními evropskými institucemi [16].

■ 2.5.2 COMPASS

Odstavený CASTOR byl nahrazen v roce 2009 novým tokamakem COMPASS, fungujícím až do roku 2021. Experimenty na něm se zaměřovaly na měření tepelných toků v tzv. první stěně, studium poruchových magnetických polí a problematiku odvodu energie z plazmatu. Jejich výstupy pak sloužily pro optimalizaci komponent, instalačních postupů a diagnostiku přímo do tokamaku ITER, protože COMPASS byl jedním ze tří

tokamaků, které mohly operovat v H-módu a zároveň měly podobnou konfiguraci jako ITER [17–18].

Jeho nástupcem je COMPASS-U, středně velký tokamak s vysokým magnetickým polem, proudem v plazmatu a vysokou hustotou plazmatu, kterému bude dodatečný ohřev zajišťovat 80 keV NBI a 105-140 GHz ECRH. Jeho magnetické cívky dosáhnou lepší vodivosti díky chlazení héliem na 80 K a budou fixovány konstrukcí, která musí odolat elektromagnetickým silám 70 MN. V tabulce 1 jeho parametry porovnávají s jeho předchůdci. Cílem pro COMPASS-U je sloužit jako experimentální zařízení. Primárně se zaměří na studium divertorů v podmínkách předpokládaných v reaktoru DEMO, na výzkum komponentů v kontaktu plazmatem a na využití tekutých kovů v divertorů [19].

■ 2.5.3 PALS

Vědecká pozornost u nás není věnována pouze termojaderné fúzi s magnetickým udržením, ale také fúzi inerciální, konkrétně výzkumu laserového plazmatu v laboratoři PALS (Prague Asterix Laser Systém) (viz Obrázek 2.6. Jméno převzala od laseru ASTERIX IV původem z laboratoře MPQ v Garchingu, který byl ÚFP předán v roce 1997. Tento jodový laser dokáže během 200 až 350 ps pulsu předat energii 1 kJ s intenzitou 30 PW/cm^2 a je schopen výstřely opakovat každých 25 minut, čímž se řadí mezi největší v Evropě. Díky flexibilitě je systém využíván ke studiu interakce laserového záření s hmotou nebo experimentech s větším objemem horkého a hustého plazmatu např. detekce alfa částic produkovaných fúzní reakcí protonu a boru. Na budoucí výzkum laserové technologie bude mít značný vliv postavení nového výzkumného střediska ELI-Beamlines v Břežanech [9, 20].



Obrázek 2.6. Laboratoř PALS.

Kapitola 3

Fúze s magnetickým udržením

Tato kapitola je věnována fúzi s magnetickým udržením plazmatu. Nejprve budou popsány základní principy spojené s magneticky udrženým plazmatem. Následně se kapitola zaměří na zařízení pracující s magnetickým udržením plazmatu.

Pro dosažení fúze na Zemi, je potřeba vytvořit plně ionizované plazma s dostatečně vysokou teplotou T a hustotou n , které je pod dostatečně dlouhou dobu udržené od okolních materiálů, např. vnitřní stěny tokamaku. Magnetické udržení (FMU) spočívá v zachycení nabitých fúzních produktů pomocí tvarovaného magnetického pole, kde na ně působí Lorenzova síla

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

kde q je náboj částic, E je intenzita elektrického pole, v je rychlost částice a B je magnetická indukce [1]. V důsledku Lorenzovy síly obíhají nabité částice po silokřivce a tvoří tak proudovou smyčku s vlastním magnetickým polem. Magnetické pole dovoluje nabitým částicím volný pohyb pouze podél silokřivky ve směru závislém na jejich náboji, ovšem vlivem vzájemných srážek mohou částice měnit trajektorii kruhového pohybu a posunovat se v kolmém směru k magnetickému poli. Kruhovou trajektorii lze popsat pomocí Larmorova poloměru

$$r_L = \frac{v_k}{\omega_c},$$

kde v_k je rychlost částice kolmo k silokřivce a ω_c je cyklotronní rychlost.

Ve vysokoteplotním plazmatu existují, krom této difúze částic, také silné turbulence spojené s výkyvy elektrického a magnetického pole při prudkých změnách teploty. Turbulence způsobují zrychlování pohybu plazmatu napříč magnetickým polem, což má za následek zvýšení tepelných a radiačních ztrát a snížení doby udržení. Doba udržení τ je klíčový parametr kvality tepelné izolace

$$\tau = \frac{W_P}{P_L},$$

kde W_P je tepelná energie plazmatu a P_L je výkon všech ztrát [5]. Zamezení transportu částic napříč magnetickým polem je tedy jedním z hlavních k dosažení doby udržení danou Trojným součinem

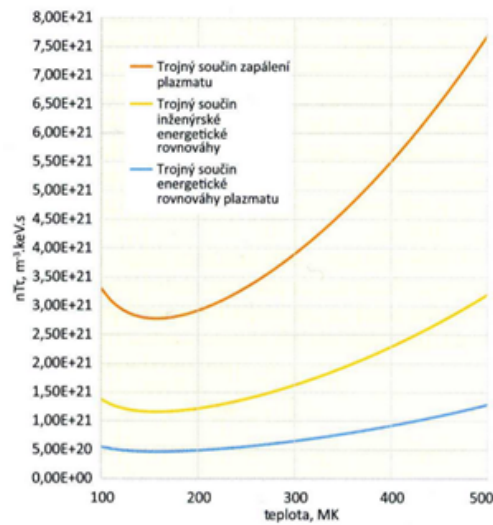
$$\tau T n \geq f(T),$$

upraveným Lawsonovým kritériem, který je optimální pro popis fúzních zařízení s magnetickým udržením a podstatně snižuje požadavek na optimální teplotu plazmatu na 14 keV (viz Obrázek 3.1). Původní Lawsonovo kritérium totiž předpokládá hustotu plazmatu n jako nezávislou proměnou, což pro tento typ zařízení neplatí. V nich se hustota mění spolu s teplotou, protože hlavním požadavkem je konstantní tlak plazmatu

$$p \sim nT,$$

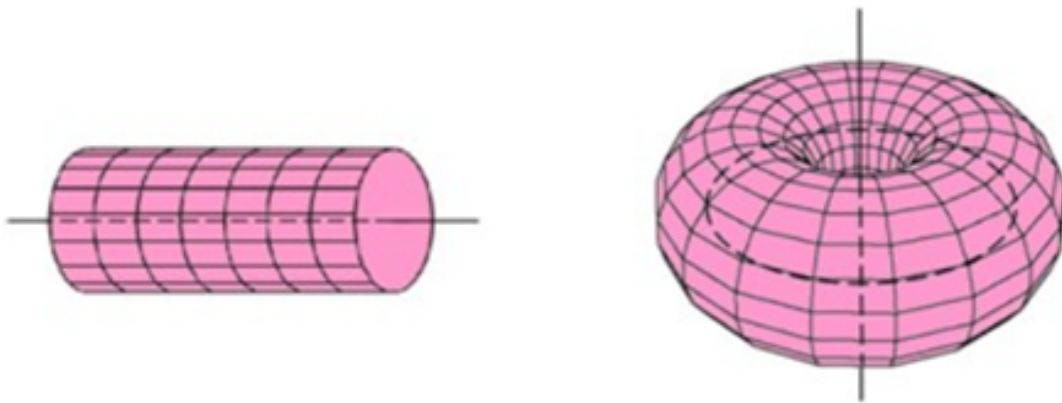
aby bylo plazma co nejstabilnější [2]. Stabilitu magneticky drženého plazmatu lze popsat pomocí faktoru β , což je poměr tlaku plazmatu p a tlaku magnetického pole

$$\beta = \frac{2\mu_0 p}{B^2}.$$



Obrázek 3.1. Trojný součin pro D+T reakci. Převzato z [2].

Magnetické pole lze konfigurovat buď lineárně (s otevřeným magnetickým polem), nebo toroidálně (s uzavřeným magnetickým polem). Konfigurace s otevřeným magnetickým polem má přímkou jako osu plazmatu (viz Obrázek 3.2 vlevo) a uspořádání magnetického pole je takové, že jeho siločivky se neuzavírají v objemu plazmatu. Výhodou lineární konfigurace je jednodušší cylindrická geometrie, což ulehčuje výpočty a konstrukci vakuové nádoby. Na druhou stranu trpí řadou nestabilit, např. koncovými ztrátami únikem částic podél siločivky, které znemožňují zvyšování hustoty a doby udržení. Zařízení využívající této konfigurace jsou lineární pinče a magnetická zrcadla [5].



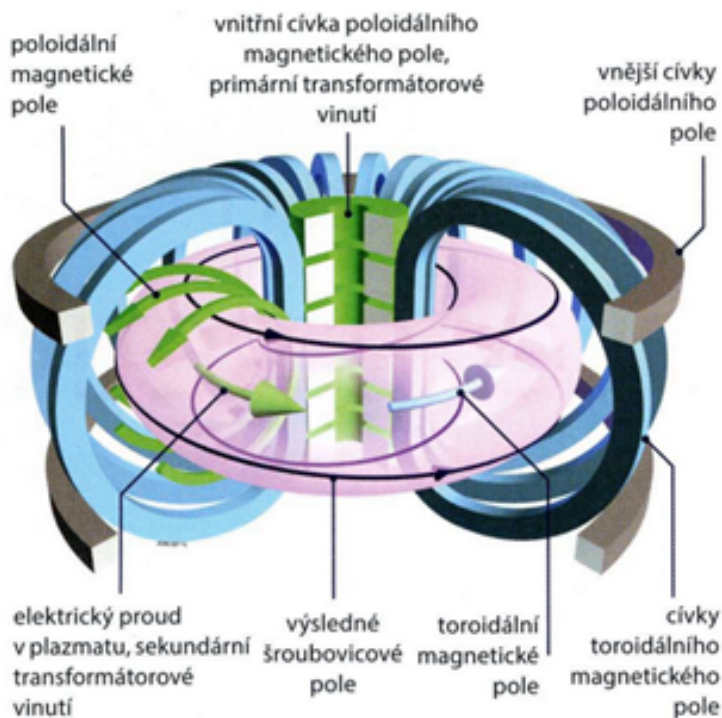
Obrázek 3.2. Konfigurace magnetického pole. Převzato z [5].

Siločivky v konfiguraci s uzavřeným magnetickým polem (viz Obrázek 3.2 vpravo) neopouštějí objem plazmatu s toroidální geometrií. Výhodou uzavřeného magnetického pole je omezení koncových ztrát. Poslední plocha s uzavřenými magnetickými siločivkami je tzv. separatrix. Mezi separatrix a vnitřní stěnou vakuové nádoby, též označované jako první stěna, je několika centimetrová vrstva vysoce kvalitního vakua. Pokud se v této oblasti ocitne atom, je vtažen do plazmatu, ionizován a zachycen uzavřeným magnetickým polem. Přesto není první stěna chráněna před interakcemi s plazmatem. Kromě radiační zátěže, je namáhána nabitými částicemi, které unikly za separatrix vlivem difúze a turbulencí a následně byly odvedeny podél otevřených siločivky k první

stěně. První stěna proto musí být vyrobena z vysoce odolných materiálů a musí zajistit ochranu citlivých komponentů diagnostiky a externího ohřevu [5].

3.1 Tokamak

Koncept tokamaku je doposud nejúspěšnější v zachytávání nabitých částic plazmatu pomocí magnetického pole. Plazma je tvarováno do toroidu pomocí konfigurace magnetických polí (viz Obrázek 3.3). Nejsilnější toroidální pole stabilizuje plazma. Samotné však plazma není schopné udržet, protože zakřivení siločar způsobuje proudění iontů a elektronů v opačném směru a nastává separace náboje. Následkem jsou úniky plazmatu k první stěně vlivem nově vzniklého elektrického pole. Separaci náboje brání poloidální magnetické pole, vytvářené průchodem proudu v plazmatu, které se chová jako sekundární závit k primárnímu transformátorovému vinutí uprostřed torusu. Výsledkem je šroubovicové pole točící se kolem torusu, jehož zakřivení popisuje bezpečnostní faktor q . Bezpečnostní faktor je důležitý pro určování magnetohydrodynamické stability plazmatu [1].



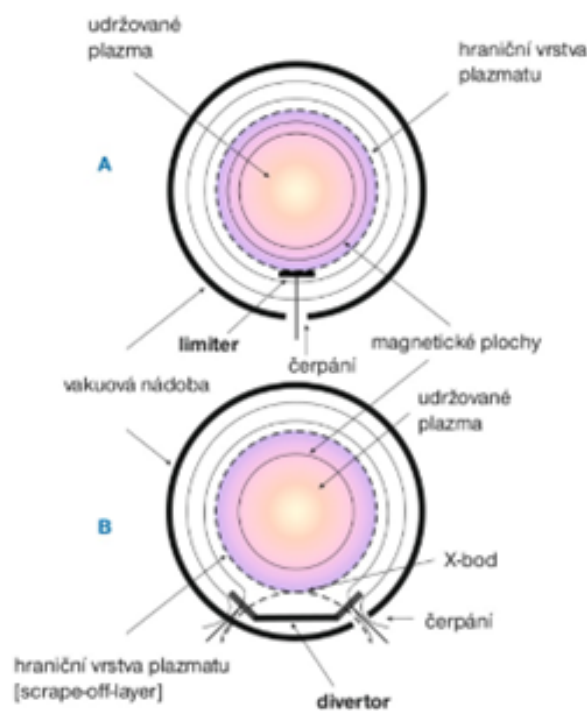
Obrázek 3.3. Principiální schéma tokamaku. Převzato z [2].

Maximální dosažitelná magnetická síla je limitována současnou technologií, která umožňuje dosažení nejvýše 16 T. Tlak plazmatu je výrazně nižší a faktor β tak dosahuje pouze několika procent. Navíc je limitován účinností ohřevu na vysoké teploty a efektivitou udržení tepelné energie plazmatu.

Plazma se zahřívá pomocí Joulova tepla průchodem proudu ve smyčce tvořené plazmatem až do 1 keV. Na vyšší teploty již tento ohřev není efektivní, kvůli poklesu odporu plazmatu. Další ohřev na termojaderné teploty se provádí injekcí vysokoenergetických neutronových svazků (NBI) nebo pomocí radiofrekvenčního vlnění s frekvencí v rezonanci s cyklotronní frekvencí iontů (ICRF), elektronů (ECRF) nebo nižší hybridní

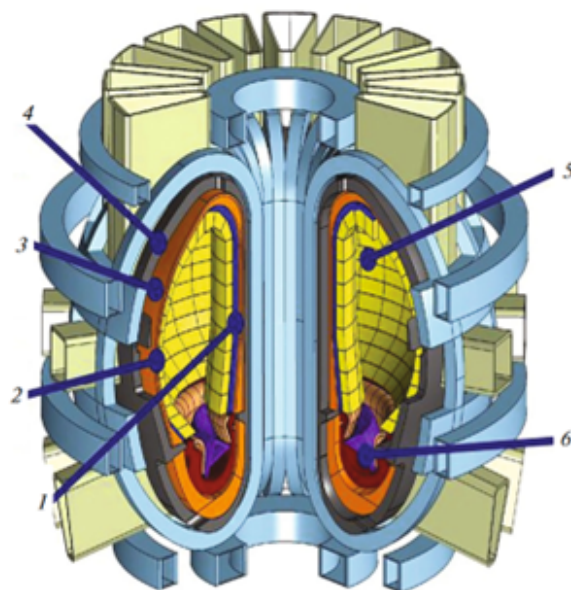
frekvencí (LHRF). Pomocný ohřev ale způsobuje zhoršení udržení energie, protože zesiluje výše zmíněné turbulence v plazmatu [1].

K oddělení plazmatu od první stěny, využívají tokamaky vymezení separatrix pomocí limiterů a divertorů (viz Obrázek 3.4). Dříve používané limity fungovaly na principu clony, která fyzicky bránila plazmatu v kontaktu s první stěnou. Ačkoli jde o konstrukčně jednodušší a prostorně méně náročný koncept, značné množství nečistot uvolňující se z limiteru bombardováním částic plazmatu způsobovalo, že plazma bylo kontaminováno a rostly ztráty brzdícím zařízením. V současnosti je využíváno konfigurovaného magnetického pole pomocí divertorů. Jejich výhodou je oddálení oblasti interakce plazmatu s první stěnou od separatrix, čímž se zvýší čistota plazmatu, a ke které přispívají také odvodem héliového popela z plazmatu přes X-bod. Dále umožňuje výrazný pokles teploty mezi separatrix a první stěnou, a také přispívá k vytvoření transportních bariér na okrajích plazmatu, kde jsou potlačeny turbulence. To umožnilo provoz tokamaku v H-módu, který je specifický dlouhou dobou udržení plazmatu τ . I přes využití divertorů je potřeba první stěnu konstruovat z materiálů odolných proti uniklým fúzním neutronům s energií kolem 14 keV, které vydrží vysoké teploty, a které mají co nejnižší aktivaci [5, 1].



Obrázek 3.4. Principiální schéma limiteru (nahore) a divertoru (dole). Převzato z [9].

Hlavním komponentem první stěny (viz Obrázek 3.5 je tzv. deka (z angl. blanket), která zabírá kolem 85 % a je tedy vystavena neutronům a teplotě nejvíce. Slouží tedy jako ochrana pro magnetické cívky a vakuovou komoru, při výrobě elektrické energie bude přeměňovat energii fúzních neutronů na tepelnou a zároveň bude produkovat tritium. V současnosti se jako základní materiál používá slitina železa a chromu, tzv. feriticko-martensitická ocel. Neutronový štít je vyráběn ze slitin mědi a pro divertory je využíván wolfram. Kvůli produkci tritia budou do první stěny přidány terče z lithia [21].

