

České Vysoké Učení Technické v Praze  
Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská  
Katedra fyziky



**Zkoumání vzniku energetických částic urychlených  
v plazmových výtryscích generovaných  
vysokoenergetickým laserovým impulzem**

Výzkumná práce

*Bc. Lenka Hronová*

Vedoucí práce: Ing. Michaela Kozlová, PhD.

Praha, 2020

## Prohlášení

Tímto prohlašuji, že jsem svůj výzkumný úkol vypracovala samostatně a použila pouze uvedené podklady.

Nemám závažný důvod nesouhlasit s použitím této školní práce ve smyslu §60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze, 2020

.....  
Bc. Lenka Hronová

## Poděkování

Chtěla bych poděkovat mé školitelce Ing. Michaelě Kozlové, Ph.D. za vedení této práce a cenné zkušenosti při pracování v laboratoři. Dále bych chtěla poděkovat Ing. Miroslavu Krůsovi, Ph.D. a Michalu Červeňákovi.

Bc. Lenka Hronová

*Název práce:*

**Zkoumání vzniku energetických částic urychlených  
v plazmových výtryscích generovaných  
vysokoenergetickým laserovým impulzem**

*Autor:* Bc. Lenka Hronová

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* Výzkumný úkol

*Vedoucí práce:* Ing. Michaela Kozlová, PhD.

*Abstrakt:*

Tato práce se zabývá tématem urychlování částic pomocí laserového impulzu a diagnostikou plazmatu. V rámci první kapitoly jsou diskutovány základní pojmy z fyziky plazmatu. Druhá kapitola je věnována urychlování částic, vývoji urychlovačů od elektrostatického generátoru až po urychlování částic v plazmatu, se kterým souvisí i oblast laboratorní astrofyziky a tvorby astrofyzikálních výtrysků. Ve třetí kapitole jsou rozebrány různé diagnostiky plazmatu, ale především laserová interferometrie. V závěru práce shrnuji výsledky z praktické části výzkumného úkolu, která spočívala v návrhu a realizaci Fresnelova interferometru s přenosem obrazu 1:1.

*Klíčová slova:* Astrofyzika, urychlování, částice, Fresnel, diagnostika  
plazma, interferometrie



*Title:*

**Study of high energy particle in laboratory plasma jets driven by  
intensive laser pulse**

*Author:* Bc. Lenka Hronová

*Field of study:* Experimental Nuclear and Particle Physics

*Thesis type:* Research Task

*Supervisor:* Ing. Michaela Kozlová, Ph.D.

*Abstract:*

This research task is dedicated to particle acceleration using a laser pulse and the plasma diagnostics. The first chapter discusses the basic terms of plasma physics. The second chapter is devoted to the acceleration of particles, the development of accelerators from the electrostatic generator to the acceleration of particles in the plasma, which is also related to the field of laboratory astrophysics and the formation of astrophysical jets. In the third chapter different of plasma diagnostics are mentioned, foremost laser interferometry. At the end of the work are summarized results from the practical part of the research task, which consisted in the design and implementation of a Fresnel interferometer with 1: 1 imaging.

*Keywords:* Astrophysics, particles, acceleration, Fresnel, interferometry  
plasma, diagnostics



# Obsah

|          |                                                                     |           |
|----------|---------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Úvod do fyziky plazmatu</b>                                      | <b>3</b>  |
| 1.1      | Charakteristické vlastnosti a parametry . . . . .                   | 3         |
| 1.1.1    | Debyeova vzdálenost . . . . .                                       | 5         |
| 1.1.2    | Plazmový parametr . . . . .                                         | 5         |
| 1.1.3    | Práh ionizace . . . . .                                             | 6         |
| 1.1.4    | Plazmová frekvence . . . . .                                        | 7         |
| 1.2      | Pohyb a záření částic v plazmatu . . . . .                          | 7         |
| 1.2.1    | Pohyb nabité částice v plazmatu . . . . .                           | 7         |
| 1.2.2    | Emise záření . . . . .                                              | 10        |
| 1.3      | Nestability a rázové vlny . . . . .                                 | 10        |
| 1.3.1    | Nestability . . . . .                                               | 10        |
| 1.3.2    | Rázové vlny . . . . .                                               | 11        |
| 1.4      | Laserem generované plazma . . . . .                                 | 12        |
| <b>2</b> | <b>Urychlování částic za pomoci intenzivního laserového impulsu</b> | <b>13</b> |
| 2.1      | Od katodové trubice až po Large Hadron Collider . . . . .           | 13        |
| 2.2      | Generace vysokoenergetických částic pomocí laseru . . . . .         | 17        |
| 2.2.1    | Urychlování protonů a iontů . . . . .                               | 19        |
| 2.2.2    | Výhody generace energetických částic pomocí laseru . . . . .        | 20        |
| 2.3      | Laboratorní astrofyzika . . . . .                                   | 21        |
| 2.3.1    | Princip urychlování a astrofyzikální jety . . . . .                 | 21        |
| <b>3</b> | <b>Interferometrie jako jedna z diagnostik plazmatu</b>             | <b>25</b> |
| 3.1      | Diagnostika plazmatu . . . . .                                      | 25        |
| 3.2      | Laserová interferometrie . . . . .                                  | 26        |
| 3.2.1    | Fresnelův interferometr . . . . .                                   | 27        |
| 3.3      | Praktická část: Fresnelův interferometr . . . . .                   | 29        |
| 3.3.1    | Pomůcky, schéma a průběh měření . . . . .                           | 29        |
| 3.3.2    | Výsledky . . . . .                                                  | 30        |



# Seznam obrázků

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                    |    |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | Diagram druhů plazmatu dle závislosti na jeho teplotě a koncentraci elektronů [3]. . . . .                                                                                                                                                                         | 4  |
| 1.2 | Nabitá částice se v uniformním magnetickém poli pohybuje po kružnici [7]. . . . .                                                                                                                                                                                  | 9  |
| 1.3 | Van Allenovy pásy nad planetou Zemí [8]. . . . .                                                                                                                                                                                                                   | 9  |
| 1.4 | Rayleighova-Taylorova nestabilita v Krabí mlhovině způsobená explozí plazmatu do okolního prostředí [9]. . . . .                                                                                                                                                   | 11 |
| 2.1 | Schéma experimentu se zlatou folií, při kterém byla potvrzena existence jádra [16]. . . . .                                                                                                                                                                        | 14 |
| 2.2 | Cockcroft-Waltonův generátor ve Skotském Národním Muzeu [18]. . . . .                                                                                                                                                                                              | 15 |
| 2.3 | Rozdíl v konfiguraci trajektorie částice vzhledem k elektrickému a magnetickému poli urychlovače a) v RF dutině b) v betatronu [17]. . . . .                                                                                                                       | 16 |
| 2.4 | Schéma Velkého hadronového urychlovače [19]. Předtím než jsou částice urychleny na nejvyšší energie, je třeba je předurychlit. Obvod urychlovače LHC činí 27 km. . . . .                                                                                           | 17 |
| 2.5 | Základní princip urychlování a) elektronů a b) protonů v plazmatu za pomoci intenzivního laserového svazku [27]. . . . .                                                                                                                                           | 19 |
| 2.6 | Obecné schéma konfigurace pro urychlování protonů [30]. . . . .                                                                                                                                                                                                    | 20 |
| 2.7 | Rozdíl ve velikostech urychlovacích dutin mezi konvenčním urychlovačem a urychlovačem na plazmové vlně [24]. . . . .                                                                                                                                               | 20 |
| 2.8 | Astrofyzikální jet z galaxie M87. Zachyceno Hubbleovým teleskopem [40]. . . . .                                                                                                                                                                                    | 22 |
| 3.1 | Schéma Michaelsonova interferometru [48]. . . . .                                                                                                                                                                                                                  | 27 |
| 3.2 | Schéma Mach-Zenderova interferometru [49]. . . . .                                                                                                                                                                                                                 | 27 |
| 3.3 | Schéma Fresnelova interferometru. Předmět (plazma) je pouze v jedné polovině laserového svazku. Druhá polovina slouží jako reference. Následuje zobrazovací čočka a Fresnelův dvojhranol, za kterým nastává interference. Jako detektor slouží CCD kamera. . . . . | 28 |
| 3.4 | Fresnelův dvojhranol: Znázornění chodu důležitých paprsků [50]. . . . .                                                                                                                                                                                            | 28 |

|      |                                                                                                                                                                                                              |    |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.5  | Schémata Fresnelova interferometru a) pro měření s mřížkou a Fresnelovým hranolem u b) první čočky nebo c) druhé čočky. . .                                                                                  | 29 |
| 3.6  | Schémata Fresnelova interferometru pro dělení svazku dle vlnové délky dichromatickým zrcadlem a) před a b) za Fresnelovým hranolem. Schéma c) odpovídá konfiguraci při měření dělení dle polarizace. . . . . | 30 |
| 3.7  | a) Interference laserové svazku procházejícího Fresnelovým interferometrem. b) Obraz mřížky, kterou se ostříla soustava spojných čoček pro přenos obrazu. . . . .                                            | 31 |
| 3.8  | Plynný výtrysk pro případ hranolu za a) čočkou Č1 a b) čočkou Č2. . . . .                                                                                                                                    | 32 |
| 3.9  | Interferenční proužky pozorované na kameře pro a) červenou a b) modrou diodu. . . . .                                                                                                                        | 32 |
| 3.10 | Plynný výtrysk v případě dichromatického zrcadla před Fresnelovým hranolem. Zobrazováno červenou diodou. . . . .                                                                                             | 33 |
| 3.11 | Plynný výtrysk pro případ dichromatického zrcadla za Fresnelovým hranolem pro a) červenou a pro b) modrou diodu. . . . .                                                                                     | 33 |
| 3.12 | Plynný výtrysk pro případ dělení dle polarizace na a) vodorovnou a na b) svislou. . . . .                                                                                                                    | 34 |

# Úvod

Částicové urychlovače jsou v dnešní době jedním z nejdůležitějších nástrojů posouvající hranice našeho poznání. Během posledního století se je podařilo vyvinout v přístroje, které jsou schopné urychlovat částice na řády TeV. Vysokoenergetické částice však nevznikají jen na Zemi, ale přilétají k nám také z vesmíru a dosahují energií až  $10^{20}$  eV [1]. Jaké mechanismy mohou za tyto extrémně vysoké energie?

Laboratorní astrofyzika je oborem na pomezí fyziky plazmatu, částicové fyziky a astrofyziky, který přenáší vesmírné děje do našich laboratoří, a tak nám pomáhá lépe pochopit dynamiku těchto procesů. Extrémní podmínky (vysoké teploty a hustoty, silná elektromagnetická pole) se nám daří simulovat pomocí výkonných laserových systémů [2]. Astrofyzikální jety z aktivních galaktických jader jsou jedním z jevů, který takto můžeme zkoumat.

Tato práce je věnovaná zkoumání vzniku energetických částic urychlených pomocí laserového impulsu v plazmových výtryscích. Práce je rozdělena do tří kapitol. V první kapitole jsou shrnuty základní pojmy z fyziky plazmatu jako jsou Debyeova vzdálenost, plazmová frekvence, pohyby částic v plazmatu, nestability plazmatu a rázové vlny. Závěr první kapitoly je věnován popisu parametrů laserem generovaného plazmatu. Druhá kapitola je dedikovaná vývoji částicových urychlovačů. Je zde shrnut vývoj urychlovačů od elektrostatických generátorů až po urychlování částic v plazmatu vytvořeném velmi krátkými laserovými impulzy, a to vše je zařazeno do kontextu laboratorní astrofyziky. Třetí kapitola je stručným úvodem do diagnostiky plazmatu, na který navazuje přehled základních typů interferometrů. V závěru třetí kapitoly jsou výsledky z praktické části výzkumného úkolu. K měření fázového posunu byla použita plynová tryska pro různá optická uspořádání Fresnelova interferometru.





# Kapitola 1

## Úvod do fyziky plazmatu

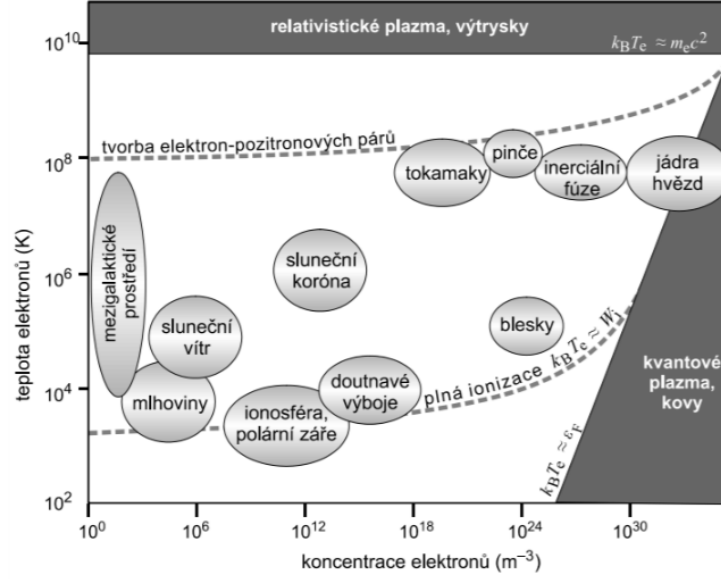
V úvodní kapitole této práce se blíže seznámíme se základními pojmy fyziky plazmatu.

Samotné slovo plazma bylo poprvé použito až v roce 1929 Irvingem Langmuirem k popsání ionizovaného plynu produkovaného elektrickým výbojem v trubici. Studium plazmatu je důležité nejen pro výzkum termojaderné fúze, ale také pro pochopení dynamiky vesmírných jevů či k vývoji plazmových urychlovačů [3].

### 1.1 Charakteristické vlastnosti a parametry

Plazma je stav hmoty s řadou specifických vlastností, kterými se liší od kapalin, plynů a pevných látek. V případě, kdy je do molekulárního plynu dodáno určité množství energie, plyn se disociuje na atomový plyn v důsledku kolizí částic, jejichž kinetická energie přesáhla vazebnou energii molekuly. Při navyšování teploty bude čím dál tím větší množství atomů nabývat vyšší kinetické energie než je vazbová energie vnějších elektronů a vzniká plazma. Tento přechod z plynu k plazmatu není fázovým přechodem v termodynamickém slova smyslu jako např. mezi pevnou látkou a kapalinou, jelikož dochází k postupné přeměně se vzrůstající teplotou [4].

