

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská  
Katedra fyziky



## **Vývoj laserového urychlovače elektronů pro ultrarychlou spektroskopii**

Bakalářská práce

*Lenka Hronová*

Vedoucí práce: MSci. Kateřina Falk, D.Phil  
Konzultant: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

Praha, 2019



Originální zadání BP





## Prohlášení

Tímto prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci 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, 8. 7. 2019

.....  
Lenka Hronová



## Poděkování

Na tomto místě bych ráda poděkovala MSci. Kateřině Falk D.Phil za vedení mé bakalářské práce a cenné zkušenosti, které jsem během minulých měsíců získala, za přátelský přístup a veškeré rady. Dále bych ráda poděkovala lidem, s kterými jsem měla tu čest spolupracovat: Ing. Michalu Šmídovi, Ph.D. a Dipl.-Phys. Alexandru Kohlerovi Ph.D. Nakonec bych ráda poděkovala Ing. Janu Mazáčovi za závěrečnou korekturu, Bc. Zbyňkovi Nguyenovi za technickou podporu a rodině a přátelům za podporu projevenou nejen v průběhu této práce, ale během celého bakalářského studia.

Lenka Hronová



*Název práce:*

**Vývoj laserového urychlovače elektronů  
pro ultrarychlou spektroskopii**

*Autor:* Lenka Hronová

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* MSci. Kateřina Falk, D.Phil

*Konzultant:* Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

*Abstrakt:*

Bakalářská práce je věnována využití betatronového záření elektronů urychlených na plazmové vlně ke studiu ultrarychlých dynamických procesů. V první části práce je zpracována teorie šíření laseru prostředím, urychlování na plazmové vlně a vzniku betatronového záření. Dále je zde popsán princip spektroskopických měření pro zkoumání warm dense matter a krátce jsou shrnuty i poznatky z geometrické optiky. Druhá část práce pojednává o účasti na experimentu na laserovém systému DRACO, jehož součástí byla výstavba aparatury pro fokusaci prstencového svazku v optické laboratoři a výstavba ve vakuové komře, která zahrnovala stavbu zpoždovacího úseku hlavního svazku a zobrazovací diagnostiky ohřevného svazku. V poslední části práce popisujeme analýzu získaných dat a prezentujeme výsledky všech měření.

*Klíčová slova:* Urychlování elektronů na plazmové vlně, laser, warm dense matter, spektroskopie, elektrony, Python



*Title:*

**Development of laser electron accelerator for ultrafast spectroscopy**

*Author:* Lenka Hronová

*Field of study:* Experimental Nuclear and Particle Physics

*Thesis type:* Bachelor thesis

*Supervisor:* MSci. Kateřina Falk, D.Phil

*Consultant:* Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

*Abstract:*

This bachelor thesis is devoted to the use of betatron radiation of accelerated electrons from Laser Wakefield Accelerator to study ultrafast dynamic processes. The theories of laser propagation, plasma wave excitation, electron acceleration and creation of betatron radiation are described in the first chapter of this thesis. Further, the principles of spectroscopic measurements and basics of geometrical optics are introduced. The experimental part describes participation in experiment at DRACO laser system at HZDR in Germany. This experiment included building a ring-shaped laser beam focusing setup in the optical laboratory and a delay part of the probe beam path, and a diagnostics of focus of the heater beam in vacuum chamber. All the results are summarized in the last chapter of the thesis.

*Keywords:* Laser plasma acceleration, warm dense matter, spectroscopy  
electrons, Python





# Obsah

|          |                                                                               |           |
|----------|-------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Úvod</b>                                                                   | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Urychlování elektronů na plazmové vlně a jeho použití pro další výzkum</b> | <b>3</b>  |
| 2.1      | Urychlování elektronů na plazmové vlně . . . . .                              | 3         |
| 2.1.1    | Laser . . . . .                                                               | 3         |
| 2.1.2    | Šíření laseru prostředím . . . . .                                            | 5         |
| 2.1.3    | Plazma a princip vzniku plazmové vlny . . . . .                               | 8         |
| 2.1.4    | Urychlování elektronů . . . . .                                               | 11        |
| 2.2      | Betatronové záření . . . . .                                                  | 13        |
| 2.3      | Spektroskopie a warm dense matter . . . . .                                   | 14        |
| 2.3.1    | Spektroskopie . . . . .                                                       | 15        |
| 2.3.2    | Warm dense matter . . . . .                                                   | 16        |
| 2.3.3    | Mechanismus ohřevu absorpčního terče . . . . .                                | 18        |
| 2.4      | Geometrická optika . . . . .                                                  | 19        |
| 2.4.1    | Zrcadla a čočky . . . . .                                                     | 20        |
| <b>3</b> | <b>Popis experimentu a získávání dat</b>                                      | <b>23</b> |
| 3.1      | Popis experimentu a cíle měření . . . . .                                     | 23        |
| 3.2      | Fokusace prstencového laserového svazku . . . . .                             | 25        |
| 3.2.1    | Parametry . . . . .                                                           | 25        |
| 3.2.2    | Experimentální sestava . . . . .                                              | 26        |
| 3.2.3    | Průběh měření . . . . .                                                       | 31        |
| 3.3      | Stavba optické soustavy na laserovém systému DRACO . . . . .                  | 33        |
| 3.3.1    | Laserový systém DRACO v HZDR . . . . .                                        | 34        |
| 3.3.2    | Stavba soustavy . . . . .                                                     | 35        |
| <b>4</b> | <b>Zpracování dat a výsledky</b>                                              | <b>45</b> |
| 4.1      | Fokusace prstencového svazku laseru . . . . .                                 | 45        |
| 4.1.1    | Programovací jazyk Python . . . . .                                           | 45        |
| 4.1.2    | Analýza snímků . . . . .                                                      | 46        |
| 4.2      | Výsledky prvních měření na systému DRACO . . . . .                            | 52        |
| <b>5</b> | <b>Závěr</b>                                                                  | <b>55</b> |



# Seznam obrázků

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |    |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.1 | Schéma principu fungování laseru: Rozložení energetických hladin, neboli energetický rozdíl $\Delta E$ má vliv na výslednou frekvenci laseru $\nu$ . Převzato z [13]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                          | 4  |
| 2.2 | Hlavními komponentami laseru jsou aktivní prostředí, rezonátor a budící zdroj. Rezonátor se skládá ze dvou zrcadel. Zpravidla je jedno polopropustné a druhé nepropustné. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                      | 5  |
| 2.3 | (a) Závislost intenzity $I$ a (b) poloměru $r$ laserového impulsu na Rayleighově délce $z_R$ . Převzato z [19] a upraveno. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 7  |
| 2.4 | Laserový impuls a jeho parametry: $w_0$ - poloměr v ohnisku, $z_R$ - Rayleighova délka, $w(z)$ - poloměr ve vzdálenosti $z$ , šedě - vlnoplochy, červeně - hranice gaussovského impulsu. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                       | 7  |
| 2.5 | Vznik vlny za laserovým impulzem: Laserový impuls (červená elipsa) se pohybuje grupovou rychlostí $v_g$ doprava. Ponderomotorická síla (modré šipky) vytlačuje elektrony z cesty laserového impulsu, čímž vytváří za laserem vlnu, která se šíří spolu s impulzem o vlnové délce $\lambda_p$ . Nábojová separace indukuje silné elektrostatické síly (zelené šipky), které ovlivňují trajektorie elektronů (přerušovaná čára). Převzato z [1]. . . . . | 9  |
| 2.6 | Závislost intenzity $E_{max}$ na hustotě plazmatu $n_0$ pro konkrétní hodnoty $a_0$ . Pro vyvolání elektrického pole určité intenzity $E_0$ s nižším $n_0$ je třeba vyššího $a_0$ . Převzato z [26] a upraveno. . . . .                                                                                                                                                                                                                                | 10 |
| 2.7 | Tvar elektrického pole a plazmové vlny, které jsou vybuzené za laserovým impulzem v lineárním (a) a nelineárním (b) režimu. Tvar potenciálu je spočítán z rovnice (2.26) v [19]. Převzato z [19] a upraveno. . . . .                                                                                                                                                                                                                                   | 11 |

- 2.8 Bublinový režim - Laserový impuls (červená elipsa) se šíří směrem doprava rychlostí  $v_g$ . Modře je znázorněna hustota elektronů. V dolní polovině obrázku je širokými modrými šipkami znázorněna ponderomotorická síla, která v bublinovém režimu vytlačí všechny elektrony z dráhy osy laseru. Trajektorie elektronů je vyznačena tenkými modrými čarami a můžeme vidět, že elektrony tvoří pomyslnou slupku kolem oblasti pozitivního náboje, ve kterém se žádné elektrony nevyskytují. Tato nábojová separace vybuzuje silné elektrostatické pole (zelené a fialové šipky). V horní polovině obrázku je zeleně vyznačena oblast, kde se elektrony urychlují a fialově oblast, kde se zpomalují. Převzato z [1] a upraveno. . . . . 12
- 2.9 Trajektorie elektronů ve fázovém prostoru: (a) Černé tečky představují elektrony pozadí, které mají moc nebo málo hybnosti, aby byly zachyceny uvnitř vlny. Červeně přerušované jsou vyznačeny trajektorie uvězněných elektronů. (b) Urychlování uvězněných elektronů ve fázovém prostoru. Pro  $t = 0$  nízkoenergetické elektrony předbíhají plazmovou vlnu v čase  $t = T_d$ . Převzato z [19] a upraveno. 12
- 2.10 Schéma vzniku betatronového záření v LWFA: Laserový impuls v plazmatu vytváří oblasti kladného náboje. V těch mohou být zachyceny a urychleny elektrony, na které působí příčné elektrostatické pole, a elektrony začínají oscilovat. Při těchto oscilacích emitují betatronové záření. . . . . 14
- 2.11 (a) Rentgenové absorpční spektrum pro olovo s nízkým rozlišením: Dobře jsou vidět hrany K, L a M, které odpovídají  $n = 1, 2$  a  $3$ . Při vyšším rozlišení je u L a M hran vidět další dělení. Převzato z [39] a upraveno. (b) Schéma absorpčního spektra: Struktura zhruba 50 eV kolem hrany je označována jako XANES. Struktura do 1000 eV za hranou se označuje jako „extended X-ray absorption fine structure“ (EXAFS). Převzato z [39] a upraveno. . . . . 15
- 2.12 Schéma rozložení při měření absorpčního spektra: Fotony s různými energiemi se od krystalu odrážejí pod jinými úhly. Von Hamosův režim a využití mozaikového krystalu dále poskytuje dostatečné úhlové rozlišení pro odlišení referenčního a absorpčního svazku. Převzato z [42] a upraveno. . . . . 16
- 2.13 Schéma možného rozložení při měření absorpčního spektra: Za pomoci laserového impulsu jsou urychlovány elektrony v plazmatu. Oscilací urychlených elektronů vzniká betatronové záření, které prochází absorpčním terčem, dopadá na krystal a je zaznamenáno detektorem rentgenových paprsků. Elektrony jsou odkloněny magnetem a dopadají na elektronový detektor. Absorpční terč může být také zahříván dalším laserem. Převzato z [42] a upraveno. . . . . 17
- 2.14 Warm dense matter: Přechodný stav hmoty mezi pevnou látkou a plazmatem nabývající hustot podobných pevné látky a teplot mezi  $10^{-1} - 10^2$  eV. Převzato z [44] a upraveno. . . . . 17

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   |    |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.15 | Možný vznik warm dense matter: (a) Schéma přechodu mezi pevnou látkou a plazmatem. (b) Spektrum hliníku: Rozdíl v absorpčním spektru pro pevnou látku, nerovnovážný stav (elektrony a ionty mají jinou teplotu) a tepelnou rovnováhu při teplotě $T = 30000\text{ K}$ . Převzato z [47] a upraveno. . . . .                                                                                       | 18 |
| 2.16 | Časově rozlišené XANES měření: (a) XANES spektrum blízko K hrany: 100 nm hliníkový vzorek zahříváný 120 fs laserovým impulzem. Časová osa udává zpoždění rentgenového svazku, který prosvěcuje vzorek v jeho různých fázích přechodu. (b) XANES spektrum mědi blízko L hrany: Spektrum změřené za pokojové teploty je v grafech vyznačeno přerušovanou čarou. Převzato z [47] a upraveno. . . . . | 19 |
| 2.17 | Zobrazení dutým zrcadlem. Převzato z [52]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                | 21 |
| 2.18 | Obraz a vzor při zobrazování spojnou čočkou. $F$ je ohnisková vzdálenost čočky. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 22 |
| 2.19 | Schéma Keplerova teleskopu: Optická soustava složená ze dvou spojných čoček, kde ohnisková vzdálenost objektivu $f_o$ je velká a okuláru $f_e$ malá. Převzato z [57] a upraveno. . . . .                                                                                                                                                                                                          | 22 |
| 3.1  | Schéma experimentu na LLC v Lundu: Hlavní svazek urychluje elektrony, které vytvářejí betatronové záření. To prosvěcuje absorpční terčik, který je zahříván ohřevným svazkem. Záření se po průchodu odráží od HOPG krystalu a dopadá na CCD kameru. . . . .                                                                                                                                       | 24 |
| 3.2  | Schéma dělení laserového svazku na hlavní a ohřevný svazek: (a) Experiment na LLC. (b) Experiment na systému DRACO. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                       | 24 |
| 3.3  | Schéma průběhu prstencového svazku při fokusaci spojnou čočkou. Cílem je zjistit maximální vzdálenost $z$ od ohniska, kde vymizí prstencová struktura a určit průměr svazku $w(z)$ v této vzdálenosti. Měření probíhá pro různá $f$ -čísla (s pevnou ohniskovou vzdáleností čočky $f$ a proměnlivým průměrem svazku $w$ ). . . . .                                                                | 26 |
| 3.4  | Schéma experimentální sestavy pro měření fokusace prstencového svazku laseru. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                             | 27 |
| 3.5  | Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: (a) Úvodní část cesty používána i pro charakterizaci plynových trysek. (b) Část s teleskopem. . . . .                                                                                                                                                                                                                      | 28 |
| 3.6  | Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: (a) Část mezi zrcadly M8 a M9 komplikovaná trubicí z vakuové komory. (b) Stopka - součástka pro blokování střední části svazku. . . . .                                                                                                                                                                                    | 29 |
| 3.7  | Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: CCD kamera na manuální platformě s mikrometrickým šroubem. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                         | 30 |
| 3.8  | Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: Koncová část soustavy - filtr, iriska, čočka L4, stopka a CCD kamera na koleji. . . . .                                                                                                                                                                                                                                    | 31 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |    |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.9  | Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: Koncová část. Iriskou I4 lze měnit průměr laserového svazku. Pomocí změny polohy stopky lze měnit průměr blokové centrální části svazku. Posouváním CCD kamery mapujeme oblast kolem ohniska laseru. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                | 32 |
| 3.10 | Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru s apodizérem: (a) Apodizér vyrobený z tlusté čtvrtky. (b) Apodizér byl připevněn lepicí páskou na irisku a nahrazoval tak stopku, kterou jsme ze sestavy vyjmuli. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    | 33 |
| 3.11 | Schéma laserového systému DRACO. Převzato z [25]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 34 |
| 3.12 | Schéma experimentální soustavy v laserové laboratoři pro urychlování elektronů. Laserový svazek vstupuje do komory a dopadá na zrcadlo Z1, kde je rozdělen na hlavní a ohřevný svazek. Hlavní svazek pokračuje přes zpožďovací úsek (Obr. 3.15a) k parabolickému zrcadlu, kterým je fokusován. V plynové trysce dochází k urychlení elektronů a tvorbě betatronového záření, které dále pokračuje do absorpčního terčíku, na HOPG krystal a do kamery. Urychlené elektrony jsou odkloněny magnetem a dopadají na elektronový detektor. Ohřevný svazek je fokusován spojnou čočkou Č1 a slouží k zahřátí absorpčního terčíku. Zobrazovací diagnostika má za úkol pozorovat strukturu svazku v místě, kde dopadá na terčík a je lépe vyobrazena na Obr.3.17. . . . . | 36 |
| 3.13 | Experimentální sestava v laserové laboratoři pro urychlování elektronů: (a) Zrcadlo Z1, které odklání střední část - hlavní svazek, ke zpožďovacímu úseku. Ohřevný svazek prstencové struktury pokračuje dál na zrcadlo Z5. (b) Dvojice zrcadel Z6 a Z7, která jsou součástí trasy ohřevného svazku těsně před tím, než dopadá na absorpční terčík. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 37 |
| 3.14 | Experimentální sestava v laserové laboratoři pro urychlování elektronů: (a) Spojná čočka Č1 s ohniskovou vzdáleností 509 cm na motorizované platformě. (b) Cílová oblast experimentu: Plynová tryska, nad kterou je veden hlavní svazek. V horní části obrázku je vidět absorpční terčík, který je upevněn na motorizovaných platformách, a v průběhu měření je přesunut směrem dolů tak, aby byl vzdálen 2 cm od plynové trysky. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 38 |
| 3.15 | Zpožďovací úsek trasy hlavního svazku: (a) Schéma zpožďovacího úseku: Zrcadla Z2 a Z3 jsou umístěna na motorizovaných platformách, aby se s nimi dalo hýbat mezi polohou 1 a 2 i po odčerpání vakuové komory. (b) Zrcadlo Z3 zpožďovacího úseku a pokračování na parabolické zrcadlo. Přerušovanou čarou je vyznačena cesta ohřevného svazku. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 39 |
| 3.16 | Zrcadla Z2 a Z3 zpožďovacího úseku cesty hlavního svazku na motorizovaných platformách. Na obrázku můžeme vidět i zrcadlo Z1, které rozděluje původní svazek na dvě části a vstup svazku do komory. . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 40 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |    |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.17 | Schéma sestavy zobrazovací diagnostiky ohřevného svazku: Laser prochází mezi zrcadly Z8-Z11 až do CCD kamery. Po cestě je fokusován spojnou čočkou Č2. . . . .                                                                                                                                                                                                     | 41 |
| 3.18 | Zobrazovací diagnostika ohniska ohřevného svazku: (a) Úvodní část diagnostiky: Zrcadla Z8-Z10 a blokovač. (b) Část soustavy vně vakuové komory složená z čočky Č2 (zatím neumístěná, poloha znázorněna nápisem), zrcadla Z11 a CCD kamery. Optická lavice je umístěna v boxu, který brání usazování prachu na optice. . . . .                                      | 42 |
| 3.19 | Zobrazovací diagnostika ohniska ohřevného svazku: Část diagnostiky uvnitř komory: Zrcadla Z8-Z10 a blokovač. Cestou červeného laseru je naznačeno i místo, kudy vychází laser z komory. . . . .                                                                                                                                                                    | 43 |
| 4.1  | Ukázka snímku foceného kamerou bez jakékoliv úpravy. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                       | 46 |
| 4.2  | Vývoj průřezu laserového svazku kolem ohniska bez apodizéru. Záporné hodnoty $z$ označují polohu před ohniskem, kladné za ohniskem. (a, b, f, g, h): Obrázky s viditelnou prstencovou strukturou. (c, e) Hraniční případy, kdy prstencová struktura přestává být viditelná. (d) Obrázek ohniska svazku. . . . .                                                    | 48 |
| 4.3  | Porovnání tvaru ohniska pro fokusovaný prstencový svazek za použití (a) stopky a (b) apodizéru. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                            | 50 |
| 4.4  | Vývoj průřezu laserového svazku kolem ohniska s apodizérem. Záporné hodnoty $z$ označují polohu před ohniskem, kladné za ohniskem. (a, b, g, h) Obrázky s viditelnou prstencovou strukturou. (c, f) Hraniční případ, kdy prstencová struktura přestává být viditelná. (d) Obrázek z oblasti, kdy je struktura laseru celistvá. (e) Obrázek ohniska svazku. . . . . | 51 |
| 4.5  | Rozložení (a) náboje v závislosti na energii elektronů a (b) počtu elektronů v závislosti na jejich energii. . . . .                                                                                                                                                                                                                                               | 52 |
| 4.6  | Betatronové spektrum: Počet fotonů za jeden výstřel v závislosti na jejich energii. Odlišné barvy odpovídají rozdílným nábojům [25].                                                                                                                                                                                                                               | 53 |