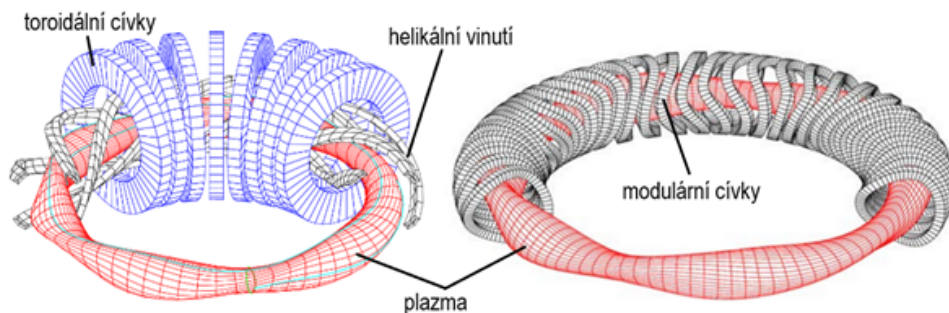


Obrázek 3.5. Schéma tokamaku. 1) chlazení, 2) tepelný štít, 3) podpurná konstrukce, 4) vakuová komora, 5) deka a první stěna, 6) divertor. Převzato z [21].

3.2 Stelarátor

Stelarátory jsou toroidální zařízení, které konfigurují magnetické pole pouze pomocí vnějších cívek. Podle rozložení a tvaru cívek se rozlišují klasické stelarátory, heliotrony, heliaký a modulární stelarátory (viz Obrázek). Výsledkem je helikálně tvarované plazma, kterým neprochází proud, protože stelarátory nevyužívají transformátorový efekt. Proud v plazmatu by navíc vytvářel dodatečné magnetické pole narušující složitě optimalizovanou magnetickou konfiguraci.

Právě složitost návrhu magnetického pole a konstrukce cívek je jednou z největších nevýhod oproti tokamakům s toroidální symetrií, stelarátory tak trpí na nedokonalé udržení nabitých částic plazmatu. Absence proudu v plazmatu také znamená ohřev bez pomoci Joulova tepla. Ohřev na termojaderné teploty se provádí injekcí vysokoenergetických neutronových svazků a pomocí radiofrekvenčního vlnění. Obě metody ohřevu mají nízkou účinnost, proto stelarátory vyžadují mnohem větší vnější výkon oproti ekvivalentním tokamakům. Výhodou stelarátorů je jejich schopnost kontinuálního provozu a netrpí nestabilitami spojenými s průchodem proudu [1, 22].



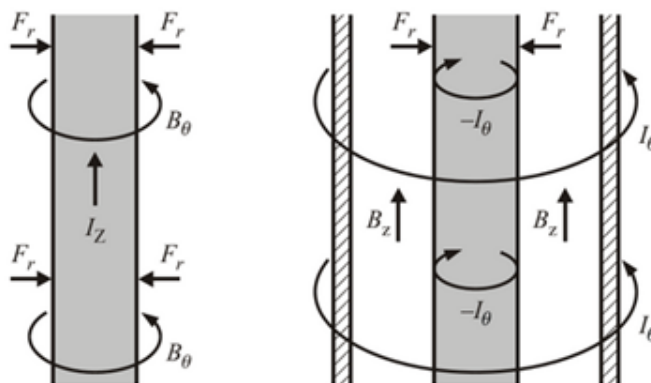
Obrázek 3.6. Schéma klasického stelarátoru (vlevo) a modulárního stelarátoru (vpravo). Převzato z [1].

3.3 Lineární pinče

Lineární pinče využívají adiabatickou kompresi vlastním magnetickým polem k vytvoření vysokoteplotního plazmatu. Magnetické pole B je tvořeno vysokým proudem I (až desítky MA) tekoucím plazmatem. Toto pole působí vlivem Ampérovy síly

$$d\mathbf{F} = Id\mathbf{l} \times \mathbf{B}$$

na nabitě částice plazmatu, které jsou urychlovány směrem ke své ose [23].



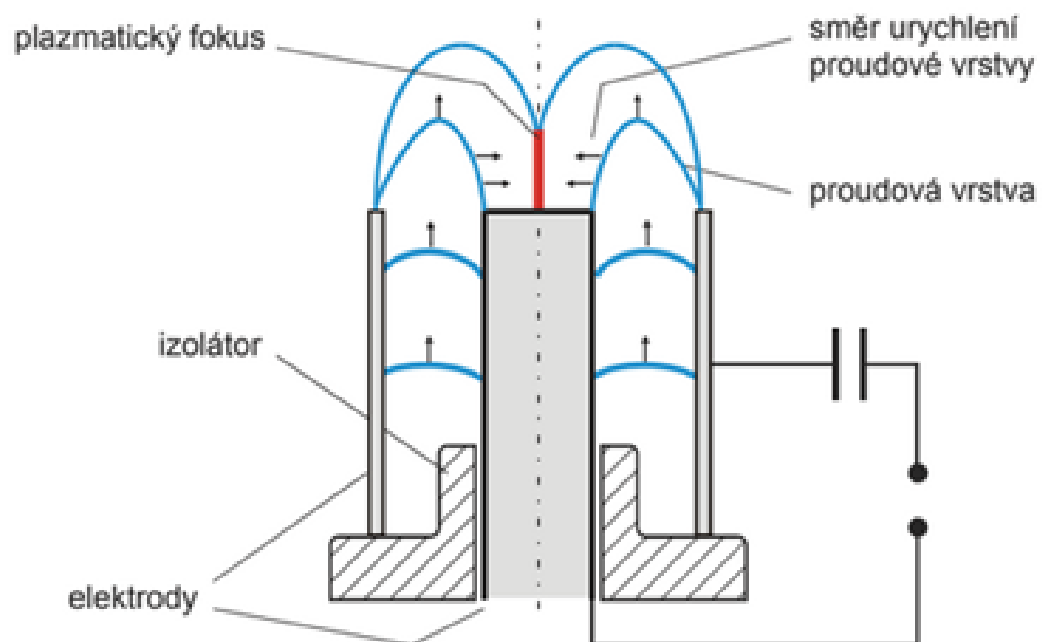
Obrázek 3.7. Princip z-pinče (vlevo) a theta-pinče (vpravo). Převzato z [23].

Zařízení s lineárními pinči mohou pracovat výhradně v pulzním režimu. Avšak pro svou jednoduchou konstrukci jsou využívány k experimentům s rychlými elektrickými výboji. Jsou rozdělována podle směru toku proudu. Pokud teče ve směru osy označované z , jde o z-pinč, pokud obtéká azimutálním směrem, jde theta pinč (viz Obrázek 3.7) [5].

3.3.1 Z-pinč

Ve stacionárním z-pinči je v osové oblasti Ampérova síla vyrovnávána gradientem tlaku plazmatu s vysokou teplotou a hustotou. V impulsním režimu roste s proudem procházejícím mezi elektrodami i magnetická energie a během komprese je transformována do energie kinetické. Urychlené nabitě částice jsou zbrzděny a zastaveny až v oblasti těsně u osy, kolem které se na chvíli vytvoří váleček hustého plazmatu. Toto plazma je zdrojem tvrdého a měkkého rentgenového záření a zdrojem elektronů, iontů a neutronů s vysokou energií. Také lze využít jako aktivní prostředí pro rentgenové lasery, zdroj silných magnetických polí a látek s vysokou hustotou [23].

Elektrody mohou mít různá uspořádání, avšak nejrozšířenějším je koaxiální. Zařízení s koaxiálním uspořádáním se nazývá plazmatický fokus (viz Obrázek 3.8), podle oblasti s maximální kompresí plazmatu. Z kondenzátorového úložiště je přivedeno vysoké napětí, které na povrchu izolátoru způsobí elektrický průraz, následuje ionizace plynu a vznik plazmatu, kterým teče elektrický proud vytvářející magnetické pole. Lorenzova síla tlačí plazma nejprve axiálním, a pak radiálním směrem, aby se nakonec střetlo během komprese v tenkém sloupci plazmatu. Při maximální kompresi následuje pinč efekt, při kterém lze v plazmatu dosáhnout teplot až 100 keV.



Obrázek 3.8. Principiální schéma plazmatického fokusu. Převzato z [23].

Kapitola 4

Fúze s inerciálním udržením

Tato kapitola je věnována fúzi s inerciálním udržením (ICF z angl. inertial confinement fusion), jejím principům a designům pro dosažení zapálení. Pojem inerce, neboli setrvačnost napovídá, že zde nepůjde o udržení plazmatu ve stejném smyslu jako u magnetického udržení z minulé kapitoly. V případě ICF totiž palivu, ve kterém vytvoříme podmínky pro zažehnutí termojaderných fúzních reakcí a produktům těchto reakcí umožněním rozpínání do okolí bez působení vnějších polí. Systémy založené na ICF tak musí být schopny předat energii palivu a během jedné kontrolované exploze získat energii zpět. Hlavními zdroji pro tuto kapitolu byla literatura [1, 24–27].

Princip ICF využívá extrémního stlačení malého množství paliva pro dosažení požadovaných hustot. Snahou je rovnoměrně dodat energii na povrch palivové kapsle, kde je absorbována a dochází k ablaci vedoucí k ideálně symetrickému stlačování paliva (implozi) s rychlostí přesahující 320 km/s až do stavu maximálního stlačení (stagnace). Během stagnace se kinetická energie imploze mění na tepelnou a v tu chvíli se zformuje oblast, tzv. hot-spot, s vysokou teplotou, který je obklopen chladnějším a hustším palivem (viz Obrázek 4.1). Poté převládne rozpínavá síla působící směrem ven z hot-spotu díky termojaderným reakcím a dojde k explozi a uvolnění energie fúzních reakcí tzv. hořícího plazmatu.

Hořící plazma klíčové pro všechny systémy využívající fúzní reakce, lze pro ICF popsat podmínkou

$$f_{\alpha} Q_{\alpha} > f_B Q_{B,DT} + Q_e + \frac{1}{m} p \frac{dV}{dt}, \quad (1)$$

kteří vychází z vývoj teploty fúzního plazmatu DT paliva během imploze určeného termodynamickou rovnováhou mezi zdroji energie a ztrátami zahrnující zdroj vlastního ohřevu skrze alfa částice zachycené v horkém plazmatu $Q_{\alpha} f_{\alpha}$, ztráty brzdným zářením $f_B Q_{B,DT}$, ztráty odvodem elektronů Q_e a mechanickou práci $p \frac{dV}{dt}$, která je během imploze zdrojem energie a ztrátová během exploze.

Pokud je podmínka (1) splněna po dostatečně dlouhou dobu, dojde k zapálení. Zapálení je žádoucím stavem pro dosažení co největšího energetického zisku z fúzních reakcí. Tento fúzní zisk Y lze určit, pokud známe hmotnost paliva m a charakteristickou dobu udržení τ jako

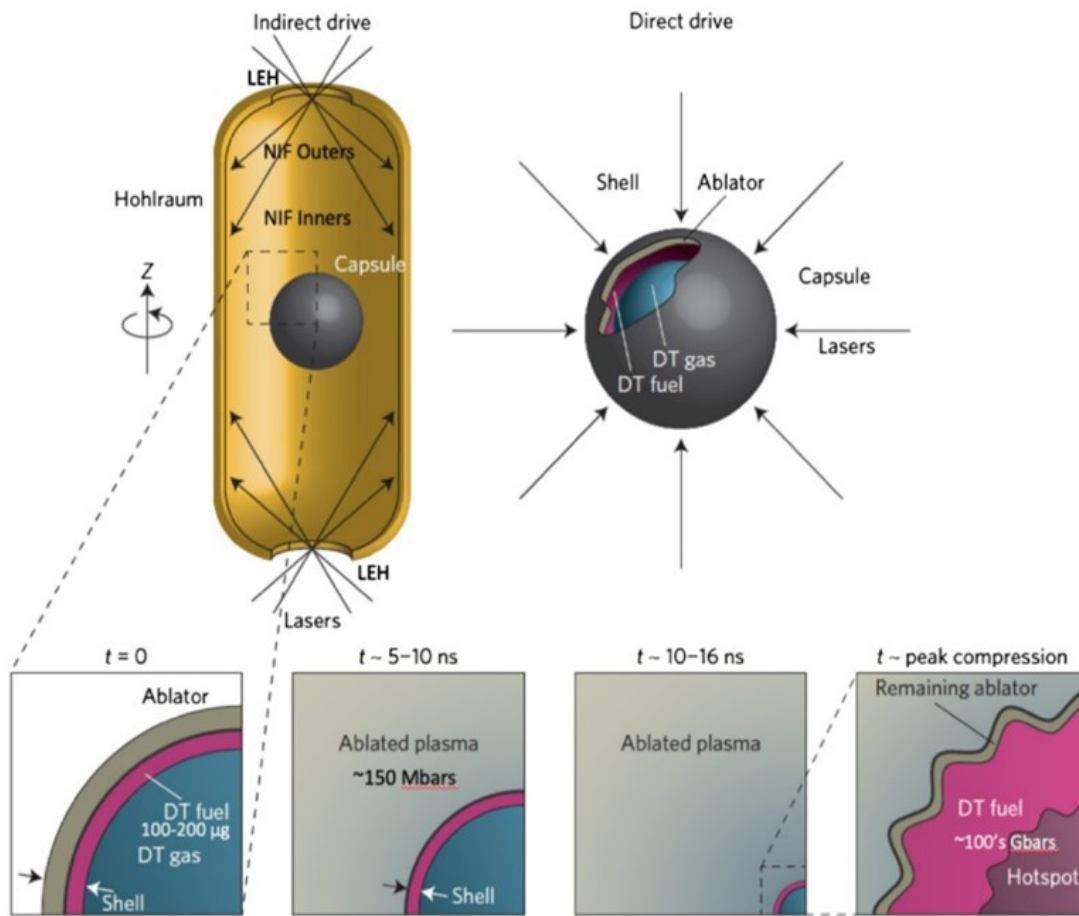
$$Y \sim 5 Q_{\alpha} m \tau,$$

kde Q_{α} je produkce alfa částic fúzních reakcí. Výraz je násoben 5, protože uvažujeme v současnosti preferované palivo z 50 % deuteria a 50 % tritia, jejichž fúzní reakce je



kde je vidět, že přibližně pětina energie je přenášena alfa částicí.

S využitím fúzního zisku tak lze porovnávat energii dodanou a získanou energií celého systému ICF i jeho jednotlivých částí – paliva, palivové kapsle, hohlraumu (pro nepřímé zapálení). Celý systém popisuje tzv. inženýrský zisk, který by musel dosáhnout



Obrázek 4.1. Schéma typických ICF terčů - terč pro nepřímé řízení (vlevo nahoře), terč pro přímé řízení (vpravo nahoře), časový průběh imploze (dole). Převzato z [24].

$G_{inz} > 1$, aby se dalo alespoň uvažovat nad využitím ICF pro civilní výrobu energie. Toho ovšem zdaleka není dosaženo, zůstaneme proto u palivového zisku daného poměrem mezi fúzním ziskem a kinetickou energií dodanou palivu během imploze E_{pdV} . Energií dodanou palivu určíme z ustálené energie horkého a chladného paliva ($E_{hot,DT}$ a $E_{cold,DT}$) s korekcí vlastního ohřevu reprezentovanou faktorem „kvality“ q , jako

$$E_{pdV} = E_{hot,DT} + E_{cold,DT} - \frac{qY}{10},$$

pro $0 \leq q \leq 1$.

Palivový zisk tedy zapíšeme jako

$$G_{fuel} = \frac{Y}{E_{pdV}} \approx \frac{\frac{Y}{E_{hot,DT}}}{1 + \frac{E_{cold,DT}}{E_{hot,DT}} - \left(\frac{q}{10}\right) \left(\frac{Y}{E_{hot,DT}}\right)},$$

kde

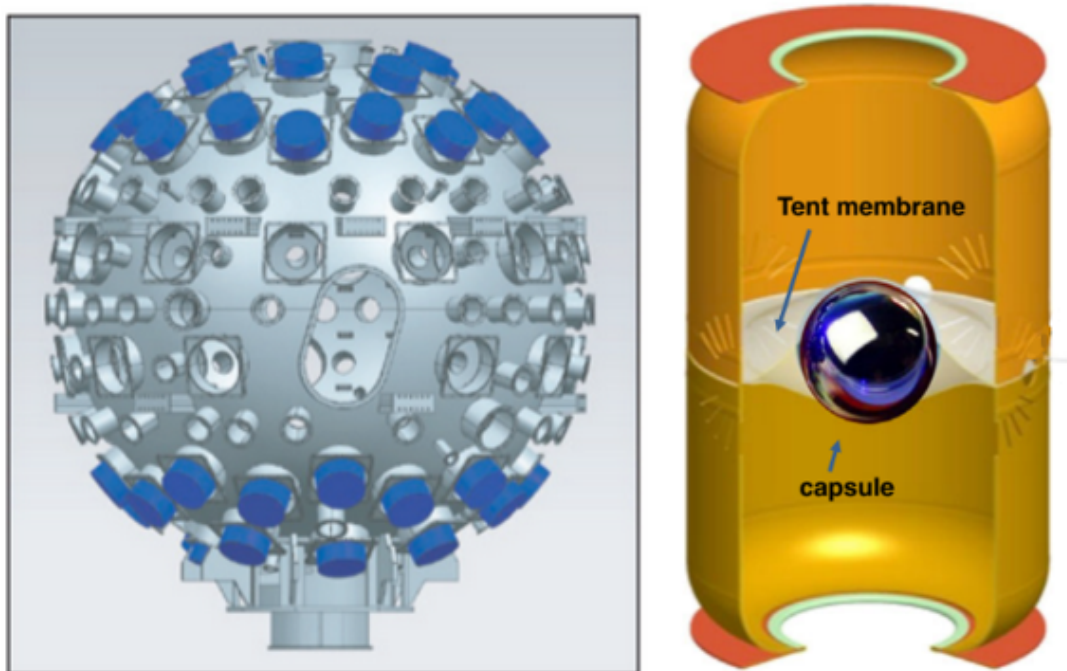
$$\frac{Y}{E_{hot,DT}} \sim 1,95 \cdot 10^7 p \tau T^{1,6}. \quad (2)$$

Výraz (2) můžeme označit za Lawsonův trojný součin, ze kterého vyplývá závislost fúzního zisku na tlaku p , teplotě T a době udržení τ . Tyto veličiny tedy musí být maximalizovány, chceme-li vysoký fúzní zisk.