Plazma je tedy částečně či zcela ionizovanou směsí pozitivních iontů a elektronů, která je kvazineutrální (v makroskopickém objemu za termodynamické rovnováhy bez vnějších sil je výsledný elektrický náboj částic rovný nule), prokazuje kolektivní chování (díky dalekosáhlým elektromagnetickým polím interaguje každá částice v plazmatu zároveň s větším množstvím ostatních nabitých částic, což je příčinou mnoha jevů typických pro plazma) a reaguje na přítomnost elektrického i magnetického pole [5]. Plazma tvoří 99% veškeré viditelné hmoty, ačkoliv na Zemi jeho výskyt není příliš častý, ve vesmíru ho lze spatřit na každém kroku. Existuje již mnoho metod k tvorbě plazmatu v laboratoři. V závislosti na metodě lze vytvořit plazma s nízkou i vysokou



Obr. 1.1: Diagram druhů plazmatu dle závislosti na jeho teplotě a koncentraci elektronů [3].

hustotou či teplotou, může být stabilní i nestabilní. Různé typy plazmatu v závislosti na jejich teplotě a koncentraci elektronů můžeme vidět na Obr. 1.1. Diagram na tomto obrázku platí pro vodíkové plazma, ale obdobně by vypadal i pro jakékoliv jiné plazma. Křivku označenou plná ionizace můžeme popsat rovnicí

$$k_B T_e = W_i \quad (1.1)$$

kde  $k_B$  je Boltzmannova konstanta,  $T_e$  je teplota elektronů a  $W_i$  je ionizační energie. Při vyšších teplotách dochází k samovolné tvorbě elektron-pozitronových párů. Plazma považujeme za relativistické od teplot vyšších než je  $6 \cdot 10^9$  K, tedy od chvíle kdy je tepelná energie elektronů vyšší než je jejich klidová energie [3]. Teplota plazmatu je ovlivněna chaotickým pohybem elektronů, pozitivních iontů a neutrálních částic. Na vnější podněty nejdříve reagují elektrony, které jsou mnohonásobně lehčí než pozitivní ionty. Elektrony se zahřejí a následně pomocí srážek předávají svou tepelnou energii iontům [5]. V případě, že mají ionty a elektrony různou teplotu, mluvíme o plazmatu nerovnovážném. Pokud mají teplotu stejnou, nachází se plazma v termodynamické rovnováze a říkáme mu plazma rovnovážné. Dále dělíme plazma na klasické (elektronový plyn se dá popsat pomocí Boltzmannova rozdělení) a kvantové (elektronový plyn podléhá Fermi-Diracovu rozdělení) [3]. Jiná dělení budou zmíněna později.

### 1.1.1 Debyeova vzdálenost

Jednou ze základních charakteristik plazmatu je bezesporu Debyeova vzdálenost představující délku, na kterou elektrické pole individuálního náboje ovlivňuje jiné nabitě částice uvnitř plazmatu [4]. Ve vakuu ubývá elektrický potenciál nabitě částice se vzdáleností jako  $1/r$ . V plazmatu je částice stíněna a její potenciál klesá jako  $\exp(-r/\lambda_D)/r$ . V rámci této vzdálenosti se částice sami uspořádávají tak, že efektivně stíní elektrostatické pole [3]. Toto stínění je důsledkem kolektivního chování částic v plazmatu a je přímo úměrné odmocnině teploty  $T$  a nepřímě úměrné odmocnině z hustoty elektronů  $n_e$ , jak můžeme vidět ze vztahu

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon k T}{n_e e^2}}, \quad (1.2)$$

kde  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua,  $n$  je hustota částic a  $e$  je elementární náboj [4]. Obecně je Debyeova délka malá. Pro ionosféru Země jsou typické hodnoty  $n_e = 10^{12} \text{ m}^{-3}$  a  $T = 10^3 \text{ K}$ , tedy  $\lambda_D = 10^{-3} \text{ m}$ . V mezihvězdném plazmatu naopak může  $\lambda_D$  dosahovat hodnot až několik metrů [5].

### 1.1.2 Plazmový parametr

Kouli o poloměru Debyeovy vzdálenosti definujeme jako Debyeovu sféru [4]. Jakékoliv elektrostatické pole z vnějšku této sféry je stíněno nabitými částicemi a jakákoliv částice plazmatu kolektivně interaguje pouze s částicemi uvnitř této sféry. Počet elektronů uvnitř tohoto objemu je dán vztahem

$$N_D = \frac{4}{3} n_e \pi \lambda_D^3 \quad (1.3)$$

Pokud je  $N_D \gg 1$  je celková průměrná síla od jednotlivých částic rovna nule a můžeme mluvit o ideálním plazmatu. K jeho popisu je vhodná rovnice ideálního plynu [3]. K existenci plazmatu je třeba většího objemu než jsou rozměry Debyeovy vzdálenosti. V opačném případě by plazma nemělo dostatečný prostor pro kolektivní stínění a směs nabitých částic by nevykazovala chování plazmatu. Pokud  $L$  označíme charakteristickou délku plazmatu, můžeme rozlišovat dva případy [4]:

- Pokud je  $L < \lambda_D$ , pak dominují mezi částicemi elektrostatické síly.
- Pokud je situace opačná, pak jsou elektrostatické síly mezi částicemi stíněny, plazma je kvazineutrální a dominují dalekosáhlá elektrická a magnetická pole.

### 1.1.3 Práh ionizace

Práh ionizace je veličina, která nám popisuje, zda plazma zůstane ionizované. Pro ionizování atomu je třeba, aby

$$k_B T > e\phi. \quad (1.4)$$

Potenciál blízko iontu má tvar

$$\phi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.5)$$

kde  $Q = Ze$  a průměrná vzdálenost mezi elektrony  $r = n_e^{-1/3}$ . Po dosazení dostáváme vztah

$$k_B T > \frac{Ze^2 n_0^{1/3}}{4\pi\epsilon_0} \quad (1.6)$$

a po úpravě

$$\frac{4\pi\epsilon_0 k_B T}{Ze^2 n_e^{1/3}} > 1, \quad (1.7)$$

kdy pro neutrální plazma  $n_e = n_0$ . Pokud do vztahu (1.3) dosadíme vztah (1.2), dostaneme

$$N_D = \frac{4}{3}\pi \left( \frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_0^{1/3}} \right)^{3/2} \quad (1.8)$$

a podmínka ionizace je  $N_D > 1$  [4]. Při termodynamické rovnováze jsou stupeň ionizace a elektronová hustota úzce spjaté. Jejich vztah popisuje Sahova rovnice [6].

Fotoionizace je jev, při kterém dochází k ionizaci po absorpci fotonu, jehož energie je rovna nebo větší než ionizační potenciál atomu, který foton absorbuje. Přebytek energie fotonu je transformován do kinetické energie elektron-iontového páru, který je vytvořen. V případě, že je zdroj ionizace (v tomto případě dopadající fotony) odstraněn, ionizace se postupně snižuje, jelikož částice rekombinují, dokud nedosáhnou rovnováhy při určité teplotě média. V laboratorních plazmatech se rekombinace vyskytuje v takové míře, že životnost plazmatu dosahuje zlomku sekund [5].

Rozdíl mezi slabě a silně ionizovaným plazmatem můžeme vidět na způsobu interakce částic v plazmatu. Pro slabě ionizované plazma dominují interakce nabitých částic s neutrálními nad coulombovskou interakcí. Pro zvyšující se stupeň ionizace začíná dominovat coulombovská interakce a plazma je považováno za silně ionizované. V případě zcela ionizovaného plazmatu takto interagují všechny částice [3].

### 1.1.4 Plazmová frekvence

Důležitou vlastností plazmatu je jeho schopnost přenosu mnoha typů vln (podélné či příčné vysokofrekvenční vlny, Alfvénovy vlny, magnetosonické vlny). Pro každý z typů vln platí disperzní vztah, což je vztah mezi vlnovou frekvencí a vlnovým číslem [5]. Plazma je tedy směsí pozitivně nabitých iontů a elektronů. Pozitivní ionty jsou však značně těžší v porovnání s volnými elektrony, které se mohou vlivem elektromagnetických vln pohybovat. Pokud zanedbáme kolize a termální pohyb tak v případě, že elektron odchýlíme od jeho původní pozice pomocí elektrostatické síly, elektron má snahu k navracení se do původní pozice. Během návratu však nabírá hybnost a původní pozici přestřelí. Takto vznikají oscilace plazmatu, které jsou charakterizovány veličinou zvanou plazmová elektronová frekvence

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}, \quad (1.9)$$

kde  $m_e$  je hmotnost elektronu. Mezi plazmovou frekvencí  $\omega_p$  a hustotou plazmatu  $n$  existuje užitečný vztah

$$\omega_p \sim 9000n^{1/2} \quad (1.10)$$

pro  $n$  v  $\text{cm}^{-3}$ . Pak například pro ionosféru, která má  $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  dostaneme  $\omega_p \sim 1 \text{ MGz}$  nebo pro laserové plazma  $n \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  máme  $\omega_p \sim 1 \text{ THz}$ . Plazmová frekvence je zároveň provázána i s Debyeovou vzdáleností  $\lambda_D$ . Ta je vlastně typickou vzdáleností, kterou termální elektron urazí během jedné periody vlny plazmatu.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2}} = \sqrt{\frac{kT}{m}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 m}{ne^2}} = \frac{v_{th}}{\omega_p}, \quad (1.11)$$

kde  $v_{th}$  je střední kvadratická rychlost [4].

## 1.2 Pohyb a záření částic v plazmatu

### 1.2.1 Pohyb nabitě částice v plazmatu

Pohyb pozitivních a negativních částic v plazmatu je určen elektromagnetickým polem, které na ně působí. Interakce mezi částicemi jsou elektromagnetického charakteru, kvantové jevy jsou zanedbatelné s výjimkou případů blízkých kolizí [5]. Pole na částice působící může být buď externí nebo generované pohyblivou částicí v plazmatu. Předpokládejme uniformní magnetické pole. Pohyb nabitých částic je pak popisován Lorentzovou rovnicí tvaru

$$\mathbf{F} = m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.12)$$

kde  $q$  je náboj částice a  $\mathbf{B}$  je vektor magnetické indukce. Pro zjednodušení budeme dále uvažovat pohyb částice v konstantním magnetickém poli ve směru osy  $z$  (síla působící na částici vlivem magnetického pole je tedy kolmá na směr jejího pohybu). Pak

$$m\dot{\mathbf{v}} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.13)$$

tedy

$$\dot{\mathbf{v}} = \omega_c \times \mathbf{v} \quad (1.14)$$

a můžeme definovat cyklotronovou frekvenci

$$\omega_c = \frac{-qB}{m}, \quad (1.15)$$

kde pro elektrony je  $q = -e$ ,  $m = m_e$  a pro ionty je  $q = Ze$ , kde  $Z$  je protonové číslo, a  $m = M$ , kde  $M$  je hmotnost iontu. Magnetické pole nemění energii částice, avšak je měněna trajektorie částic v rovině kolmé na magnetické pole. Také rychlost ve směru osy  $z$  se vlivem magnetického pole nemění. Opět ale změna nastává ve směru kolmém (podél osy  $x$  a  $y$ ). Celkově pro souřadnice částice platí vztahy

$$x = x_0 + \frac{v_\perp}{\omega_c} \sin(\omega_c t + \phi) \quad (1.16)$$

$$y = y_0 - \frac{v_\perp}{\omega_c} \cos(\omega_c t + \phi) \quad (1.17)$$

$$z = z_0 + v_z t. \quad (1.18)$$

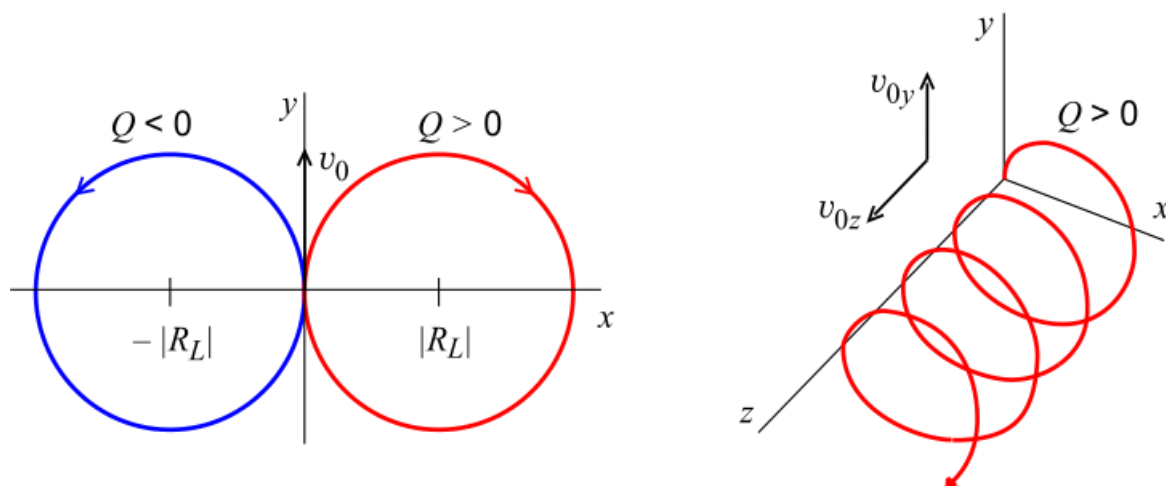
Po krátké úpravě se můžeme dostat k rovnici kružnice

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = \left( \frac{v_\perp}{\omega_c} \right)^2. \quad (1.19)$$

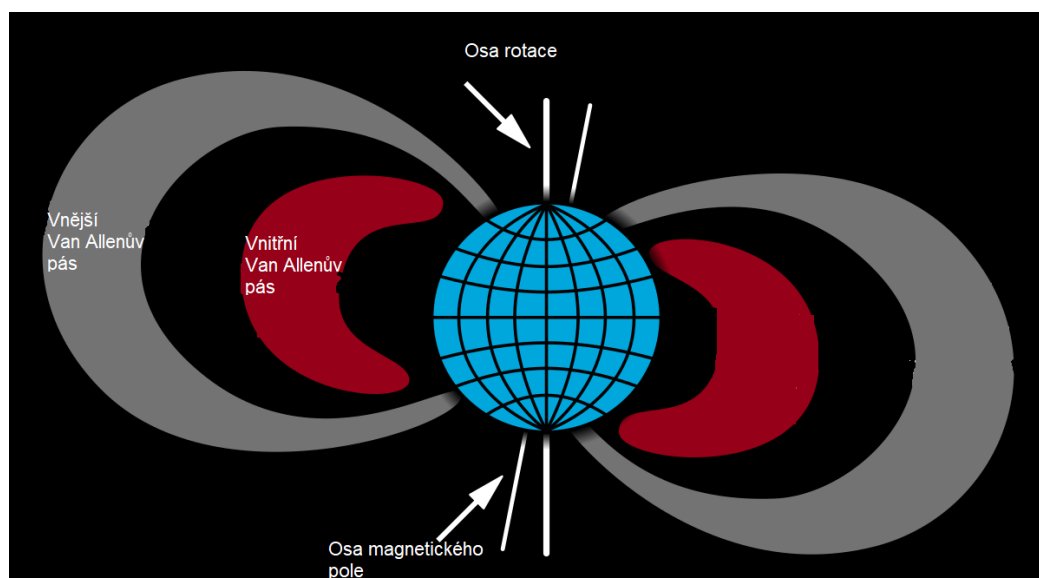
Částice se tedy v uniformním magnetickém poli pohybuje po šroubovici o poloměru  $r_L = \frac{v_\perp}{|\omega_c|}$  kolem středu  $(x_0, y_0)$ , jak je možné vidět na Obr. 1.2 [4].