# Seznam tabulek

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |    |
|-----|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.1 | Zpoždovací úsek hlavního svazku: Závislost velikost zpoždění hlavního svazku za ohřevným v závislosti na posunu zrcadel Z2 a Z3 a prodloužení trasy hlavního svazku. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 41 |
| 4.1 | Výsledky měření bez apodizéru pro různá f-čísla. Zvýrazněny jsou důležité hodnoty maximální možné vzdálenosti od ohniska a průměru v této vzdálenosti. Všechny hodnoty označené hvězdičkou byly vypočítány ze vzorců (2.3), (2.5), (2.8), (4.1) a (4.2). Jednotlivé hodnoty znamenají: $f_n$ : f-číslo, $\lambda_m$ : vlnová délka laseru v optické laboratoři, $w$ : počáteční průměr svazku, $f$ : ohnisková vzdálenost, $z_{max}$ : maximální dosažená vzdálenost, $\lambda_v$ : vlnová délka laseru na systému DRACO, $W$ : počáteční průměr svazku, $r^*$ : poměr daný vztahem (4.1), $F^*$ : ohnisková vzdálenost, $W_0^*$ : průměr svazku v ohnisku, $Z_R^*$ : Rayleighova délka, $Z_{max}^*$ : maximální dosažená vzdálenost, $W(Z_{max})^*$ : průměr svazku v maximální dosažené vzdálenosti. . . . . | 49 |
| 4.2 | Přepočítané hodnoty pro laserový systém DRACO korespondující s naměřenými hodnotami pro f-číslo 17 v optické laboratoři, kde $z_{max} = 2$ mm (značeno hvězdičkou), a hodnoty vypočtené pro různé varianty spojných čoček. Dvěma hvězdičkami jsou označeny hodnoty, které byly odhadnuty tak, aby byly splnitelné. Tučně jsou zvýrazněny hodnoty pro vybranou čočku, která byla použita v sestavě experimentu. Jednotlivé hodnoty znamenají: $W$ : počáteční průměr svazku, $F$ : ohnisková vzdálenost, $f_n$ : f-číslo, $r$ : poměr daný vztahem (4.1), $\lambda_v$ : vlnová délka laseru na systému DRACO, $W_0$ : průměr svazku v ohnisku, $Z_R$ : Rayleighova délka, $Z_{max}$ : maximální dosažená vzdálenost, $W(Z_{max})$ : průměr svazku v maximální dosažené vzdálenosti. . . . .                     | 49 |



# Kapitola 1

## Úvod

Částicové urychlovače jsou jedním z nejdůležitějších nástrojů moderní vědy. Jejich uplatnění můžeme nalézt v mnoha oblastech: od medicíny až po základní výzkum. Za jejich nejznámějšího zástupce můžeme považovat Large Hadron Collider (LHC) v CERNu (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire = Evropská organizace pro jaderný výzkum), který je rekordmanem nejen co se velikosti týče (obvod 27 km), ale i energií svazku, která může dosahovat 6,5 TeV. Řada efektů limituje urychlovací gradienty konvenčních urychlovačů a ty tak nemohou přesáhnout 100 MV/m [1]. Další zvyšování energie může probíhat zejména zvětšováním rozměrů dnešní urychlovací techniky, s čímž jsou ale pevně spjaty i náklady na výstavbu a provoz. Problém vysokých nákladů provází i rentgenové lasery na volných elektronech (X-FEL), které jsou schopny generovat ultrakrátké impulzy rentgenového záření vysokého jasu, a nacházejí použití v biologii či chemii u procesů trvajících řádově femtosekundy. Redukce velikosti techniky a nákladů na konstrukci a provoz by u těchto přístrojů mohla výrazně zvýšit jejich dostupnost a umožnit špičkový výzkum na více místech po celém světě.

Urychlování na plazmové vlně (LWFA = Laser WakeField Acceleration) je relativně nový koncept představený v roce 1979 [2], při kterém se dosahuje urychlovacích gradientů, které výrazně převyšují limit konvenčních urychlovačů. Tyto gradienty (stovky GV/m) umožňují redukci velikosti urychlovací vzdálenosti, a tím i celého přístroje. LWFA funguje na principu výkonného laserového impulzu, který se šíří plazmatem a po cestě vytlačuje elektrony ze své cesty, zatímco ionty zůstávají stacionární. Tím se vytváří nábojová separace a po průchodu impulzu se elektrony snaží vrátit na své místo. Jsou vyvolány nábojové oscilace a je vytvořena plazmová vlna, která se dá přirovnat k vlně na vodní hladině za motorovým člunem. Tyto vlny mohou fungovat jako urychlovací dutiny, které jsou schopné urychlovat nabitě částice.

Rozvoj LWFA doprovází řada významných milníků jako je vývoj „Chirped Pulse Amplification“ (CPA) v osmdesátých letech, za který byla v roce 2018 udělena Nobelova cena za fyziku pro Donnu Strickland a Gerarda Mouroua [3]. Tato technika umožnila zvýšit výkon laserového impulzu do řádu terawattů, a tím tyto impulzy učinit dostatečně výkonnými pro řízení vlny. V roce 1994 byl předveden první prototyp urychlovače, který urychloval elektrony na několik desítek MeV [4]. Největšího

pokroku bylo dosaženo v roce 2002 představením nelineárního bublinového režimu [5], o jehož prvních výsledcích vyšla trojice článků v časopise Nature v roce 2004 [6]. Bylo to poprvé, co byly produkovány vysoce energetické impulzy s malým rozptylem energií na zlomku vzdálenosti oproti konvenčním urychlovačům. V dnešní době se dosahuje již energií v řádu GeV na vzdálenostech v řádu centimetrů [7]. LWFA mohou také sloužit jako kompaktní zdroje rentgenového záření [8]. Jelikož i urychlování na plazmové vlně provází řada překážek, je tato oblast stále předmětem aktivního zkoumání.

Tato práce je věnována popisu účasti na experimentu probíhajícím v Helmholtzově centru (HZDR = Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf) v německých Drážďanech, který měl za cíl zkoumání dynamických procesů Warm Dense Matter (WDM) pomocí betatronového záření z LWFA. Výzkum struktury a stavové rovnice WDM je velice důležitý pro vývoj fúzních technologií a pro chápání vzniku mnoha astrofyzikálních objektů [9]. V první části práce budou shrnuty základní poznatky o šíření laseru prostředím, principu vzniku plazmové vlny, urychlování elektronů a vzniku betatronového záření. Krátce se zmíníme o základech spektroskopických měření a poznatcích z geometrické optiky, které nám pomáhaly při stavbě optických soustav. Ty budou blíže popsány ve třetí kapitole, která je věnována procesu výstavby a popisu sběru dat při měření fokusace prstencového svazku. V druhé polovině této kapitoly detailněji popisujeme experiment na laserovém systému DRACO (Dresden laser ACceleration source) a stavbu optiky ve vakuové komoře laserové laboratoře na urychlování elektronů. Ve čtvrté kapitole této práce se věnujeme zpracování dat získaných při měření a představujeme výsledky, kterých bylo dosaženo.

## Kapitola 2

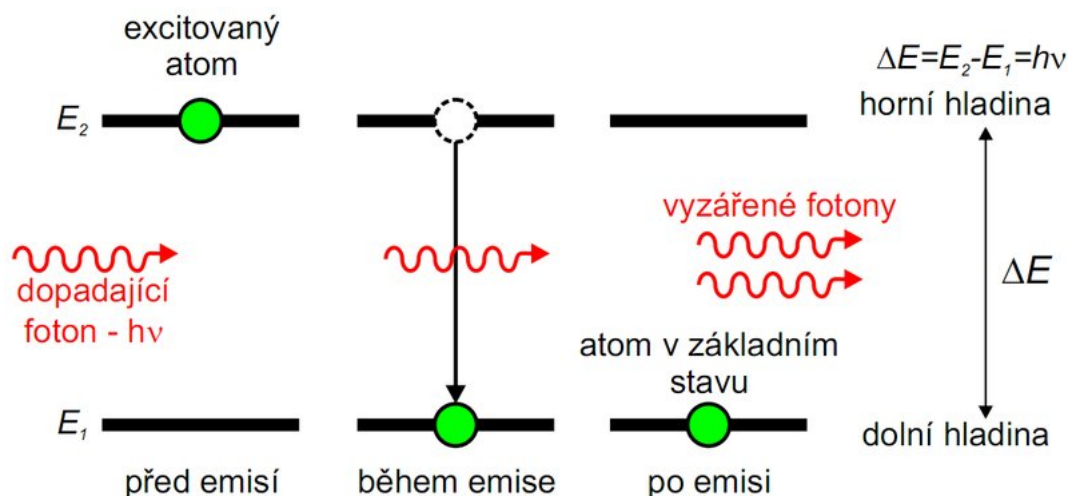
# Urychlování elektronů na plazmové vlně a jeho použití pro další výzkum

V této kapitole se blíže seznámíme se všemi použitými teoretickými pojmy. Nejprve se budeme věnovat teorii urychlování elektronů na plazmové vlně. Návrh tohoto konceptu se zrodil až v druhé polovině 20. století, přesněji v roce 1979 [2]. V další části kapitoly popíšeme princip šíření laseru prostředím, přiblížíme si princip vzniku plazmové vlny a základy spektroskopie. Na závěr této kapitoly se krátce zmíníme o formě hmoty, která je anglicky označována jako Warm Dense Matter, a je v principu hustým plazmatem, jehož struktura a termodynamické procesy jsou silně ovlivněny kvantovým chováním elektronů a silně korelovanými ionty [10], a o základních principech geometrické optiky, které jsme využívali při experimentální části této práce.

## 2.1 Urychlování elektronů na plazmové vlně

### 2.1.1 Laser

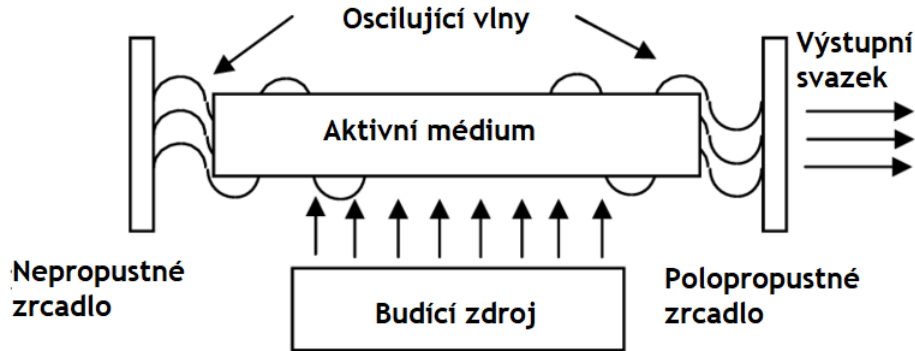
Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) je zdrojem vysoce koherentního elektromagnetického záření fungujícího na principu stimulované emise. Jeho princip popsal již v roce 1917 Albert Einstein [11], avšak první prototyp byl předveden až v USA v roce 1960 T. H. Maimanem [12]. Základním principem, na kterém laser funguje, je excitace elektronů na vyšší energetické hladiny a jejich následná deexcitace (Obr. 2.1) spojená s emisí fotonu. Foton musí mít stejnou energii  $\Delta E = h\nu$  jako je energie potřebná k přesunu elektronu na vyšší energetickou hladinu. Tím foton zanikne. Elektron na vyšší hladině  $E_2$  nezůstává dlouho a spontánní emisí se přesune na základní energetickou hladinu  $E_1$ , přičemž vyzáří foton o energii rozdílu hladin  $\Delta E$  náhodným směrem. V případě, kdy do již excitovaného elektronu narazí druhý foton, je elektron donucen přesunout se na základní hladinu za vyzáření původního fotonu, který elektron excitoval. Oba fotony pak letí stejným směrem a mají stejnou vlnovou délku.



Obr. 2.1: Schéma principu fungování laseru: Rozložení energetických hladin, neboli energetický rozdíl  $\Delta E$  má vliv na výslednou frekvenci laseru  $\nu$ . Převzato z [13].

Hlavními komponentami laseru, které můžeme vidět na Obr. 2.2, jsou aktivní prostředí, rezonátor a budící zdroj. Aktivní prostředí musí obsahovat prvky, které mají tzv. metastabilní hladinu. V tom případě se elektron po excitaci přesune na vyšší energetickou hladinu, z které ale spadne na hladinu metastabilní za vyzáření fotonu náhodným směrem. Na metastabilní hladině může elektron setrvat až  $100\,000\times$  déle a tím je zajištěno, že elektron na tomto stavu setrvává, dokud nepřiletí foton, který ho stimulovaně deexcituje. K metastabilní hladině se úzce váže i pojem inverze populace, která nastává ve chvíli, kdy je více elektronů na metastabilní hladině než na hladině základní. Tyto elektrony pak čekají na stimulující foton, který spustí lavinu následných deexcitací, přičemž vždy jeden ze dvou uvolněných fotonů poslouží k deexcitaci dalšího elektronu na metastabilní hladině. Všechny fotony se následně spojí v jednu vlnu s danou amplitudou a pohybují se ve směru původního stimulujícího fotonu. K zesílení a usměrnění tohoto záření je třeba rezonátoru, což jsou dvě zrcadla, zpravidla jedno nepropustné a jedno polopropustné, která jsou kolmá na osu laseru. Fotony, které se nepohybují rovnoběžně s osou rezonátoru, po čase opustí zesilující prostředí. Tím tedy mezi zrcadly zůstávají pouze fotony pohybující se rovnoběžně s osou, jejichž počet roste tím, jak stimulují elektrony na metastabilní hladině. V tomto efektu je vidět i nutnost metastabilní hladiny, kdy elektrony na této hladině mohou počkat, až je strhne foton pohybující se správným směrem. Polopropustným zrcadlem vychází samotný laserový paprsek, mezi jehož vlastnosti patří zejména vysoká koherence, vysoký jas a nízká divergence [14].

Laserů existuje mnoho druhů a nejčastěji se dělí podle časového režimu laseru (kontinuální, impulzní) nebo dle druhu aktivního prostředí (pevnolátkové, plynové, plazmové, atd.). Právě druh aktivního prostředí, konkrétněji rozložení energetických hladin a vzdálenost mezi nimi, má vliv na vlnovou délku laseru  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ , kde  $k$  je vlnové číslo, a jeho následné, a velice časté, využití v mnoha oblastech běžného života



Obr. 2.2: Hlavními komponentami laseru jsou aktivní prostředí, rezonátor a budící zdroj. Rezonátor se skládá ze dvou zrcadel. Zpravidla je jedno polopropustné a druhé nepropustné.

(chirurgie, dermatologie, holografie, počítačová technika, atd.), ale i k vědeckému zkoumání [14].

Mezi výzkumná centra s nejvýkonnějšími lasery se řadí například Texas Petta-watt v Austinu (University of Texas, USA), Vulcan PW a GEMINI laser (RAL, Velká Británie), LOA (Francie), ELFIE (LULI, Ecole Polytechnique, Francie), APRI-GIST (Korea), CLPU (Salamanca, Španělsko), DRACO (HZDR, Německo), OMEGA EP laser (LLE, Rochester, NY, USA), SGII (Shanghai, Čína) a mnohé další. K urychlování na plazmové vlně se ale zpravidla používají lasery s impulzem o délce pod sto femtosekund. Toto kritérium některá z výše vyjmenovaných center nesplňují.

### 2.1.2 Šíření laseru prostředím

Šíření laseru [15] můžeme popsat komplexní optickou vlnou tvaru

$$E(\vec{r}, t) = E(\vec{r})e^{i\omega t}, \quad (2.1)$$

kde  $E(\vec{r})$  je komplexní amplituda, která je daná vztahem  $E(\vec{r}) = A(\vec{r})e^{i\varphi(\vec{r})}$ .  $E(\vec{r})$  je amplituda a  $\varphi(\vec{r})$  je fáze vlny v daném bodě  $\vec{r}$ . Tato vlna je charakterizována rozložením intenzity  $|E(\vec{r}, t)|^2$  a vlnoplochou, která je dána povrchem konstantní fáze  $\varphi(\vec{r})$ . Tato vlna splňuje vlnovou rovnici tvaru:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (2.2)$$

Jedním z možných paraxiálních<sup>1</sup> řešení rovnice (2.2) je gaussovský<sup>2</sup> svazek s důležitým parametrem  $z_R$ , Rayleighovou vzdáleností [16], která je definována vztahem

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}, \quad (2.3)$$

<sup>1</sup>Paraxiální řešení jsou taková řešení, že čela vln jsou kolmá k paraxiálním paprskům a obálka vln se mění pomalu vzhledem k vlnové délce  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ .

<sup>2</sup>Svazek s kruhově symetrickou stopou. Jeho profil intenzity je určen Gaussovou funkcí.

kde  $\lambda_L$  je vlnová délka laseru a  $w_0$  je poloměr svazku v ohnisku ( $z = 0$ ). Tato vzdálenost je důležitou veličinou pro popis difrakčního limitu ohniska, tedy nejmenšího ohniska, který je s daným typem laseru možný. Je definována jako vzdálenost ohniska od místa, kde je příčný průřez laserového svazku dvojnásobný (Obr. 2.3b). Komplexní amplituda gaussovského svazku se dá popsat rovnicí

$$E(r, z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{-ikz - ik \frac{r^2}{2R_c(z)} + i\zeta(z)}, \quad (2.4)$$

kde  $z$  je směr šíření,  $w(z)$  je poloměr svazku v bodě  $z$ ,  $R_c(z)$  je poloměr zakřivení a  $\zeta(z)$  je Guoyovo fázové posunutí, což je dodatečné fázové posunutí objevující se v rámci šíření fokusovaných gaussovských svazků [15]. Jeho výsledkem je větší vzdálenost mezi vlnoplochami ve srovnání s tím, jak by byly vzdáleny v případě rovinné vlny stejné frekvence. Průběh vlnoplochy během fokusování svazku můžeme lépe vidět na Obr. 2.4. Parametry popisující gaussovský svazek se dají zapsat pomocí závislosti na vzdálenosti  $z_R$  následujícím způsobem [15]:

$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.5)$$

$$R_c(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_R}{z} \right)^2 \right], \quad (2.6)$$

$$\zeta(z) = \arctan \left( \frac{z}{z_R} \right). \quad (2.7)$$

Můžeme vidět, že čím více je svazek fokusován, tím je Rayleighova vzdálenost kratší a zvětšuje se tedy rozbíhavost svazku. Při urychlování elektronů na plazmové vlně je laser fokusován parabolickým zrcadlem s charakteristickým f-číslem<sup>3</sup>  $f_n$ . Průměr fokusu, kterého s daným laserem můžeme dosáhnout, je dán vztahem [16]

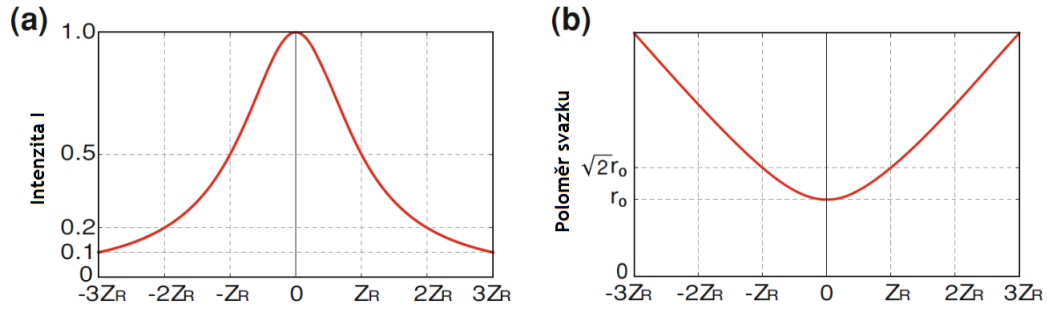
$$2w_0 = \frac{4}{\pi} f_n \lambda_L. \quad (2.8)$$

Vlastnosti fokusace ve vakuu jsou tedy dány parametry  $w_0$  a  $\lambda_L$ , které definují Rayleighovu vzdálenost  $z_R$ . Tímto parametrem se kromě zvětšujícího se průřezu svazku dá popsat i snižující se intenzita laserového impulsu, přičemž ve vzdálenosti jednoho  $z_R$  dosahuje poloviční hodnoty, než jaké dosahovala v ohnisku (Obr. 2.3a). Právě kvůli tomuto snížení intenzity je limitována vzdálenost, na které se dají elektrony na plazmové vlně urychlovat, na několik  $z_R$  a je tedy samozřejmou snahou této limitaci zamezit. Možným řešením je změna příčného indexu lomu plazmatu, které můžeme docílit dvěma různými způsoby: relativistickými efekty, které zvyšují hmotnost elektronu, nebo plazmovými kanály způsobenými příčnou ponderomotorickou silou [17]. Svazky s vyšší energií pak můžeme získat i změnou geometrie (zvětšením ohniskové vzdálenosti fokusující čočky nebo zrcadla) urychlovací sestavy [18]. Při ex-

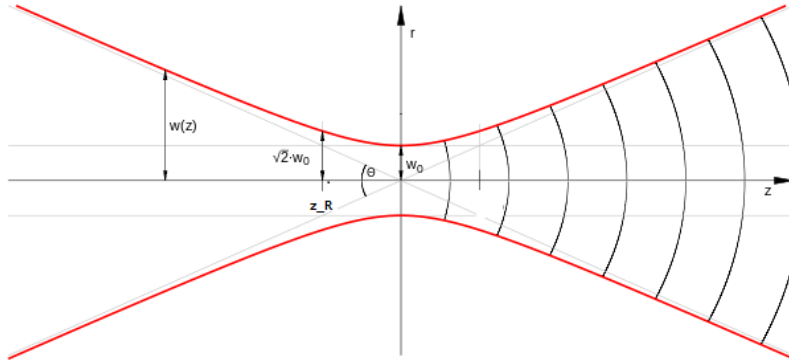
---

<sup>3</sup>Více v podkapitole (2.4.1).





Obr. 2.3: (a) Závislost intenzity  $I$  a (b) poloměru  $r$  laserového impulsu na Rayleighově délce  $z_R$ . Převzato z [19] a upraveno.



Obr. 2.4: Laserový impuls a jeho parametry:  $w_0$  - poloměr v ohnisku,  $z_R$  - Rayleighova délka,  $w(z)$  - poloměr ve vzdálenosti  $z$ , šedě - vlnoplochy, červeně - hranice gaussovského impulsu.

perimentech se kvalita laserového svazku může udávat jako tzv. Strehlov poměr ( $SR$ ) [19]. Ten je definován jako  $SR = \frac{I_{peak}}{I_0}$ , kde  $I_{peak}$  je změřená maximální intenzita laserového svazku a  $I_0$  je maximální intenzita ideálního gaussovského svazku. Tu získáme ze vztahu pro rozložení intenzity

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}}. \quad (2.9)$$

### 2.1.3 Plazma a princip vzniku plazmové vlny

Plazma [20] je čtvrtým skupenstvím hmoty a vzniká ionizací, což je proces, při kterém dochází k odtržení elektronů z elektronového obalu atomů nebo k disociaci molekul. Plazma je zároveň nejrozšířenější formou látky ve vesmíru a najdeme ji v mnoha podobách - blesk, polární záře, vesmírné objekty jako nitra planet, hnědí a bílí trpaslíci či výtrysky z aktivních galaxií. Mezi základní parametry pro popis plazmatu patří Debyeova stínící délka, plazmová frekvence, stupeň ionizace, teplota či hustota elektrického proudu [20]. Debyeova stínící délka  $\lambda_D$  udává vzdálenost, do které jsou náboje v plazmatu vnímány jako nestíněné a interagují spolu podle Coulombova zákona. V případě, že je jejich vzdálenost větší, budou coulombické interakce stíněny kvůli přítomnosti volných nosičů náboje (elektronů a iontů). Délka  $\lambda_D$  je dána vztahem [16, 20]

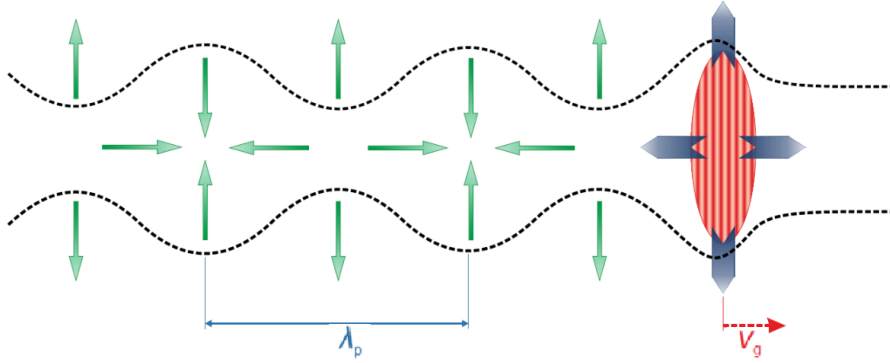
$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (2.10)$$

kde  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua,  $k_B$  je Boltzmannova konstanta,  $e$  je elementární náboj,  $T_e$  je teplota elektronů a  $n_e$  je hustota elektronů. Ze vztahu (2.10) můžeme vidět, že Debyeova délka závisí na teplotě elektronů a při urychlování má její velikost vliv na výsledný počet zachycených elektronů ve vlně plazmatu [21], což je způsobeno růstem stínění náboje s rostoucí teplotou [16]. Plazma se dá používat jako médium pro přenos energie laseru k urychlovaným elektronům [22]. Celý proces vzniku vlny plazmatu je pro nás klíčový a zajišťuje vznik urychlovací struktury pro nabitě částice. Vlny plazmatu jsou řízeny tlakem záření - ponderomotorickou silou [23, 24] výkonného laseru (Obr. 2.5). Elektrony jsou touto silou, která působí na nabitě částice v nehomogenním oscilujícím elektromagnetickém poli [25] a je dána vztahem

$$F_p = -\frac{e^2}{4m\omega} \nabla E^2, \quad (2.11)$$

kde  $e$  je náboj částice,  $m$  je její hmotnost,  $\omega$  je úhlová frekvence oscilujícího pole a  $E$  je amplituda elektrického pole, vytlačovány na stranu z cesty impulzu a vytváří se tak nábojová separace. Jelikož jsou ionty mnohem těžší než elektrony, musel by být laserový svazek mnohem výkonnější, aby dokázal vytlačit i je. Proto můžeme ionty brát jako stacionární [6].

Po průchodu laserového impulzu jsou elektrony kladnými ionty přitahovány zpět do původní pozice, a tím se vytvářejí lokální elektrostatické oscilace nábojové hustoty s charakteristickou elektronovou plazmovou frekvencí  $\omega_p = \frac{2\pi c}{\lambda_p}$ , která je další významnou veličinou pro popis plazmatu a procesu urychlování. Tato frekvence je



Obr. 2.5: Vznik vlny za laserovým impulzem: Laserový impulz (červená elipsa) se pohybuje grupovou rychlostí  $v_g$  doprava. Ponderomotorická síla (modré šipky) vytlačuje elektrony z cesty laserového impulzu, čímž vytváří za laserem vlnu, která se šíří spolu s impulzem o vlnové délce  $\lambda_p$ . Nábojová separace indukuje silné elektrostatische síly (zelené šipky), které ovlivňují trajektorie elektronů (přerušovaná čára). Převzato z [1].

závislá na elektronové hustotě  $n_0$  vztahem [16]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{m_e \epsilon_0}}, \quad (2.12)$$

kde  $m_e$  je klidová hmotnost elektronu. Typicky pro  $n_0 \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  je  $\lambda_p \sim 33 \mu\text{m}$  a pro nižší hustoty  $n_0$  je  $\lambda_p$  delší. Fázová rychlost vlny plazmatu je přibližně stejná jako grupová rychlost řídicího laseru, která je dána vztahem  $v_g = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}\right)^{1/2}$ , kde  $\omega_L$  je frekvence laseru [25]. Amplituda vyvolaného pole  $E_0$  závisí na normalizovaném potenciálu  $a_0$ , jež je daný vztahem [6]

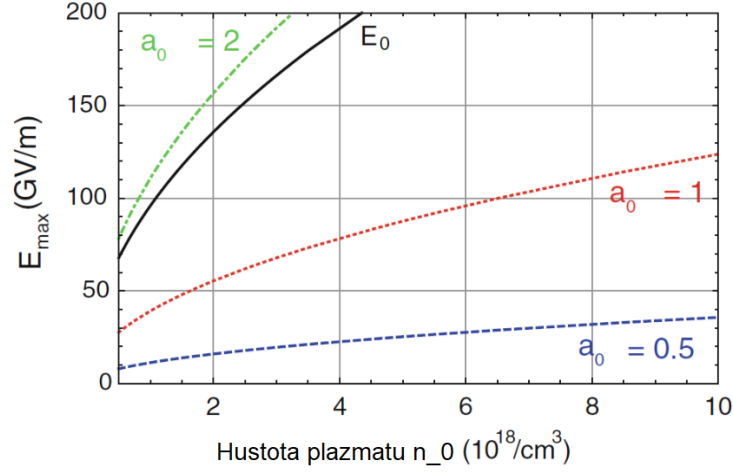
$$a_0 = \frac{eE}{m_e c \omega_L} = 0,85 \cdot 10^{-9} \lambda[\mu\text{m}] \sqrt{I_0[\text{W}/\text{cm}^2]}, \quad (2.13)$$

kde  $E$  je amplituda pole laserového impulzu, a na hustotě elektronů  $n_0$ . Elektrické pole vlny plazmatu nemůže být libovolně velké [16]. V jednorozměrné limitě dostáváme maximální intenzitu elektrického pole ze vztahu [19]

$$E_{max}(n_0, a_0) = E_0(n_0) \frac{a_0^2/2}{\sqrt{1 + a_0^2/2}}. \quad (2.14)$$

Závislost intenzity  $E_{max}$  na hustotě plazmatu  $n_0$  můžeme vidět pro konkrétní hodnoty  $a_0$  na Obr. 2.6. Vztah mezi  $a_0$  a  $n_0$  dále ovlivňují efekty jako je rozfázování elektronů nebo vyčerpání laseru [1, 16]. Tyto jevy jsou blíže popsány v podkapitole 2.1.4.

Ionizované plazma dokáže „nést“ vlnu o elektrickém poli  $E_0 = cm_e \omega_p / e$ , kde  $c$  je rychlost světla. Tento jev má anglické označení „cold nonrelativistic wave



Obr. 2.6: Závislost intenzity  $E_{\max}$  na hustotě plazmatu  $n_0$  pro konkrétní hodnoty  $a_0$ . Pro vyvolání elektrického pole určité intenzity  $E_0$  s nižším  $n_0$  je třeba vyššího  $a_0$ . Převzato z [26] a upraveno.

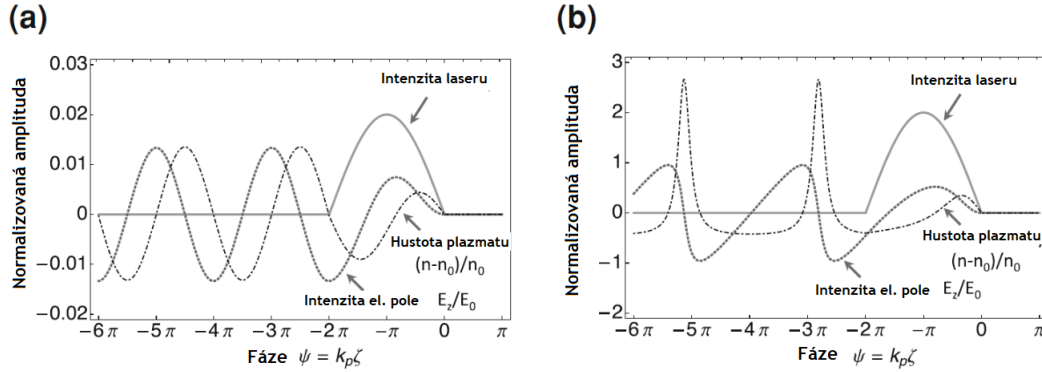
breaking field“. Odpovídá například  $E_0 = 96\sqrt{n_0[\text{cm}^{-3}]}$  pro hustotu elektronů  $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [16]. Pro maximální amplitudu nelineární vlny plazmatu je tuto hodnotu možné přesáhnout. Pak rychlost plazmových elektronů pozadí může přesáhnout fázovou rychlost vlny plazmatu a tyto elektrony mohou být zachyceny a urychleny v této vlně. Tomuto jevu se budeme také dále věnovat v podkapitole 2.1.4. Vybuzená vlna plazmatu může být popsána rozložením hustoty  $n$ , elektrickým polem  $E_z$  a potenciálem  $\phi$ . Tyto hodnoty jsou spjaty vztahy  $\vec{E} = -\nabla\phi$  a Gaussovým zákonem  $\nabla \cdot \vec{E} = \frac{e(n-n_0)}{\epsilon_0}$ . Vlnová rovnice pro změny hustoty vlivem ponderomotorické síly má tvar [19]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p\right) \frac{\delta n}{n_0} = c^2 \nabla^2 \frac{a^2}{2}, \quad (2.15)$$

kde  $\delta n/n_0 = (n - n_0)/n_0$ ,  $\vec{F}_p \propto c^2 \nabla(a^2/2)$  je ponderomotorická síla a  $a$  je normalizovaný vektorový potenciál  $|a| = e|\vec{A}|/m_e c^2$ , kde  $\vec{A}$  je vektorový potenciál [19]. Řešení této rovnice dělíme na lineární ( $a \ll 1$ ) a nelineární ( $a \gg 1$ ). V lineárním režimu (např.  $a_0 = 0,2$ ) má vlna plazmatu sinusoidální tvar (Obr. 2.7a) a vlnová délka plazmatu je rovna  $\lambda_p [\mu\text{m}] \cong 3,3 \cdot 10^{10} / \sqrt{n_0[\text{cm}^{-3}]}$ . V nelineárním režimu (Obr. 2.7b) má vyvolané elektrické pole pilovitý tvar a vlnová délka plazmatu  $\lambda_{NP}$  je větší než v lineárním režimu a závisí na amplitudě vlny

$$\lambda_{NP} = \lambda_p \frac{2}{\pi} \frac{E_{\max}}{E_0} \quad \text{pro} \quad E_{\max}/E_0 \gg 1. \quad (2.16)$$

Pro  $E_{\max}/E_0 \ll 1$  je  $\lambda_{NP} = \lambda_p$ . Jedním z příkladů nelineárního režimu je tzv. bublinový režim (Obr. 2.8). Jmenuje se tak díky tvaru hranice oblasti vysoké hustoty elektronů, uvnitř které se nachází oblast kladně nabitých iontů. Tento režim může



Obr. 2.7: Tvar elektrického pole a plazmové vlny, které jsou vybuzené za laserovým impulzem v lineárním (a) a nelineárním (b) režimu. Tvar potenciálu je spočítán z rovnice (2.26) v [19]. Převzato z [19] a upraveno.

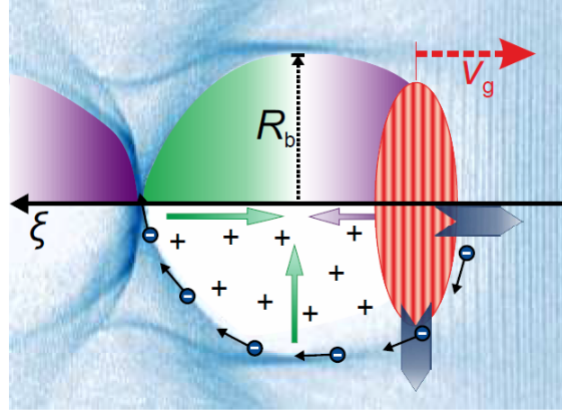
nastat ve chvíli, kdy je  $a_0 > 2$  a délka laserového impulzu je kratší než vlnová délka plazmatu ( $c\tau < \lambda_p$ ) [1].

Urychlovací gradienty mohou značně přesahovat ty, kterých se dosahuje v konvenčních urychlovačích a mohou být až řádu GV/m. Je tomu tak, protože u konvenčních urychlovačů existuje tzv. průraz urychlovací dutiny (100 MV/m), při kterém je elektrické pole urychlovače tak silné, že jinak vázané elektrony ve stěnách materiálu urychlovače jsou uvolňovány do vakua a to vede k zániku urychlovacího pole a zničení dutiny. V plazmatu tento limit nemáme, jelikož elektrony v plazmatu jsou již uvolněné [1].