Jelikož systémy ICF nejsou naprosto dokonalé, vyskytují se v nich nestability a asymetrie ovlivňující jejich výkon hlavně ve fázi imploze a stagnace. Asymetrie mohou mít původ ve výrobě kapsle nebo v nevyváženém řízení imploze a způsobují méně efektivní přeměnu kinetické energie na tepelnou. Další limitací jsou hydrodynamické nestability. Hrozí totiž, že imploze nebude schopná stlačovat a zahřívát palivo, jelikož jeho obal bude rozerván v oblastech výskytu nestabilit. Zbytky chladnějšího obalu pak mohou proniknout do hotspotu, kde zvýší emise brzděného záření přispívající k ochlazení hotspotu. Hlavními uvažovanými nestabilitami jsou Rayleigh-Taylorovi nestability (RT) proměnlivého zrychlování a Richtmyer-Meshkovovi nestability (RM) impulsivního zrychlování. Pro magneticky nanášené imploze navíc řeší problémy s elektro-termálními režimy a magneto-hydrodynamickými ekvivalenty RT a RM.

4.1 Nepřímá řízená ICF

Základním mechanismem nepřímě řízené imploze s vysokou rychlostí je vystavení povrchu schránky paliva intenzivnímu, rovnoměrně rozloženému rentgenovému záření, jehož zdrojem je tzv. hohlraum, cylindrická dutinka ze zlata. Hohlräum je umístěn uprostřed komory (viz Obrázek 4.2) ve vertikální poloze. Komora má v pólech obou polokoulí čtyři prstence s otvory pro laser.

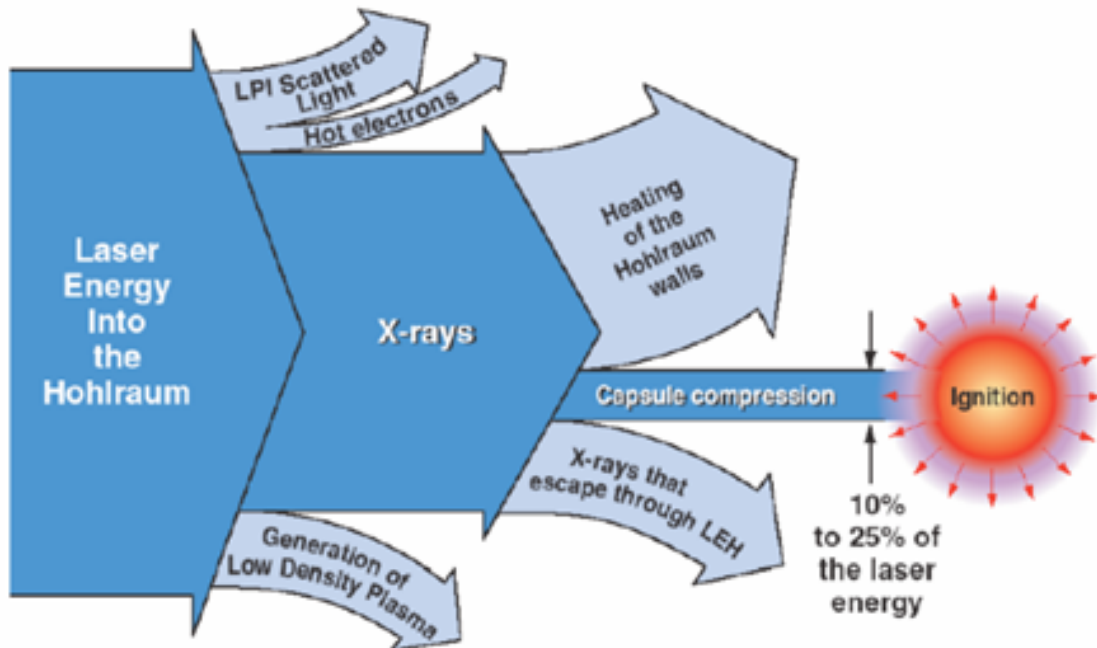


Obrázek 4.2. Schema laserové komory (vlevo) a hohlraumu (vpravo). Převzato z [24].

Palivová tableta je vložena do středu hohlraumu, ve kterém je usazena na membráně (viz Obrázek 4.2). Laser vstupuje do hohlraumu otvory v horní a dolní podstavě válce, dopadá na jeho vnitřní povrch, ten je odpařován a vzniká plazma emitující rentgenové záření. Povrch palivové kapsle absorbuje energii rentgenového záření, dojde k jeho ablaci a s ní spojeným tlakem, který je dále zesilován smršťováním objemu paliva. V této fázi je pohlcena většina rentgenového záření, když je ablační materiál přeměněn z pevného

skupenství na plazma. Zároveň vznikají tlakové vlny směřující dovnitř paliva způsobující jeho další ohřev a stlačování.

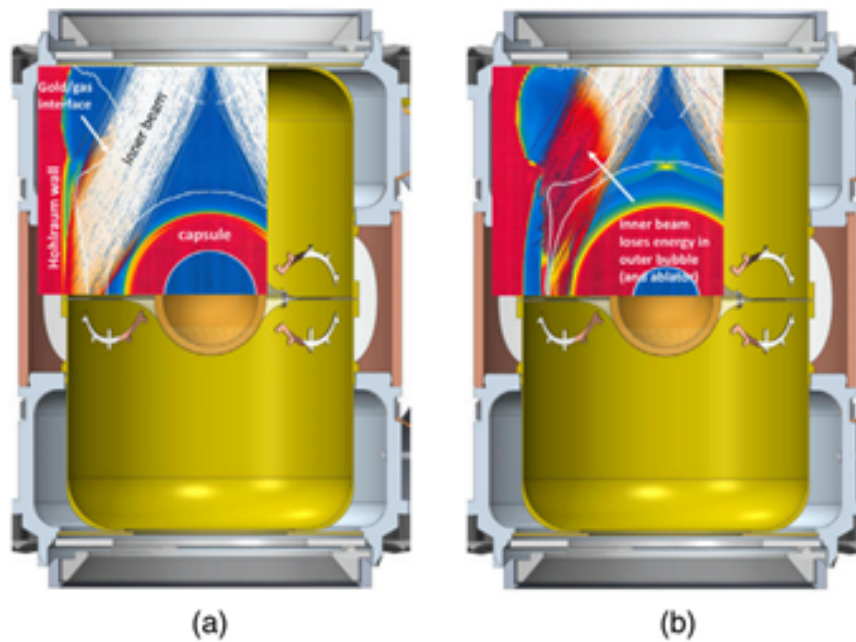
Motivací pro využití rentgenového záření namísto samotného laseru je větší rovnoměrnost dopadající energie, čímž se zmírňují asymetrie a nestability. Na druhou stranu muselo být obětováno velké množství energie, která je ztracena při absorpci povrchem hohlraumu a kapslí je tak absorbováno kolem 10 % energie laseru (viz Obrázek 4.3). Další ztráty spojené s hohlraumem jsou způsobeny nestabilitami laserového plazmatu LPI (z angl. laser plasma instability) a únikem rentgenových paprsků skrze vstupní otvory pro laser.



Obrázek 4.3. Znázornění ztrát energie. Převzato z [28].

Potřeba dostat energii laseru do hohlraumu a zároveň minimalizovat ztráty rentgenového záření skrz vstupy pro laser, vedla k složitějším geometriím hohlraumu a individuálnímu usměrňování laserového svazku, čímž se výrazně zkomplikovala kontrola symetrické imploze, která je nejcitlivější při dosažení špičkového zrychlení. Hlavní příčinou asymetrie je nejednotné a časově proměnné rentgenové záření v hohlraumu, které můžeme vidět na Obrázku 4.4. Levá část (a) znázorňuje dobu počátečního špičkového laserového výkonu, kdy „vnitřním“ svazkům s malým polárním úhlem (inner beams) nic nebrání v šíření na předpokládané místo. V pravé části (b) je pak pozdější fáze, kdy plazma generované „vnějšími“ svazky s velkým polárním úhlem (na obrázku nejsou znázorněny) narušuje vnitřní svazky a tím narušuje zamýšlenou symetrii rentgenového záření uvnitř hohlraumu. Hlavními technikami pro dosažení symetrie se stalo směřování svazků, vyvažování výkonu jednotlivých laserových svazků, výplň hohlraumu plynem (nejčastěji héliem) a úprava vlastností vnějšího plazmatu ovlivňujícího předávání energie laseru do hohlraumu.

Dalším problémem při deponaci energie laseru do hohlraumu jsou laser-plazma nestability (LPI), které vznikají při rezonanci vln laseru, rozptýleného světla a plazmatu. Zavádíme proto tzv. kritický povrch a kritickou hustotu elektronů n_c . Kritický povrch je definován jako oblast, ve které platí shoda frekvencí laseru ω_L a frekvence lokálního



Obrázek 4.4. Simulace s typickou geometrií terče pro nepřímé zapálení. Převzato z [24].

elektronového plazmatu ω_{pe} . Způsobem, jak omezit výskyt LPI při ICF experimentech, je udržení nízkého n_c a vysoké teploty elektronů T_e v oblastech, kde se laser potřebuje rozšiřovat. V novějších designech se některé LPN tzv. cross-beam energy transfer (CBET) začali využít ke směřování energie z jednoho svazku paprsků na jiný (tzv. wavelength tuning) a tím dopomoci ke kontrole symetrické imploze.

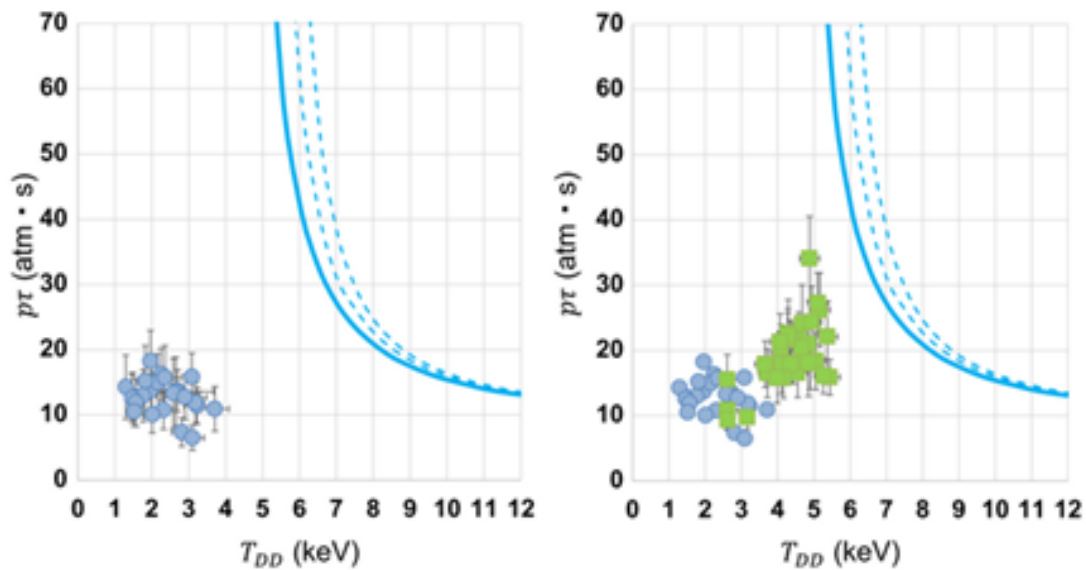
Vraťme se k palivové kapsli z Obrázku 4.1. Ta se skládá z plynného DT a obalu. Vnitřní vrstva obalu je DT palivo, vnější vrstva je ablační, a právě ta hraje roli při dosahování co nejvyšších rychlostí imploze. Materiál ablační vrstvy proto musí být dostatečně hustý, jednoduše ionizovatelný a zároveň nebyl příliš prostupný pro dopadající rentgenové záření. Typicky používanými materiály jsou GDP (glow discharge polymer), HDC (high-density carbon), beryllium a karbid boru.

S ablací je spojen tlak, který je jí vytvářen (p_{abl}). Tlak ablace generuje sílu akcelerující implozi, jeho průběh však není konstantní, ale přibližně trojúhelníkový. Je proto zaveden pojem coast-time, který označuje dobu mezi vrcholem tlaku ablace a stagnací. Zkracování této doby souvisí se zlepšením parametrů hot-spotu, jako tlak při stagnaci, stlačování a celkové hustotě. Dále redukuje poloměr, v němž je dosaženo špičkové hodnoty rychlosti imploze, díky čemuž se ICF experiment přiblíží ke stavu zapálení.

Za poslední dekádu byl fúzní zisk Y v NIF zvýšen tisícinásobně a dosáhlo se i stavu zapálení termonukleární reakce. K tomu vedla cesta lemovaná designy nepřímě řízené ICF, které krok po kroku odhalovaly a eliminovaly jednotlivé limitující faktory a zlepšovaly klíčové parametry. Tyto kroky jsou popsány v následujících podkapitolách.

■ 4.1.1 Low-foot design

V roce 2010 byl prvním designem tzv. low-foot (LF), který využíval hohlraum plněný plynným héliem HGF (high-gas-fill) na hodnotu $\sim 1 \text{ mg/cm}^3$. Výhodou bylo omezení LPI a dosažení většího zisku díky nižší adiabatě. Nevýhodou byla citlivost na různé poruchové stavy, hlavně kvůli rychlosti imploze kolem 330 km/s , způsobenou růstem RT instability. Dále trpěl časově závislými asymetriemi a nedostatkem energie (řádově



Obrázek 4.5. : Experimentální data z NIF – vlevo LF design (modré body), vpravo HF design (zelené body). Převzato z [24].

kJ). V hot-spotu tak nebylo možné dosáhnout dostatečné teploty T_{DD} ani Lawsonova parametru $p\tau$ podmínky pro zapálení (viz Obrázek 4.5).

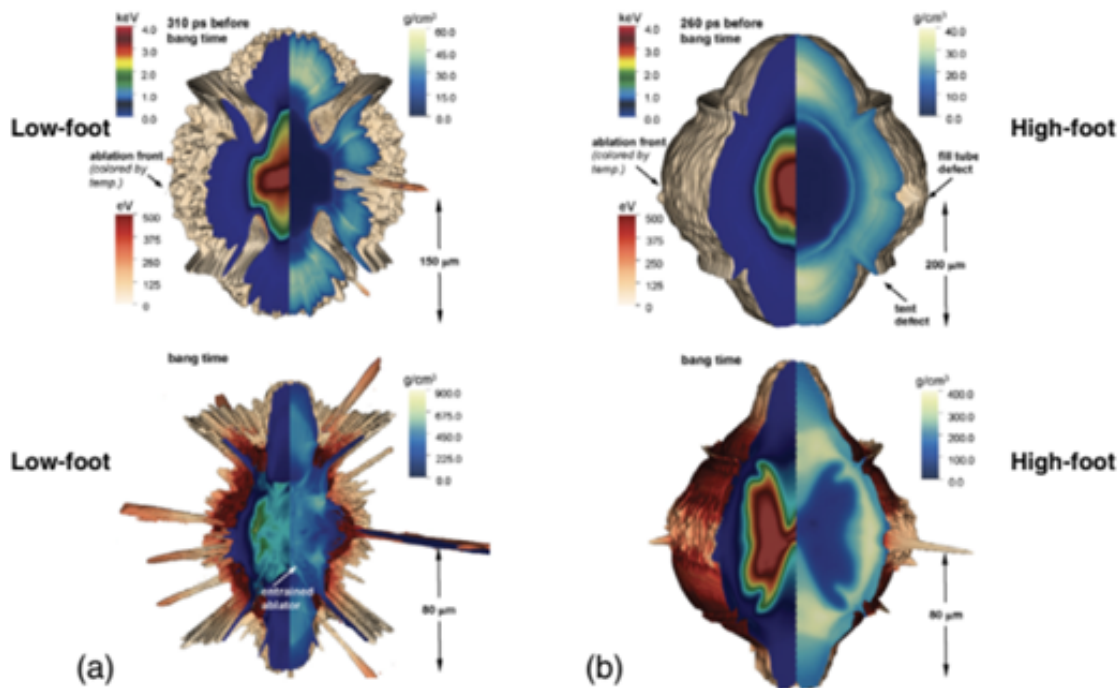
Díky LF designu bylo poprvé demonstrováno přesné tvarování pulsu vedoucí k větší hustotě paliva při coast-time < 1 ns, separace vlnových délek vnitřních a vnějších paprsků přispívající lepší stabilitě a symetrii a dosažení o 7 % většího výtěžku rentgenového záření u hohlraumu z ochuzeného uranu s vrstvou zlata (DU z angl. depleted uranium) oproti do té doby využívaného hohlraumu pouze ze zlata.