Celkový pohyb částic v plazmatu vlivem proměnných magnetických a elektrických polí je mnohem složitější a je doprovázen řadou jevů jako je například magnetické zrcadlo. To je efekt, který způsobuje, že se částice při pohybu z oblasti se slabým polem v oblasti se silným polem odrazí nazpět, a může tak pomoci udržet plazma. Na podobném principu fungují i Van Allenovy pásy (Obr. 1.3), což jsou oblasti v okolí naší planety, ve kterých jsou právě díky magnetickému poli Země zachyceny částice (energetické ionty a elektrony) [5].

Během pohybu částic v plně ionizovaném plazmatu dochází ke kolizím daným Coulombovskou interakcí (elektrickým přitahováním či odpuzováním), které jsou popisovány pomocí Rutherfordova rozptylu. Během nich nedochází



Obr. 1.2: Nabitá částice se v uniformním magnetickém poli pohybuje po kružnici [7].



Obr. 1.3: Van Allenovy pásy nad planetou Zemí [8].

k tak velkým odchylkám, jako tomu je například u neutrálních plynů [3]. Velké množství těchto malých hybnostních přenosů však může mít značný efekt ve větším měřítku [4]. Střední volnou dráhou elektronu či iontu  $\lambda_{e,i}$  chápeme jako vzdálenost, na které se směr pohybu částice změní o  $90^\circ$ . Vzhledem k tomuto parametru můžeme plazma dělit na bezsrážkové ( $\lambda_{e,i} > L$ ), kdy střední volná dráha je větší než rozměry plazmatu. Pak spolu částice neinteragují nebo interagují pouze prostřednictvím kolektivních polí, které sami vytvářejí [3]. Kolize plazma zahřívají a ionizují, jejich četnost ovlivňuje elektrickou vodivost a zároveň vede ke ztrátám energie ve formě brzdného záření či difúze [4].

### 1.2.2 Emise záření

Procesy, které v plazmatu způsobují emisi záření, můžeme rozdělit do dvou kategorií: záření z atomů a molekul a záření z urychlených nabitých částic. Při rekombinaci je emitováno záření během přechodu excitovaných rekombinací vzniklých částic do základního stavu. Toto záření stojí za čárovým spektrem plazmatu. Urychlené částice emitují záření kdykoliv jsou zpomalené kolizí s jinou částicí. Tomuto záření se říká brzdné záření (bremsstrahlung). Během něj může být emitováno záření jakékoliv vlnové délky. Dále plazma emituje například cyklotronní záření (ve zmagnetizovaných plazmatech) či záření černého tělesa (důležité zejména v astrofyzice) [4].

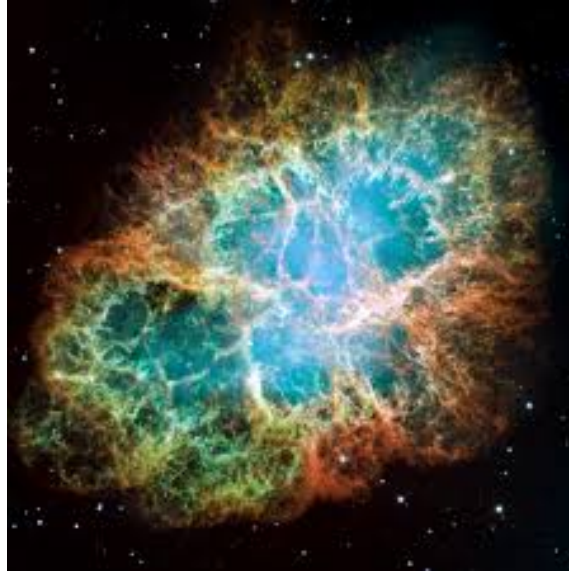
## 1.3 Nestability a rázové vlny

### 1.3.1 Nestability

Nestability ovlivňují dynamiku plazmatu a jejich existence komplikuje uchovávání horkého plazmatu v laboratořích. Jsou to jevy, při kterých vlivem malé události (náhodná fluktuace) dochází k úplné změně konfigurace plazmatu. Nestability transformují energii částic plazmatu do pole vlny. Dělíme je na mikronestability (vznikají v homogenním plazmatu, kde se distribuční funkce výrazně odchýlí od Maxwellovského rozdělení) a makronestability (vznikají vlivem nehomogenity v reálném prostoru). Mezi nestability patří například Rayleighova-Taylorova nestabilita (Obr. 1.4) vznikající na rozhraní dvou druhů plazmatu či plazmatu a plynu.

Dalším typem nestability je Kelvin-Helmholtzova nestabilita vznikající na rozhraní dvou různě se pohybujících prostředí, jako je tomu například u slunečního větru obtékajícího magnetosféru Země. Studium nestabilit je klíčové v astrofyzice, nebo také pro výzkum termonukleární fúze [10].





Obr. 1.4: Rayleighova-Taylorova nestabilita v Krabí mlhovině způsobená explozí plazmatu do okolního prostředí [9].

### 1.3.2 Rázové vlny

Rázová vlna je oblast plazmatu, ve které se prudce mění jeho parametry - teplota nebo rychlost. Tyto rázové vlny se mohou plazmatem pohybovat a s některými se můžeme setkat i na Zemi. Typickým příkladem rázové vlny je hrom, dále také sluneční vítr, supernova, pulzary či astrofyzikální jety [3].

V hydrodynamice byly rázové vlny zkoumány již v 19. století, kdy byly odvozeny podmínky, které musí jednotlivé veličiny na rázové vlně splňovat, Rankinovy-Hugoniotovy podmínky. Pomocí Machova čísla se dají rázové vlny klasifikovat v poměru k rychlosti zvuku. Ve fyzice plazmatu se k porovnání používá Alfvénova rychlost  $v_A$ , což je rychlost přenosu energie zvukové vlny v plazmatu

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 n}}, \quad (1.20)$$

kde  $\mu_0$  je permeabilita vakua [11]. Vztah pro získání bezrozměrného Machova čísla je tedy

$$M = \frac{v}{v_A}, \quad (1.21)$$

kde  $v$  je rychlost rázové vlny. Takto je tedy můžeme dělit na subsonické ( $M < 0,8$ ), transsonické ( $0,8 < M < 1,2$ ), supersonické ( $1,2 < M < 5,0$ ), hypersonické ( $5,0 < M < 10,0$ ) a vysoko-hypersonické ( $10,0 < M < 25,0$ ) [4]. Pomocí rázových vln může docházet k urychlování částic. Samotná rychlost rázové vlny se dá v laboratořích měřit pomocí laserové interferometrie VISAR

(Velocity Interferometer System for Any Reflector), která využívá měření Dopplerova posunu odraženého světla od pohybujícího se povrchu [12].

## 1.4 Laserem generované plazma

Jak již bylo zmíněno v úvodu kapitoly, plazma je částečně či zcela ionizovanou směsí pozitivních iontů a elektronů. Jednou z možností, jak neutrální plyn ionizovat, je za použití laserového impulzu, který lze zaostřit do malé plochy, a tím dosáhnout vysokých hustot toku energie. V okamžiku, kdy laser narazí na pevný terč, tak ho zahřeje. Je třeba dávat pozor, že laserové záření je absorbováno pouze při nižších hustotách plazmatu než je kritická hustota  $n_c$  daná vztahem

$$n_c = \frac{\omega^2 \varepsilon_0 m_e}{e^2}, \quad (1.22)$$

kde  $\omega$  je frekvence laserového záření [5]. Pokud je tato podmínka splněna, je světlo laseru absorbováno mechanismem inverzního brzdného záření (útlum světelných vln vlivem elektron-iontovými srážkami). Absorbční koeficient  $\kappa$  pro světlo intenzity  $I$  je definován jako

$$I = I_0 \exp(\kappa x) \quad (1.23)$$

$$dI = -\kappa I_0 \exp(-\kappa x) dx. \quad (1.24)$$

Pak po úpravách a dosazení vztahu pro oscilační energii [4] máme

$$\kappa = \frac{1}{I} \frac{1}{\tau_{ei}} n_e \left( \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} \right), \quad (1.25)$$

kde  $\tau_{ei}$  je čas kolize mezi elektrony a ionty a  $E_0$  je amplituda elektrického pole laseru. Ta je svázána s intenzitou Poyntingovým vektorem

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon_r \varepsilon_0} E_0^2 c, \quad (1.26)$$

kde  $\varepsilon_r$  je relativní permitivita a  $c$  je rychlost světla. Po dosazení vztahu (1.25) a (1.9) dostaneme pro absorbční koeficient vztah

$$\kappa = \frac{1}{2c\tau_{ei} \left( \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{-1/2}}. \quad (1.27)$$

Z tohoto vztahu vyplývá, že plazma s větší hustotou laserový svazek lépe absorbuje [4]. Pro současné lasery není problém dosahovat intenzit  $10^{13} - 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> pro nanosekundové a  $10^{16} - 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> pro femtosekundové impulzy. Díky takovýmto intenzitám jsou schopné ionizovat plyn a vytvořit tak plazma v jediném impulzu. Studium laserového plazmatu v dnešní době pomáhá s výzkumem termionukleární fúze, urychlováním částic s gradienty polí o řády větší než jsou dosahovány v konvenčních urychlovačích či zkoumáním dynamiky vesmírných procesů [5].

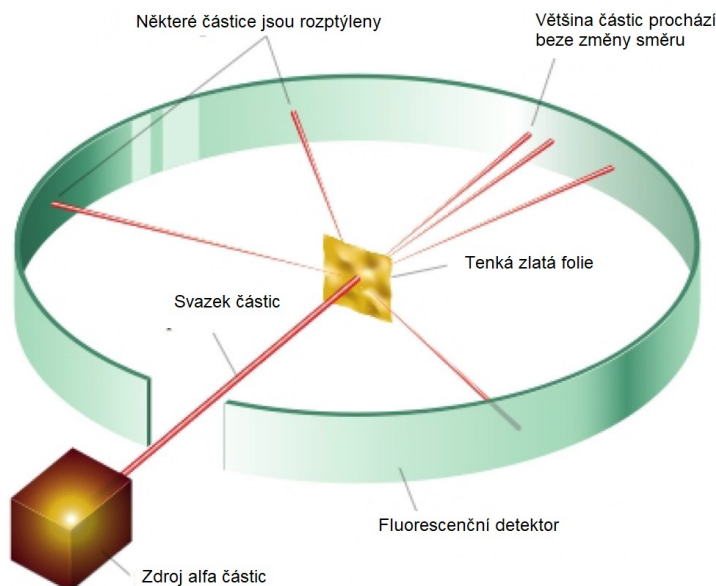
## Kapitola 2

# Urychlování částic za pomoci intenzivního laserového impulsu

Částicové urychlovače se za svou stoletou historii staly jedním z nejdůležitějších nástrojů při posouvání hranic našeho poznání. Jako důkaz nám poslouží nejnovější poznatky z Velkého hadronového urychlovače (LHC) v Evropské organizaci pro jaderný výzkum (CERN) o objevu nového typu tetrakvarku [13]. Urychlovače našly své uplatnění nejen ve vědě, ale i v oblastech každodenního života. Dříve byla součástí televizí elektronová děla, v dnešní době zas umožňují tyto přístroje částicové léčby některých nádorových onemocnění [14]. V úvodu druhé kapitoly si připomeneme vývoj urychlovačů. Zbytek kapitoly budeme nadále věnovat experimentům, při kterých jsou vysokoenergetické částice generovány pomocí laseru.