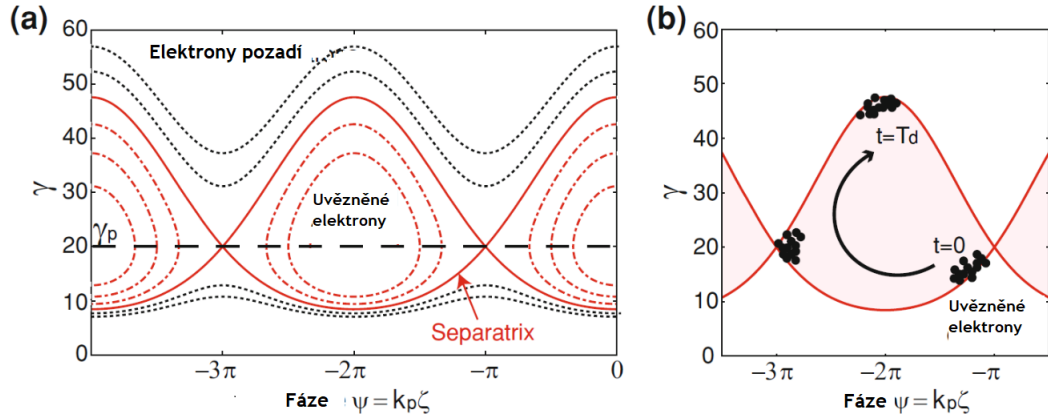
#### 2.1.4 Urychlování elektronů

Při urychlování elektronů dochází ke třem důležitým jevům: zachycení, urychlení a tzv. rozfázování [19]. Uvažujeme lineární režim. Trajektorie elektronů ve fázovém prostoru můžeme nejlépe vidět na Obr. 2.9a. Elektrony pozadí jsou na něm vyznačeny černou tečkovanou čarou. Tyto elektrony mají příliš malou počáteční hybnost, takže v plazmové vlně nemohou být zachyceny, i když podléhají urychlovacím a zpomalovacím polím. Pokud má elektron dostatečnou počáteční hybnost, pak může být zachycen plazmovou vlnou. Jeho trajektorii popisuje křivka, která je na Obr. 2.9a zobrazena plnou červenou čarou. Ta je známá jako tzv. „separatrix“. Ve chvíli, kdy elektrony získají dostatečné množství energie, se stanou relativistickými a pohybují se rychleji než plazmová vlna (Obr. 2.9b). Po určité době se tak mohou dostat do části bubliny, kde působí opačné elektrické pole a v tuto chvíli již nemohou získávat další energii. Tomuto jevu se říká rozfázování a je jedním z limitů pro nárůst energie elektronů [16]. Tento jev lze popsat délkou rozfázování  $L_r$ , která je definována jako vzdálenost, ve které fáze relativistického elektronu předběhne o  $\lambda_p/2$  fázovou oblast, na které se urychluje a fokusuje [19]. Pro lineární režim je tato délka dána vztahem

$$L_r \simeq \frac{\lambda_p^3}{2\lambda_L^2} \quad (2.17)$$



Obr. 2.8: Bublinový režim - Laserový impulz (červená elipsa) se šíří směrem doprava rychlostí  $v_g$ . Modře je znázorněna hustota elektronů. V dolní polovině obrázku je širokými modrými šipkami znázorněna ponderomotorická síla, která v bublinovém režimu vytlačí všechny elektrony z dráhy osy laseru. Trajektorie elektronů je vyznačena tenkými modrými čarami a můžeme vidět, že elektrony tvoří pomyslnou slupku kolem oblasti pozitivního náboje, ve kterém se žádné elektrony nevyskytují. Tato nábojová separace vybuzuje silné elektrostatické pole (zelené a fialové šipky). V horní polovině obrázku je zeleně vyznačena oblast, kde se elektrony urychlují a fialově oblast, kde se zpomalují. Převzato z [1] a upraveno.



Obr. 2.9: Trajektorie elektronů ve fázovém prostoru: (a) Černé tečky představují elektrony pozadí, které mají moc nebo málo hybnosti, aby byly zachyceny uvnitř vlny. Červeně přerušované jsou vyznačeny trajektorie uvězněných elektronů. (b) Urychlování uvězněných elektronů ve fázovém prostoru. Pro  $t = 0$  nízkoenergetické elektrony předbíhají plazmovou vlnu v čase  $t = T_d$ . Převzato z [19] a upraveno.

a pohybuje se kolem 25 – 30 mm pro  $n_0 \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a  $a_0 < 2$ .

Kromě zmíněného rozfázování jsme již dříve popisovali limit daný velikostí Rayleighovy vzdálenosti  $z_R$ , který je také znám jako laserová difrakce. Ta může být potlačena efektem objevujícím se při změně indexu lomu plazmatu - tzv. autofokusací. Autofokusace umožňuje formování plazmového kanálu na mnohem delší vzdálenosti než je  $z_R$  [16, 17, 18, 27] a je podmíněn výkonem laseru vyšším než je kritický výkon  $P_c$  daný vztahem [17]

$$P_c \simeq 17,4 \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right)^2 \text{ GW.} \quad (2.18)$$

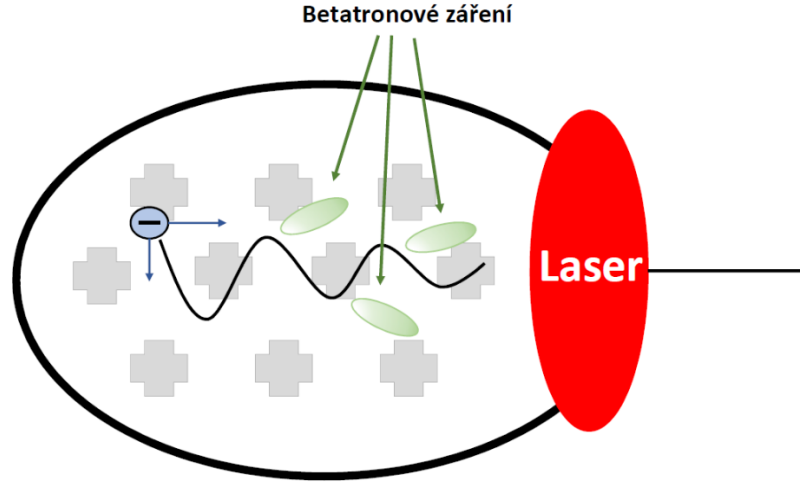
Další limitací urychlování elektronů na plazmové vlně je vyčerpání energie řídicího laseru (jinak také známé jako pump depletion). K němu dochází například na vzdálenostech kolem 50 mm pro  $n_0 \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a  $a_0 = 2$ , kdy laserový impuls odvedl polovinu své energie. Tento jev může být potlačován s vyšším  $a_0$  a  $n_0$  [17]. Při urychlování je třeba myslet na všechny tři tyto jevy (difrakce, rozfázování i vyčerpání), které limitují nejen vzdálenost, na které je urychlování možné, ale i energetický zisk, a najít správný průnik parametrů (síly laseru  $a_0$  a hustoty plazmatu  $n_0$ ) tak, aby byly tyto jevy co nejvíce potlačeny. Pro zvýšení kvality získaného elektronového svazku (monoenergetičnost a nízká divergence) je velice důležitý i způsob injekce, kterých existuje mnoho druhů a v současnosti to je aktivní oblast výzkumu. Mezi druhy injekce elektronů do plazmové vlny patří externí injekce, ionizační injekce, hustotní skoková injekce a tzv. „self-truncated ionization injection“, která je používána na systému DRACO v HZDR [1, 19, 28].

V dnešní době se u elektronových svazků dosahuje energií v řádu GeV na několik centimetrů dlouhých urychlovacích drahách [27, 29], rozptylu energií elektronů méně jak 1% [7] a nábojů v řádu stovek pC [1].

## 2.2 Betatronové záření

V minulé podkapitole bylo popsáno, jak se dají pomocí intenzivního laserového impulsu procházejícího plazmatem urychlit elektrony na energie v řádu stovek MeV. Na tyto znalosti navážeme a popíšeme, jak urychlené elektrony mohou emitovat rentgenové záření v podobě impulsů [30, 8]. Betatronové záření vzniká jako důsledek betatronových kmitů elektronů během jejich urychlování na plazmové vlně. Díky tomu se šíří v ultrakrátkých impulsích [25, 31]. Mezi jeho další vlastnosti patří vysoká intenzita [32] a kolimovanost [8]. Během urychlování na plazmové vlně působí na elektrony i příčné elektromagnetické pole způsobené nábojovou separací a relativistické elektrony tak mohou podléhat příčným oscilacím (Obr. 2.10). Těmito oscilacím se říká betatronové oscilace a vedou k emisi záření, které je podobné záření synchrotronnímu [25]. Pozitivní nabitou oblast iontů tedy můžeme přirovnat k wígleru<sup>4</sup>, který má však výhodu v tom, že plazma dokáže udržet silné magnetické pole, což dokáže efektivně zkrátit periodu wigleru na stovky mikrometrů [32].

<sup>4</sup>Wiglerem nazýváme soustavu magnetů, která je uspořádána tak, že magnetické pole periodicky střídá směr. Elektron se při průletu wiglerem rozkmitá.



Obr. 2.10: Schéma vzniku betatronového záření v LWFA: Laserový impuls v plazmatu vytváří oblasti kladného náboje. V těch mohou být zachyceny a urychleny elektrony, na které působí příčné elektrostatické pole, a elektrony začínají oscilovat. Při těchto oscilacích emitují betatronové záření.

Pro popis betatronového záření se používají obdobné parametry jako u záření synchrotronního - parametr síly  $K$ , betatronová frekvence  $\omega_b$  a kritická energie  $E_{crit}$  [25, 32, 33]. Tyto veličiny jsou dány vztahy (2.19)-(2.21), kde  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  je Lorentzův faktor,  $\Theta$  je poloviční úhel divergence,  $r_\beta$  je betatronová amplituda elektronové trajektorie,  $E_e$  je energie elektronů ve svazku a  $B$  je magnetická indukce. Kritická energie  $E_{crit}$  reprezentuje hodnotu v rozložení energie, kde polovina vyzářené energie je pod touto hodnotou a polovina nad ní.

$$K = \gamma\Theta \simeq 1,33 \cdot 10^{-10} \sqrt{\gamma(n_e/\text{cm}^{-3})}(r_\beta/\mu\text{m}) \quad (2.19)$$

$$\omega_b = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}\gamma} \quad (2.20)$$

$$E_{crit} = 0,665 E_e^2 [\text{GeV}] B [\text{T}] \quad (2.21)$$

Průměrný počet fotonů je dán vztahem

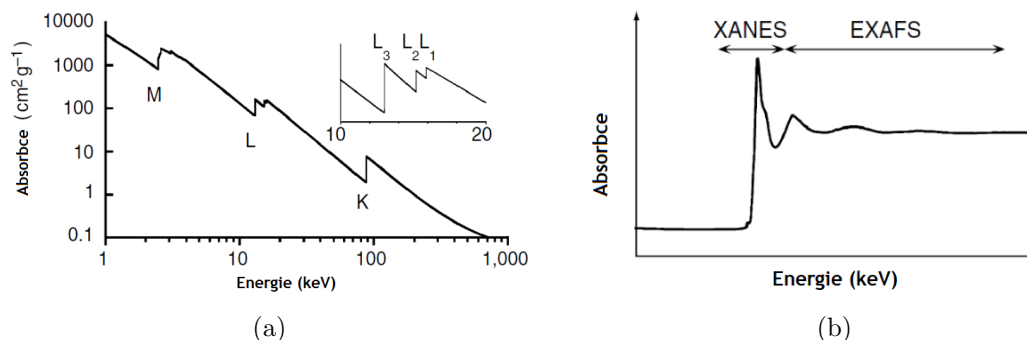
$$N_{fot} = \frac{5\sqrt{3}\pi}{6} \frac{e^2}{\hbar c} K. \quad (2.22)$$

Díky svým vlastnostem je betatronové záření dobrým prostředkem pro časově rozlišené měření ultrarychlých procesů a je ideální pro absorpční spektroskopii [34], jako neinvazivní diagnostika pro zjištění průměru elektronového svazku v LWFA [35] nebo pro rentgenovou krystalografii [36].

## 2.3 Spektroskopie a warm dense matter

V úvodní části této kapitoly jsme si představili koncept urychlování elektronů na plazmové vlně jako vhodnou cestu ke kompaktnímu zdroji ultrakrátkých im-





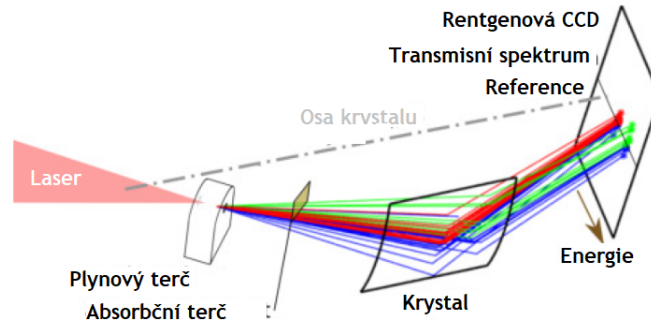
Obr. 2.11: (a) Rentgenové absorpční spektrum pro olovo s nízkým rozlišením: Dobře jsou vidět hrany K, L a M, které odpovídají  $n = 1, 2$  a  $3$ . Při vyšším rozlišení je u L a M hran vidět další dělení. Převzato z [39] a upraveno. (b) Schéma absorpčního spektra: Struktura zhruba 50 eV kolem hrany je označována jako XANES. Struktura do 1000 eV za hranou se označuje jako „extended X-ray absorption fine structure“ (EXAFS). Převzato z [39] a upraveno.

pulzů rentgenového, přesněji betatronového, záření s širokým spektrálním záběrem. Na závěr minulé podkapitoly jsme zmínili několik možných použití tohoto záření a nyní si detailněji rozebereme jedno z nich - rentgenovou spektroskopii, pro kterou se betatronové záření využívá díky krátkým impulzům a širokému spektru. Následně pak popíšeme, jak se díky ní můžeme dozvědět více o termodynamických vlastnostech hustého plazmatu v režimu WDM.

### 2.3.1 Spektroskopie

Spektroskopie je vědním oborem, který se zabývá měřením emise a absorpce různých vlnových délek elektromagnetického záření. Bývá často využívána k identifikaci substancí na základě emitovaného nebo absorbovaného záření. Pomocí absorpční spektroskopie můžeme rozpoznat třeba hustotu volných stavů, tedy strukturní rozložení dané látky [37]. Předpoklady pro spektroskopii jsou jednak to, že částice se v atomech a molekulách nacházejí jen v určitých kvantových hladinách, a že i energie samotného elektromagnetického záření je kvantována [38]. Elektrony na různých hladinách v atomu mají odlišné vazebné energie, tedy k jejich excitaci je zapotřebí různě energetických fotonů. Ve výsledné závislosti absorpce na energii fotonu se tento jev promítá jako jisté ostré skoky (Obr. 2.11a), kterým se říká absorpční hrany a jsou pojmenovány dle hlavního kvantového čísla  $n$  elektronu, který je excitován: K pro  $n = 1$ , L pro  $n = 2$ , M pro  $n = 3$ , atd. Vazebná energie elektronu klesá s rostoucím  $n$  a nejméně jsou vázány elektrony valenční. Zároveň vazebná energie roste s rostoucím nukleonovým číslem [39]. Absorpční hrany v případě, že jsou podrobněji zkoumány, mohou poskytovat mnoho informací nejen díky jejich struktuře blízko absorpčního skoku, ale i za ním. Struktura zhruba 50 eV kolem hrany se říká „X-ray absorption near-edge structure“, zkráceně XANES<sup>5</sup> (Obr. 2.11b) [39, 40].

<sup>5</sup>XANES může být i zkratka pro X-ray absorption near-edge spectroscopy.



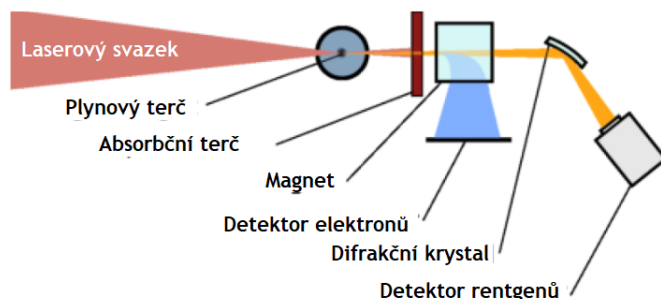
Obr. 2.12: Schéma rozložení při měření absorpčního spektra: Fotony s různými energiemi se od krystalu odrážejí pod jinými úhly. Von Hamosův režim a využití mozaikového krystalu dále poskytuje dostatečné úhlové rozlišení pro odlišení referenčního a absorpčního svazku. Převzato z [42] a upraveno.

V experimentech měření probíhají tak, že se fotony, které procházejí zkoumaným vzorkem, nechají dopadat na krystal. Od tohoto krystalu se různě energetické fotony odrážejí pod rozdílnými úhly [41] a následně jsou tyto fotony registrovány vhodnou kamerou (Obr. 2.12) [42]. Záření, které se k XANES pro své vlastnosti může použít, je právě betatronové záření z LWFA. První spektroskopická měření, která se s tímto zářením prováděla, zaznamenala nedostatečný počet registrovaných fotonů, což bylo zapříčiněno i malou účinností spektrometru. Zvýšení účinnosti celého procesu může být dosaženo za dodržení dvou požadavků: vysoká účinnost spektrometru a způsobilost pro vysoce kolimované svazky. Tyto požadavky se dají splnit za použití mozaikových krystalů [43], které zaručují vysokou odrazivost, a geometrie uspořádání, která odpovídá defokusevanému von Hamosovu režimu. High Oriented Pyrolytic Graphite (HOPG) krystaly použité v této geometrii pak díky svému úhlovému rozlišení umožňují rozeznat spektrum referenčního i hlavního svazku<sup>6</sup> [42]. Schéma možného rozložení během XANES měření je vidět na Obr. 2.13.

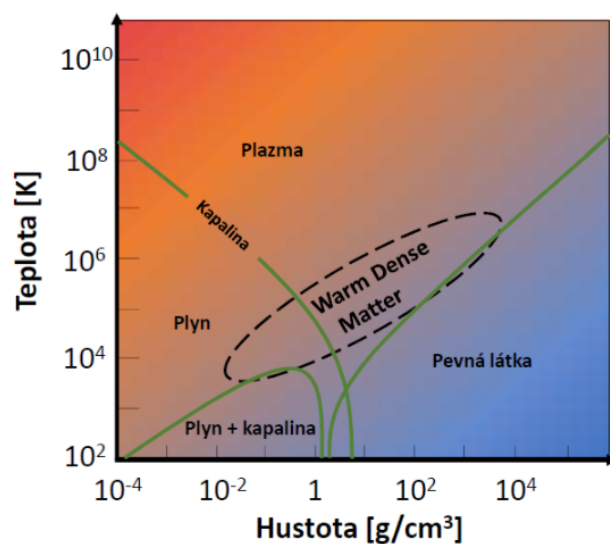
### 2.3.2 Warm dense matter

Warm dense matter je režim stavů hmoty mezi kondenzovanou látkou a ideálním plazmatem s vysokou teplotou. Hmoty v tomto stavu nabývá vysokých hustot charakteristických pro pevné skupenství a středně vysokých teplot:  $10^{-1} - 10^2$  eV ( $10^4 - 10^7$  K) [9], jak můžeme lépe vidět na Obr. 2.14. WDM je charakteristická plně nebo částečně kvantově degenerovanými elektrony. Ionty jsou silně korelované mezi sebou, avšak bez pevné struktury (Obr. 2.15a). Tyto vlastnosti dělají z WDM výzvu pro numerické simulace [9, 10, 36, 45]. K jejímu lepšímu popisu je pak třeba znát stavovou rovnici, tedy vztah mezi teplotou, hustotou a tlakem, její strukturu a transportní vlastnosti jako je difúze, viskozita, elektrická vodivost, atd. [10, 46].

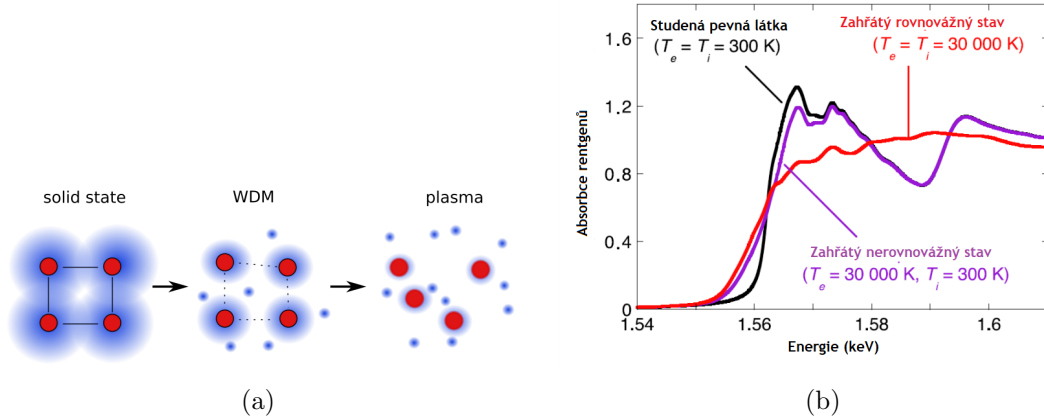
<sup>6</sup>Hlavní svazek je svazek, který vede do plynového terče, ve kterém vzniká betatronové záření. Toto záření pak prochází naším zkoumaným vzorkem.