4.1.2 High foot

Nástupcem LF byl high-foot (HF) design, který zmírňoval RT nestability ablace (ART), díky zvýšením hlavních stabilizačních veličin, konkrétně gradient hustoty, tloušťka ablační vrstvy a rychlost ablace. Na Obrázku 4.6 je vidět zlepšení stability imploze HF proti LF.

Lepší kontrola ART umožnila vyšší rychlosti imploze (až 390 km/s), což spolu s lepší stabilitou vedlo k vyšším hodnotám teploty hot-spotu, tlaku a Lawsonova parametru. Tím se dosáhlo posunu blíže k hranici zapálení (viz Obrázek 4.5), s čímž souvisí také řádově větší fúzní zisk oproti LF díky vlastnímu ohřevu alfa částicemi. Avšak vyšší rychlost imploze přinesla nové problémy. Původní tloušťka ablační vrstvy totiž byla ztenčena, to ale znovu způsobilo nárůst ART nestability a zvýšenou citlivost na membránu nesoucí palivovou kapsli v hohlraumu, která perforovala obal. Další zvyšování výkonu tak nebylo s touto metodou možné.

V této fázi výzkumu probíhaly experimenty s novými koncepty hohlraumu. Prodloužení hohlraumu ani zakřivení do tvaru ragbyového míče zlepšení symetrie, respektive větší kontrolu stability nepřinesly. Výjimkou byl DU hohlraum se zlatou vrstvou, u kterého bylo dosaženo lepší stability hot-spotu. Bylo tak možné využít delší laserové pulzy pro studium coast-time, jehož výsledky potvrdily, že snižování coast-time vede k dalšímu zlepšení vlastností hot-spotu.



Obrázek 4.6. : 3D simulace LF imploze (vlevo) a HF imploze (vpravo). Převzato z [24].

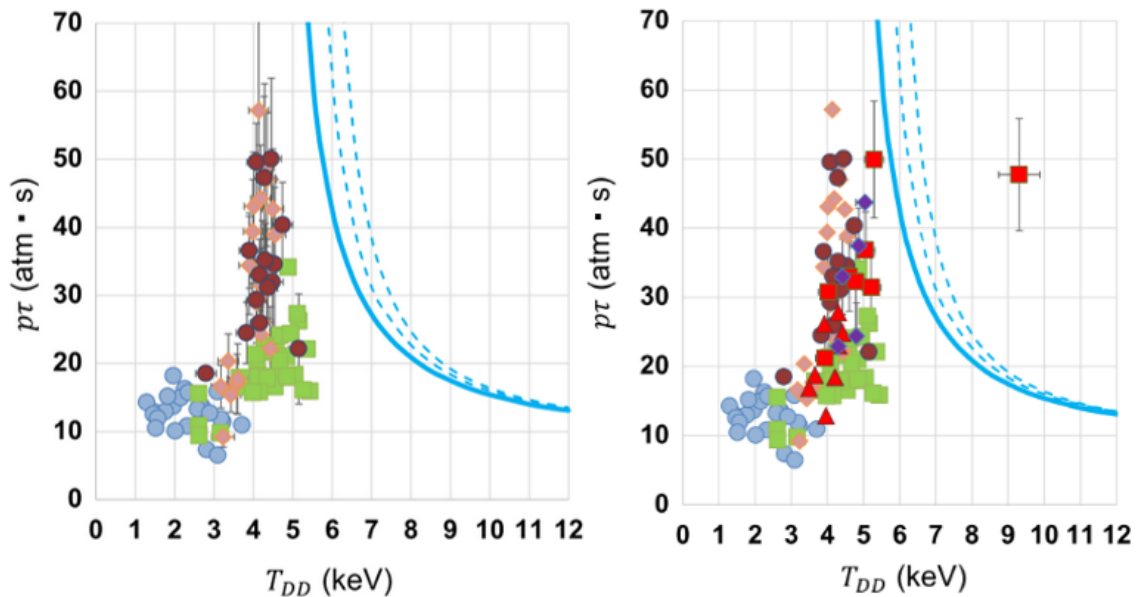
4.1.3 Tvarování adiabaty

V této fázi výzkumu probíhaly experimenty s novými koncepty hohlraumu. Prodloužení hohlraumu ani zakřivení do tvaru ragbyového míče zlepšení symetrie, respektive větší kontrolu stability nepřinesly. Výjimkou byl DU hohlraum se zlatou vrstvou, u kterého bylo dosaženo lepší stability hot-spotu. Bylo tak možné využít delší laserové pulzy pro studium coast-time, jehož výsledky potvrdily, že snižování coast-time vede k dalšímu zlepšení vlastností hot-spotu. U experimentů s HGF hohlraumu stále setrvala vysoká nehomogenita hustoty, bylo tedy zapotřebí zmírnit asymetrie a perforaci kapsle membránou.

4.1.4 Low-gas-fill hohlraum design

Vzhledem k limitacím HGF hohlraumu se postupem času začal prosazovat nový design tzv. low-gas-fill (LGF) hohlraum, při kterém je hohlraum plněný héliem na hustotu do $0,6 \text{ mg/cm}^3$. Snížení hustoty hélia v hohlraumu přineslo lepší předvídatelnost a kontrolu symetrie, efektivnější přeměnu energie laseru na rentgenové záření, vyšší fúzní zisk a nárůst tlaku při stagnaci, díky minimální úrovni LPI. Tento slibně se vyvíjející směr vedl k vytvoření tří designů: three-shock HDC, BigFoot a HYBRID.

HDC design začal s rozměry vnitřního poloměru kapsle $0,844 \text{ mm}$ a $5,75 \text{ mm}$ průměru DU hohlraumu, což přineslo lepší kontrola symetrie po celou dobu trvání laserového pulzu, ale mírné zhoršení fúzního zisku. Po zvětšení designu o 8% se dosáhlo neutronového zisku $1,88 \cdot 10^{16}$, jehož energie byla odhadem dvojnásobná oproti maximální kinetické energii imploze. Navíc dokázal zvýšit Lawsonův parametr $p\tau$, díky zvýšení tlaku při stagnaci (viz Obrázek 4.7) oproti GDP designům. Avšak stále se nepodařilo dostatečně zvýšit vnitřní teplotu T_{DD} , aby byla dosažena teplota zapálení. Dále pomohl odhalit limitace kvůli emisím rentgenového záření, spojené se vstřikem ablačního materiálu do hotspotu způsobující jeho ochlazování.



Obrázek 4.7. : Experimentální data z NIF – vlevo HDC (růžové body) a BF design (hnědé body), vpravo HYBRID-E s poloměrem kapsle 1,05 mm (červené čtverce) a HYBRID-E s poloměrem kapsle 1,1 mm (červené trojúhelníky). Převzato z [24].

4.1.5 HYBRID

High-yield big radius implosion design (HYBRID) následoval HDC a BF s cílem předat hot-spotu větší množství kinetické energie imploze E_{hs} , kompenzovat ztráty brzdným zářením a přímo tak ovlivnit fúzní zisk

$$Y \sim E_{hs}^{3,3}.$$

Vhodným způsobem se jevílo zvýšení hmotnosti obalu m_{shell} a fixace parametrů imploze (její rychlost v_{imp} , coast-time, adiabata paliva atd.), což je možné několika způsoby. Lze rozšířit tloušťku obalu a pozitivně tím ovlivnit hydrodynamickou stabilitu, ale pro udržení v_{imp} je potřeba větší T_r , tudíž vyšší efektivita hohlraumu i laserem dodaná energie. Druhá možnost je zvětšit původní poloměr obalu a snížit i jeho povrch, který absorbuje více energie rentgenového záření a efektivitu ani výkon laseru není třeba zvyšovat.

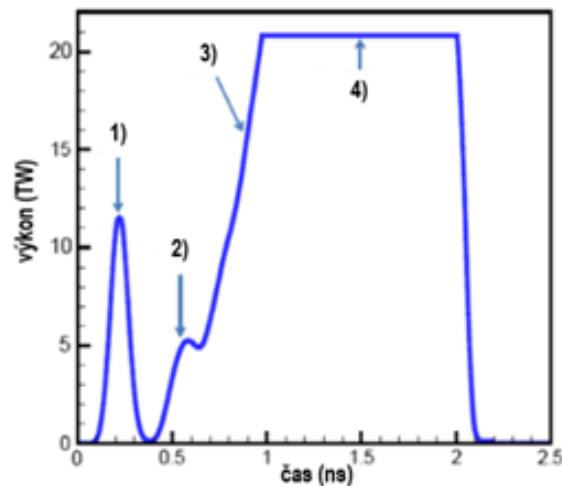
HYBRID se dál rozděloval podle materiálu ablatoru. HYBRID-B, který používal HDC ablatory s poloměrem větším o 10 %, dosáhl nejvyššího fúzního zisku pro rychlost imploze 360 km/s. HYBRID-C a HYBRID-D testující efektivitu kontroly LPI pomocí wavelength tuningu využívaly GDP ablatory, resp. Be ablatory.

4.1.6 HYBRID-E

Veškerý předchozí výzkum vedl k současnému designu HYBRID-E. Imploze kapsle o vnitřním průměru 1,1 mm dosáhl s požitím wavelength tuningu a díky její symetrii mohla pojmout až 270 kJ. Experiment v listopadu 2019 tak dosáhl fúzního zisku $2 \cdot 10^{16}$ a energii hot-spotu 14 kJ, při implozní rychlosti 360 km/s. Z obrázku je ale vidět, že Lawsonův parametr a teplota hot-spotu zůstaly na podobných hodnotách, jako u BF a HDC designu. Průlom přišel v listopadu o rok později, kdy se provedl pokus s menší kapslí o vnitřním poloměru 1,05 mm. HYBRID-E při něm stanovil rekord, když dosáhl fúzního zisku $3,6 \cdot 10^{16}$ a energií 100 kJ, ale hlavně překonal milník zapálení plazmatu (viz Obrázek 4.7). Výzkum se tak ocitl velmi blízko k dosažení zapálení.

4.2 Přímé řízení ICF

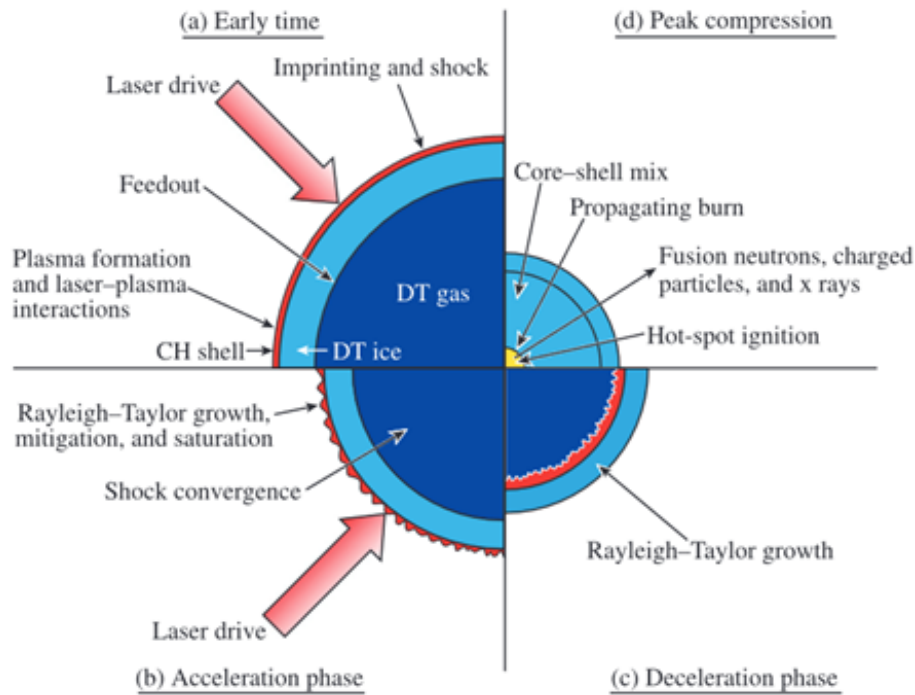
Přímé řízení ICF využívá k vyvolání imploze přímo laser, v porovnání s nepřímým řízením, přímé řízení vede k lepšímu předávání energie laseru kapsli, protože je předávána přímo a není ztracena při přeměně na rentgenové záření. Kapsle absorbují kolem 70 % energie laseru a imploze probíhají buď za pokojových teplot, nebo při velmi nízkých teplotách se zmrzlým DT palivem.



Obrázek 4.8. : Typický tvar laserového pulzu. Převzato z [24].

Typicky využívaný průběh laserového pulzu (viz Obrázek 4.8) začíná jedním až třemi pulzy s menší intenzitou, které vyvolají v plazmatu tlakové vlny prostupující do kapsle, čímž jí stlačují. Následuje nárůst intenzity laseru až na 10^{15} W/cm², způsobí sinější vlnu a ta se spojí s vlnami předchozími v době, kdy dosahují vnitřního okraje DT vrstvy. Během této doby se vyvinou nedokonalosti kapsle jako důsledek RM nestabilit. Jakmile vlna dosáhne vnitřního okraje, začne se odražená vlna šířit směrem ven, k povrchu ablace, a pevný obal začne akcelerovat dovnitř, k centru kapsle. Následuje fáze akcelerace, během které vroste intenzita laseru a výrazně se zvětšují nedokonalosti povrchu vlivem RT nestabilit, zatím co hlavní vlna uvnitř DT plynu postupuje směrem k jeho středu. Jakmile vlna dorazí do středu kapsle, začne fáze zpomalování. Během zpomalování je kinetická energie obalu přeměněna na tepelnou energii a DT palivo je stlačeno a zahřáto. V této fázi jsou největším problémem hydrodynamické nestability na vnitřní straně obalu. Nakonec dojde na fázi úplného stlačení. Během ní jsou produkovány fúzní neutrony, alfa částice a rentgenové záření jsou vytvořeny, které vedou ve stlačeném palivu k dalšímu ohřevu až na termonukleární teploty a zformování hot-spotu.

Terč pro přímé řízení ICF je složen z vrstvy DT ledu obklopen obalem z ablačního materiálu (CH nebo CD). Uvnitř terče je plynné DT palivo v tepelné rovnováze s DT ledem. V počáteční fázi imploze je energie laseru absorbována terčem, což vede k odpaření materiálu vnější vrstvy a vytvoření plazmatu s podkritickou hustotou, která dále absorbuje energii laseru. Povrch kritické hustoty je oblasti, kde je frekvence laseru rovna frekvenci plazmatu. Světlo se tak může šířit plazmatem, ale ne za hranici kritické hustoty. Oblast mezi kritickým povrchem a přední stranou ablace je zóna vodivosti, kde je ablační plazma blízko plně ionizace. Plazma s hustou pod úrovní kritické hustoty se izotermně rozpne a stane se z něj plazmová korona. V koronálním plazmatu pak



Obrázek 4.9. : Znáznornění jednotlivých fází přímo řízené imploze. Převzato z [25].

probíhají veškeré interakce mezi laserem a plazmatem a mají v něm původ všechny laser-plazma nestability LPI.

Systémy přímo řízené ICF mají, oproti nepřímému řízení, nedostatek v poměru hmotnosti ablační vrstvy na počátku a konci ablance R_M , protože rentgenové záření dokáže proniknout hlouběji do kapsle. Tím je určena přeměna absorbované energie na kinetickou energii imploze, tzv. hydrodynamická účinnost, kterou lze popsat

$$\frac{E_{kin}}{E_{abs}} = \frac{1}{4} \frac{R_M (\ln R_M)^2}{1 - R_M}$$

Maximální hydrodynamické účinnosti dosahují systémy nepřímého řízení (kolem 16 %), kde je odpařeno 80 % ablačního materiálu. U systémů přímého řízení se odpaří jen 50 %, což dává účinnost pouze 9 %. Avšak, vezme-li se do úvahy fakt, že přímé řízení neztrácí energii laseru v hohlraumu, je jeho celková účinnost 6 %, oproti 1,5% účinnosti systémů nepřímého řízení. Kvůli menšímu poměru odpaření je ablační materiál šestkrát tenčí v porovnání s nepřímým řízením.

Díky lepšímu předávání energie má přímé řízení nižší nároky na tlak pro dosažení zapálení, který lze vyjádřit jako

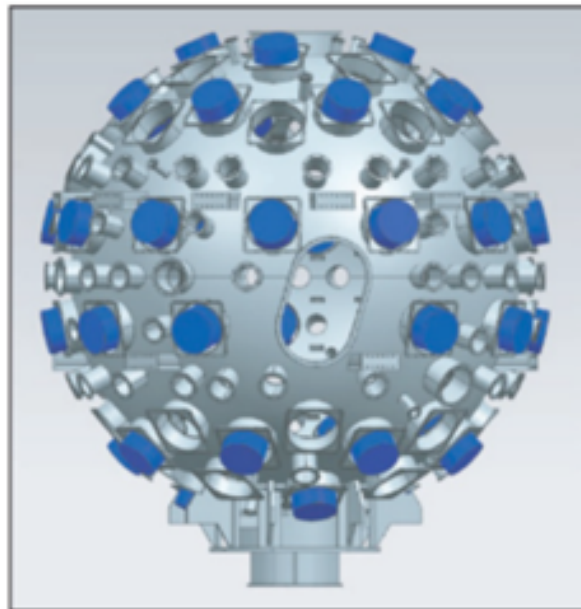
$$P_{ign} \sim \sqrt{\frac{1}{E_{kin}}}$$

Při stejné energii laseru a čtyřnásobně lepší přeměně jeho energie na energii kinetickou, vyžaduje přímé řízení poloviční tlak pro dosažení zapálení, oproti nepřímému řízení. Nižší požadavky na tlak znamenají nižší požadavky na kompresní faktor $C_R = R_0/R_{hs}$ udávající poměr počátečního poloměru R_0 a poloměru hot-spotu R_{hs} . Přímé řízení pracuje s C_R od 23 do 25 a poměrně vysokou adiabatou α_F od 3 do 4. Takto vysoká adiabata je potřebná k zachování dobré hydrodynamické stability. Dokud se nedosáhne

pokroku v rovnoměrnosti implozí s nižšími adiabaty ($\alpha_F \sim 1$ až 2), nebude možné očekávat, že přímé řízení překoná nepřímé řízení ve snaze o dosažení zapálení. Alespoň se očekává čtyřnásobný větší fúzní zisk z větších kapslí při stejných rychlostech imploze.