### 2.1 Od katodové trubice až po Large Hadron Collider

První krok ve vývoji soudobých urychlovačů můžeme datovat už do 17. století, kdy Otto von Guericke v roce 1654 vynalezl vývěvu. Následný vynález elektrostatického generátoru (1663), vysvětlení termoemise (1853, Bequerel) či zlepšování kvality vakua na  $10^{-3}$  atm (Geissler) vedly k sestrojení katodové trubice (1869; Blicher, Hittorf), kterou můžeme považovat za první urychlovač částic (elektrostatický, elektronový). Záření, které tehdy pozorovali v trubici, nazval o 8 let později W. Crookes katodovým zářením a o 10 let později (1879) zjistil, že se dá ohnout magnetem. To ho vedlo k hypotéze, že se jedná o nabitě částice [14]. Katodová trubice zaznamenala mnohá vylepšení: zlepšila se kvalita vakua a katodová elektroda byla vyměněna za vlákno (1880). V roce 1897 J. J. Thomson ukázal, že katodové záření jsou nabitě částice - elektrony (pojem byl



Obr. 2.1: Schéma experimentu se zlatou folií, při kterém byla potvrzena existence jádra [16].

zaveden v roce 1874; Stoney), a mají vysoký poměr náboje k hmotnosti [15]

$$\frac{q}{m} = 1,75882001076 \cdot 10^{11} \text{C} \cdot \text{kg}^{-1}. \quad (2.1)$$

Na počátku 20. století E. Rutherford klasifikuje radioaktivní záření na alfa, beta a gama. Následně v roce 1906 postulují existenci jádra po experimentu s bombardováním slídy (elektron jako součást atomového jádra navrhl v roce 1897 A. Schuster). Definitivně je existence jádra potvrzena v roce 1909 známým experimentem s ostřelováním zlaté folie alfa částicemi (energie kolem několika MeV) a pozorováním zpětného rozptylu (Obr. 2.1). Během dalších let je na rtuťových parách potvrzena existence elektronových slupek a v roce 1919 Rutherford provádí první jadernou reakci [14]



a předpokládá, že ke zkoumání atomového jádra bude třeba energetičtějších svazků částic, čímž startuje honbu za konstrukcí urychlovačů. Později v roce 1928 je sestaven 700 kV Cockcroft-Waltonův generátor, elektrostatický urychlovač fungující na principu dodávání energie částicím dle dosaženého potenciálového rozdílu, který je v následujících letech schopen produkovat 400 keV svazky protonů, čímž je schopen rozštěpit atom lithia. Cockcroft Waltonův generátor (Obr. 2.2) je dále používán jako předurychlovač pro větší urychlovače [17]. Ve stejné době je Van de Graaffem sestaven jiný elektrosta-

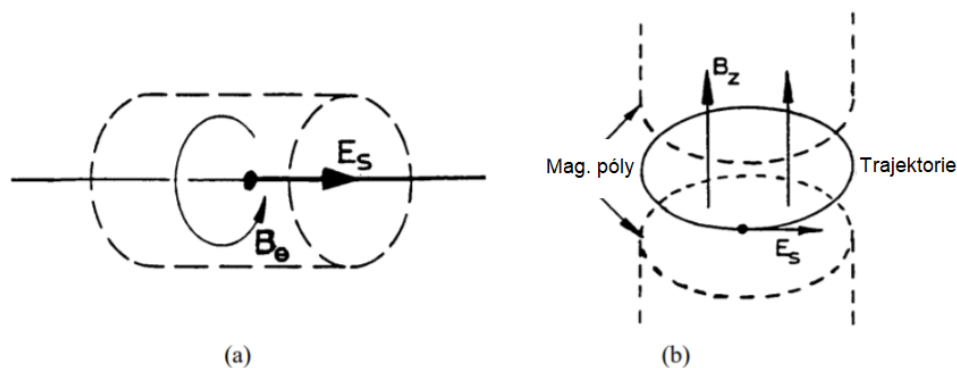


Obr. 2.2: Cockcroft-Waltonův generátor ve Skotském Národním Muzeu [18].

tický generátor dosahující potenciálu 1,5 MV, který je zvýšen dalším vývojem až na 10 MV. Inovací tohoto generátoru bylo sestavení tandemového urychlovače, který zvládl urychlovací napětí použít dvakrát - nejprve byl urychlen záporný ion, kterému byly po přejití vysokým napětím tenkou folií sebrány elektrony. Tak byly vytvořeny ze záporných pozitivní ionty, které byly znovu urychleny. Van de Graaffův generátor i tandemový urychlovač byly schopny produkovat svazky o stabilní energii s malým rozptylem, ale nebyly schopné mít ve svazích tolik náboje jako Cockcroft-Waltonův generátor.

Ve 20. letech započal vývoj i jiného typu urychlovačů, a to rezonančních, které měly být alternativou k elektrostatickým omezených maximálním možným napětím generovaným v systému. Základ jim byl položen v roce 1924 E. Isingem a hlavní rozdíl spočíval v časově proměnných elektrických polích (generátory měly pole statické). Částice v nich prochází sérií driftových trubic, které jsou zapojeny k radiofrekvenčnímu (RF) generátoru. Frekvence je nastavena tak, aby částice během průletu mezi trubicemi 'cítila' elektrické pole ve směru letu. S přibývajícím rychlostí částice se zvětšuje i délka driftových trubic. Takto byl systém s 25 kV polem o frekvenci 1 MHz schopný urychlovat draselné ionty na 50 keV.

Inspirován tímto principem sestavil Lawrence první kruhový urychlovač - cyklotron, v roce 1931 a urychlil vodíkové ionty na 80 keV. O rok později už se mu daří protony urychlovat na energii 1,25 MeV a štěpí atom jen týdně po tom, co se to daří Cockcroftovi s Waltonem. Navyšování energie částic (v roce 1939



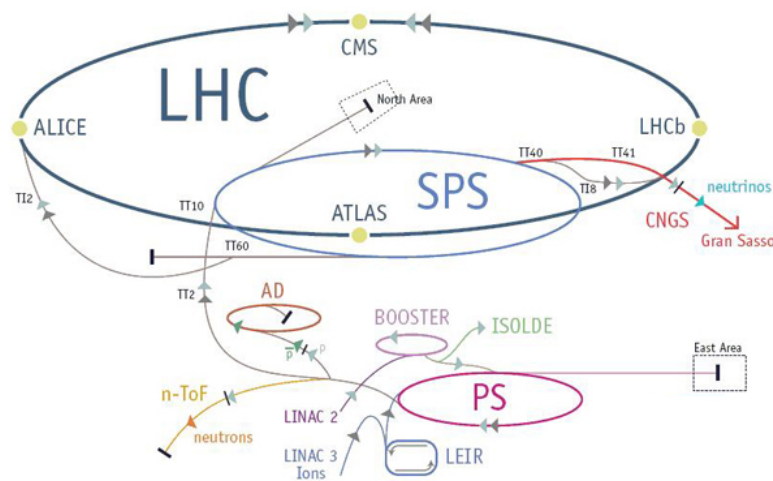
Obr. 2.3: Rozdíl v konfiguraci trajektorie částice vzhledem k elektrickému a magnetickému poli urychlovače a) v RF dutině b) v betatronu [17].

bylo možné na cyklotronu produkovat 20 MeV svazky) u cyklotronu nakonec narazilo na problémy s relativistickými efekty, které způsobovaly zpomalování částice a asynchronizaci s RF polem. Tyto problémy byly vyřešeny až u synchrotronu. Mimo klasický cyklotron byl v roce 1945 vynalezen i mikrotrotron - elektronový cyklotron, který se dodnes používá např. jako injektor pro větší urychlovače.

Poslední vývojové větvi, které byly také v 20. letech minulého století položeny základy, jsou betatronové urychlovače. V roce 1923 navrhuje v rámci své dizertační práce R. Wideröe betatronový mechanismus (Obr. 2.3) a urychlovač později sestavuje, avšak nefunkční. Odrazen od tohoto modelu nakonec sestavuje lineární urychlovač. Koncept betatronu byl na dlouho zapomenut a byl objeven opět až v roce 1940 D. W. Kerstem, který ve stejném roce sestavuje funkční prototyp schopný urychlovat elektrony na energii 2,2 MeV. O 10 let později sestavuje největší betatron na světě a energie elektronů se zvyšuje na 300 MeV. Betatrony jsou stavěny i v nemocnicích či menších laboratorích.

K urychlování částic na vyšší energie bylo třeba zajistit fokusaci svazků v podélném i příčném směru. Problém podélné fokusace se podařilo vyřešit v roce 1944 díky principu fázové stability a vynálezem synchrotronu, ve kterém pole roste spolu s energií částice, za účelem ponechání stálé trajektorie (obdobně jak v betatronu). Urychlování probíhá pomocí RF napětí. První prototyp vznikl v roce 1946. V roce 1952 byl v Brookhaven National Laboratory zprovozněn Cosmotron produkující protony o 3 GeV. Fokusaci, která byla využívána se říkalo slabá, avšak aparatura, které bylo třeba k uchování svazku se stávala velkou a magnety nákladnými. Ve stejném roce však byla vymyšlena i fokusace silná, ke které bylo možné použít menších magnetů, a předpovídalo se s ní dosažení ještě větších energií (u slabé fokusace to bylo 10 GeV). Synchrotron s možností silné fokusace tak brzy předešel všechny dřívější urychlovače.

## 2.2. GENERACE VYSOKOENERGETICKÝCH ČÁSTIC POMOCÍ LASERU17



Obr. 2.4: Schéma Velkého hadronového urychlovače [19]. Předtím než jsou částice urychleny na nejvyšší energii, je třeba je předurychlit. Obvod urychlovače LHC činí 27 km.

Jedním z posledních kroků byl přechod k urychlovačům se vstřícnými svazky a akumulacími prstenci, ve kterých se sráží dva protichůdné svazky. V těchto přístrojích je k dosažení stejné energie v těžišťové soustavě zapotřebí mnohem nižší energie svazků samotných než při konfiguraci svazku dopadajícího na pevný terč. K vyrovnání dvou 26 GeV protonových svazků srážejících se proti sobě by bylo zapotřebí 1 TeV svazku dopadajícího na terč. Mezi další objevy doprovázející vývoj urychlovačů se řadí vynález stochastického chlazení, použití kvadrupólů či supravodivých magnetů [17].

Největšími urychlovači jsou v dnešní době LHC v CERNu (Obr. 2.4) a RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) v Brookhaven National Laboratory (BNL). Velký hadronový urychlovač zvládne urychlovat protony na energii 7 TeV [20], na RHICu se jádra zlata srážejí s energií o hodnotě 200 GeV v těžišťové soustavě [21]. Tyto urychlovače jsou ale vázány limitem kladeným na maximální možnou hodnotu urychlovacího gradientu. Ten je hlavním důvodem velikosti těchto přístrojů (obvod LHC je 27 km, obvod RHIC je 3834 m [22]). Mohou tedy částice být na vysoké energie urychleny i v úspornějším měřítku?

## 2.2 Generace vysokoenergetických částic pomocí laseru

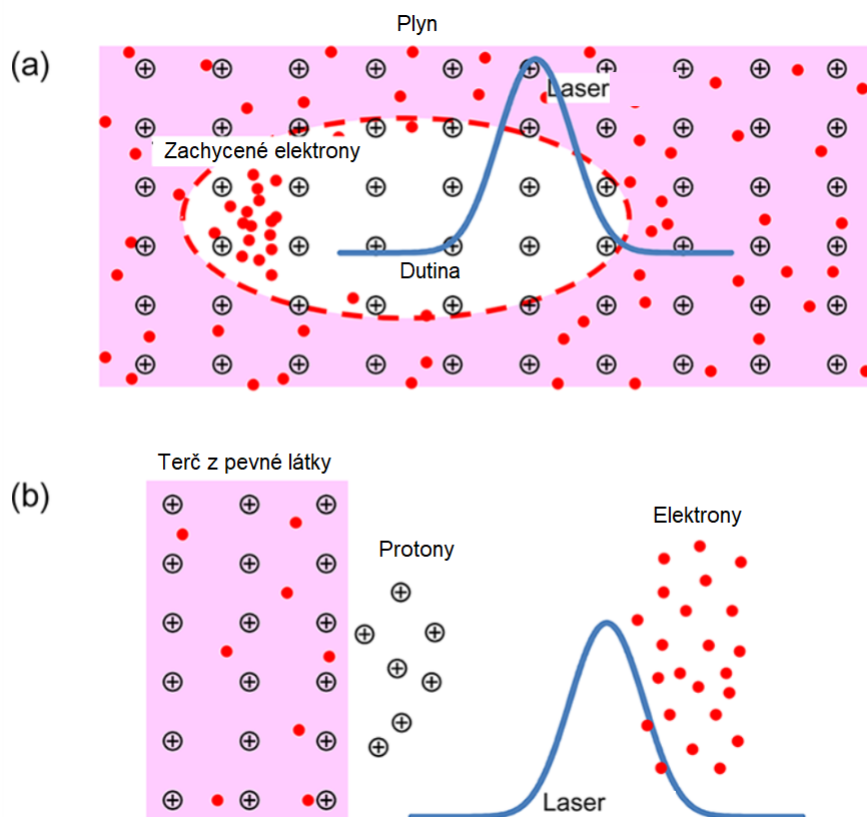
Teoretický základ ke vzniku laseru položil již A. Einstein v roce 1917, avšak první prototyp byl sestaven až v roce 1960 T. Maimanem [23]. Od té doby se

laser stal vynálezem s řadou aplikací i mimo vědecký výzkum (čtečka čárových kódů či CD) a v dnešní době je již součástí našeho každodenního života (obrazovky televizí, tiskárny, dermatologie, oční operace, atd.).

K tomu, aby se laser dal použít k urychlování částic, bylo zapotřebí navýšení jeho intenzity. Nejprve bylo využíváno metod jako Q-spínání či synchronizace módů, po kterých bylo dosaženo intenzit  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. Zlomový bod však nastal, když byla v 80. letech metoda zesílení pomocí rozmnítnutého impulsu (známá od 60. let pro zvyšování výkonu radarů) použita D. Stricklad a G. Mourouem právě k zesílení laserového svazku. Od té doby se i díky této metodě dosahuje stále vyšší intenzity. Zároveň je třeba zmínit, že pokud máme svazek o dané energii, můžeme jeho intenzitu zvýšit jak časovým zkrácením laserového impulsu, tak jeho zafokusem do malého průměru. V dnešní době je tak dosahováno již relativistických intenzit (nad  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>) [24]. Např. PW laserový systém HERCULES je schopný produkovat impuls o intenzitě  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> [25].

Možnost využití intenzivních laserů k urychlování částic prostřednictvím vlny plazmatu, kterou laser vyvolá, byla poprvé navržena v článku o T. Tajima a J. M. Dawsona [26]. Jednalo se o myšlenku využití vysokých urychlovacích gradientů vyvolaných kolektivními oscilacemi plazmatu. Tyto oscilace mající kolem desítek mikronů mohou být vyvolány právě laserem nebo svazkem částic s vysokým nábojem. Princip urychlování elektronů na plazmové vlně byl již popsán v [23], kde byla shrnuta teorie interakce laseru s plazmatem, vznik vlny a následné urychlování elektronů. Prvně byly elektrony pomocí laserem generované vlny plazmatu urychleny v roce 1994 na energie pár desítek MeV. Hlavním milníkem v urychlování elektronů byl pak rok 2002, kdy byl objeven bublinový režim, při kterém jsou všechny elektrony vytlačeny z osy laserového impulsu, a tak vzniká iontová bublina obklopena elektrony (Obr. 2.5a). Výsledky byly publikovány v roce 2004, kdy byly produkovány svazky monoenergetické svazky s vysokou energií na zlomku délky, na které urychlují konvenční typy urychlovačů [24]. V dnešní době je již běžné urychlování elektronů na energie 4 GeV na vzdálenostech menších než decimetry. V roce 2019 byl vydán článek reportující elektrony urychlené na několika centimetrech na energii 7,8 GeV [28].