Obr. 2.13: Schéma možného rozložení při měření absorpčního spektra: Za pomoci laserového impulsu jsou urychlovány elektrony v plazmatu. Oscilací urychlených elektronů vzniká betatronové záření, které prochází absorpčním terčem, dopadá na krystal a je zaznamenáno detektorem rentgenových paprsků. Elektrony jsou odkloněny magnetem a dopadají na elektronový detektor. Absorpční terč může být také zahříván dalším laserem. Převzato z [42] a upraveno.



Obr. 2.14: Warm dense matter: Přechnodný stav hmoty mezi pevnou látkou a plazmatem nabývající hustot podobných pevné látce a teplot mezi  $10^{-1} - 10^2$  eV. Převzato z [44] a upraveno.



Obr. 2.15: Možný vznik warm dense matter: (a) Schéma přechodu mezi pevnou látkou a plazmatem. (b) Spektrum hliníku: Rozdíl v absorpčním spektru pro pevnou látku, nerovnovážený stav (elektrony a ionty mají jinou teplotu) a tepelnou rovnováhu při teplotě  $T = 30000\text{ K}$ . Převzato z [47] a upraveno.

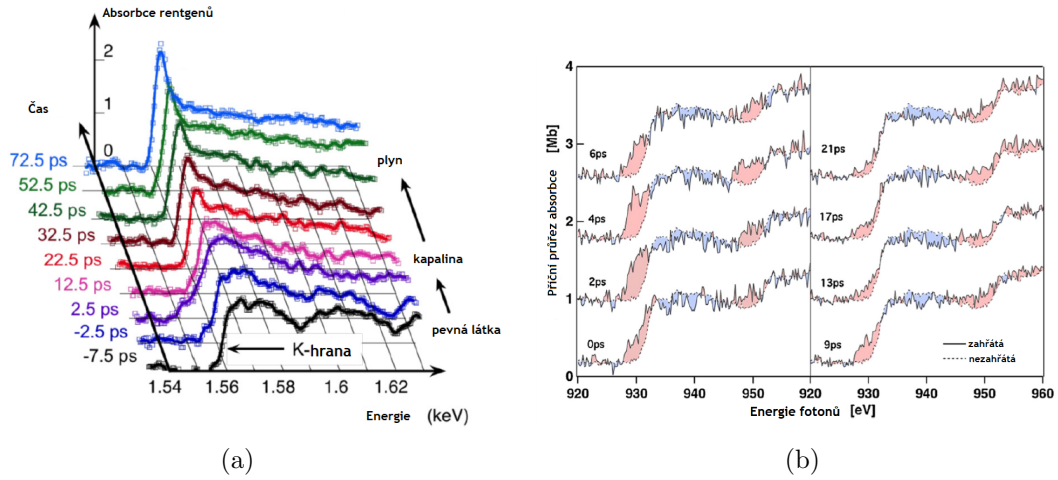
V laboratořích se WDM dá připravit ultrarychlým izochorickým zahřátím<sup>7</sup> tenké měděné fólie laserem, kdy je energie náhle uložena do elektronů, zatímco iontová mřížka se postupně zahřívá a dochází k jejímu tavení. Tomu se říká „nonthermal melting“ a dochází k němu v řádu pikosekund [47]. Tento jev vede ke stavům teplotní nerovnováhy nejen mezi elektrony a ionty, ale mezi všemi částicemi, které spolu nestihly kolidovat. Rovnováha je nastolena až v řádu několika stovek pikosekund. Ke zkoumání těchto přechodových procesů pevná látka - plazma, zejména průběhu teploty během přeměny, se velice dobře hodí XANES měření pomocí betatronového záření z LWFA. Díky ultrakrátkým impulzům tohoto záření můžeme při vhodném experimentální uspořádání zkoumat tento přechod v jeho různých fázích a celý ho zmapovat (Obr. 2.15b a 2.16a) [47]. To měl za úkol experiment, kterého je tato práce součástí a bude dále popsán v kapitole 3. Absorpční píky v získaném spektru odpovídají prostorovému rozložení iontů, sklon a posun K hrany zase hustotě volných stavů, ze které se dá získat teplota [36, 46, 47, 48]. Tvar absorpčního spektra nám tudíž dává informace o struktuře a termodynamických podmínkách studovaného vzorku.

### 2.3.3 Mechanismus ohřevu absorpčního terče

Hlavním cílem experimentu, který je detailně popsán v kapitole 3, je studium ultrarychlého tání mědi. Zdá se, že tento ultrarychlý<sup>8</sup> proces vyžaduje více energie než stejný děj za rovnovážných podmínek, který je studován již stovky let. Během rovnovážného tání za pevně daného tlaku je definována teplota, kdy si je Gibbsova volná energie dvou fází rovna. Při překročení tohoto bodu dochází k termální

<sup>7</sup>WDM se může připravovat i jinými způsoby. V rámci této práce nás však zajímá právě tento ultrarychlý proces, který je lépe popsán v podkapitole 2.3.3.

<sup>8</sup>Laserový impuls je považován za ultrakrátký, pokud je jeho trvání kratší než všechny hlavní relaxační procesy. U procesů používáme slovo ultrarychlý.



Obr. 2.16: Časově rozlišené XANES měření: (a) XANES spektrum blízko K hrany: 100 nm hliníkový vzorek zahříváný 120 fs laserovým impulzem. Časová osa udává zpoždění rentgenového svazku, který prosvětluje vzorek v jeho různých fázích přechodu. (b) XANES spektrum mědi blízko L hrany: Spektrum změřené za pokojové teploty je v grafech vyznačeno přerušovanou čarou. Převzato z [47] a upraveno.

nestabilitě, která značí zahájení transformačního procesu. Snížení vazebné energie mezi atomy je pak signalizováno vzestupem teploty a tání vede například ke změně z dalekodosahového krystalického uspořádání na krátkodosahové. Ve chvíli, kdy se do systému dodává energie a jeho teplota se zvyšuje, sílí atomové vibrace, které se rovnoměrně šíří celým vzorkem [49]. V případě ultrarychlého procesu je energie do volných elektronů pomocí laseru uložena velice rychle a dochází k přeměně pevné látky na extrémní stav hmoty, ve kterém má přehřátá látka mnohem větší elektronovou teplotu  $T_e$  než iontovou  $T_i$ . V řádu fs dochází k distribuci energie pomocí srážek elektronů mezi nimi samotnými a termalizaci elektronového plynu. Přenos energie mezi elektrony a mřížkou je zprostředkován interakcí elektronu s fononem. Z důvodů velkého rozdílu hmotností elektronů a fononů bude přenos energie do mřížky trvat mnohem déle (až v řádech pikosekund) [50]. Mezi procesy, které se v tomto stavu projevují, patří oslabování vazeb (bond weakening) v kovalentních materiálech vedoucí k netermálnímu tání nebo zpevnění vazeb (bond hardening) v přechodných kovech. Toto zpevnění vede ke zvýšení teploty tání. Tání jako takové by se mělo objevit až ve chvíli, kdy i teplota iontů  $T_i$  dosáhne teploty tání. Dynamické interakce elektronů a iontů stále zůstávají aktivní oblastí výzkumu, kde mnoho jevů stále čeká na detailnější teoretický popis i experimentální ověření [47].

## 2.4 Geometrická optika

Během sestavování optických drah pro laser jsme využívali některých znalostí geometrické optiky [51], které budou shrnuty v této podkapitole.

V geometrické optice zanedbáváme difrakční rozbíhavost svazků a šíření světla si představujeme paprsky. Paprsek je definován jako křivka, která je v každém bodě kolmá k vlnoplochám [51]. Tvar paprsku spojujícího dva body (1 a 2) nám určuje Fermatův princip

$$\delta \int_1^2 k dl = 0. \quad (2.23)$$

Z něj se dá odvodit 5 základních pravidel chodu paprsků, které platí pro optické soustavy, v nichž je index lomu konstantní. Tyto pravidla jsou [51]

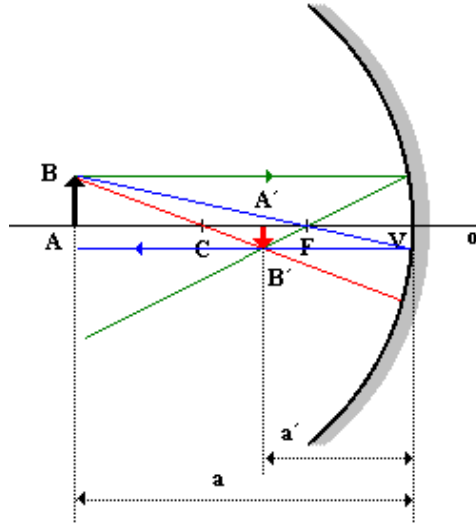
1. Zákon přímočarého šíření světla v homogenním prostředí - Plyne z faktu, že právě úsečka je křivkou s extrémní (minimální) vzdáleností mezi dvěma body.
2. Zákon nezávislosti paprsků - Tento zákon říká, že je-li dán paprsek mezi body 1 a 2, pak paprsek mezi jakýmkoliv jinými body na tomto paprsku nezávisí.
3. Zákon záměnnosti chodu paprsků - Světlo se šíří z bodu 1 do bodu 2 po stejné křivce jako z bodu 2 do bodu 1.
4. Zákon odrazu - Vychází z jednoduché geometrické úvahy, kdy spojujeme body 1 a 2 při odrazu paprsku od zrcadla. Ukazuje se, že v homogenním prostředí, kde paprsky mají tvar úseček, je nejkratší vzdálenost mezi těmito body právě tehdy, pokud se úhel odrazu rovná úhlu dopadu.
5. Snellův zákon lomu - Toto pravidlo říká, jak se lomí paprsek, který prochází prostředím s jiným indexem lomu.

Jelikož je laser zdrojem koherentního záření s malou rozbíhavostí, můžeme v rámci sestavování optických soustav se zrcadly a čočkami tato pravidla používat.

### 2.4.1 Zrcadla a čočky

Zrcadla a čočky jsou jedny z řady optických elementů, které používáme pro tvoření trasy laseru směrem k danému cíli. Reflektivní optiku (zrcadla) používáme jak na směřování laserového impulzu, přičemž využíváme faktu, že úhel dopadu je roven úhlu odrazu, tak i na fokusaci.

Parabolické zrcadlo [52] je typem dutého zrcadla (Obr. 2.17), jehož zrcadlicí plocha je na vnitřní straně vrchlíku  $V$  a má tvar rotačního paraboloidu. Pro měření s ultrakrátkým laserovým impulzem používáme zejména tato zrcadla, jelikož u čoček dochází k natažení impulzu z desítek fs až na stovky fs během průchodu laserového impulzu materiálem. Čočky - spojky i rozptylky - mohou být např. použity k fokusaci laserových impulzů, kde není důležité uchovat jejich krátkopulznost. Základním



Obr. 2.17: Zobrazení dutým zrcadlem. Převzato z [52].

parametrem každé čočky je  $f$ -číslo  $f_n$  [53], které udává poměr mezi ohniskovou vzdáleností čočky  $f$  a průměrem svazku  $2w$ :

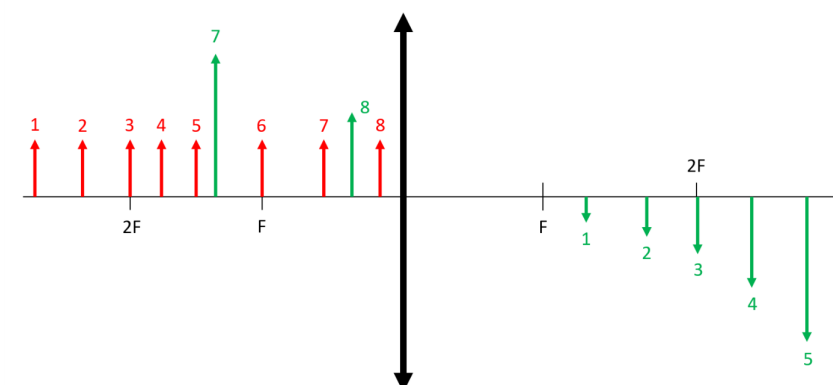
$$f_n = \frac{f}{2w}. \quad (2.24)$$

Čočky se dále mohou lišit i svojí tloušťkou nebo typem vlnové délky záření, pro který jsou určeny. Vlastností, na kterou si je třeba dát pozor je tzv. práh poškození (PP). Ten udává omezení na výkon laseru, který v dané optické soustavě můžeme použít. Definuje se jako nejvyšší tok laserového záření dopadající na optickou komponentu, u kterého je pravděpodobnost poškození komponenty nízká. Neznamená to však, že se optika vůbec poškodit nemůže. Poškození může být zapříčiněno mnoha efekty, jejichž výskyt je závislý na délce impulsu použitého laseru. Pro impulsy krátké délky ( $10^{-14} - 10^{-10}$  s) se projevují nelineární efekty, pro impulsy delší ( $10^{-10} - 10^{-2}$  s) se na poškození podílí termální efekty nebo dielektrické poruchy [54]. Pro zvětšení čočky [55, 56] platí vztah

$$Z = \frac{f}{f - a_0}, \quad (2.25)$$

kde  $a_0$  je vzdálenost zobrazovaného předmětu. V případě, že je  $Z > 0$ , dostáváme obraz přímý, v opačném případě je převrácený. Pokud je  $|Z| > 1$ , pak je obraz zvětšený, v opačném případě je zmenšený. Pro  $|Z| = 1$  se velikost zobrazovaného předmětu nezmění. Závislost vzhledu obrazu na poloze vzoru pro spojnou čočku [57] si můžeme prohlédnout na Obr. 2.18.

Teleskop je optická zobrazovací soustava používající se pro přiblížení objektů, složená ze dvou čoček - čočky okuláru a objektivu. Ty mohou být obě spojné, nebo může být jedna spojná a druhá rozptylná. Teleskop složený ze dvou spojných čoček se nazývá Keplerův a můžeme ho vidět na Obr. 2.19. Jeho zvětšení  $Z_{tel}$  je dáno

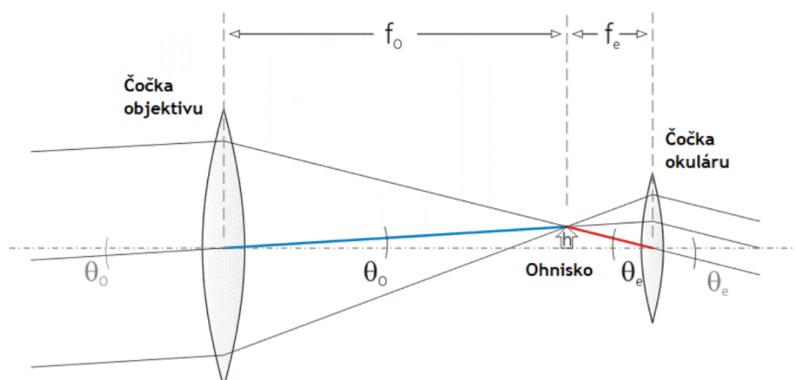


Obr. 2.18: Obraz a vzor při zobrazování spojnou čočkou.  $F$  je ohnisková vzdálenost čočky.

vztahem [57]

$$Z_{tel} = -\frac{f_o}{f_e}, \quad (2.26)$$

kde  $f_o$  je ohnisková vzdálenost objektivu a  $f_e$  ohnisková vzdálenost okuláru.



Obr. 2.19: Schéma Keplerova teleskopu: Optická soustava složená ze dvou spojných čoček, kde ohnisková vzdálenost objektivu  $f_o$  je velká a okuláru  $f_e$  malá. Převzato z [57] a upraveno.



## Kapitola 3

# Popis experimentu a získávání dat

V této kapitole si představíme celý experiment, jehož součástí naše měření bylo, popíšeme si sestavování aparatury i následný proces měření dat. Zpracování těchto měření a jejich výsledky jsou dále rozebrány v kapitole 4. V rámci experimentu si popíšeme i laserový systém DRACO v Helmholtzově centru v německých Drážďanech, na kterém experiment probíhal. Tento experiment navazuje na měření ze švédského Lundu, avšak na systému DRACO byla provedena jistá vylepšení v rámci jeho uspořádání.

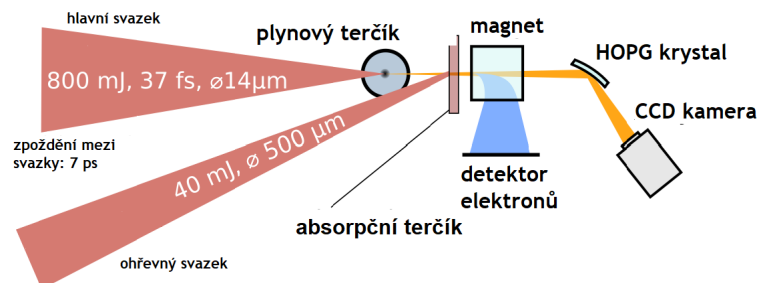
### 3.1 Popis experimentu a cíle měření

Během ultrarychlých strukturálních přeměn prochází WDM procesy jako je „non-thermal heating“, „lattice disordering“ a „bond hardening“ [58]. Hlavními cíli experimentu, kterého je tato práce součástí, je zkoumání dynamických jevů jmenovaných výše a atomové struktury během těchto exotických procesů probíhajících za extrémních podmínek ve WDM. Tyto jevy byly doposud zkoumány jen nepřímo pomocí elektronové difrakce [59] a navrhována byla také řada teorií pro jejich popis. Relativně novým přístupem ke zkoumání těchto jevů jsou XANES měření za použití betatronového záření<sup>1</sup> s femtosekundovým rozlišením, která byla již dříve použita pro studium nerovnovážných dějů v plazmatu.

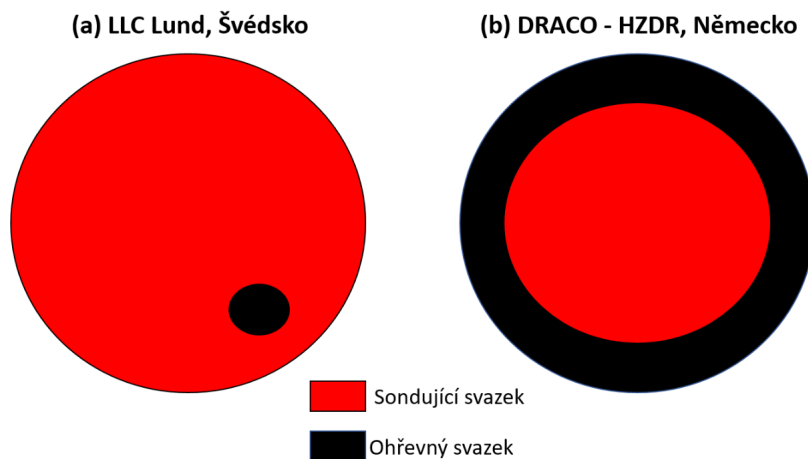
Měření probíhající v rámci této práce navazují na experiment ve švédském Lund Laser Centre (LLC), jehož schéma můžeme nalézt na Obr. 3.1. Hlavní svazek 750 mJ Ti:Sa (safírový krystal dopovaný kladnými titanovými ionty) laseru je veden do plynového tečniku.<sup>2</sup> Na tomto místě laserem urychlené elektrony produkují betatronové záření (probe beam), které prosvěcuje absorpční terčík - 3  $\mu\text{m}$  tenkou měděnou folii. Ta je zahřívána ohřevným svazkem (heater beam) laseru. Záření dále prochází

<sup>1</sup>Použito může být i synchrotronní záření či rentgenové lasery na volných elektronech (X-FEL) [47].