4.2.1 Sférické rozložení laseru

Přímé řízení ICF běžně využívá sféricky rovnoměrné rozptýření laserových paprsků kolem kapsle s průměrem laserového svazku porovnatelnému s průměrem kapsle. Takové uspořádání je optimální, protože je tím maximalizována rovnoměrnost záření dopadajícího na kapsli a energie předaná z tohoto záření kapsli. Příkladem zařízení, které využívá tento design, je laser OMEGA. V polední dekádě na něm bylo dosaženo nárůstu neutronového zisku z $4 \cdot 10^{13}$ na $1,7 \cdot 10^{14}$. Tohoto nárůstu bylo dosaženo díky zvětšení poloměru kapslí (větší než poloměr laserového svazku o 12 až 24 %), čímž se zmírnilo CBET a zlepšilo předávání energie kapsli.



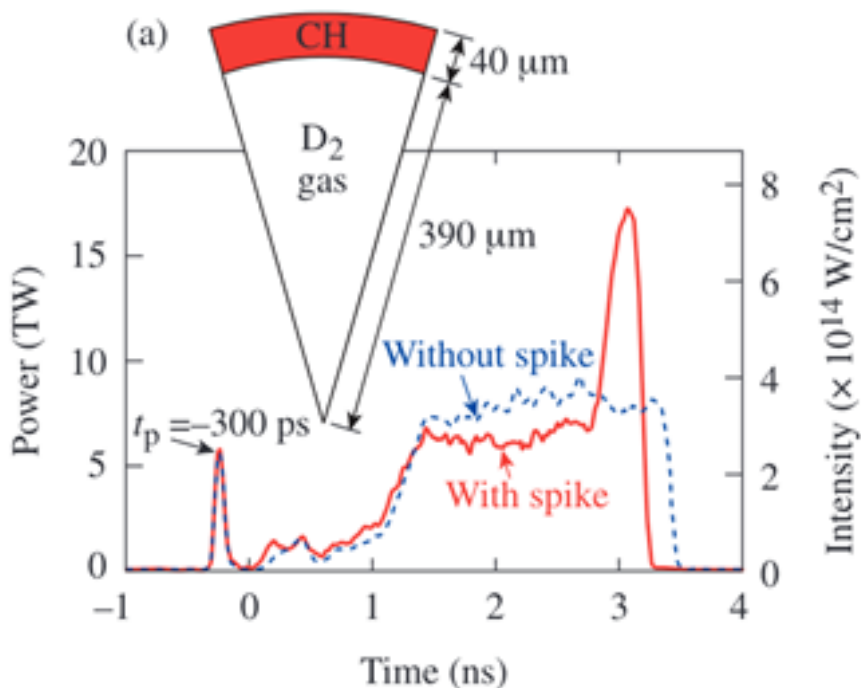
Obrázek 4.10. : Schema laserové komory pro sférické rozložení laseru. Převzato z [24].

4.2.2 Zapálení šokem

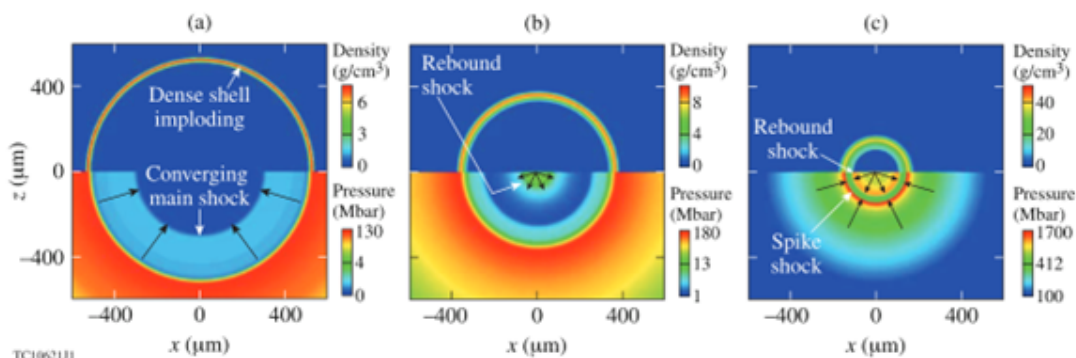
Zapálení šokem využívá upravený průběh hlavního pulzu stlačující palivo, na jehož konci je další krátký zapalovací pulz s vysokou intenzitou (viz Obrázek 4.11). Zároveň je snížena energie, aby se zpomalila rychlost imploze, což vede k větší stlačené hmotě paliva.

Během imploze postupuje tlaková vlna hlavního pulzu ke středu paliva, kde se odrazí a vrací se zpět (viz Obrázek 4.12 a,b). Tlaková vlna způsobená zapalovacím pulzem mezitím postupuje palivem a je zesilována sférickou konvergencí až do chvíle střetu s odraženou vlnou (viz Obrázek 4.12 c). Tento střet zvýší stlačení hot-spotu a tlak při stagnaci, oproti designům bez tohoto zapalovacího pulzu.

Pro vytvoření silného sférického šoku je potřeba vysoký nárůst intenzity laseru nad úroveň hlavního pulzu. Toho lze dosáhnout změnou průběhu stejných laserových svazků použitých ke stlačení paliva, nebo dodatečných laserů s vysokou energií. U obou variant je potřeba zaměřit tyto vysokoenergetické svazky na menší, stlačenou kapsli.



Obrázek 4.11. : Parametry kapsle a tvar laserového pulzu pro zapálení šokem. Převzato z [25].

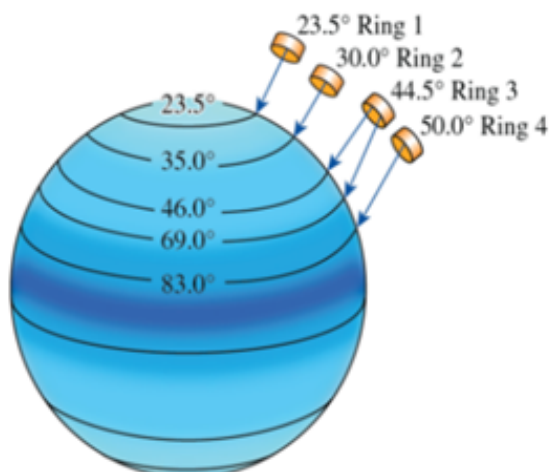


Obrázek 4.12. : Průběh imploze při zapálení šokem. Převzato z [25].

Zapálení šokem nabízí oproti běžnému hot-spotu. SI může používat masivnější kapsle a dosahovat tak větších hustot a fúzních zisků. Navíc jsou redukovány RT a hydrodynamické nestability. Problémem jsou LPI, zhoršující předávání energie a mohou vést k předčasnému zahřívání paliva a požadavek na vysokou intenzitu laseru.

4.2.3 Polární rozložení laseru

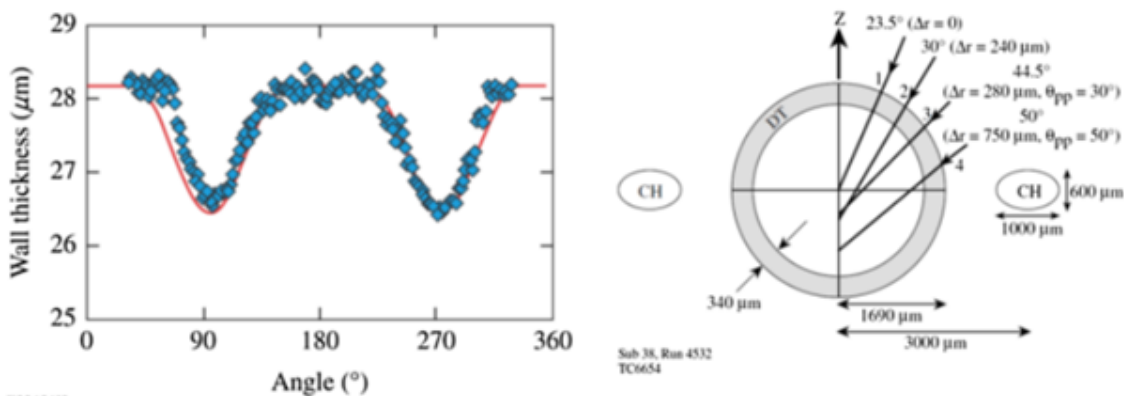
Experimenty na OMEGA mohou přinést klíčové pochopení fyziky přímého řízení. Výzkum fyziky imploze vztažené k interakcím mezi plazmatem a laserem však musí být studováno na laserech s větší energií (řádově MJ), které jsou schopné dosáhnout imploze u větších kapslí, a tak tvořit prostorově větší plazma. Takových podmínek je možné dosáhnout v NIF. Jelikož je NIF zaměřen primárně na nepřímé řízení, je jeho konfigurace laserů polární a design přímého řízení tomu bylo potřeba přizpůsobit. Laserové svazky jsou na kapsli směřovány ve čtyřech prstencích na každé polokouli (viz Obrá-



Obrázek 4.13. : Znárodnění polárního rozložení laseru. Převezato z [24].

zek 4.13) a jsou rozostřeny, aby se minimalizovaly asymetrie vytvořené nerovnoměrně rozprostřeným laserem.

Zároveň je nutné změnit design kapsle. Její obal je potřeba upravit tak, aby se v něm změnilo rozložení ablačního materiálu (viz Obrázek 4.14 vlevo). Tím že je v oblasti kolem rovníku méně hmoty se kompenzuje nedostatek energie dopadající na tuto plochu a vyrovná tím nesymetrie. Dále lze použít design Saturn (viz Obrázek 4.14 vpravo). Kolem prstence z ablačního materiálu se vytvoří plazma, kde dojde k lomu světla, který umožňuje časově závislé řízení rovnoměrnosti imploze.



Obrázek 4.14. : Způsoby vylepšení symetrie imploze - změna tloušťky ablačního materiálu (vlevo), design Saturn (vpravo). Převezato z [24].

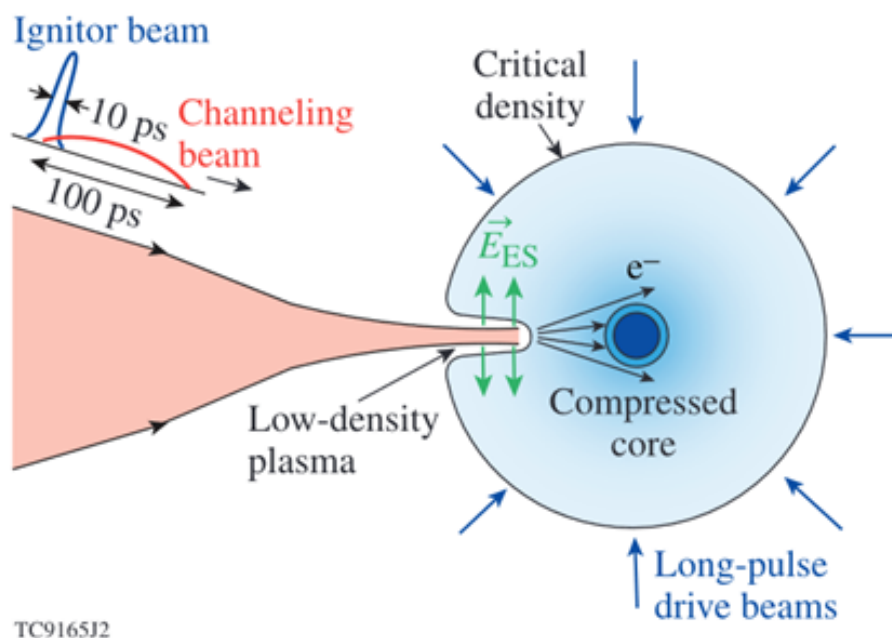
PDD zatím dosáhlo největšího fúzního zisku 33,6 kJ při energii UV laseru 1,26 MJ. Další vývoj je naplánován ve čtyřech krocích. Prvním krokem je optimalizace symetrie imploze s nízkým kompresním faktorem ($C_R < 10$), tvarování laserového pulzu, zaměřování laserových paprsků a další úpravy kapsle s cílem dosažení fúzního zisku 50 kJ. Ve druhém kroku se zvýší kompresní faktor ($C_R \leq 10$), zahřeje PDD imploze skrze rozladění vlnové délky a přepolohování laserových paprsků, což zároveň zmírní CBET a zvýší předávání energie. Třetí krok se s těmito úpravami bude snažit dosáhnout fúzního zisku 100 kJ. Během čtvrtého kroku se budou provádět úpravy laserového vyhlazování, postupně se zvýší kompresní faktor až na úroveň potřebnou k zapálení ($C_R > 20$) a konečně tak dosáhnout fúzního zisku 1 MJ.

4.3 Rychlé zapálení

Pojem rychlé zapálení tedy vznikl na základě částic (rychlé elektrony, protony a iony) způsobující zapálení, a které jsou produkovány krátkým laserovým pulsem s velkou energií a intenzitou. Rychlé zapálení je pokročilý koncept ICF řízené laserem, která má potenciál dosáhnout výrazně vyšších zisků oproti výše zmíněným principům založených na vytvoření hot-spotu. Během rychlého zapálení je nejprve způsobena imploze obalu palivové kapsle s malou implozní rychlostí a vytvoří se stlačené jádro s rovnoměrnou hustotou. Následně je v malé oblasti ve stlačeném jádře vyvoláno zapálení, když je do něj koncentrován laser s velkou energií a intenzitou. Protože se imploze odehrála s nižší rychlostí, než u běžných hot-spotů, může být stlačeno větší množství hmoty spojeno při stejné energii laseru, což vede k vyšším fúzním ziskům v případě dosažení zapálení. Rychlé zapálení se spoléhá na předání energie částic jádru, jehož malou část zahřeje na teploty kolem 10 keV a vytvoří tak dostatečné množství fúzních reakcí, aby mohlo dojít k zapálení. V současnosti je výzkum zaměřen na dva koncepty – koncept kanálu a koncept kužele.

4.3.1 Koncept kanálu

Tento design postupuje podle následujících kroků. Nejprve je obal implodován pomocí nanosekundového pulzu tak, aby dosáhl chladného, izochorického, hustého paliva. Následně je do paliva „vstříknut“ krátký (v řádech stovek pikosekund) laserový pulz s vysokou energií, který vytvoří kanál skrze plazma až do jádra. Pondemotorická síla tunelujícího pulzu způsobí silné elektrostatické pole, které působí na elektrony a ionty v plazmatu, odvádí je kanálem dovnitř paliva, které se dostává do úrovně kritické hustoty.



Obrázek 4.15. : Znáznornění vytvoření kanálu. Převzato z [25].

V posledním kroku je ještě kratším (řádově desítky pikosekund) pulzem s vysokou intenzitou (10^{20} W/cm²) vytvořen extrémní tlak (100 Gbar) na povrch kritické hustoty, stlačí ji ještě hlouběji a generuje rychlé MeV elektrony. Ty proniknou do stlačeného jádra, kde předávají svojí energii. Schopnost rychlých elektronů předat svou energii jádru

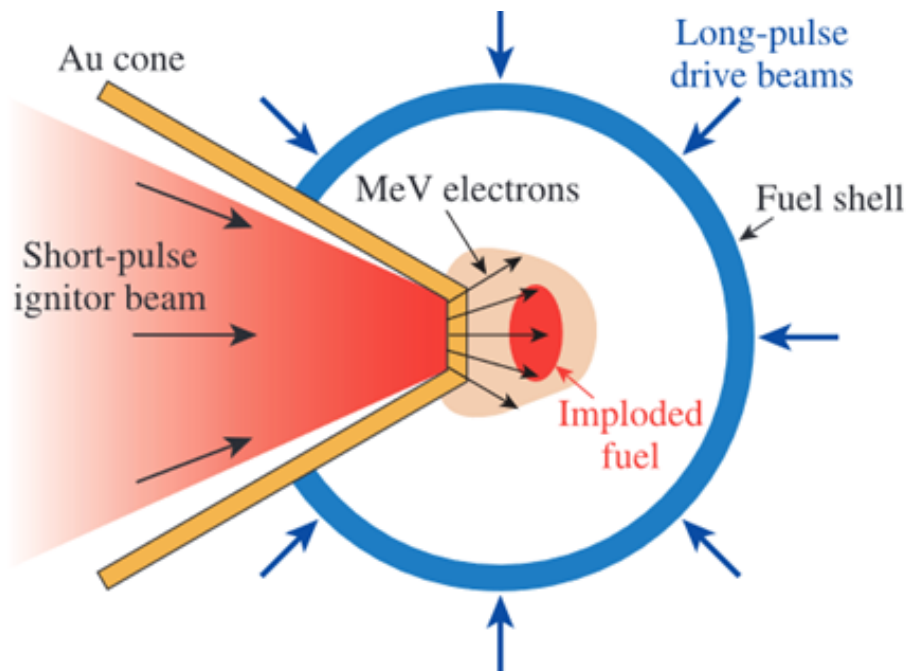
závisí na vzdálenosti mezi oblastí vzniku a jádrem. Je tedy podstatné, aby zapalovací pulz pronikl k jádru co nejbližší. Další komplikací je, že elektrony nejsou monoenergetické, a pouze ty s energií 1 až 3 MeV jsou vhodné pro rychlé zapálení.