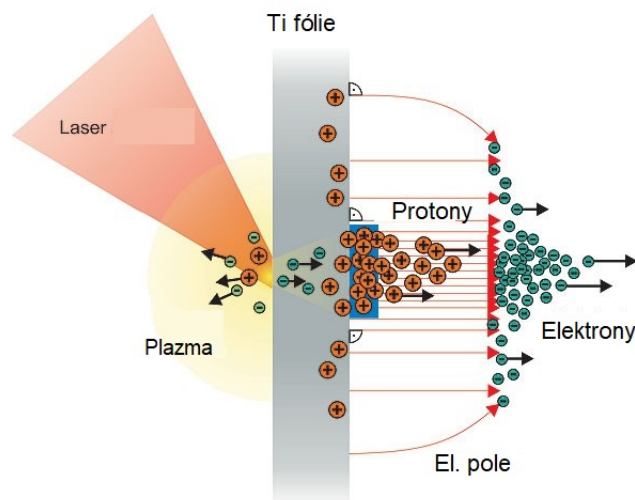




Obr. 2.5: Základní princip urychlování a) elektronů a b) protonů v plazmatu za pomoci intenzivního laserového svazku [27].

### 2.2.1 Urychlování protonů a iontů

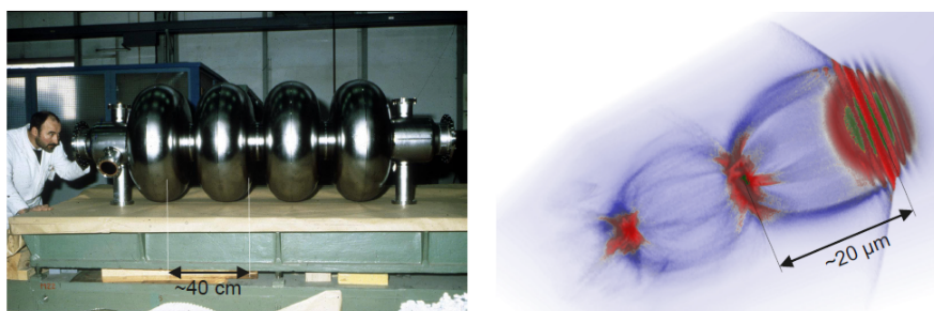
Elektrony však nejsou jediné částice, které mohou být využitím laserových impulzů a plazmatu urychleny. Intenzity, kterých lasery dosahují, začaly umožňovat i urychlování iontů, primárně protonů. V tomto případě je laser zafokuseván na tenký kovový terč, který ionizuje (Obr. 2.5b). Ve vzniklém plazmatu jsou ponderomotorickou silou urychleny elektrony ve stejném směru jako má laserový paprsek a vytváří se elektrické pole mezi elektrony a ionty pozadí. V tomto poli pak mohou být protony a ionty z terčů nepřímo urychleny (Obr. 2.6) [27]. Energie takto urychlených protonů dosahuje 10 MeV [29]. K přímému urychlení protonů na rychlosti dosahujících rychlosti světla by bylo zapotřebí laserové intenzity až  $10^{24}$  W/cm<sup>2</sup>, které zatím nebylo dosaženo [27]. Závěrem podkapitoly dodejme, že intenzivní svazky laseru umožňují i produkci neutronů [31] a pozitronů (při interakci s vysokoenergetickým svazkem elektronů) [32].



Obr. 2.6: Obecné schéma konfigurace pro urychlování protonů [30].

### 2.2.2 Výhody generace energetických částic pomocí laseru

Urychlování na laserem generovaných vlnách plazmatu má oproti konvenčnímu způsobu urychlování výhodu právě v o několik řádů vyšších urychlovacích gradientech, které mohou být v plazmatu dosaženy. Zatímco v klasických urychlovacích gradienty nemohou překročit 100 MV/m, v urychlovacích na plazmové vlně dosahují až stovek GV/m [24]. Dutiny konvenčních urychlovačů jsou makroskopických rozměrů (řádově decimetry), kdežto u plazmatu mají desítky mikronů (Obr. 2.7) [33]. V porovnání se zařízeními jako je synchrotron, jsou



Obr. 2.7: Rozdíl ve velikostech urychlovacích dutin mezi konvenčním urychlovačem a urychlovačem na plazmové vlně [24].

urychlovače na plazmové vlně i skvělým zdrojem vysokoenergetických fotonů (röntgenové i gama záření). Mezi procesy, při kterých záření vzniká, řadíme undulátorové či betatronové záření nebo Comptonův rozptyl [24].

## 2.3 Laboratorní astrofyzika

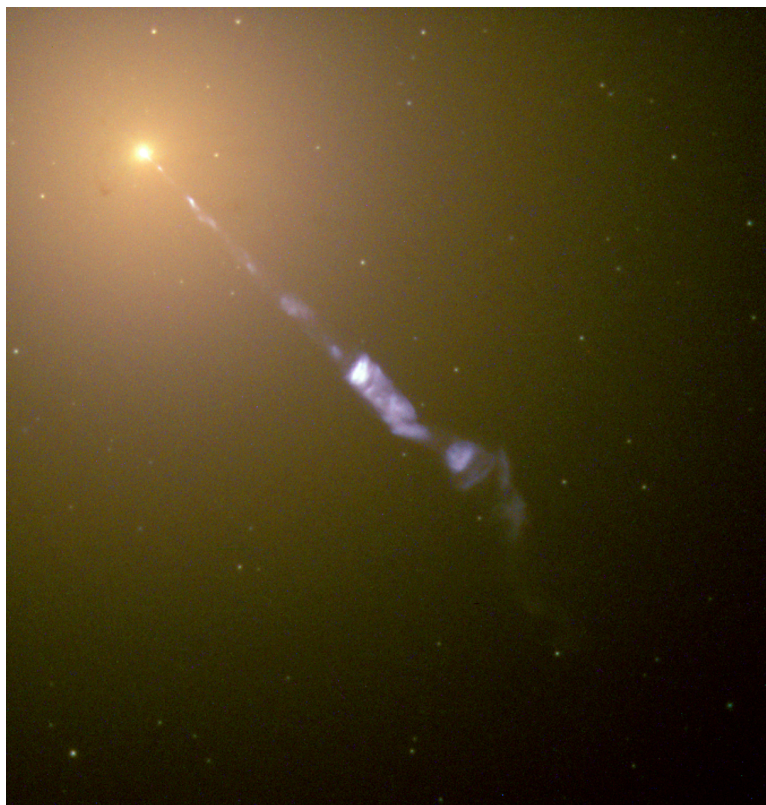
Ve vesmíru dochází k mnoha zajímavým dynamickým jevům, které jsou charakteristické vysokými energiemi (vysokoenergetické kosmické či gama záření, neutrína), teplotami či hustotami (exploze supernov, gama záblesky) a silnými poli (v okolí černých děr a neutronových hvězd) [1]. Bližší zkoumání těchto jevů však bylo výzvou a krom přímého pozorování bylo třeba nalezení alternativní cesty ke studiu vesmíru. Touto alternativou se díky existenci dostatečně intenzivních laserových svazků a vývojem nových diagnostických metod staly experimenty v laboratořích. Laboratorní astrofyzika je oblast, která v sobě prolíná poznatky z astrofyziky, částicové fyziky a fyziky plazmatu, ke zkoumání nejen výše zmíněných jevů např. pomocí pečlivého škálování bezrozměrných parametrů [34]. V ideálním případě by mezi parametry modelovaného jevu a experimentu měla být shoda. Avšak tyto požadavky jsou těžko splnitelné a během experimentů je pouze pár základních parametrů stejných [35]. Možnosti vytváření si vesmírných podmínek v malých měřítkách v laboratorním prostředí nám umožňuje mnohabodová měření, jejich opakovatelnost, kontrolovatelné podmínky a mimo jiné i snížené náklady [34]. Lasery mohou v laboratorní astrofyzice pomoci ve třech různých oblastech:

1. Kalibrace: Astrofyzikální měření spoléhají měření fotonů z těchto procesů: atomová a molekulová spektra, synchrotronní záření, Comptonův rozptyl, atd. Přesná kalibrace v laboratořích pomáhá ověřovat tato měření.
2. Dynamické procesy: Přesné napodobení podmínek ve vesmíru v laboratoři není možné. Většina magneto-hydrodynamických procesů je však škálovatelná. Příkladem mohou být astrofyzikální jety, turbulence, rázové vlny a nestability. Jednou ze základních otázek této oblasti je vysvětlení principu urychlování částic ve vesmíru.
3. Základní kosmologické otázky: Studium Hawkingova záření, zkoumání kvantové gravitace.

Samotné laboratorní měření můžeme rozdělit na dva typy dle toho, zda chceme spíše napodobit celkovou geometrii systému či studoval lokální vlastnosti procesu [35].

### 2.3.1 Princip urychlování a astrofyzikální jety

Prozatím jsme se v této práci zmiňovali pouze o urychlovačích sestavených člověkem. Od počátku 20. století, kdy bylo objeveno kosmické záření [36], však víme, že i ve vesmíru musí existovat určité metody, jak urychlit částice na extrémně vysoké energie - pozorovány byly do dnešní doby částice s energií



Obr. 2.8: Astrofyzikální jet z galaxie M87. Zachyceno Hubbleovým teleskopem [40].

až  $10^{20}$  eV [2]. Jak funguje kosmické urychlování je jednou z otázek, u které si od laboratorní astrofyziky vědci slibují odpověď [34]. Proces urychlování částic ve vesmíru byl prozatím vysvětlován Fermiho urychlováním prvního a druhého druhu. Oba tyto modely však narážejí na problémy ve chvíli aplikace na částice o extrémně vysokých energiích. Novými mechanismy pro urychlení takto energetických částic, nad kterými se uvažuje, je Zevatron [37] a urychlování na vlnách plazmatu vyvolaných Alfvénovými vlnami šířícími se podél jetů z aktivních galaktických jader [38].

Astrofyzikální jety (Obr. 2.8) jsou častým jevem, který můžeme pozorovat u aktivních jader galaxií, rentgenových binárních systémů či mladých hvězdných objektů (raná fáze hvězdné evoluce, která trvá kolem  $10^5$  let) [39]. Dosahují délek kolem 0,1 pc a jsou vysoce kolimované na dlouhé vzdálenosti (poměr délky k šířce je roven 10 a více), která je zapříčiněna přítomností okolního mezihvězdného média a externím magnetickým polem a radiačním chlazením. Stále však není zcela porozuměno důležitosti jednotlivých těchto komponent, zejména pak ve větších vzdálenostech od hvězdy, kde je magnetické pole významně oslabeno. Pozorovány byly jety, které se šíří rychlostí

| Škálovací parametry                 |                      |                       |
|-------------------------------------|----------------------|-----------------------|
| Název                               | Astrofyzikální jety  | Laboratorní jety      |
| Machovo číslo                       | 10,0 - 25,0          | 9,0 - 12,0            |
| Chladicí faktor                     | 0,1 - 10,0           | 80,0                  |
| Poměr hustot                        | 1,0 - 10,0           | 3,5                   |
| Další charakteristické parametry    |                      |                       |
| Délka [cm]                          | $3, 0 \cdot 10^{17}$ | 0,5                   |
| Poloměr [cm]                        | $7, 5 \cdot 10^{15}$ | $15, 0 \cdot 10^{-3}$ |
| Hustota částic [ $\text{cm}^{-3}$ ] | 20,0                 | $1, 5 \cdot 10^{18}$  |
| Teplota [eV]                        | 1,0                  | 100,0                 |

Tab. 2.1: Porovnání škálovacích [41] a dalších [43] parametrů astrofyzikálních a laboratorních jetů.

100-400 km/s. Struktura jetů byla zkoumána v řadě experimentů a pomocí mnoha simulací a nejlépe jsou popisovány jako struktura sestávající se z husté centrální oblasti a méně hustého ‘cocoonu’ [41].

V laboratoři jsou jety tvořeny při experimentech, ve kterých je výkonný laser namířen na pevný terč, na jehož druhé straně vzniká zkoumaný jet. Tyto jety mají rozměry v řádu milimetrů, zato dosahují podobných rychlostí kolem stovek km/s [42]. Nejdůležitějšími škálovacími parametry jsou Machovo číslo  $M$ , chladicí faktor  $\chi$  (relativní důležitost různých chladících procesů) a poměr hustot  $\eta$  (hustota jetu ku hustotě okolního media). V Tab. 2.1 můžeme vidět typické hodnoty pro astrofyzikální jety a hodnoty, které byly dosaženy při zkoumání formace a šíření jetu v laboratoři [41].

Laboratorní astrofyzika by nám mohla pomoci s výzkumem plazmových turbulencí, magnetické rekonekce, srážkových i bezsrážkových vln plazmatu, kinetických nestability či procesu právě procesu urychlování částic. Tyto poznatky se dají nadále použít při studiu inerciální fúze [34].



# Kapitola 3

## Interferometrie jako jedna z diagnostik plazmatu

Ve třetí kapitole této práce se budeme věnovat diagnostice laserového plazmatu. Takto tvořené plazma je charakteristické krátkou dobou života a rychle se vyvíjejícími parametry, které silně závisí na podmínkách jako jsou intenzita laseru, velikost svazku laseru či složení a tlak okolního plynu. Tyto parametry se však zároveň mění s narůstající axiální a radiální vzdáleností od terče při stejných výše jmenovaných podmínkách [44]. Závěr kapitoly je věnován praktické části této práce, ve které byl sestaven Fresnelův interferometr s přenosem obrazu. Dále je demonstrována schopnost rozdělení laserového svazku do dvou ramen (dle vlnové délky a dle polarizace).