<sup>2</sup>Charakterizace plynových trysek používaných pro vstřikování plynu, který je laserem přetvořen na plazmu a jsou v něm urychlovány elektrony, je další oblastí výzkumu v rámci LWFA, kterou se v této práci nezabýváme.



Obr. 3.1: Schéma experimentu na LLC v Lundu: Hlavní svazek urychluje elektrony, které vytvářejí betatronové záření. To prosvěcuje absorpční terč, který je zahříván ohřevným svazkem. Záření se po průchodu odráží od HOPG krystalu a dopadá na CCD kameru.



Obr. 3.2: Schéma dělení laserového svazku na hlavní a ohřevný svazek: (a) Experiment na LLC. (b) Experiment na systému DRACO.

magnetem, který slouží k odklonu urychlených elektronů. Ty dopadají na detektor elektronů. Betatronové záření pokračuje dál, odráží se od HOPG krystalu a je registrováno CCD (Charge Coupled Device) kamerou. Součástí cesty hlavního svazku, ze kterého je ohřevný svazek oddělen malým zrcadlem vsunutým do jeho cesty, je tzv. zpožďovací úsek, kterým můžeme cestu hlavního svazku libovolně prodloužit. Tím dosahujeme časového zpoždění, se kterým hlavní svazek dorazí k absorpčnímu terčíku po ohřevném svazku, a můžeme tak mapovat celý proces strukturních přeměn vzorku. Dělení při tomto experimentu probíhalo, jak je naznačeno na Obr. 3.2(a), což ale mělo za důsledek sníženou kvalitu hlavního svazku a následně i nižší produkci fotonů betatronového záření. Hlavními rozdíly mezi experimentem na LLC a se systémem DRACO jsou jiná dělení svazku (Obr. 3.2b) a větší energie laseru (4-5 J), od kterých se slibuje až  $10\times$  větší výtěžek, který na LLC činil  $12 \cdot 10^5$  fotonů/keV.

Měření v rámci experimentu se systémem DRACO byla rozdělena na zkoumání fokusace prstencového svazku laseru pomocí spojné čočky v optické laboratoři HZDR, kterým se budeme zabývat v podkapitole 3.2, a na sestavování samotné urychlovací aparatury v laboratoři pro urychlování elektronů systémem DRACO popsané v podkapitole 3.3.

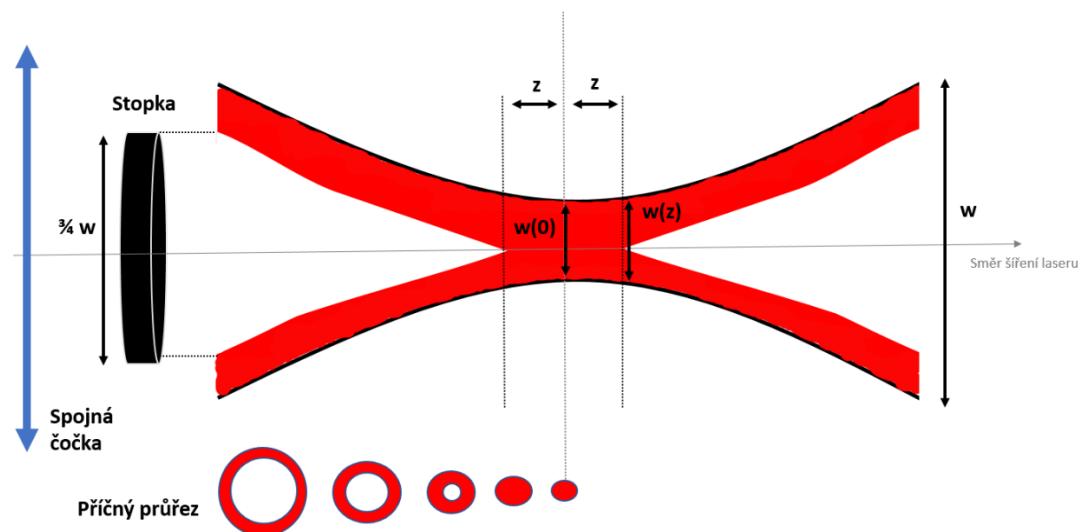
## 3.2 Fokusace prstencového laserového svazku

Cílem tohoto měření bylo zjistit, jak se pomocí spojné čočky fokusuje prstencový svazek laseru o průměru  $w$ , ze kterého je centrální část o průměru  $3/4w$  blokována. Tento svazek bude v rámci experimentu sloužit jako svazek ohřevný, a tedy efekt prodloužení impulsu způsobený průchodem materiálu čočky nám v tomto případě vadit nebude. Po průchodu prstencového svazku spojnou čočkou se svazek fokusuje a v jisté vzdálenosti  $z$  od ohniska by měl být opět celistvý (Obr. 3.3). Úkolem je proměřit fokusaci pro různá  $f$ -čísla laserového svazku (pro pevnou ohniskovou vzdálenost čočky  $f$ , budeme měnit průměr  $w$  svazku) a zjistit tak okolí  $2z$  okolo ohniska, kde vymizí prstencová struktura, a průměr  $w(z)$  v tomto bodě. Při reálném experimentu budeme pracovat se svazkem o průměru 10 cm.

V optické laboratoři pracujeme se svazkem o průměru 28 mm, tedy všechny získané výsledky v optické laboratoři na závěr přepočteme. Cílem bylo získat maximální vzdálenost od ohniska  $Z$  pro velký laserový svazek a navrhnout spojnou čočku (tedy její ohniskovou vzdálenost  $f$ ), která se v experimentu na DRACO použije tak, aby průměr svazku  $W$  ve vzdálenosti  $Z$  dosahoval  $W(Z) = 450 - 500 \mu\text{m}$ .

### 3.2.1 Parametry

Cylindrický He:Ne (aktivní medium je tvořeno plynným heliem a neonem) 633-18 P kontinuální laser s vypínačem o vlnové délce 632 nm, výkonem 18 mW a průměrem 1 mm procházel experimentální sestavou umístěnou na optické lavici blíže popsanou v sekci 3.2.2 a byl fokusován na CCD kameru Sony ICX098BL s horizontální i vertikální velikostí pixelu  $5,6 \mu\text{m}$  a velikostí senzoru  $640 \times 480$  px. Kamera byla umístěna na manuální 21 mm dlouhé posuvné platformě s mikrometrickým šroubem tak, aby kamera mapovala pomocí snímků oblast několika milimetrů kolem ohniska la-

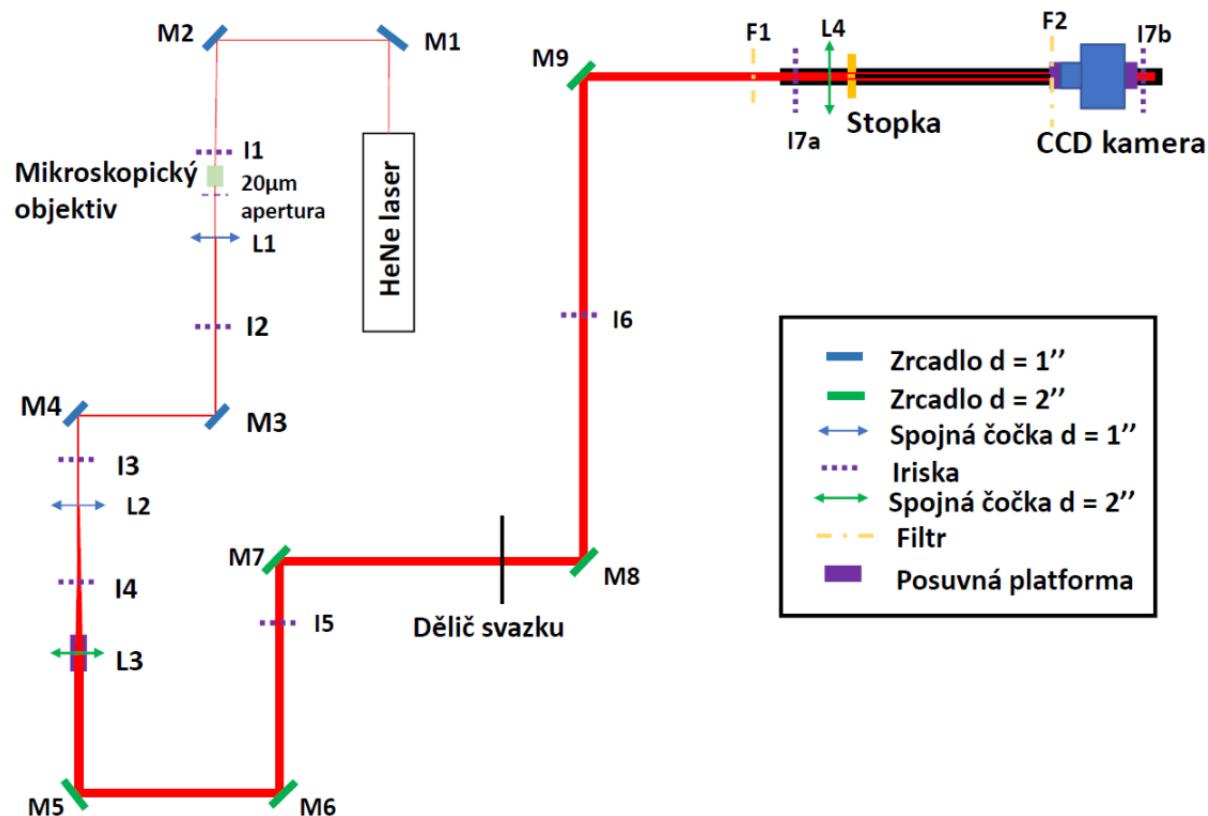


Obr. 3.3: Schéma průběhu prstencového svazku při fokusaci spojnou čočkou. Cílem je zjistit maximální vzdálenost  $z$  od ohniska, kde vymizí prstencová struktura a určit průměr svazku  $w(z)$  v této vzdálenosti. Měření probíhá pro různá  $f$ -čísla (s pevnou ohniskovou vzdáleností čočky  $f$  a proměnlivým průměrem svazku  $w$ ).

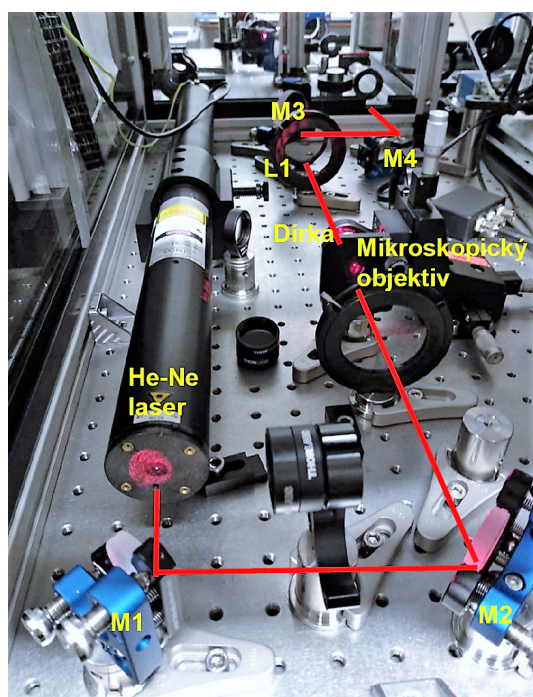
seru. Nastavení snímků probíhalo pomocí programu NI Max a dále byly snímky analyzovány pomocí programu v Pythonu.

### 3.2.2 Experimentální sestava

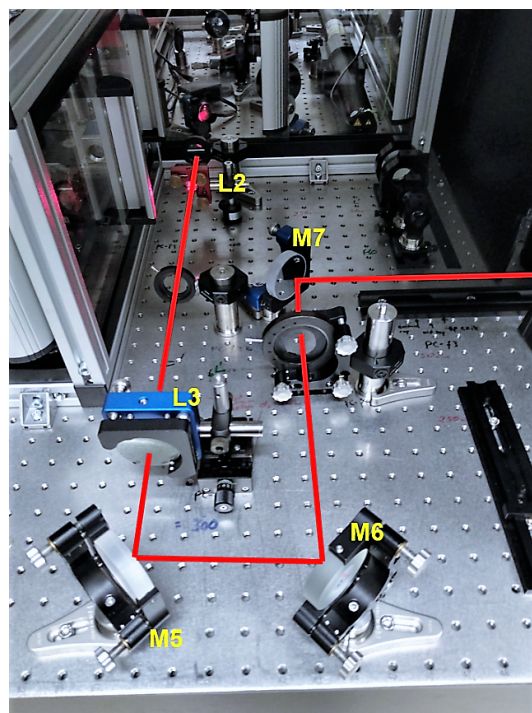
Celá experimentální sestava pro měření fokusace prstencového laserového svazku byla umístěna na optické lavici a její schéma můžeme nalézt na Obr. 3.4. Laserový svazek je nejprve veden sestavou pro charakterizaci plynových trysek, která se skládá ze zrcadel (M1-M4) pro směřování laseru, a části skládající se z mikroskopového objektivu, prostorového filtru a spojně čočky. Objektiv spolu s čočkou zvětšují průměr svazku z 1 mm na 8 mm a prostorový filtr s aperturou o průměru  $20\ \mu\text{m}$  umístěný mezi nimi se stará o ostrý profil obvodu laserového svazku (Obr. 3.5a). Posledním prvkem této části je zrcadlo M4 umístěné na magnetickém stojanu, které se dá libovolně ze sestavy vyndavat, a tedy umožňuje rychlý přechod mezi dvěma různými měřeními s odlišnými optickými cestami. Tato sestava již na optickém stole byla sestavena a pro naše účely byl využit jen výše popsáný úsek, ze kterého jsme svazek pomocí zrcadla M4 odkláněli směrem do naší optické sestavy. Všechna zrcadla použitá v této části byla o průměru  $1''$ . Od zrcadla M4, jak můžeme vidět na Obr. 3.5b, pokračuje svazek do soustavy dvou spojných čoček L2 a L3, které slouží jako druhý teleskop a zvětšují průměr svazku. První spojná čočka L2 - čočka okuláru - měla průměr  $1''$  a ohniskovou vzdálenost  $f_e = 25,4\text{ mm}$ . Druhá čočka L3 - čočka objektivu - měla průměr  $50,8\text{ mm}$  a její ohnisková vzdálenost byla  $f_o = 400\text{ mm}$ . Jejich vzájemná vzdálenost byla  $425,4\text{ mm}$ , pro jejíž lepší korekci byla čočka L3 umístěna na manuálně posuvné platformě. Tímto teleskopem je možné



Obr. 3.4: Schéma experimentální sestavy pro měření fokusace prstencového svazku laseru.

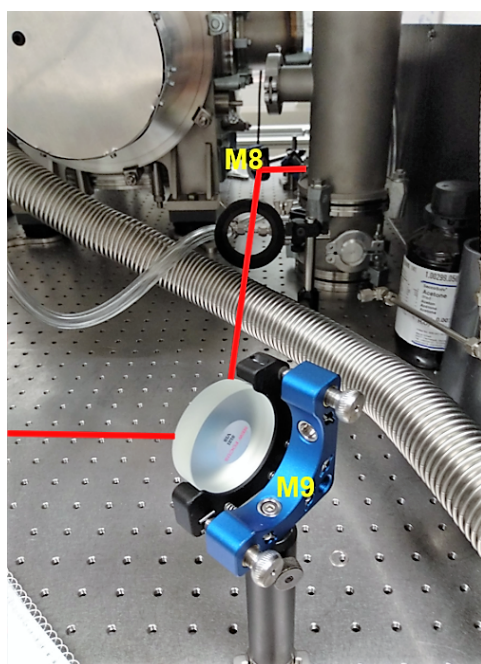


(a)

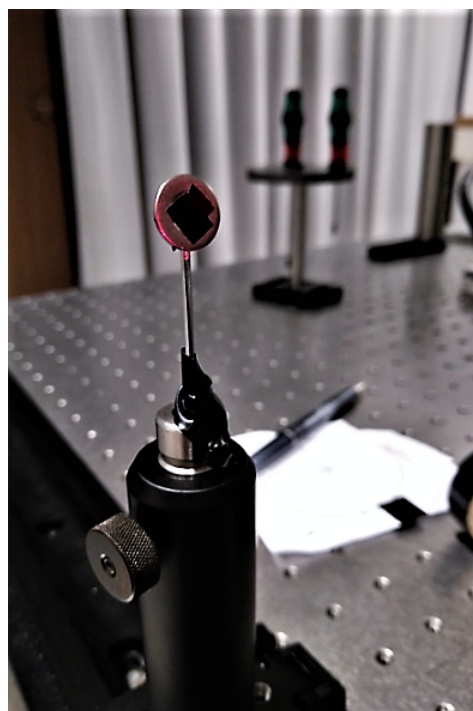


(b)

Obr. 3.5: Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: (a) Úvodní část cesty používána i pro charakterizaci plynových trysek. (b) Část s teleskopem.