Koncept kanálu využívá standardní sférickou implozi, a tak lze využívat současné metody výroby palivových kapslí. Zároveň se experimenty dají provádět na zařízeních běžně určených přímému řízení. Je však potřeba překonat spoustu překážek, než bude tento koncept konkurenceschopný. Zatím stále nejsou úplně pochopeny způsoby vytváření kanálu, generace rychlých elektronů a jejich transport.

■ 4.3.2 Koncept kužele

Koncept kužele vznikl jako alternativa k předchozímu konceptu kanálu. Dokázal se vyhnout problematické interakci plazmatu a laseru a tím zvýšil efektivitu generace rychlých elektronů, díky kuželu vedoucímu až do kapsle. Tímto kuželem prochází krátký laserový pulz, který vytváří rychlé elektrony blíže stlačeného jádra. Jádro je tak jako u předchozího konceptu stlačeno pomalou implozí. Koncept pak stojí na petawattovém laseru, který zajišťuje zapálení skrze tvorbu rychlých elektronů na konci kužele. Kapsle proto musí být upravena, její část je odstraněna a je nahrazena kuželem ze zlata. Zapalovací pulz dopadne na vnitřní stranu špičky kužele, čímž vyprodukuje rychlé elektrony.

Efektivita předávání energie rychlých elektronů stlačenému jádru opět závisí na vzdálenosti mezi jádrem a oblastí vzniku elektronů. Dále hraje roli distribuce rychlých elektronů a dynamika jejich přenosu přes špičku kužele a husté plazma. Otázka je také nad výdrží samotného kužele.

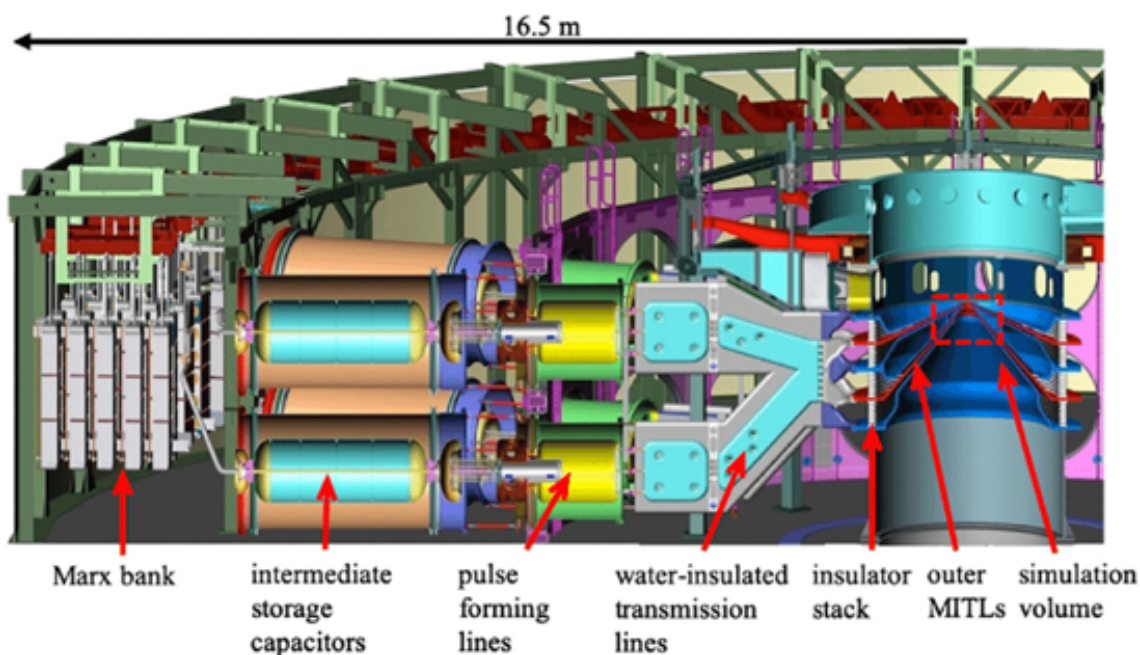


Obrázek 4.16. : Schéma konceptu kužele. Převzato z [25].

■ 4.4 Fúze s magneto-inerciálním udržením

Magneto-inerciální (MIF) udržení využívá magnetického pole, aby se snížily požadavky na parametry imploze (rychlost a plošnou hustotu) pro dosažení zapálení a imploze

terče s pomocí Lorenzovy síly. Nejpokročilejším konceptem využívající MIF je Magnetized Liner Inertial Fusion (MagLIF), který má potenciál dosáhnout fúzního zisku až v řádech MJ a generovat i vlastní ohřev. Významným výzkumným centrem MIF je zařízení Sandia Z (viz Obrázek 4.17 s 36 moduly dodávající energii do jejího středu (viz Obrázek). Každý modul má Marxův generátor, který nabíjí kondenzátorové baterie. Po aktivaci je z nich energie převedena do sekce formování pulzu a nich vedou přenosová vedení až k vakuové komoře. V ní čtveřice vedení ve tvaru disku vede energii k terči ve středu komory. Zde vedení využívá izolaci vlastním magnetickým polem. Terči je energie dodána skrz jediný vedení označované jako feed. Takto je Sandia Z schopna terči dodat až 28 MA.



Obrázek 4.17. : Průřez zařízením Sandia-Z. Převzato z [29].

4.4.1 MagLIF

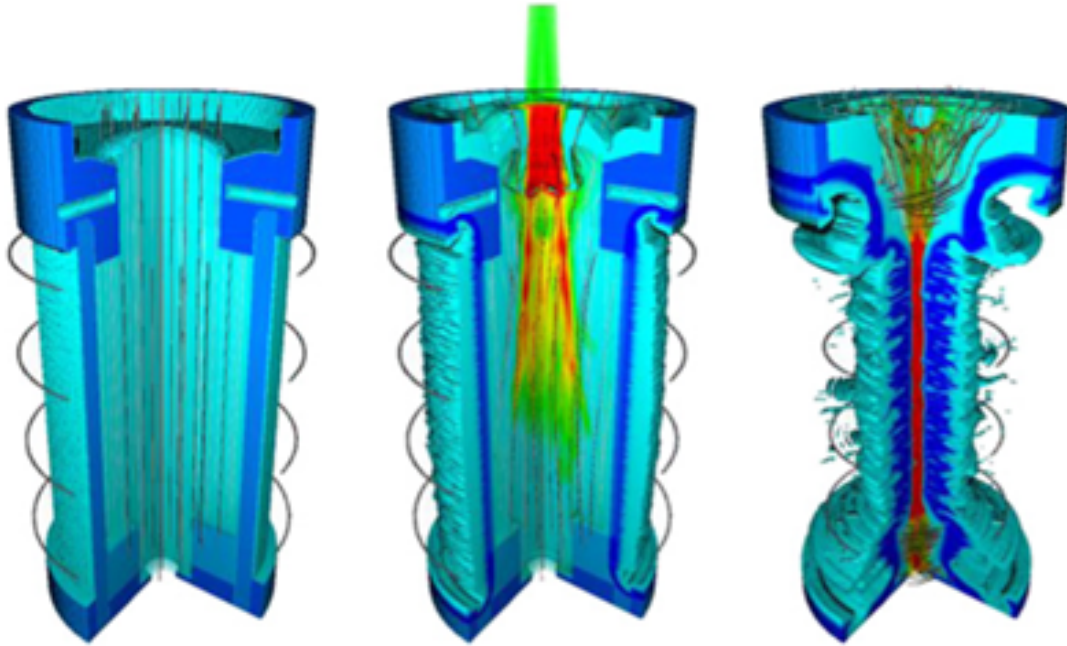
MagLIF se spoléhá na silné axiální magnetické pole s indukcí 10-30 T vytvářené Helmholtzovými cívkami, které umožňuje zadržet produkty fúzní reakce. MagLIF má tři fáze: magnetizaci vnějším polem, přehřátí paliva laserem a implozi (viz Obrázek 4.18).

Axiální magnetizuje po dobu několika milisekund cylindrickou beryliovou trubičku, tzv. liner, která je naplněna fúzním palivem. Následně je do lineru skrz LEH přiveden nanosekundový laser s energií v řádech kJ. Hustota paliva je sotva 10 % kritické hustoty pro Nd:YAG laser (527 nm) jehož paprsky jím můžou procházet a zahřívát palivo prostřednictvím inverzního brzděného záření. Proud dodávaný ze Z prochází vertikálně linerem vytváří magnetické pole dané jako

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r},$$

kde μ_0 je permeabilita vakua a r je poloměr trubičky. Toto pole způsobuje magnetický tlak

$$P_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (3)$$



Obrázek 4.18. : Simulace průběhu jednotlivých fází na MagLIF - magnetizace (vlevo), přehřátí (uprostřed), imploze (vpravo). Převzato z [26].

Magnetická komprese vede k implozi s rychlostí až 100 km/s. Rychlost imploze je nižší oproti ICF, ale vyhovuje době náběhu Z a dovoluje tlustší stěny lineru, které jsou odolnější proti nestabilitám vznikajícím na vnějším povrchu. Pomalá stabilní imploze vyžaduje laserové přehřátí, bez kterého by palivo nemohlo dosáhnout teploty v keV. Přehřátí laserem zvyšuje počáteční adiabat paliva, která je stlačena při kvazi adiabatické implozi pro dosažení teplot relevantních pro fúzní reakce. Bez něj by byla zapotřebí vysoký kompresní faktor ($C_R > 50$), který není možné dosáhnout kvůli nestabilitám.

Axiální magnetické pole omezuje ztráty tepelnou vodivostí z horkého paliva do chladnějších stěn trubičky během imploze navíc zajišťuje zachytávání nabitých alfa částic během stagnace, aby předaly svou energii palivu a dopomohly vlastnímu ohřevu. Ze simulací vyplývá, že 50 % počátečního axiálního magnetického pole je zachováno uvnitř trubičky až do stagnace. Počáteční pole s intenzitou 15 T tak vede k magnetickému poli s intenzitou 6000 T.

S dostatečně účinným přehřátím a dodaným proudem se může vlastní ohřev alfa částicemi P_α stát hlavním zdrojem energie v energetickém modelu vnitřní energie U , zapsaném jako

$$\frac{dU}{dt} = P_{ph} + P_{pdV} + P_\alpha - P_{rad} - P_c - P_{end}. \quad (4)$$

Model (3) zahrnuje energii přehřátí P_{ph} , adiabatický ohřev P_{pdV} , ztráty brzdícím zářením P_{rad} , ochlazování vlivem ztrát vedením tepla P_c a ochlazování vlivem úniku paliva otevřenými konci trubičky P_{end} . Nastává tak stav hořícího plazmatu, což vyústí ve vyšší fúzní zisk. Tento proces je podmíněn vnějším magnetickým polem, které zbrzdí nabitě alfa částice v oblasti s termojadernými teplotami, kde předají více energie, než tuto oblast opustí.

■ 4.4.2 Výzkum

První experimenty zahrnující všechny tři fáze (magnetizaci, přehřátí a implozi) testované na zařízení Z, využívaly jako palivo deuterium, axiální magnetické pole 10 T, 0,5

kJ laserové energie k předeřtí a proud 18 MA. Nejvyšší dosažená teplota 1,9 keV a neutronový zisk $2 \cdot 10^{12}$. Dodatečné úpravy designu terče se nejprve zaměřily na redukci ztát zářením během zpoždění mezi předeřtím a stagnací. LEH fólie byla ztenčena, aby se snížilo množství materiálu vehnané do paliva a téměř zdvojnásobilo množství předané předeřtívací energie. Nárůst předané energie zvýšil nárok na všechny materiály v kontaktu s palivem měly nízké atomové číslo. Proto se nahradil hliník berylliem a dosažená teplota se zvedla na 2,2 keV a neutronový zisk $3,2 \cdot 10^{12}$. Snaha zlepšit kvalitu laseru a změna jeho tvaru pulzu zvýšila uloženou energii na 1,4 kJ. Pokročilé aplikované magnetické cívky umožnily dosažení 16 T, úprava feedu zvýšila dodávaný proud na 20 MA. Tato vylepšený vedla k významnému navýšení neutronového zisku na $1,1 \cdot 10^{13}$ a dvojnásobné teplotě 3,1 keV.

V poslední době je alternativním přístupem škálování výsledků MagLIF experimentů na větší proudy. Místo maximalizace fúzních zisků je strategií převzít vše co známé z předchozích výzkumů. Identifikují se fyzikální modely, které popisují MagLIF a pak jsou identifikovány klíčové poměrné jednotky pro charakterizaci modelů. Tyto jednotky popisují dynamiku imploze, hydrodynamické nestability, ztrátové mechanismy, interakce mezi laserem a plazmatem a další. Pro experimentální vstupní parametry jsou škálovány takovým způsobem, aby bylo zachováno co nejvíce poměrných jednotek na stejné hodnotě.

Simulace založené na škálování naznačují možnost dosažení MJ fúzních zisků dokonce dosažení energetické ho vyrovnání s využitím proudu 45 MA a hořícího plazmatu při proudu 60 MA. 60 MA vychází jako hranice při které je možné dosáhnout hořícího DT ledu. To by umožnilo fúzní zisk v řádech stovek MJ. Navíc se zvýšením proudu se zvýší také předaná energie laseru 30-60 kJ a magnetické pole 30 T.

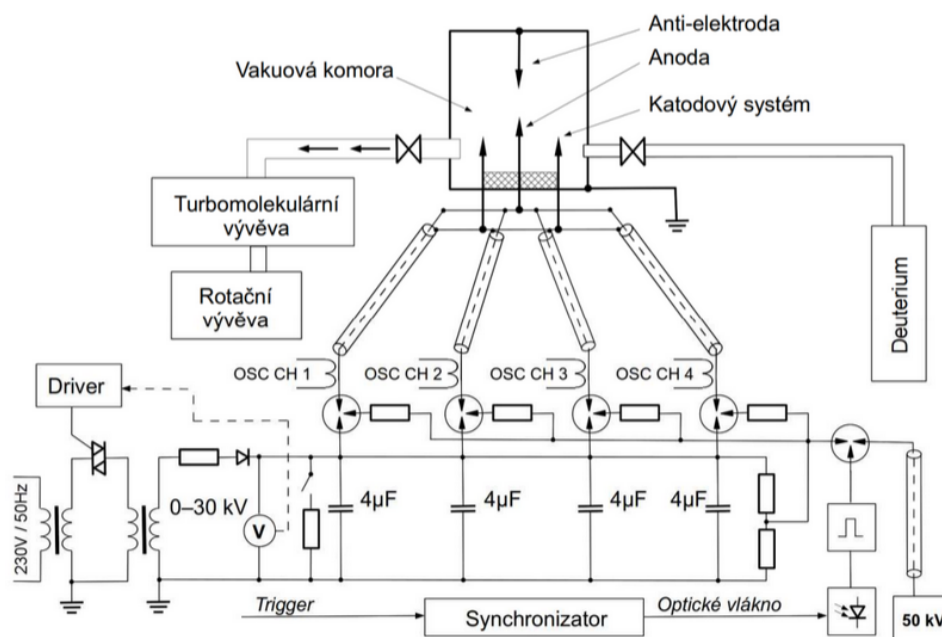
Kapitola 5

Experiment na zařízení PFZ-200

Experiment zaměřený na ověření předpokládané energie fúzních neutronů vytvořených D+D reakcí byl proveden na školním zařízení PFZ-200 na katedře fyziky Elektrotechnické fakulty ČVUT. Proto bude v této kapitole nejdříve popsáno zařízení PFZ-200, použité způsoby diagnostiky fúzních neutronů, a nakonec bude uveden vzorový příklad určení energie fúzních neutronů a energetického zisku.

5.1 Popis zařízení PFZ-200

PFZ-200 je malý plazmatický fokus typu Mather (viz Obrázek 5.1). Napájení zajišťuje kondenzátorová baterie s celkovou kapacitou $20 \mu\text{F}$. Spínání každého jiskřiště zajišťuje jiskřiště naplněný suchým vzduchem. Nabíjecí napětí kondenzátorů je nejčastěji voleno 18 kV, kterému odpovídá vybíjecí proud 210 kA s dobou nárůstu $1,6 \mu\text{s}$. Hlavní součástí plazmatického fokusu je koaxiální systém elektrod uvnitř vakuové komory. Uprostřed komory je cylindrická anoda vyrobená ze slitiny wolframu a mědi s průměrem 25 mm a výškou 142 až 152 mm, podle délky hrotu. Kolem anody je 12 nerezových katodových tyčí s průměrem 8 mm a délkou 194 mm. Vzdálenost anody od katod je 50 mm. Izolátor, na kterém vzniká elektrický průraz, je vyroben z oxidu hlinitého. Zařízení využívá dvě vývěvy. Nejprve rotační olejovou vývěvu a následně turbomolekulární vývěvu pro dosažení vysokého stupně vakua kolem 10^{-2} Pa. Po dosažení požadovaného vakua je komora napuštěna plynem přes jehlový ventil na tlak 320 až 360 Pa [30].