### 3.1 Diagnostika plazmatu

Při výběru vhodné metody hraje roli míra zásahu do vlastností plazmatu. Naší snahou je diagnostikami plazma co nejméně ovlivnit. Metody tak můžeme rozdělit i na destruktivní a nedestruktivní. Dále je můžeme dělit na [45]:

- elektrostatické sondy: Do plazmatu se vkládá sonda, na kterou je přivedeno napětí ke zjištění voltampérové charakteristiky. Z té lze získat elektronovou teplotu. Sond existuje více typů. Každá je vhodná pro měření jiných vlastností v různých typech plazmatu.
- vysokofrekvenční (mikrovlnné) metody: Plazma je vystavováno mikrovlnnému záření a je pozorována změna konstanty šíření po průchodu vlny plazmatem. Lze tak získat údaje o koncentraci. Náhodným pohybem elektronů vlivem jejich urychlení v poli atomů vzniká šumový proud, jehož detekcí lze získat elektronovou teplotu.
- optické metody: Mohou spočívat buď na ozařování plazmatu, či na analýze a vyhodnocování spektra záření plazmatu samotného.

Do této skupiny se řadí diagnostiky jako optická emisní spektroskopie či interferometrie.

- korpuskulární diagnostika (hmotová spektroskopie): Slouží ke zkoumání chemického složení plazmatu.

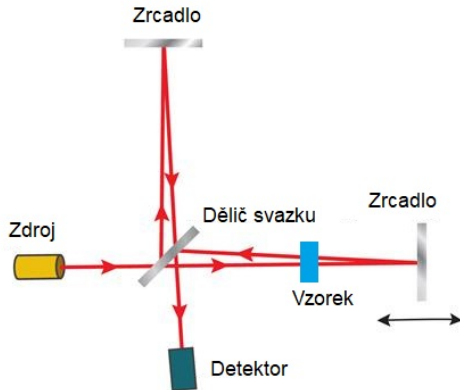
Klíčovými parametry pro popis laserového plazmatu jsou hustota a teplota. Za normálních podmínek není stupeň ionizace zanedbatelný a je třeba rozeznávat mezi hustotou a teplotou elektronů, pozitivních iontů a neutrálních atomů. V počátečních časech existence plazmatu jsou však teplota i hustota plazmatu dány hlavně příspěvkem od teploty a hustoty elektronů. Teplota plazmatu může být určována během celého procesu expanze pomocí röntgenové či viditelné spektroskopie. Pro získání hustoty plazmatu však existuje více možností, jako jsou spektroskopie plazmatu, mikrovlnná a laserová interferometrie či Thomsonův rozptyl. Každá z těchto metod je lépe vhodná pro určité typy plazmatu [44].

## 3.2 Laserová interferometrie

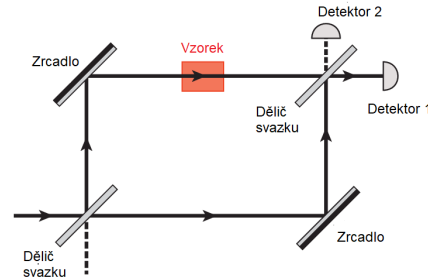
Laserová interferometrie (LI) založená na analýze struktury interferenčních proužků a dovoluje velmi přesné měření i v raných fázích expanze plazmatu, kdy kontinuum asociované s brzdným zářením a rekombinační emisí nedovoluje jasnou detekci emisních čar [44]. Obecně je laser rozdělen na referenční a předmětový svazek, kde předmětový svazek prochází plazmatem. Po rekombinaci s referenčním svazkem se vytvoří interferenční obrazec, ze kterého lze získat hustotu volných elektronů, která je přímo úměrná indexu lomu (Kromě interference se může k získání variace indexu lomu použít i stínografie, která místo fázového posunu používá úhel odchýlení svazku) plazmatu [46]. Variance v indexu lomu je stejná jako změna v délce cesty svazku procházejícího plazmatem. Fázový posun je získán z amplitudy interferenčních proužků po rekombinaci obou svazků. Časové rozlišení interference je závislé na délce impulsu diagnostického svazku a časování detekčního zařízení. Pokud vývoj plazmatu je stejný nebo kratší než je délka laserového impulsu, pak dochází k rozostření interferenčních proužků. Vlnová délka laseru by měla být daleko od hodnoty rezonanční absorpce plazmatu, aby příspěvky k indexu lomu od vázaných elektronů byly zanedbatelné oproti volným elektronům [47].

Zároveň je třeba připomenout, že záření laseru pronikne jen do oblastí, kde je elektronová hustota pod jeho kritickou hodnotou. Interferometry mají mnoho různých konfigurací a rozlišujeme u nich dva typy dle toho, zda se svazek dělí dle amplitudy (k rozdělení el. pole dochází ve všech místech vlnoplochy; Mach-Zenderův, Michaelsonův, Sagnackův) nebo dle vlnoplochy (z vlnoplochy se vybere část, která prochází zkoumaným předmětem/plazmatem a zbylá část





Obr. 3.1: Schéma Michaelsonova interferometru [48].



Obr. 3.2: Schéma Mach-Zenderova interferometru [49].

slouží jako reference; Fresnelův, Lloydův) [44]. Mezi nejznámější interferometry patří:

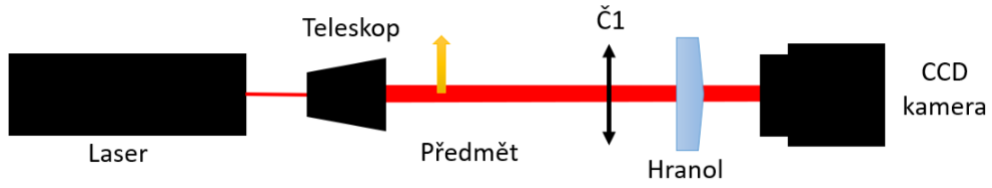
- Michaelsonův interferometr: Svazek je rozdělen pomocí děliče svazků na dva svazky se stejnou amplitudou (Obr. 3.1). Svazky jsou odrazeny zrcadly a vrací se nazpět k děliči. Při měření indexu lomu je terč umístěn do jednoho z ramen. Tím, že jím svazek prochází dvakrát je zdvojnásobena i citlivost na fázový posun, avšak přibývá problém při ostření proužků.
- Mach-Zenderův interferometr: Laserový svazek je rozdělen děličem svazku na referenční a objektové rameno (Obr. 3.2). Předmětem, umístěným do objektového ramene, prochází laserový impulz tedy pouze jednou. Má tedy poloviční citlivost pro fázový posun. Na druhou stranu je odstraněn problém se zaostřením výsledných proužků.

Dalšími typy jsou například Fabry-Perotův, Fizeaův, Twyman-Greenův nebo Nomarskiho [46]. V praktické části práce se budeme zabývat Fresnelovým interferometrem.

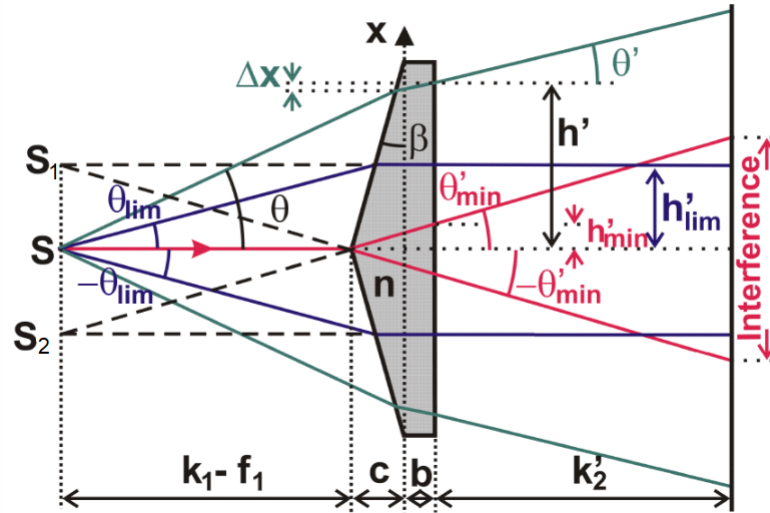
### 3.2.1 Fresnelův interferometr

Princip Fresnelova interferometru je znázorněn na Obr. 3.3. Laserový impulz se šíří po jedné optické dráze a předmět je umístěn do jedné poloviny tohoto svazku. Za předmětem se nachází spojná čočka o ohniskové vzdálenosti  $f$  a Fresnelův dvojhrot (Obr. 3.4) o indexu lomu  $n$ . Následně spolu jednotlivé části svazku interferují. Hustota proužků může být snadno upravena pomocí změny vzdálenosti mezi čočkou a hrotem. Toto tvrzení vyplývá ze vztahu pro šířku interferenčního proužku

$$\delta = \frac{l\lambda}{d}, \quad (3.1)$$



Obr. 3.3: Schéma Fresnelova interferometru. Předmět (plazma) je pouze v jedné polovině laserového svazku. Druhá polovina slouží jako reference. Následuje zobrazovací čočka a Fresnelův dvojhranol, za kterým nastává interference. Jako detektor slouží CCD kamera.



Obr. 3.4: Fresnelův dvojhranol: Znázornění chodu důležitých paprsků [50].

kde  $l$  je vzdálenost mezi ohniskem zobrazovací čočky a kamerou,  $\lambda$  je vlnová délka laseru a  $d$  je vzdálenost mezi virtuálními zdroji  $S_1$  a  $S_2$ , pro kterou platí

$$d = 2(n - 1)\beta(k_1 - f), \quad (3.2)$$

kde  $k_1$  je vzdálenost mezi zobrazovací čočkou a hranolem. Prostorové rozlišení je dáno kvalitou zobrazovací čočky [50].

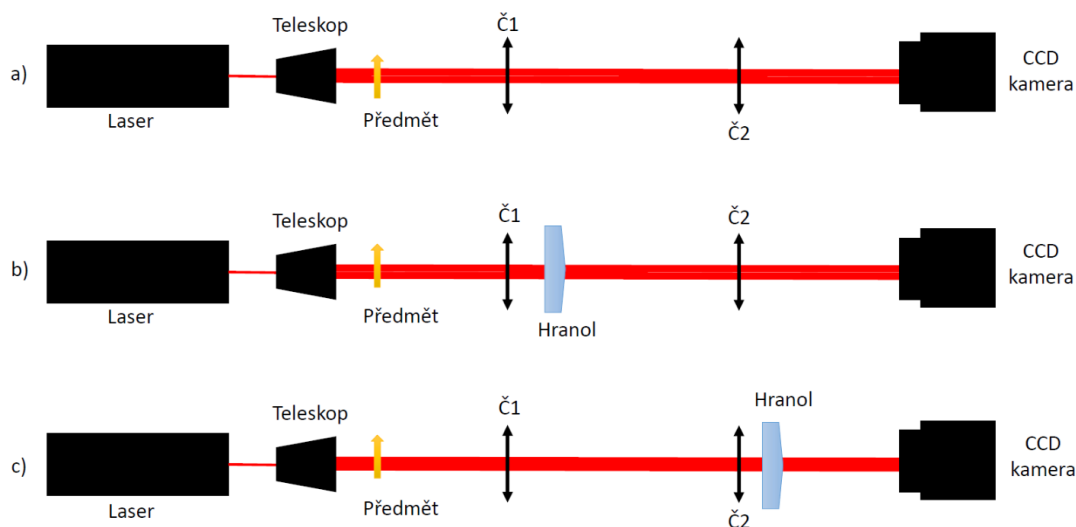
### 3.3 Praktická část: Fresnelův interferometr

Tato část práce probíhala v laboratoři na pražském PALSu (Prague Asterix Laser System).

#### 3.3.1 Pomůcky, schéma a průběh měření

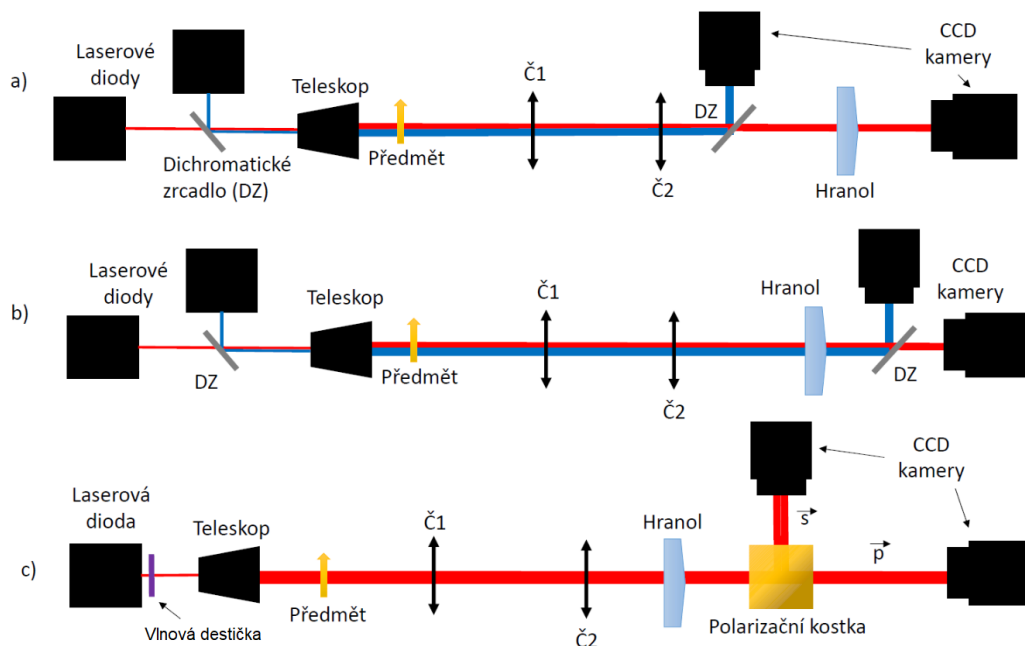
Pro první část měření byl použit helium-neonový laser o vlnové délce 633 nm, teleskop pro zvětšení svazku, sada stříbrných zrcadel různých velikostí, spojné čočky (Č1 a Č2) o ohniskových vzdálenostech  $f_1 = 30$  cm a  $f_2 = 50$  cm, Fresnelův dvojhranol (úhel  $\beta = 1,5^\circ$ ) a CCD kamery. Pro druhou část měření byly místo He-Ne laseru použité laserové diody (modrá  $\lambda_m = 450$  nm a červená  $\lambda_c = 670$  nm). Dále byla použita dichromatická zrcadla (dlouhovlnná; vyšší vlnová délka je propuštěna, nižší je odražena), vlnová destička a polarizační kostka (svislá polarizace je odražena, podélná je propuštěna). Předmětem nám při všech měřeních byla tryska, která tryskala syntetický vzduch.