(a)

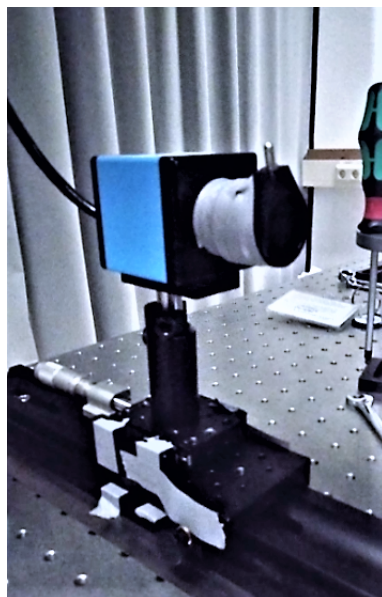


(b)

Obr. 3.6: Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: (a) Část mezi zrcadly M8 a M9 komplikovaná trubicí z vakuové komory. (b) Stopka - součástka pro blokování střední části svazku.

zvětšit svazek až  $15,7\times$ , jak plyne ze vztahu (1.26), což bylo více než dostatečné pro naše potřeby. Průměr svazku byl určen zrcadlem M5 na 50,8 mm a dále byla poslána jen část o této velikosti. Dále byl zmenšen průchodem přes dělič svazků (ten samotný průměr nezmenšuje, v cestě však byl okraj jeho držáku), který nesměl být z cesty odstraněn kvůli jiným měřením. Pro naše potřeby bylo důležité do koncové části dopravit svazek o průměru 30 mm, což se podařilo. Až ke koncové části soustavy byl svazek dále veden pomocí zrcadel o průměru 2" (M5-M9). Výjimku tvořil dělič svazku (50:50%) mezi zrcadly M7 a M8, který rozděloval svazek na dva se stejnou intenzitou. Zrcadlem M8 byla dále vedena jen jedna část tohoto svazku. Po celé délce trasy byly do cesty laseru zakomponovány irisky (I3-I7b). Tyto komponenty slouží k lepšímu srovnání celé trasy, které popíšeme v závěru této sekce. Koncová část celé sestavy, která je vidět na Obr. 3.8, se skládala z filtru a koleje, na které byly umístěny iriska I7, spojná čočka L4 o průměru 2" a ohniskové vzdálenosti 500 mm, stopka a CCD kamera. Filtr sloužil ke snížení intenzity laserového svazku, aby nedošlo k poškození kamery a byl do sestavy přidán jako poslední, aby po dobu srovnávání koncové části byl svazek vidět. Iriska se ze začátku koleje (I7a) dala libovolně přesouvat i na její konec (I7b), díky čemuž bylo možné pohlídat rovnoběžnost mezi kolejí a laserovým svazkem. Stopka (Obr. 3.6b) byla součástka vymyšlená pro potřeby tohoto měření za účelem blokování centrální 3/4

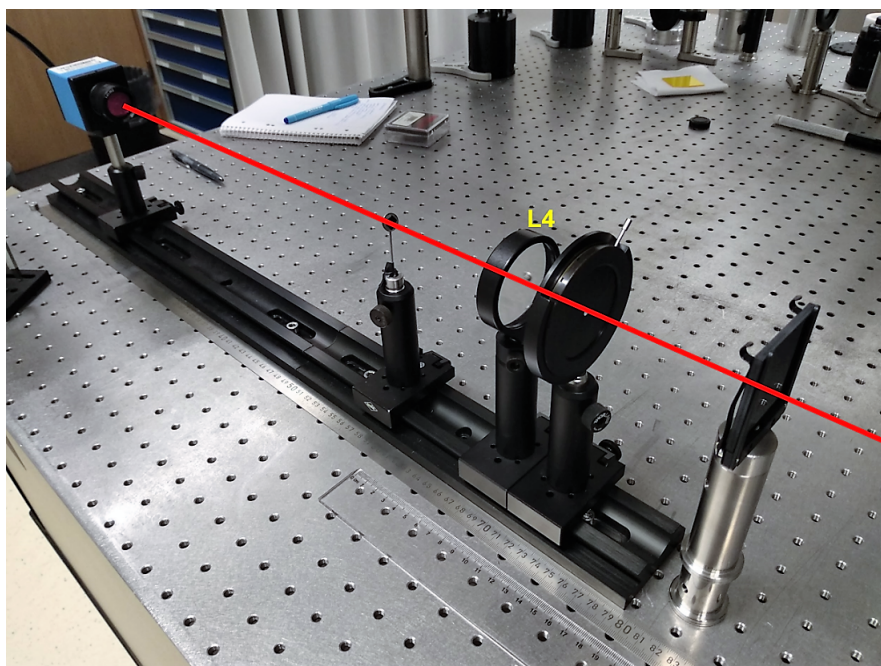




Obr. 3.7: Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: CCD kamera na manuální platformě s mikrometrickým šroubem.

svazku a sestavená z tenkého šroubováku, matičky zaslepené černou páskou, tyčky a posuvného držáku. Dále již za stopku procházel jen prstencový svazek laseru, jehož fokusování spojnou čočkou bylo předmětem zkoumání. CCD kamera (Obr. 3.7), na které byly upevněny ještě další filtry propouštějící pouze určité vlnové délky a snižující intenzitu svazku, byla umístěna na manuální platformě s mikrometrickým šroubem tak, že v poloviční vůli otočného šroubu platformy byla kamera přesně v ohnisku laseru, tedy 500 mm od čočky. Všechny optické komponenty (čočky i zrcadla) byly uzpůsobeny pro sestavy o vlnové délce námi použitého laseru. Ten musel dopadat na střed všech zrcadel a procházet středem čoček a irisek. Díky tomu byla zaručena stejná výška laseru nad optickou lavicí (optické komponenty byly stavěny tak, aby byly ve stejné výšce od optické lavice), která v počátečním úseku byla 6 cm a v koncovém 16 cm. Výška musela být mezi zrcadly M8 a M9 změněna kvůli trubici od vakuové komory (Obr. 3.6a), která byla v původní cestě našeho laseru. Pomocí irisů I7 v koncové části však bylo zaručeno, že laser procházel rovnoběžně nad optickou lavicí od poslední zrcadla M9 až do CCD kamery. Během sestavování byla nejprve umístěna a srovnána všechna zrcadla (M5-M9) a irisů (I3-I7). Pak teprve byly přidány čočky (L2-L4), které bylo třeba autokolimovat. Srovnávání probíhalo pomocí dvou šroubů na stojanech všech zrcadel, kde jedním se dalo se svazkem posouvat vertikálně a druhým horizontálně. Díky tomu se dal laser srovnat tak, aby procházel středem všem po cestě umístěných irisů. Srovnání probíhá vždy přes optickou komponentu, tedy v případě, že máme dvojici zrcadel a dvojici irisů, prvním zrcadlem ladíme střed na první irisce za druhým zrcadlem a druhým zrcadlem ladíme druhou irisou za první irisou. Postupným laděním šroubků tak srovnáme laser na střed obou irisů. Normalizace čoček probíhala postupně od L2 až po L4. U nich se musela



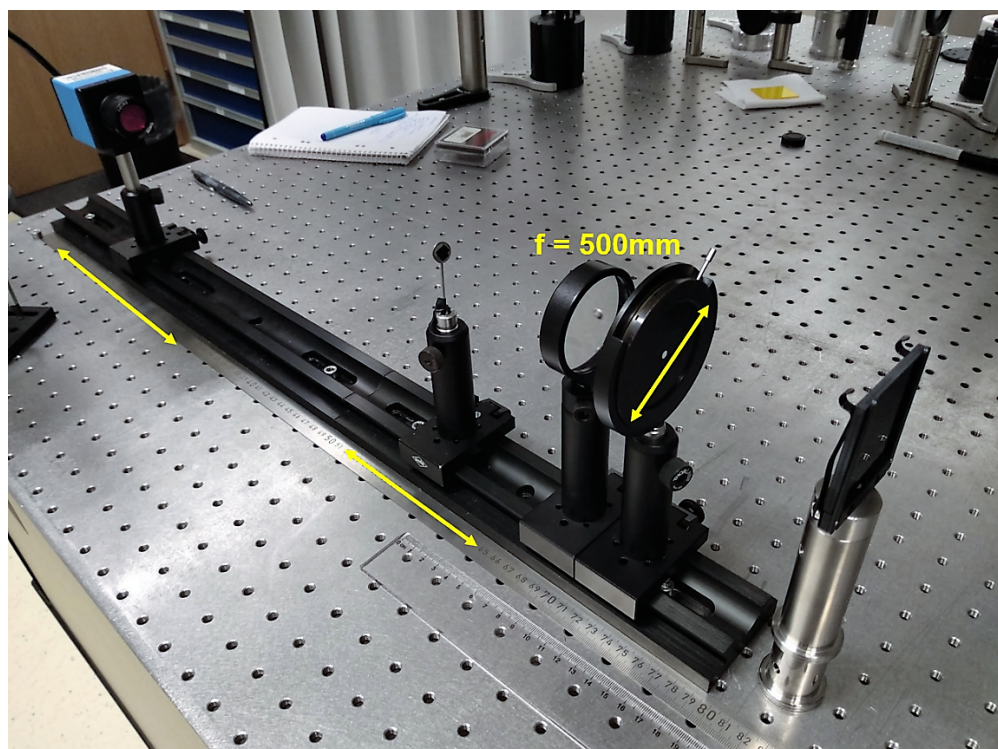


Obr. 3.8: Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: Koncová část soustavy - filtr, iriska, čočka L4, stopka a CCD kamera na koleji.

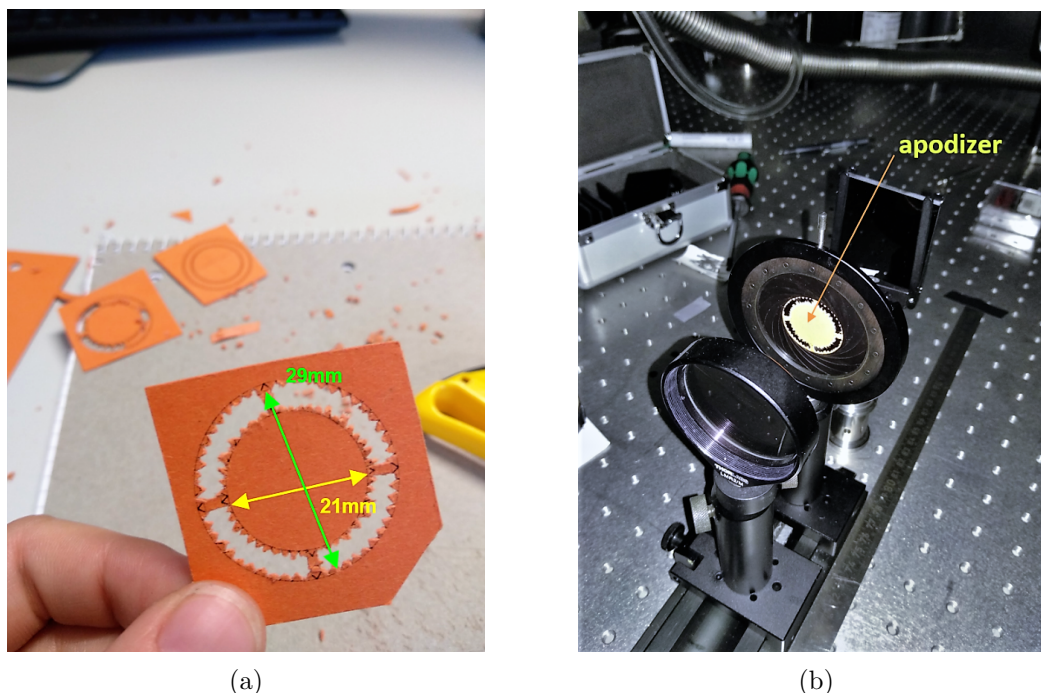
hlídat nejen stejná výška jako u ostatních komponent, ale i kolmá poloha na chod svazku. Ta se dala pohlídat na poslední irisce tak, že při správném umístění čočky byl obraz laseru na irisce nezměněn a stále dopadal na její střed.

### 3.2.3 Průběh měření

K popisu průběhu měření nám dobře poslouží Obr. 3.9. Iriskou byl pevně nastaven průměr svazku na 28 mm. Stopka byla umístěna do vzdálenosti zhruba 10 cm od čočky tak, aby blokovala přesně  $3/4$  svazku. Kamera na platformě byla připojena k počítači, na kterém byl zapnut program NI Max. V tom se dala průběžně upravovat expozice snímků tak, abychom je měli po celou dobu podobně jasné a neztráceli jsme žádné údaje se zvyšující se intenzitou směrem k ohnisku laseru. Expozici jsme mohli měnit, protože nás nezajímala absolutní hodnota intenzity svazku, ale pouze její horizontální a vertikální profily, které bylo třeba pohlídat, aby byly stále zřetelné. Na začátku každého měření byla kamera posunuta do nejvzdálenější polohy od čočky a po přesně definovaných úsecích (0,05–0,2 mm) byly pořizovány a ukládány snímky, než se na platformě dojelo až na její konec. Toto měření se provádělo pro tři různá  $f$ -čísla, přičemž pro další dvě měření se průměr  $w$  svazku na irisce změnil na 20 mm a 15 mm. Stopka byla posunuta do vzdálenosti od zrcadla tak, aby opět vyřezávala jen  $3/4$  z celkové velikosti svazku. Pro účely posledního měření, které bylo prováděno,



Obr. 3.9: Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru: Koncová část. Iriskou I4 lze měnit průměr laserového svazku. Pomocí změny polohy stopky lze měnit průměr blokové centrální části svazku. Posouváním CCD kamery mapujeme oblast kolem ohniska laseru.



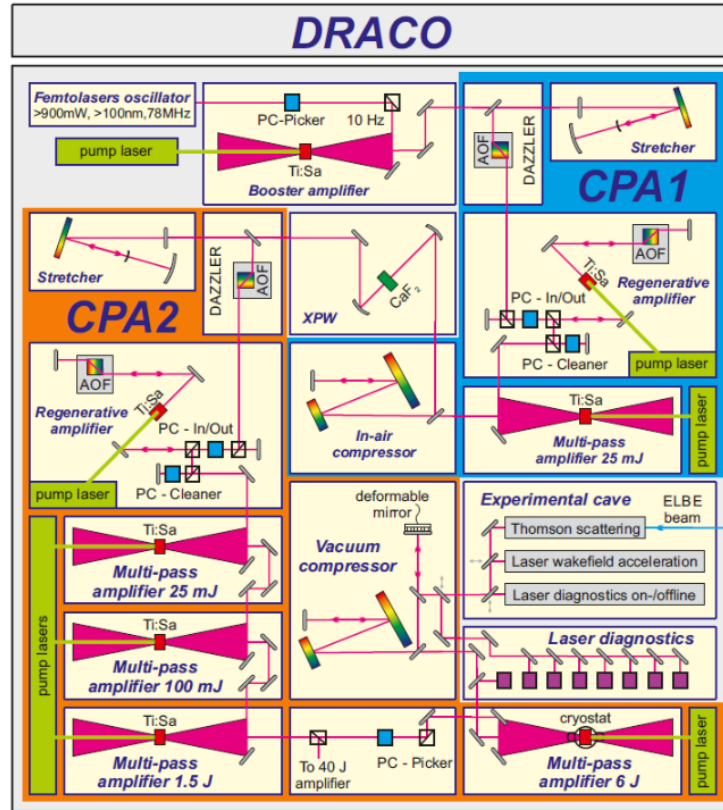
Obr. 3.10: Experimentální sestava pro měření fokusace prstencového svazku laseru s apodizérem: (a) Apodizér vyrobený z tlusté čtvrtky. (b) Apodizér byl připevněn lepící páskou na irisku a nahrazoval tak stopku, kterou jsme ze sestavy vyjmuli.

byla stopka nahrazena za kartonový apodizér<sup>3</sup>, který můžeme vidět na Obr. 3.10a. Ten byl připevněn na irisku (Obr. 3.10b) a měl za úkol nejen blokovat prostřední část svazku, ale i prstencový svazek na jeho vnějších a vnitřních okrajích svými zoubky rozjemňovat, a tím zlepšovat kvalitu zobrazovaného svazku. Průměr vnitřní části apodizéru měl 21 mm, vnější 29 mm a zoubky po obou obvodech měly 1 mm. Apodizér byl vlastnoručně vyroben pro účely tohoto měření. Snímky byly pořizovány analogicky jako v předchozích případech, avšak pouze pro jedno f-číslo. Analýza snímků a výsledky měření jsou popsány v kapitole 4.

### 3.3 Stavba optické soustavy na laserovém systému DRACO

Po dokončení všech měření v rámci fokusace prstencového laserového svazku probíhal zbytek experimentu na laserovém systému DRACO v HZDR v Drážďanech, přesněji v laserové laboratoři pro urychlování elektronů. Nejprve si v krátkosti popíšeme samotný laserový systém DRACO a poté již sestavování tras laseru ve vakuové komoře.

<sup>3</sup>Apodizace je filtrovací technika, při které dochází k odstranění Airyho disků, které jsou způsobené difrací kolem maxima intenzity. V našem experimentu jsme si od této techniky slibovali lepší kvalitu zobrazovaného ohniska.



Obr. 3.11: Schéma laserového systému DRACO. Převzato z [25].

### 3.3.1 Laserový systém DRACO v HZDR

Laserový systém DRACO, na kterém náš experiment probíhal, je postaven ve výzkumném Helmholtzově centru v německých Drážďanech. Je součástí budovy ELBE, která je určená pro experimenty s vysoce výkonnými lasery a relativistickými elektrony. Kromě systému DRACO se v budově nachází i urychlovač ELBE (Electron Linac for beams with high Brilliance and low Emittance) a petawattový laser PEnELOPE (Petawatt Energy-Efficient Laser for Optical Plasma Experiments). DRACO je 150 TW Ti:Sa laser o vlnové délce 800 nm s délkou impulzu 30 fs a opakovací frekvencí 10 Hz [25]. Intenzita laseru při fokusaci ohniska na velikost desítek mikrometrů přesahuje  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ . Schéma tohoto systému můžeme nalézt na Obr. 3.11 a jeho bližší popis v [25]. V rámci pokusů s LWFA se při bublinovém režimu používá speciálního způsobu injekce tzv. „Tailored Self-Truncated Ionisation Injection“ (TSTII), která má řadu výhod oproti ostatním způsobům injekce jako např. stabilitu a injektování velkého množství náboje (až nC) s nízkým rozptylem energií [1].



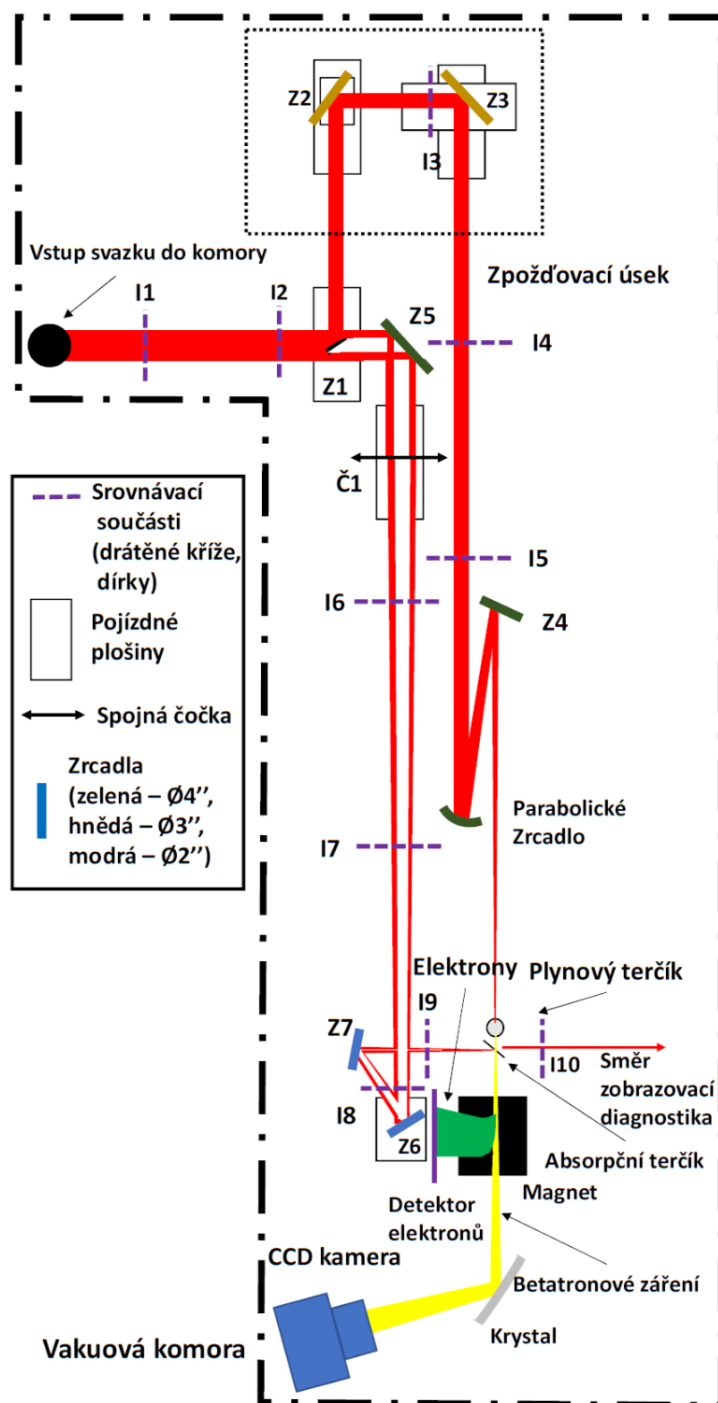
### 3.3.2 Stavba soustavy

Schéma experimentu můžeme vidět na Obr. 3.12. Laserový svazek o průměru 100 mm je přiveden do vakuové komory a následně je rozdělen zrcadlem Z1 (Obr. 3.13a) na dvě části. Centrální části se říká hlavní svazek a slouží k urychlování elektronů a tvorbě betatronového záření. Prstencové části se říká ohřevný svazek a slouží k homogennímu zahřátí absorpčního terčíku. Hlavní svazek po rozdělení pokračuje k zrcadlům Z2 a Z3, která jsou na motorizovaných platformách. Ty tvoří tzv. zpožd'ovací úsek, který bude detailněji popsán v části 3.3.2. Následně svazek dopadá na parabolické zrcadlo (OAP = off-axis parabola) s ohniskovou vzdáleností 2 m, díky kterému je fokusován, a zrcadlem Z4 doveden až k plynové trysce (Obr. 3.14b). Na tomto místě již dochází k samotnému urychlování elektronů a tvorbě betatronového záření.