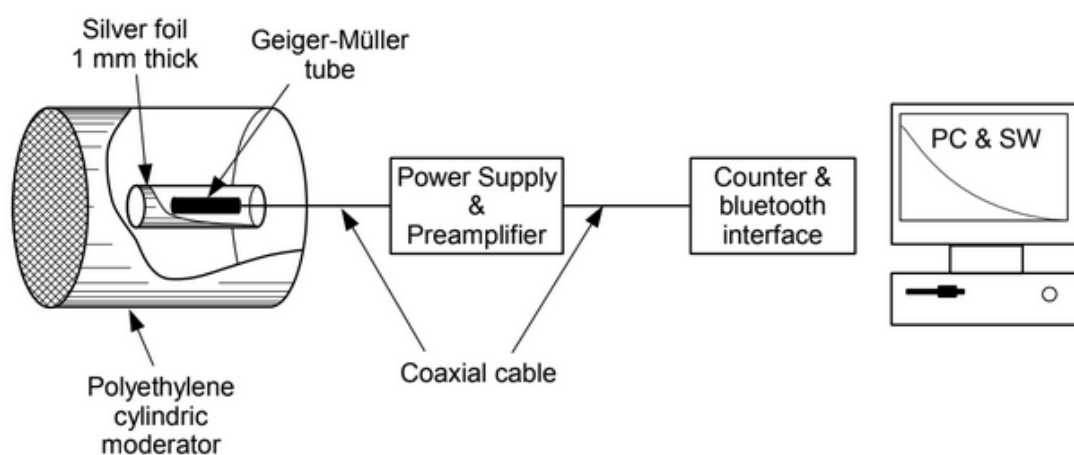


Obrázek 5.1. Základní schéma celé aparatury PFZ-200. Převzato z [31].

5.2 Diagnostika fúzních neutronů

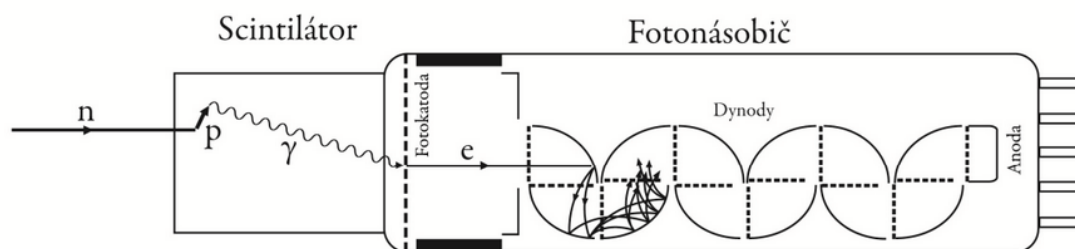
Při diagnostikování fúzních neutronů je potřeba zjistit jejich počet a jejich energii s využitím čítače neutronů a scintilačním detektorem.

Čítač neutronů (viz Obrázek 5.2) využívá metodu aktivace stříbra. Fúzní neutrony jsou nejprve zpomaleny moderátorem (např. polyethylenem), aby se zvýšila pravděpodobnost jejich zachycení ve stříbrné fólii. Ve fólii se neutrony sráží s atomy stabilních izotopů stříbra (^{107}Ag a ^{109}Ag) a ty se tak mění na nestabilní izotopy (^{108}Ag a ^{110}Ag). Tyto nestabilní izotopy s poločasem rozpadu přibližně 30 sekund, resp. 2,5 minuty se přeměňují β^- rozpadem. Záření β^- je následně detekováno Geiger-Mullerovou trubicí, která je fólií obalena. Geiger-Mullerova trubice vysílá pulzy, které lze digitálně zpracovávat. Protože čítač dokáže určit pouze celkový počet vzniklých fúzních neutronů, ale neposkytuje informaci o jejich energetické spektrum ani časovém vývoji, je při diagnostice doplně scintilačními detektory [32].



Obrázek 5.2. Schéma neutronového čítače. Převzato z [33].

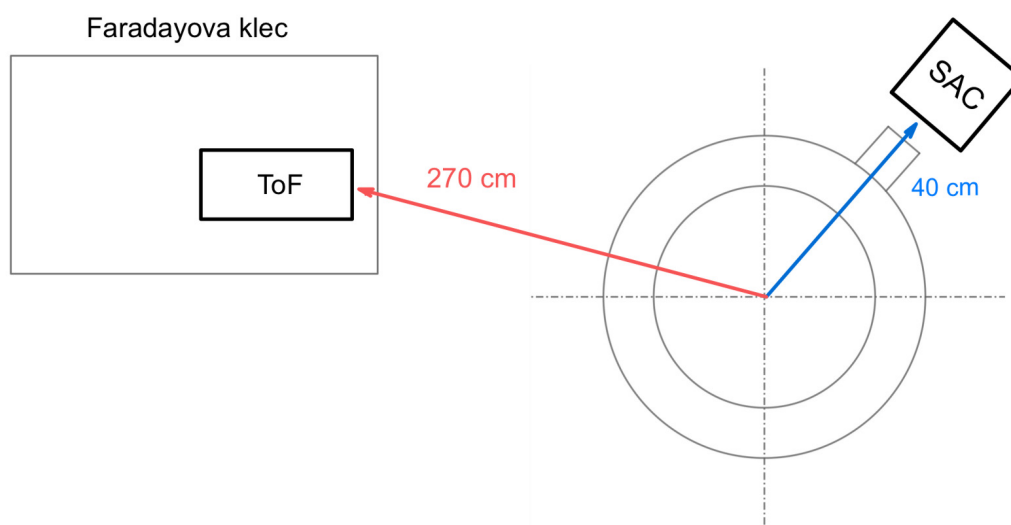
Scintilační detektor (viz Obrázek 5.3) zachycuje tvrdé rentgenové záření a fúzní neutrony. Následně lze pomocí metody doby letu neutronů určit jejich energetické spektrum. V detektoru je využito principu přeměny neutronového signálu na signál elektrický. Fúzní neutrony a tvrdé rentgenové záření pronikají do scintilátoru z polyvinyltoluenu, který při jejich detekci emituje světelné záblesky. Záření dopadá na fotokatodu z níž vyráží elektrony. Elektrony jsou následně zesilovány soustavou dynod ve fotonásobiči tak, aby na jeho výstupu byl detekovatelný signál [31].



Obrázek 5.3. Schéma scintilačního detektoru. Převzato z [34].

5.3 Průběh experimentu

Nejprve bylo potřeba nastavit diagnostiku (viz Obrázek 5.4). Čítač neutronů byl posazen 40 cm od svislé osy komory před jedno z jejích diagnostických oken. Slukádal se ze čtyř Geiger-Mullerových trubic obalených stříbrnou fólií o tloušťce 0,3 mm a jako moderátor byl použit polyethylentereftalát. Čítač byl kalibrován pomocí $^{241}\text{Am} - \text{Be}$ zdroje neutronů [32]. Scintilační detektor byl umístěn ve vzdálenosti 2,7 m od středu komory uvnitř Faradayovy klece a napájecí napětí jeho fotonásobiče bylo 1,2 kV. Faradayova klec zároveň sloužila jako ochrana digitální techniky před rušením od elektromagnetického záření.

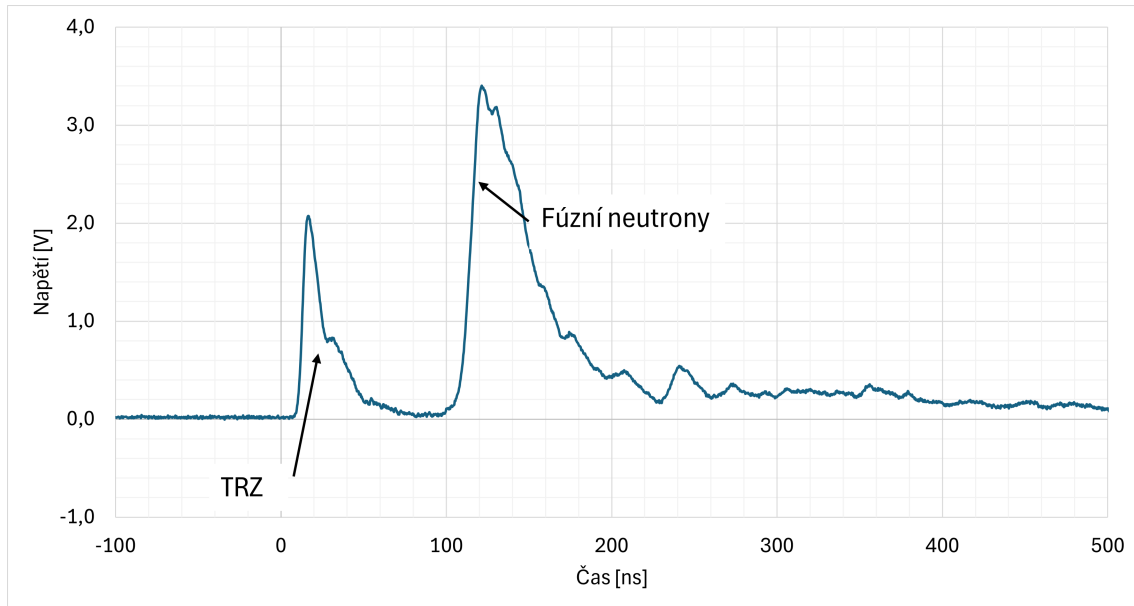


Obrázek 5.4. Schéma diagnostiky během experimentu. Neutronový čítač (SAC), scintilační detektor (ToF).

Po nastavení diagnostiky se přešlo k experimentu. Komora byla vyčerpána na vysoké vakuum (10^{-2} Pa) pomocí výše zmíněných vývěv. Po odčerpání se komora naplnila plynným deuteriem na tlak 350 Pa. Následně se nechala kondenzátorová baterie nabíjet na 18 kV. Jakmile byla baterie nabita, spustil se pomocí jiskřiště výboj uvnitř vakuové komory, který trval $1,88 \mu\text{s}$. Po proběhnutí výboje se odebraly data naměřená scintilačním detektorem z osciloskopu a na Obrázku 5.5 jsou tyto data vynesena. Lze na něm pozorovat dva impulzy. První impulz v čase blízkém počátku pinče je tvrdé rentgenové záření (TRZ) šířící se rychlostí světla. Druhý impulz v čase 123 ns jsou fúzní neutrony. Za neutronovým pulzem zůstává pomalu dozívající signál způsobený rozptýlenými a odraženými neutrony, které mohou do detektoru letět značně dlouhou dráhou a zároveň mají nižší energii, než neutrony nerozptýlené. Čítač neutronů čítal rozpadové β^- záření aktivovaného stříbra po dobu jedné minuty a za tuto dobu napočítal 2475 pulzů.

p [Pa]	C [μF]	U [kV]	I [kA]	$t_{\text{výb}}$ [μs]	n_{pulz} [-]
350	20	18	213	1,88	2475

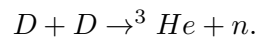
Tabulka 5.1. Parametry experimentu.



Obrázek 5.5. Signál zachycený scintilačním detektorem.

5.4 Určení energie fúzních neutronů a fúzního zisku

Cílem je experimentální ověření předpokládané energie neutronů 2,45 MeV [31] a zjištění neutronového zisku Y_n produkovaného reakcí



Energie fúzních neutronů se získá pomocí metody doby letu a neutronový zisk se vypočte z detekovaných pulzů na neutronovém čítači. Z těchto dat se následně určí energetický zisk Q pro zařízení PFZ-200.

Za předpokladu izotropní produkce, lze z počtu detekovaných impulzů na čítači určit celkový neutronový zisk pomocí vzorce

$$Y_n = 4,69(n_{pulz} - n_R)4\pi r^2, \quad (1)$$

kde n_{pulz} je počet detekovaných pulzů za minutu, n_R jsou pulzy zopůsobené pozadím za minutu stanovené na hodnotu 50, r je vzdálenost čítače od středu komory a 4,69 je konstanta daná kalibrací čítače. Po dosazení vychází pro náš ukázkový výsřel neutronový zisk $2,3 \cdot 10^8$.

Metoda doby letu neutronů využívá znalosti doby letu neutronů k detektoru k určení rychlosti neutronů. Jelikož známe vzdálenost detektoru od komory ($l_d = 2,7$ m) a dobu, za kterou vzdálenost l_d urazí rentgenové záření (8,4 ns), můžeme určit dobu letu neutronů ($t_d = 213$ ns). Následně pomocí vzorce

$$v_n = \frac{l_d}{t_d} \quad (2)$$

určit rychlost neutronů, která vychází $2,39 \cdot 10^7$ m/s. Nyní můžeme s využitím vzorce pro kinetickou energii neutronů (3) zjistit energii diagnostikovaných neutronů při známé hmotnosti neutronu ($m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$ kg). Po dosazení výsledku z (2) do vztahu (3) dostáváme energii $4,78 \cdot 10^{-13}$ J.

$$E_n = \frac{1}{2}m_n v_n^2 \quad (3)$$

Nyní můžeme přejít k výpočtu energetického zisku podle vztahu

$$Q = \frac{E_F}{E_C}, \quad (4)$$

kde E_F je celková energie fúzní reakce a E_C je energie v kondenzátorovém úložišti. Celkovou energii fúzní reakce určíme pomocí neutronového zisku ze vztahu (1) a energie fúzních neutronů ze vztahu (3), které dosadíme do vztahu (5) a násobíme 2, protože na celkové energii se podílí také protony vznikající s 50% pravděpodobností (viz Kapitola 1). Celková fúzní energie tedy vyšla $2,2 \cdot 10^{-4}$ J.

$$E_F = 2E_n Y_n \quad (5)$$

Energii kondenzátorového úložiště zjistíme dosazením nabíjecího napětí U a kapacity úložiště C do vztahu (6). Výsledkem je energie $3,24 \cdot 10^3$ J.

$$E_C = \frac{1}{2} C U^2 \quad (6)$$

Výsledky ze vztahů (5),(6) dosadíme do vztahu (4) a dostáváme energetický zisk o velikosti $6,7 \cdot 10^{-8}$. Tato hodnota nám ukazuje, že energie potřebná k vytvoření jaderné fúze je mnohonásobně větší, než energie získaná z fúzních reakcí.

Z Lawsonova kritéria vyplývá, že pro dosažení $Q > 1$ je předpokládný magnetický tlak v řádech Gbar [35]. Vztah pro magnetický tlak (3) v Kapitole 4.4.1 lze pomocí literatury [35] odvodit jako

$$P_{mag} = 105 \left(\frac{I}{26R} \right)^2, \quad (7)$$

kde I je proud z-pinče a R je poloměr imploze. Po dosazení proudu 213 kA a poloměru 1,25 mm (určeném na základě literatury [36] týkající se předchozích experimentů) do vztahu (7) vychází magnetický tlak 4,51 Mbar.

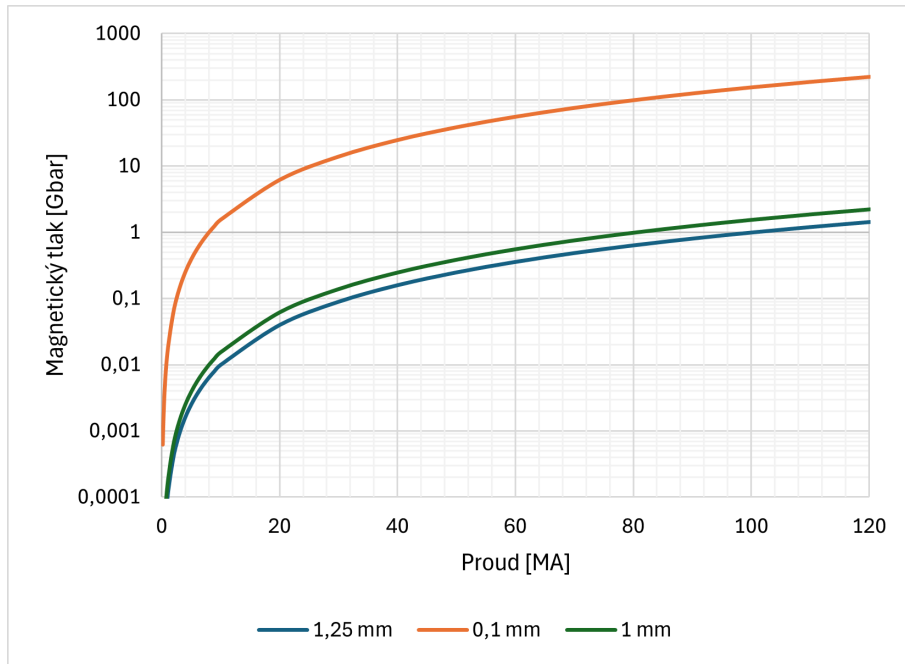
Na Obrázku 5.6 je vynesena závislost magnetického tlaku na proudu, pro různé poloměry implozí, na kterém je vidět, že pro dosažení ~ 1 Gbar na PZF-200 by plazmatem musel téct proud 100 MA. Pro porovnání jsou vyneseny závislosti s poloměry imploze 1 mm a 0,1 mm, které byly provedeny na MagLIF, z nichž je patrné, že zmenšení poloměru o pouhých 0,25 mm stačí ke snížení požadovaného proudu o ~ 20 MA.

Y_n [-]	E_n [J]	E_n [MeV]	Q [-]	P_{mag} [Mbar]
$2,3 \cdot 10^8$	$4,78 \cdot 10^{-13}$	2,98	$6,7 \cdot 10^{-8}$	4,51

Tabulka 5.2. Výsledky experimentu.

Zjištěnou energii fúzních neutronů z (3) převedeme z Joulů na elektronvolty pomocí $1 \text{ [J]} = 1/e \text{ [eV]}$, kde $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C je elementární náboj. Po převodu vychází energie fúzních neutronů 2,98 MeV, což se proti předpokládané energii 2,45 MeV liší o 0,53 MeV.