Konfigurace jednotlivých měření jsou znázorněny a blíže popsány na Obr. 3.5 a 3.6. Pro zobrazení interferenčních proužků byl Fresnelův



Obr. 3.5: Schémata Fresnelova interferometru a) pro měření s mřížkou a Fresnelovým hranolem u b) první čočky nebo c) druhé čočky.

hranol umístěn od zobrazovací čočky do vzdáleností větší než byla její ohnisková vzdálenost. Hustota proužků byla upravována jejich vzájemnou vzdáleností. Při přenosu obrazu 1:1 (Obr. 3.5a) bylo nutné umístit předmět do dvojnásobku ohniskové vzdálenosti první čočky ( $2f_1 = 60$  cm), spojné čočky Č1 a Č2 do vzájemné vzdálenosti rovné součtu dvojnásobku jejich ohniskových



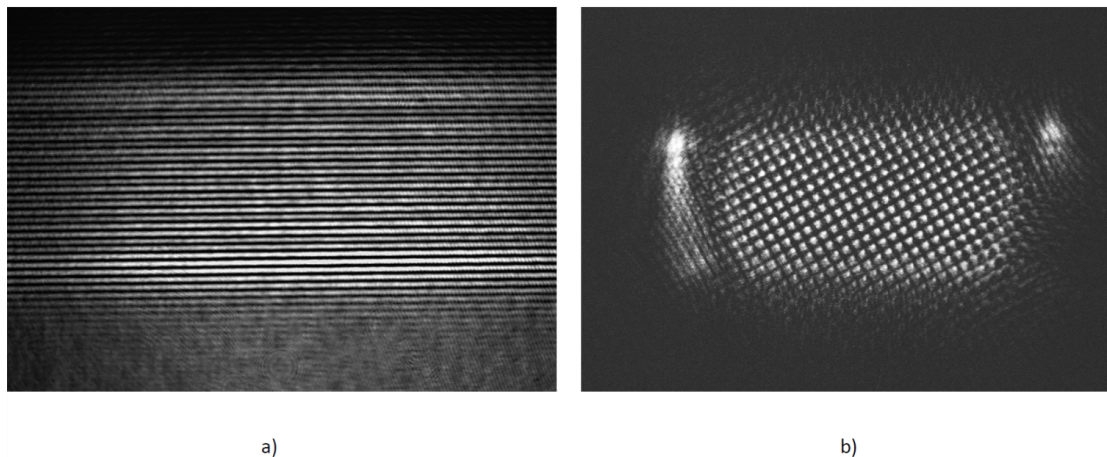
Obr. 3.6: Schémata Fresnelova interferometru pro dělení svazku dle vlnové délky dichromatickým zrcadlem a) před a b) za Fresnelovým hranolem. Schéma c) odpovídá konfiguraci při měření dělení dle polarizace.

vzdáleností ( $|\check{C}1, \check{C}2| = 160 \text{ cm}$ ) a kamera byla od čočky  $\check{C}2$  ve vzdálenosti  $2f_2 = 100 \text{ cm}$ . Při tomto měření byla dále vyzkoušena konfigurace s Fresnelovým hranolem za první (Obr. 3.5b) i druhou (Obr. 3.5c) čočkou. Pro demonstraci dvouramenného interferometru byly sestaveny 3 různé konfigurace. Pro měření, při kterém byly vlnové délky odděleny dichromatickým zrcadlem, byl Fresnelův hranol umístěn před (Obr. 3.6a) i za zrcadlo (Obr. 3.6b). Pro měření s polarizační kostkou je Fresnelův hranol umístěn před polarizační kostku (Obr. 3.6c). Polarizace jednotlivých laserů byla upravena pomocí vlnové destičky.

### 3.3.2 Výsledky

Výsledky praktické části jsou zaznamenány na Obr. 3.7 - 3.12.

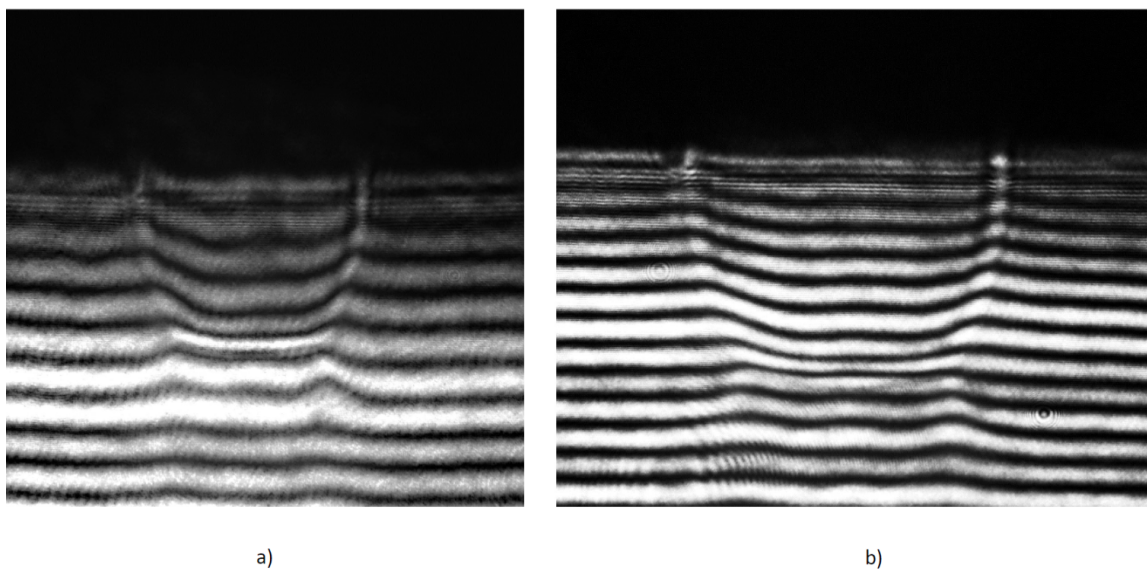
Na Obr. 3.7a vidíme interferenční proužky naměřené s He-Ne laserem a jednou spojnou čočkou. Následně jsme obraz pomocí druhé spojné čočky  $\check{C}2$  přenášely na delší vzdálenost. K zaostření sestavy jsme na místo předmětu vložili mřížku, jejíž obraz vidět na Obr. 3.7b. Z Obr. 3.8 můžeme vidět, že se nám na delší vzdálenost podařilo přenést i interferenční obrazec vytvořený plynným výtryskem. Pro Obr. 3.8a byl Fresnelův hranol umístěn za první



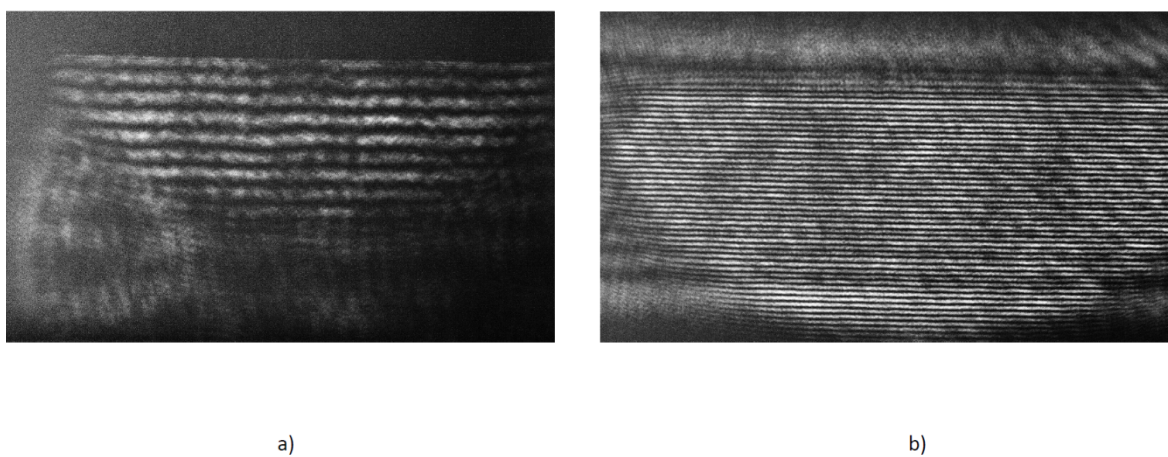
Obr. 3.7: a) Interference laserové svazku procházejícího Fresnelovým interferometrem. b) Obraz mřížky, kterou se ostříla soustava spojných čoček pro přenos obrazu.

čočkou, pro Obr. 3.8b byl hranol až za čočkou druhou. Interferenční obrazec tedy můžeme sledovat v obou konfiguracích. Krom plynného výtrysku můžeme na fotkách vidět i rázovou vlnu, která výtrysk obklopuje. Uvnitř výtrysku zas můžeme sledovat posun proužků, který odpovídá jinému indexu lomu uvnitř plynu.

Pro další měření byl He-Ne laser nahrazen laserovými diodami. Na Obr. 3.9 můžeme vidět rozdílné tloušťky interferenčních proužků pro a) červenou a b) modrou diodu. Tento rozdíl je zapříčiněn přímou závislostí šířky proužků na vlnové délce laseru (viz vztah (3.1)), a tedy červené proužky mají větší šířku než ty modré (vzdálenost hranolu a čočky se neměnila). Při dělení svazku dle vlnové délky byly interferenční obrazce zaznamenány pro dva případy. Nejprve bylo druhé dichromatické zrcadlo umístěno před Fresnelův hranol a Obr. 3.10 byl získán pomocí červené diody. V druhém případě bylo zrcadlo umístěno za hranolem a interferenční obrazec byl zaznamenán na obou kamerách - pro červenou (Obr. 3.11a) i modrou (Obr. 3.11b) diodu. To znamená, že vzájemná pozice dichromatického zrcadla a hranolu nemá na získání interferenčních proužků vliv. Při posledním měření byly zaznamenány interferenční obrazce na obou kamerách. Svazek byl dělen polarizační kostkou umístěnou za hranolem na polarizaci vodorovnou (Obr. 3.12a) a svislou (Obr. 3.12b).

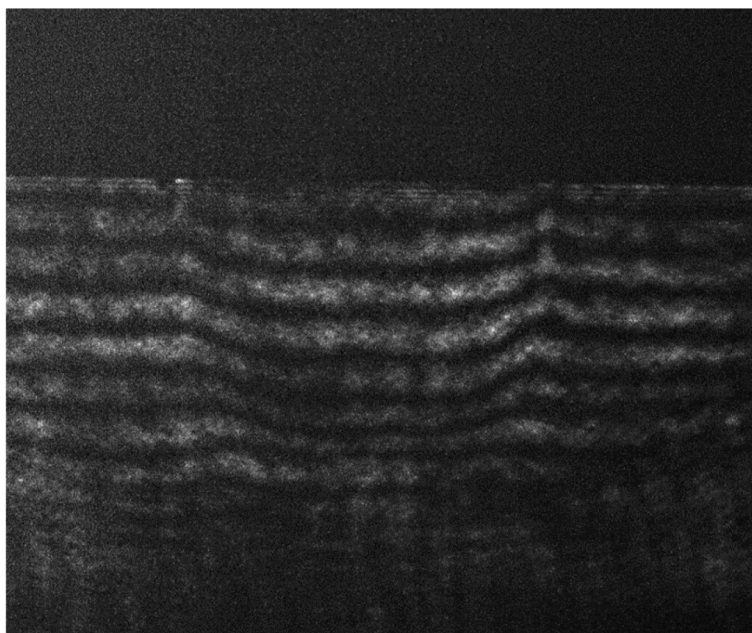


Obr. 3.8: Plynný výtrysk pro případ hranolu za a) čočkou Č1 a b) čočkou Č2.

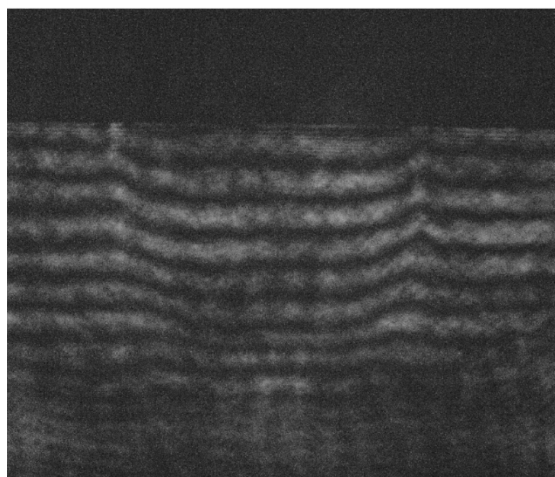


Obr. 3.9: Interferenční proužky pozorované na kameře pro a) červenou a b) modrou diodu.

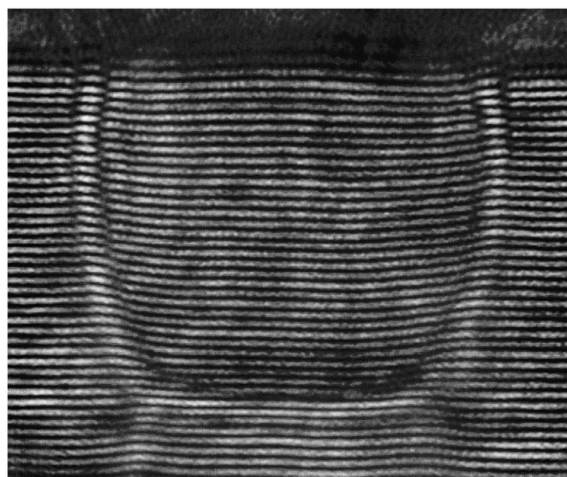




Obr. 3.10: Plynňý výtrysk v případě dichromatického zrcadla před Fresnelovým hranolem. Zobrazováno červenou diodou.

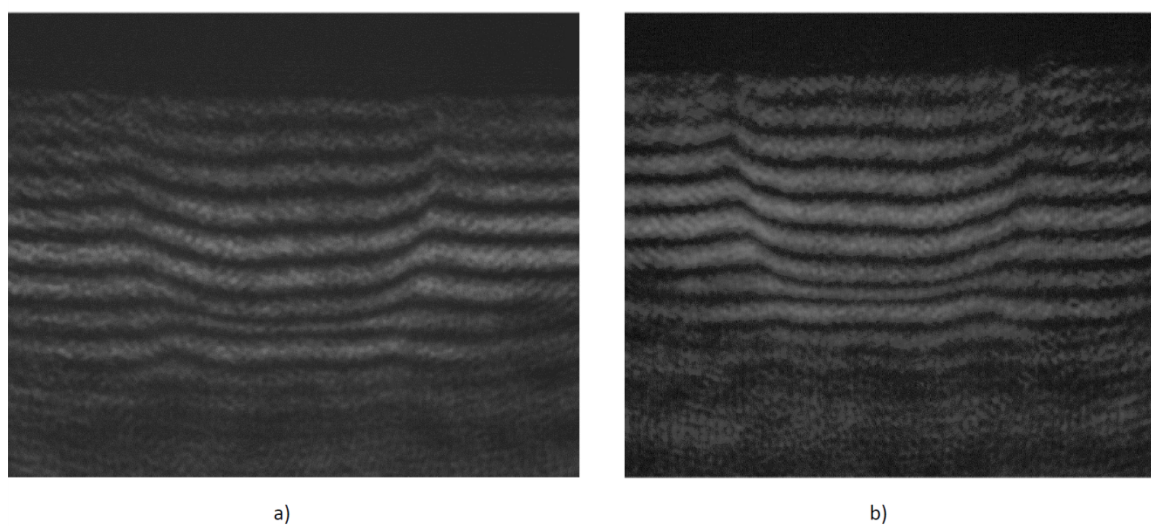


a)



b)

Obr. 3.11: Plynňý výtrysk pro případ dichromatického zrcadla za Fresnelovým hranolem pro a) červenou a pro b) modrou diodu.



Obr. 3.12: Plynný výtrysk pro případ dělení dle polarizace na a) vodorovnou a na b) svislou.



# Závěr

Cílem tohoto výzkumného úkolu bylo navázat na znalosti s urychlováním částic pomocí laserového impulsu získané během bakalářské práce a seznámit se s základy diagnostiky plazmatu.

Součástí práce je praktická část, která obsahuje návrh a realizaci Fresnelova interferometru s přenosem obrazu 1:1 na dlouhou vzdálenost. V úvodní části je zpracován krátký úvod do fyziky plazmatu, který obsahuje základní pojmy z tohoto oboru. V druhé kapitole je rešerše vývoje urychlovačů částic od jejich počátků až po moderní urychlování pomocí laserových impulsů. V závěru kapitoly jsou shrnuty výhody urychlování částic v plazmatu oproti konvenčnímu urychlování a je zde přehled experimentů generace astrofyzikálních výtrysků v laboratorních podmínkách, ve kterých je zapotřebí uplatnit poznatky jak z fyziky plazmatu, tak z částicové fyziky. V úvodu třetí kapitoly je stručný přehled diagnostiky plazmatu, na který navazuje přehled základních interferometrů. V následující podkapitole je podrobněji popsán Fresnelův interferometr.

V závěru třetí kapitoly jsou ukázky z měření s plynovou tryskou pro různá optická uspořádání. Nad rámec zadání výsledky obsahují vylepšený koncept Fresnelova interferometru, pro dvě vlnové délky, který umožňuje, při vhodném zpoždění laserových impulsů, zaznamenat dva stavy plazmatu. Dále byla úspěšně testovaná možnost dělení svazku pomocí polarizační kostky bez ztráty informace o posunu fáze, což teoreticky umožní zaznamenat nekonečné množství interferenčních obrazců, tedy ‘film’ o dynamice zkoumaného plazmatu.

Navržený Fresnelův interferometr bude v následujících měsících použit pro astrofyzikální experiment zabývající se nelokálním transportem elektronů v plazmatu. Do budoucna plánuji navrhnout čtyřramenný Fresnelův interferometr využívající různých vlnových délek a polarizací.



# Bibliografie

- [1] Gregory G. Howes. “Laboratory space physics: Investigating the physics of space plasmas in the laboratory”. In: *Physics of Plasmas* 25.5 (2018), s. 055501. DOI: 10.1063/1.5025421.
- [2] John Linsley. “Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 1020 eV”. In: *Physical Review Letters* 10.4 (1963), s. 146–148. DOI: 10.1103/physrevlett.10.146.
- [3] Petr Kulhanek. *Uvod do teorie plazmatu*. Ed. AGA. AGA, 2017.
- [4] Katerina Falk. *Plasma Physics*. Prednaska. 2020.
- [5] J. A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer New York, 2004. DOI: 10.1007/978-1-4757-4030-1.
- [6] Hale Bradt. *Astrophysics Processes*. Ed. CUP. Cambridge University Press, 1. květ. 2015. 534 s. ISBN: 0521846560. URL: [https://www.ebook.de/de/product/6972309/hale\\_bradt\\_astrophysics\\_processes.html](https://www.ebook.de/de/product/6972309/hale_bradt_astrophysics_processes.html).
- [7] *Pohyb elektronu ve zkrivenych polich*. Dostupne z: [https://www.aldebaran.cz/lab/pohyby/2\\_cteni\\_3.php](https://www.aldebaran.cz/lab/pohyby/2_cteni_3.php). 2020.
- [8] *Schema Van Allenovych pasu v okoli Zeme*. Dostupne z: [https://cs.wikipedia.org/wiki/Van\\_Allenovy\\_pC3A1sy/media/Soubor:Van\\_Allen\\_radiation\\_belt.svg](https://cs.wikipedia.org/wiki/Van_Allenovy_pC3A1sy/media/Soubor:Van_Allen_radiation_belt.svg). 2006.
- [9] J. Hester a A. Loll. *Crab nebula*. Dostupne z: [https://cs.wikipedia.org/wiki/KrabC3AD\\_mlhovina/media/Soubor:Crab\\_Nebula.jpg](https://cs.wikipedia.org/wiki/KrabC3AD_mlhovina/media/Soubor:Crab_Nebula.jpg). 2005.
- [10] Petr Kulhanek. *Astrofyzika*. Dostupne z: <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/plazma/phenomena.php>. 2018.
- [11] *Mach Number Formula*. Dostupne z: <https://www.toppr.com/guides/physics-formulas/mach-number-formula/>. 2020.
- [12] A. Hashim, S. Brown a B. Nagler. *VISAR Data Analysis at MEC*. Dostupne z: [https://portal.slac.stanford.edu/sites/lcls\\_public/instruments/MEC/Pages/VISAR.aspx](https://portal.slac.stanford.edu/sites/lcls_public/instruments/MEC/Pages/VISAR.aspx). 2017.

- [13] Achintya Rao. *LHCb discovers first open-charm tetraquark*. Dostupne z: <https://home.cern/news/news/physics/lhcb-discovers-first-open-charm-tetraquark>. 2020.
- [14] Miroslav Krus. *Urychlovace*. Prednaska. 2020.
- [15] *Charge To Mass Ratio of Electrons*. Dostupne z: <https://byjus.com/chemistry/charge-to-mass-ratio/>. 2020.
- [16] Profe Josema. *Gold foil experiment*. Dostupne z: <https://www.flickr.com/photos/130022460N05/37554099160>. 2017.
- [17] P. J. Bryant. "A Brief History and review of accelerators". In: *CERN Accelerator School: Course on General Accelerator Physics*. 1992.
- [18] *Cockcroft-Walton generator*. Dostupne z: <https://www.nms.ac.uk/explore-our-collections/stories/science-and-technology/cockcroft-walton-generator/>. 2020.
- [19] M. Vretenar, G. Belldi a R. Garoby. "LINEAR ACCELERATOR DESIGNS FOR THE UPGRADE OF THE CERN PROTON INJECTOR COMPLEX (LINAC4, SPL)". In: *RRCAT* (2007).
- [20] James Dacey. *CERN achieves 7 TeV collisions at Large Hadron Collider*. Dostupne z: <https://physicsworld.com/a/cern-achieves-7-tev-collisions-at-large-hadron-collider/>. 2010.
- [21] S. S. Adler, S. Afanasiev a C. Aidala. "J /  $\psi$  production in Au Au collisions". In: *Physical Review C* 69.1 (2004). DOI: 10.1103/physrevc.69.014901.
- [22] M. Harrison, T. Ludlam a S. Ozaki. "RHIC project overview". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 499.2-3 (2003), s. 235–244. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01937-X.
- [23] Lenka Hronova. *Vyvoj laseroveho urychlovace elektronu pro ultrarychlou spektroskopii*. Bachelor thesis. 2019.
- [24] Jurjen Pieter Couperus. "Optimal Beam Loading in a Nanocoulomb class laser wakefields accelerator". Dis. Technical University Dresden, 2018.
- [25] *Highest intensity focused laser*. Dostupne z: <https://www.guinnessworldrecords.com/world-records/highest-intensity-focused-laser>. 2008.
- [26] T. Tajima a J. M. Dawson. "Laser Electron Accelerator". In: *Physical Review Letters* 43.4 (1979), s. 267–270. DOI: 10.1103/physrevlett.43.267.

- [27] L. Volpe et al. “Generation of high energy laser-driven electron and proton sources with the 200 TW system VEGA 2 at the Centro de Laseres Pulsados”. In: *High Power Laser Science and Engineering* 7 (2019). DOI: 10.1017/hpl.2019.10.
- [28] A. J. Gonsalves et al. “Laser-heated capillary discharge plasma waveguides for electron acceleration to 8 GeV”. In: *Physics of Plasmas* 27.5 (2020), s. 053102. DOI: 10.1063/5.0002769.
- [29] Louise Willingale. “Laser driven accelerators of protons and ions”. The CERN Accelerator School, High Gradient Wakefield Accelerators. 2019.
- [30] H. Schwöerer et al. “Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets”. In: *Nature* 439.7075 (2006), s. 445–448. DOI: 10.1038/nature04492.
- [31] S. Ter-Avetisyan et al. “Fusion neutron yield from a laser-irradiated heavy-water spray”. In: *Physics of Plasmas* 12.1 (2005), s. 012702–012702–5. DOI: 10.1063/1.1815001.
- [32] T. G. Blackburn et al. “Scaling laws for positron production in laser–electron-beam collisions”. In: *Physical Review A* 96.2 (2017). DOI: 10.1103/physreva.96.022128.
- [33] Bob Bingham. “Plasma Accelerators”. UK Newton Bhabha workshop and LPA. 2017.
- [34] P. Chen. “Laser cosmology”. In: *The European Physical Journal Special Topics* 223.6 (2014), s. 1121–1129. DOI: 10.1140/epjst/e2014-02163-5.
- [35] S. V. Bulanov et al. “On the problems of relativistic laboratory astrophysics and fundamental physics with super powerful lasers”. In: *Plasma Physics Reports* 41.1 (2015), s. 1–51. DOI: 10.1134/s1063780x15010018.
- [36] *Cosmic rays discovered 100 years ago*. Dostupne z: <https://home.cern/news/news/physics/cosmic-rays-discovered-100-years-ago>. 2012.
- [37] Z. Osmanov et al. “Extremely efficient Zevatron in rotating AGN magnetospheres”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 445.4 (2014), s. 4155–4160. DOI: 10.1093/mnras/stu2042.
- [38] Roberto Aloisio. “Acceleration and propagation of ultra-high energy cosmic rays”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2017.12 (2017). DOI: 10.1093/ptep/ptx115.
- [39] C D Gregory et al. “Astrophysical jet experiments”. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 50.12 (2008), s. 124039. DOI: 10.1088/0741-3335/50/12/124039.

- [40] *Astrophysical jet*. Dostupne z: [https://www.wikiwand.com/en/Astrophysical\\_jet](https://www.wikiwand.com/en/Astrophysical_jet). 2020.
- [41] A. Dizière et al. “Formation and propagation of laser-driven plasma jets in an ambient medium studied with X-ray radiography and optical diagnostics”. In: *Physics of Plasmas* 22.1 (2015), s. 012702. DOI: 10.1063/1.4905525.
- [42] Andrea Ciardi. “Laboratory Studies of Astrophysical Jets”. In: *Lect.Notes Phys.* 793:31-50,2010 (2.břez. 2009). DOI: 10.1007/978-3-642-02289-0\_2. arXiv: <http://arxiv.org/abs/0903.0268v1> [astro-ph.SR].
- [43] X. Ribeyre et al. “Simulations of the supersonic radiative jet propagation in plasmas”. In: *Astrophysics and Space Science* 322.1-4 (2008), s. 85–90. DOI: 10.1007/s10509-008-9936-y.
- [44] S. S. Harilal a M. S. Tillack. *Laser plasma density measurements using interferometry*. Dostupne z: [https://cer.ucsd.edu/\\_files/publications/UCSD-ENG-114.pdf](https://cer.ucsd.edu/_files/publications/UCSD-ENG-114.pdf). 2004.
- [45] Lukas Schmiedt a Mojmir Jilek. *Diagnostiky plazmatu*. Dostupne z: <https://physics.mff.cuni.cz/kfpp/s4r/plazma/?p=2>. 2020.
- [46] Chris Woodford. *Interferometers*. Dostupne z: L1. 2020.
- [47] I. V. Lisitsyn et al. “Effect of laser beam deflection on the accuracy of interferometer measurements”. In: *Review of Scientific Instruments* 69.4 (1998), s. 1584–1586. DOI: 10.1063/1.1148868.
- [48] Renishaw. *Jak funguje interferometrický systém?* Dostupne z: <https://www.renishaw.cz/cs/jak-funguje-interferometricky-system--38612>. 2020.
- [49] Dariusz Katjoch. “Novel schemes for generation of strongly squeezed atomic states”. Dipl. University of Warsaw, 2015.
- [50] Milan Kalal et al. “Compact Design of a Nomarski Interferometer and Its Application in the Diagnostics of Coulomb Explosions of Deuterium Clusters”. In: *Journal of the Korean Physical Society* (2009).