Tento rozdíl lze odůvodnit na základě zákona zachování energie (8) a zákona zachování hybnosti (9). V laboratorní soustavě je uvažováno, že reakce se účastní jeden deuteron s nulovou rychlostí a druhý s rychlostí v_D , která odpovídá jeho energii E_D . Energie neutronu produkovaného touto reakcí je dána celkovou energií reakce (Q_{DD}), energií deuterionu E_D a úhlu vychýlení ϑ vystřeleného neutronu od dráhy deuterionu (viz Obrázek 5.7) [34]. Z Obrázku 5.8 vyplývá, že dosažení energie neutronu kolem 3

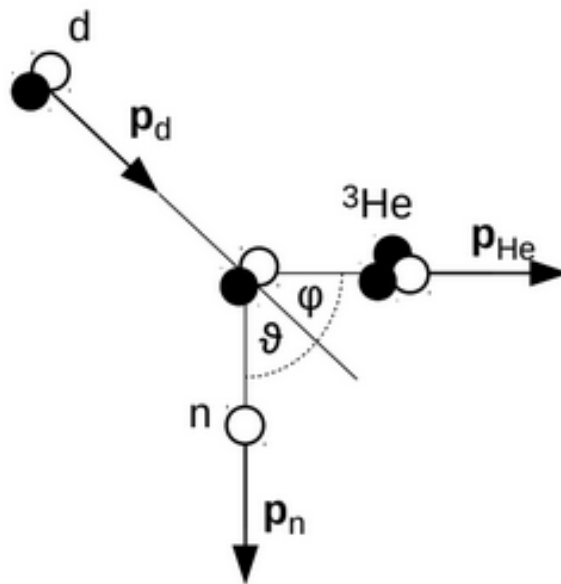


Obrázek 5.6. Závislost magnetického tlaku na proudu - PFZ-200 s poloměrem imploze 1,25 mm, MagLIF s poloměrem imploze 0,1 mm a 1 mm

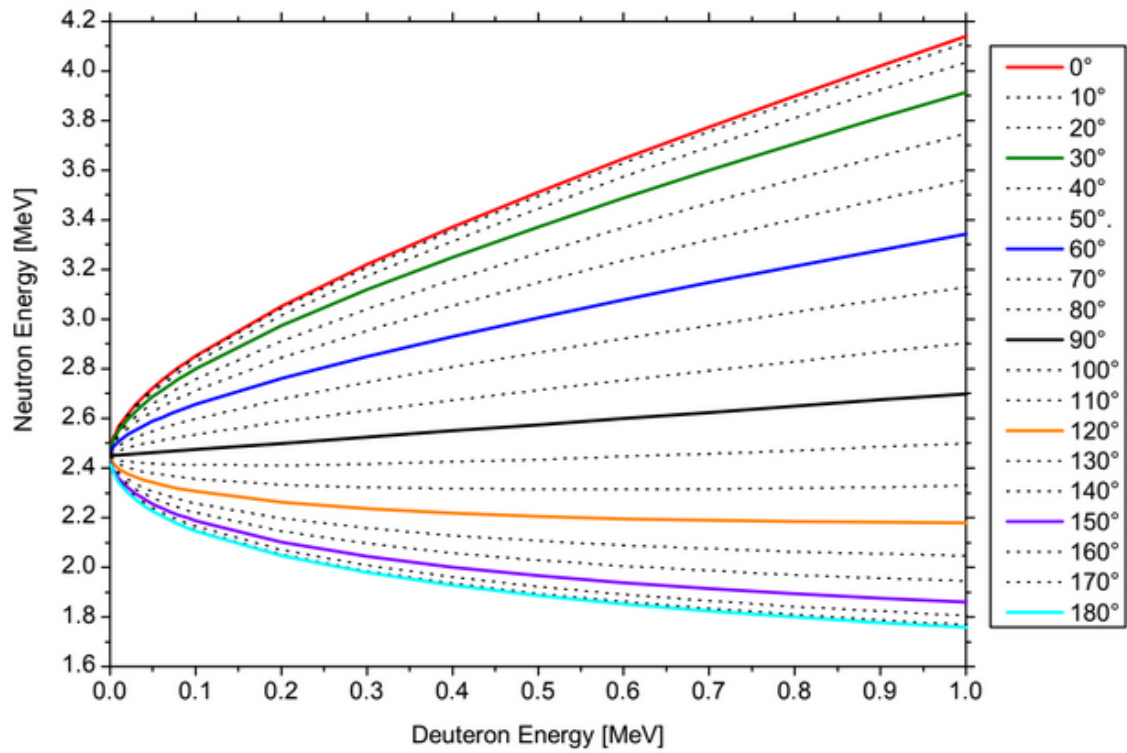
MeV je snadno dosažitelná pro deuterony s energií v řádu stovek keV a úhlu odklonu ϑ menším než $\sim 50^\circ$. Tyto relativně malé energie deuteronů jsou dosaženy během přetržení z-pinčového plazmatu vlivem nestabilit [37].

$$E_D + Q_{DD} = E_n + E_{He} \quad (8)$$

$$\mathbf{p}_D = \mathbf{p}_n + \mathbf{p}_{He} \quad (9)$$



Obrázek 5.7. Kinetika $D + D$ fúzní reakce v laboratorní soustavě. Převzato z [33].



Obrázek 5.8. Závislost energie fúzních neutronů na energii deuteronů pro různé úhly. Převzato z [33].

Kapitola 6

Závěr

V rámci této práce jsem se nejprve věnoval historii výzkumu fúze, od zkoumání jaderné energie v první polovině minulého stoléní, přes počátky cíleného spouštění termojaderné fúze, až po rozdělení přístupů k jejímu dosažení, a to jak ve světě, tak v ČR. Další kapitoly jsem věnoval samotným designům a jejich základním principům. Začal jsem od fúze s magnetickým udržením reprezentovanou tokamaky, stelarátory a lineárními pinčiči, a pokračoval fúzí s inerciálním a magneto-inerciálním udržením s koncepty přímého a nepřímého řízení imploze, rychlého zapálení a MagLIF.

Fúze s magnetickým udržením reprezentovaná má ve fúzním výzkumu náskok díky delší době jeho trvání. Projekty tokamaku ITER a fúzního reaktoru DEMO již mají za cíl testování fúze s magnetickým udržením pro komerční výrobu elektrické energie. Fúze s inerciálním a magneto-inerciálním udržením je doposud ve fázi experimentování, nicméně koncept nepřímého řízení imploze paliva projevil jisté známky naděje, když během experimentu s designem HYBRID-E v NIF energie fúzních raket překonala energii dodanou palivu ($G_{fuel} > 1$). I přes to je pro výrobu elektrické energie favorizována fúze s magnetickým udržením, hlavně díky mnohonásobně delší době udržení plazmatu, kterou koncepty s fúzí s inerciálním udržením nemohou překonat kvůli svému pulznímu charakteru.

Česká republika má do budoucna vysoký potenciál v oblasti fúze s magnetickým udržením a laserové technologie díky výstavbě tokamaku COMPASS-U a novému výzkumnému centru ELI-Beamlines v Břežanech.

V praktické části této bakalářské práce jsem popisoval experiment na školním zařízení PFZ-200 na katedře fyziky Elektrotechnické fakulty ČVUT. Během experimentu s plazmatickým fokusem byly diagnostikovány fúzní neutrony produkované reakcí D+D pomocí čítače neutronů a scintilačního detektoru. Následně jsem spočítal neutronový zisk a s využitím metody doby letu jsem zjistil energii neutronů. Z těchto hodnot jsem následně vypočítal energetický zisk tohoto experimentu. Výsledkem pokusu, který probíhal v komoře napuštěné deuteriem na tlak 350 Pa při napájecím napětí kondenzátorů na 18 kV, proudu 213 kA a délkou výboje 1,88 μ s, byl neutronový zisk $2,3 \cdot 10^8$ s energií neutronů 2,98 MeV a fúzní zisk $6,7 \cdot 10^{-8}$.

Při porovnání vypočítané energie neutronu s teoretickou hodnotou, která je 2,45 MeV, bylo patrné, že vypočtený výsledek se lišil o 0,53 MeV. Odůvodnění rozdílu vyplývá ze zákonů o zachování energie a hybnosti, které musí pro reakci platit.

Energetický zisk $6,7 \cdot 10^{-8}$ ukazuje, že energie potřebná k vytvoření termonukleární fúze na zařízení je mnohonásobně větší, než energie získaná z fúzních reakcí v ní probíhajících. Zde musíme brát v úvahu, že zařízení PFZ-200 není určeno k výrobě energie, ale pracuje pouze jako experimentální zařízení, proto je tato ztrátovost očekávatelná. Pokud bychom chtěli dosáhnout na PFZ-200 alespoň energetického vyrovnání, musel by být proud plazmatem zvýšen na ~ 100 MA, aby bylo dosaženo magnetického tlaku ~ 1 Gbar. Takového tlaku je schopen dosáhnout MagLIF

Literatura

- [1] Mitsuru Kukuchi, Karl Lackner a Minh Quang Tran. *Fusion Physics*. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2011. ISBN 978-92-0-130410-0.
- [2] SLavomír Entler. *Lawsonovo kritérium - kritérium fúzní energetiky*. Řež: Centrum výzkumu Řež, 2014.
- [3] McCracken, Garry a Peter Stott. *Fusion : The Energy of the Universe*. San Diego: Elsevier Science Technology, 2005.
<https://ebookcentral.proquest.com/lib/techlib-ebooks/detail.action?docID=294604>.
- [4] Paul Braterman. *Kelvin, Rutherford, and the Age of the Earth: I, The Myth*. 2014.
<https://3quarksdaily.com/3quarksdaily/2014/01/kelvin-rutherford-and-the-age-of-the-earth-i-the-myth.html>.
- [5] Martin Libra, Jan Mlynář a Vladislav Poulek. *Jaderná energie*. Praha: ILSA, 2012. ISBN 978-80-904311-6-4.
- [6] Cornelis Braams a Peter Stott. *NUCLEAR FUSION: Half a Century of Magnetic Confinement Fusion Research*. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2002. ISBN 0-7503-0705-6.
[https://library.psfc.mit.edu/catalog/online_pubs/conference%20proceedings/fusion%20energy%20conferences/Nuclear%20Fusion%20\(IOP\)%20half%20a%20century.pdf](https://library.psfc.mit.edu/catalog/online_pubs/conference%20proceedings/fusion%20energy%20conferences/Nuclear%20Fusion%20(IOP)%20half%20a%20century.pdf).
- [7] Culham Centre for FusionEnergy. *ZETA fusion experiment at Harwell*.
<https://ccfe.ukaea.uk/about-ccfe/history/zeta/>.
- [8] Milan Řípa. *Historie tokamaku ve světě a u nás*. Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i., 2008.
- [9] Milan Řípa, Jan Mlynář, Vladimír Weinzettl a František Žáček. *Řízená termojaderná fúze pro každého*. Třetí vydání vyd. Praha: Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i., 2011. ISBN 80-902724-7-9.
https://www.cez.cz/webpublic/file/edee/ospol/fileexport/vzdelavani/fuze_sceen.pdf.
- [10] ITER Organization. *The ITER TOKAMAK*. 2015.
<https://www.iter.org/newsline/-/2314>.
- [11] Max Planck Institute for PlasmaPhysics. *Wendelstein 7-X reaches milestone: Power plasma with gigajoule energy turnover generated for eight minutes*. 2023.
https://www.ipp.mpg.de/5322229/01_%2023.
- [12] Robert Arnoux. *Twist and fuse*. ITER Organization, 2015.
<https://www.iter.org/newsline/-/2314>.
- [13] National Ignition Facility Photon Science. *45 Years of Laser Leadership*. Lawrence Livermore National Laboratory, 2017.
<https://lasers.llnl.gov/10-years-of-dedication/laser-leadership>.

- [14] Jeremy Thomas. *A shot for the ages: Fusion ignition breakthrough hailed as ‘one of the most impressive scientific feats of the 21st century’*. 2022.
- [15] Ústav fyziky plazmatu AV ČR v. v. i.. *Historie ústavu*. 2024.
<https://www.ipp.cas.cz/o-ufp/historie/index.html>.
- [16] Ústav fyziky plazmatu AV ČR v. v. i.. *Tokamak CASTOR a jeho historie*. 2018.
<https://www.ipp.cas.cz/o-ufp/historie/index.html>.
- [17] Radomír Pánek. *Tokamak COMPASS předává po 12 letech štafetu experimentu nové generace*. Praha: Ústav fyziky plazmatu AV ČR, 2021.
<https://www.avcr.cz/cs/pro-media/tiskove-zpravy/Tokamak-COMPASS-predava-po-12-letech-stafetu-experimentu-nove-generace/>.
- [18] Ústav fyziky plazmatu AV ČR v. v. i.. *COMPASS Tokamak*. 2018.
https://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/COMPASS/.
- [19] Petr Vondráček a kol. *Preliminary design of the COMPASS upgrade tokamak*. Fusion Engineering and Design, 2021.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379621002660>.
- [20] Stefan Weber a kol.. *An installation for high-energy density plasma physics and ultra-high intensity laser-matter interaction at ELI-Beamlines*. Matter Radiation at Extremes, Vol. 2, 149–176, March 2017.
<https://pubs.aip.org/aip/mre/article/2/4/149/252778/P3-An-installation-for-high-energy-density-plasma>.
- [21] Guido Van Oost a Alexey Dedov. *The Plasma-Facing Materials of Tokamak Thermonuclear Reactors: Requirements, Thermal Stabilization, and Tests*. Moscow: National Research University Moscow Power Engineering Institute, 2020. ISBN 040-6015.
<https://link.springer.com/article/10.1134/S0040601521030095>.
- [22] Yuhong Xu. *A general comparison between tokamak and stellarator plasmas*. Chengdu: Southwestern Institute of Physics, July 2016.
<https://www.sciencedirect.com/journal/matter-and-radiation-at-extremes>.
- [23] Pavel Kubeš. *Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika*. Praha: FEL ČVUT, 2004.
- [24] Omar Hurricane a kol.. *Physics principles of inertial confinement fusion and U.S. program overview*. Reviews of Modern Physics, Vol. 95, American Physical Society, June 2023.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.95.025005>.
- [25] Stephen Craxton a kol.. *Direct-drive inertial confinement fusion: A review*. Physics of Plasmas, Vol. 22, AIP Publishing, 2015.
<https://www.lln.rochester.edu/media/publications/documents/DDReview.pdf>.
- [26] Matthew Gomez a kol.. *Inertial Confinement Fusion - Experimental Physics: Z-Pinch and Magnetized Liner Inertial Fusion*. National Laboratories, Albuquerque: Reference Module in Earth Systems and Environmental Sciences, February 2022. ISBN 9780124095489.
https://www.researchgate.net/publication/349975080_Inertial_Confinement_Fusion_-_Experimental_Physics_Z-Pinch_and_Magnetized_Liner_Inertial_Fusion.

- [27] Alex Zylstra a kol.. *Burning plasma achieved in inertial fusion*. Nature, Vol. 601, pages 542–548, March 2022.
<https://www.nature.com/articles/s41586-021-04281-w>.
- [28] Javier Honrubia. *Inertial Confinement Fusion: at the verge of ignition demonstration*. Department of Applied Physics, 2009.
- [29] Naama Bennett a kol.. *Current transport and loss mechanisms in the Z accelerator*. Physical Review Accelerators and Beams, December 2019.
<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.120401>.
- [30] Jan Novotný a kol.. *Effect of anode shape on neutron and x-ray emission in dense plasma focus*. Physics of Plasmas 1, August 2023.
https://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/compass_u/overview/.
- [31] Ondřej Šíla. *Energetické spektrum neutronů z reakce D-D v plazmatickém fokusu*. Praha: Diplomová práce. České vysoké učení technické, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyziky. Vedoucí práce Ing. Daniel Klír, Ph.D., 2011.
<https://dspace.cvut.cz/handle/10467/8890>.
- [32] David Hladík a Adam Pavlát. *Calibration of the Silver Activation Counter of Neutrons for Laser System and Plasma Focus Experiments*. Praha: Department of Physics, Czech Technical University, May 2018.
<https://dspace.cvut.cz/handle/10467/76703>.
- [33] Jakub Cikhardt. *High Energy Density Plasma Diagnostics Using Neutron and Gamma Detectors*. Prague: Doctoral Thesis. Czech Technical University in Prague, Faculty of Electrical Engineering, Department of Physics. Supervisor Ing. Daniel Klír, Ph.D., 2017.
<https://dspace.cvut.cz/handle/10467/73525>.
- [34] Karel Řezáč. *Reconstruction of Neutron Energy Spectra in Z-pinch Fusion Experiments*. Prague: Doctoral Thesis. Czech Technical University in Prague, Faculty of Electrical Engineering, Department of Physics. Supervisor Ing. Daniel Klír, Ph.D., 2011.
<https://dspace.cvut.cz/handle/10467/9702?show=full>.
- [35] Daniel Sinars a kol.. *Review of pulsed power-driven high energy density physics research on Z at Sandia*. Physics of Plasmas, Volume 27, July 2020.
<https://pubs.aip.org/aip/pop/article/27/7/070501/263398/Review-of-pulsed-power-driven-high-energy-density>.
- [36] Jakub Cikhardt a kol.. *Influence of an external magnetic field on the dynamics of a modified plasma focus*. Physica Scripta, Royal Swedish Academy of Sciences, May 2014.
<http://iopscience.iop.org/1402-4896/2014/T161/014042>.
- [37] Daniel Klír a kol.. *Ion acceleration mechanism in mega-ampere gas-puff z-pinches*. New Journal of Physics, Volume 20, May 2018.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/aac545>.