Ohřevný svazek po rozdělení pokračuje na zrcadlo Z5, po kterém následuje spojná čočka Č1 (Obr. 3.14a) s ohniskovou vzdáleností  $f = 509$  cm na motorizované platformě, která byla navržena díky poznatkům z podkapitoly 3.2. Dále svazek pokračuje na dvojici zrcadel Z6 a Z7 (Obr. 3.13b). Zrcadlo Z6 je umístěno na manuální platformě, aby se délka ohřevného úseku dala nepatrně měnit při srovnávání obou tras. Nakonec svazek dopadá na absorpční terčík, který zahřívá. Ten se nachází 2 cm za plynovou tryskou a je připevněn na motorizované platformě, aby s ním mohlo být manipulováno i po odčerpání komory. Za terčíkem se nachází magnet, který odklání urychlené elektrony, jelikož na HOPG krystal, který je za magnetem umístěn, již mohou dopadat jen fotony betatronového záření dříve prošlé absorpčním terčíkem. Tyto fotony pak následně dopadají na CCD kameru. Důležitou částí soustavy je i zobrazovací diagnostika ohniska ohřevného svazku, kterou si lépe popíšeme v sekci 3.3.2 a skládá se ze zrcadel Z8-Z11, čočky Č2 a CCD kamery.

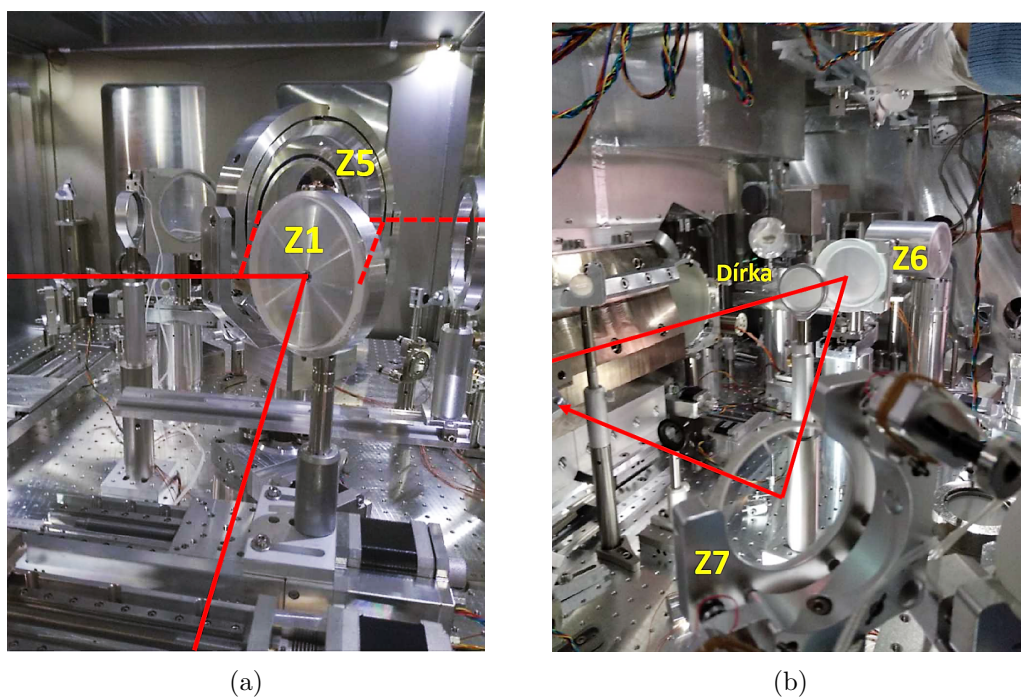
Celá sestava byla stavěna ve spolupráci s dalšími členy experimentálního týmu. Důležitým aspektem celé stavby byl právě výběr spojných čoček. Její ohnisková vzdálenost  $f$  v součtu s maximální vzdáleností od ohniska  $Z$  byla určující pro délku ohřevného úseku laseru, a tedy i pro délku úseku hlavního svazku. Tyto dvě cesty musí mít od zrcadla Z1 po absorpční terčík v případě nulového posunu zpožd'ovacího úseku stejnou vzdálenost. Laser v rámci obou tras musel opět dopadat na střed všech optických komponent, což zaručovalo rovnoběžnost svazku s optickou lavicí. Ta byla hlídána pomocí srovnávacích komponent - dírek a drátěných křížů. Příklad jedné z dírek můžeme vidět například na Obr. 3.13b. Srovnávání veškerých komponent bylo prováděné za použití pomocných laserů, které v různých úsecích opisují dráhy obou svazků. Tyto lasery mají ve vakuové komoře vlastní cesty, které již byly sestaveny v rámci jiných experimentů. Před začátkem experimentu byla v komoře již sestavena i úvodní část (od vstupu po zrcadlo Z1) a koncová část hlavního svazku<sup>4</sup> (od OAP až po plynovou trysku) a magnet. Použité optické komponenty jsou speciálně určené pro ultrakrátké femtosekundové impulzy a pro vlnovou délku laseru 800 nm. Velikost zrcadel použitých podél trasy ohřevného svazku byla určena z momentálního průměru svazku  $w(z)$ , který měl na optiku dopadat. Ten byl určen ze vzorce (1.5). Z tohoto vzorce vyplývá, že za použití spojných čoček

<sup>4</sup>Použití již stávající optiky vysvětluje i velikost OAP a zrcadla Z4. Ty mají průměr větší než bylo pro hlavní svazek třeba.

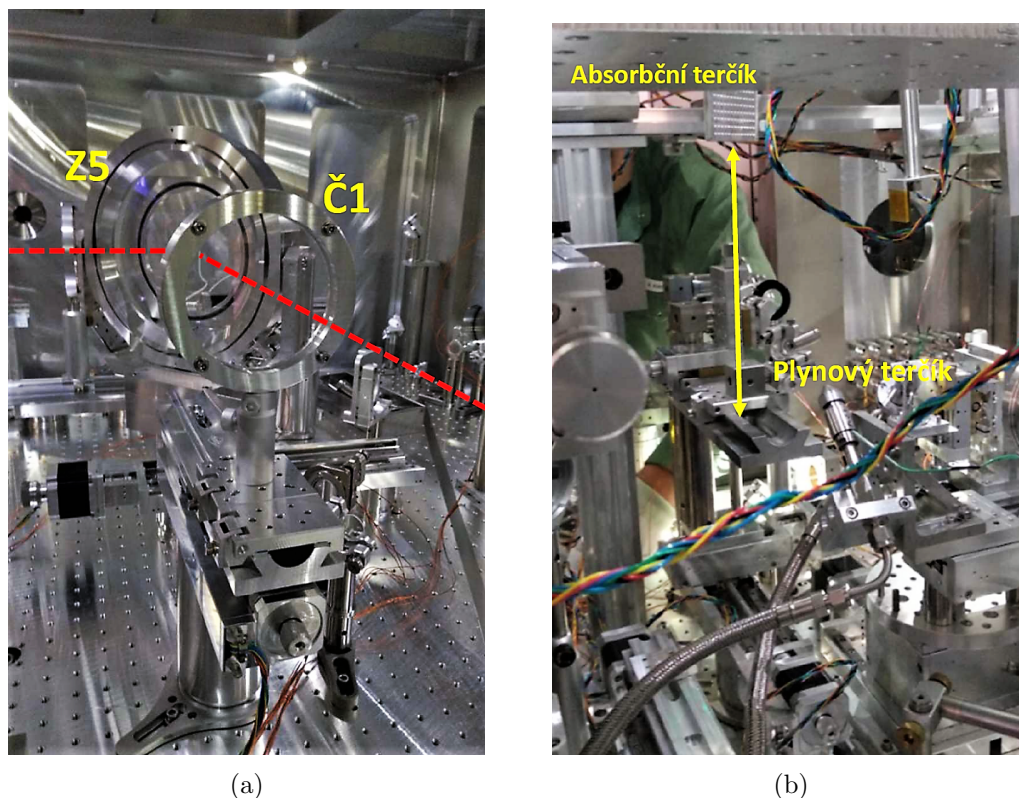


Obr. 3.12: Schéma experimentální soustavy v laserové laboratoři pro urychlování elektronů. Laserový svazek vstupuje do komory a dopadá na zrcadlo Z1, kde je rozdělen na hlavní a ohřevný svazek. Hlavní svazek pokračuje přes zpoždovací úsek (Obr. 3.15a) k parabolickému zrcadlu, kterým je fokusován. V plynové trysce dochází k urychlení elektronů a tvorbě betatronového záření, které dále pokračuje do absorpčního terčiku, na HOPG krystal a do kamery. Urychlené elektrony jsou odkloněny magnetem a dopadají na elektronový detektor. Ohřevný svazek je fokusován spojnou čočkou Č1 a slouží k zahřátí absorpčního terčiku. Zobrazovací diagnostika má za úkol pozorovat strukturu svazku v místě, kde dopadá na terčik a je lépe vyobrazena na Obr.3.17.

### 3.3. STAVBA OPTICKÉ SOUSTAVY NA LASEROVÉM SYSTÉMU DRACO 37



Obr. 3.13: Experimentální sestava v laserové laboratoři pro urychlování elektronů: (a) Zrcadlo Z1, které odklání střední část - hlavní svazek, ke zpožďovacímu úseku. Ohřevný svazek prstencové struktury pokračuje dál na zrcadlo Z5. (b) Dvojice zrcadel Z6 a Z7, která jsou součástí trasy ohřevného svazku těsně před tím, než dopadá na absorpční terčík.



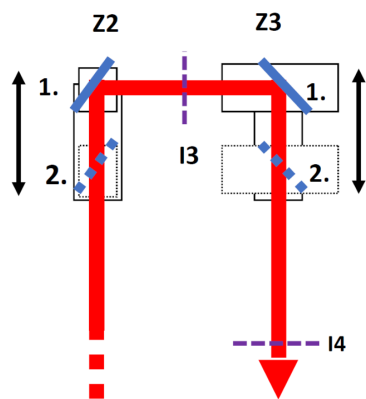
Obr. 3.14: Experimentální sestava v laserové laboratoři pro urychlování elektronů: (a) Spojná čočka Č1 s ohniskovou vzdáleností 509 cm na motorizované platformě. (b) Cílová oblast experimentu: Plynová tryska, nad kterou je veden hlavní svazek. V horní části obrázku je vidět absorpční terčik, který je upevněn na motorizovaných platformách, a v průběhu měření je přesunut směrem dolů tak, aby byl vzdálen 2 cm od plynové trysky.

o  $f = 509$  cm můžeme do vzdálenosti 1,2 m použít optiku o průměru 1", do 2,5 m průměr 2" a do 3,5 m průměr 3". Zrcadlo Z5 mělo velikost 4", jelikož vnější průměr svazku byl rovný průměru původního svazku vstupujícího do komory, tedy 100 mm. Pro zpoždovací úsek byla použita zrcadla o průměru 3", která odpovídají velikosti zrcadla Z1. To určuje průměr hlavního svazku tím, jak ho odklání z původního svazku. Velikosti použitých zrcadel jsou znázorněny na Obr. 3.12. Držadla samotných zrcadel mohla být pro přesnější srovnání motorizována. Vakuová komora však neumožňovala motorizovat veškerou optiku (problémy s prostorem, nedostatek držáků a speciálních zdírek pro vývod drátů).

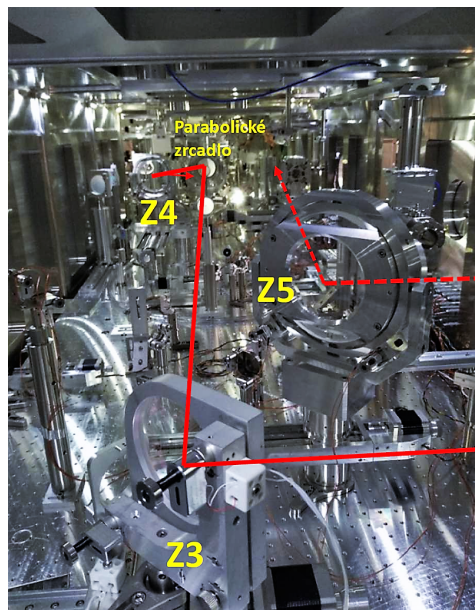
### Zpoždovací úsek

Schéma zpoždovacího úseku můžeme vidět na Obr. 3.15a. Je tvořen dvěma zrcadly o průměru 3" na motorizovaných platformách, jak je lépe vidět na Obr. 3.15b a 3.16. Hlavním účelem zpoždovacího úseku, který byl součástí hlavního úseku,





(a)

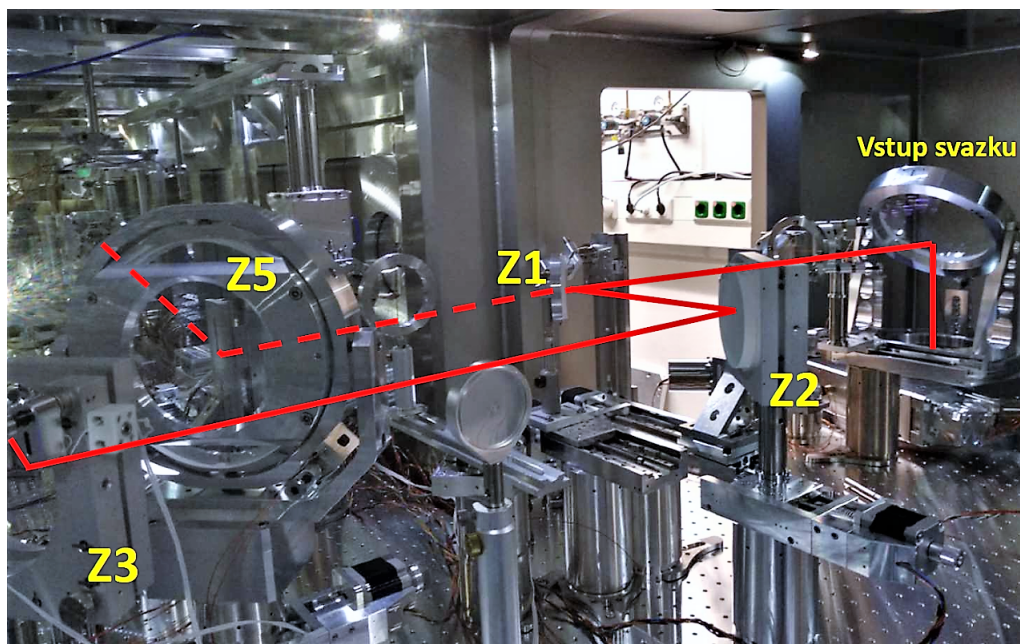


(b)

Obr. 3.15: Zpožďovací úsek trasy hlavního svazku: (a) Schéma zpožďovacího úseku: Zrcadla Z2 a Z3 jsou umístěna na motorizovaných platformách, aby se s nimi dalo hýbat mezi polohou 1 a 2 i po odčerpání vakuové komory. (b) Zrcadlo Z3 zpožďovacího úseku a pokračování na parabolické zrcadlo. Přerušovanou čarou je vyznačena cesta ohřevného svazku.

bylo tvořit zpoždění mezi dopadem obou našich svazků na absorpční terčik. Toto zpoždění mělo být od 0 – 100 ps a zároveň mělo být umožněno se zrcadly pohybnout i do polohy, kde bylo zpoždění záporné, tedy hlavní svazek dorazil na terčik dříve než ohřevný. Bylo nutné brát v potaz, že při stavění obou cest mohlo dojít k nepřesnému umístění zrcadel (v řádu centimetrů), a zpožďovací úsek měl tedy mít schopnost tuto nepřesnost napravit. Nulové zpoždění pak znamenalo, že oba svazky dopadají na absorpční terčik ve stejnou chvíli. Abychom mohli zvolit správnou velikost posuvných platform, bylo třeba spočítat závislost časového zpoždění na prodloužení dráhy hlavního svazku. Předpoklady byly, že zrcadla se vždy musí pohybovat v jedné rovině (pokaždé posouváme oběma zrcadly stejně), jejich vzájemná vzdálenost je konstantní a laser se ve vakuu pohybuje rychlostí  $c = 299 \mu\text{m/ps}$ . Za použití jednoduchého vztahu  $s = ct$  jsme spočítali potřebnou změnu délky cesty hlavního svazku tak, abychom dosáhli požadovaného zpoždění v ps. Tuto vzdálenost jsme pak vydělili dvěma, abychom dostali požadovanou vzdálenost, o kterou je třeba obě zrcadla posunout. Přehledněji je závislost zpoždění na posunu zrcadel vidět v Tab. 3.1. Pro zpožďovací úsek nakonec byly použity posuvné platformy o minimální posuvné délce 5 cm, které byly pro naše účely dostačující.

Při stavbě zrcadel byly nejprve vyrobeny stojany obou zrcadel Z2 a Z3, u kterých bylo třeba dbát na jejich stabilitu a stejnou výšku - tedy středy obou zrcadel měly být 29 cm nad optickým stolem. U zrcadla Z2 byla v rámci stojanu použita pouze



Obr. 3.16: Zrcadla Z2 a Z3 zpoždovacího úseku cesty hlavního svazku na motorizovaných platformách. Na obrázku můžeme vidět i zrcadlo Z1, které rozděluje původní svazek na dvě části a vstup svazku do komory.

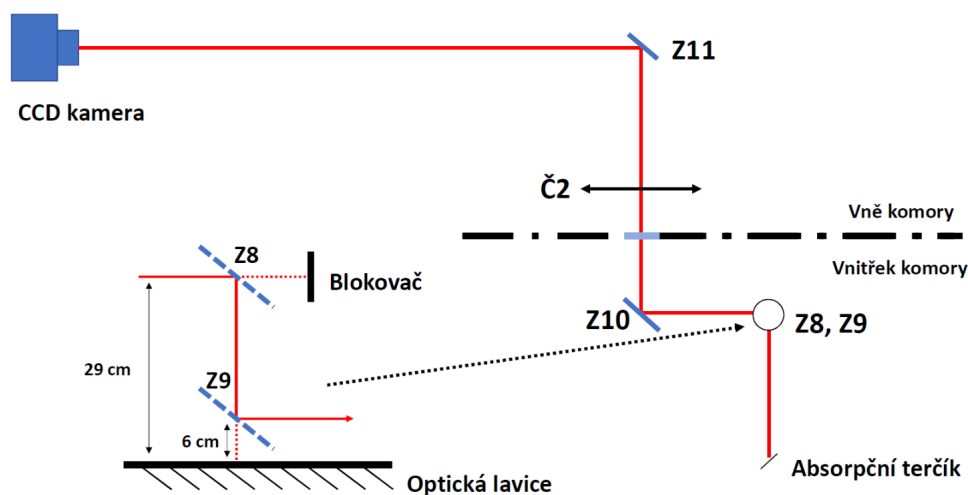
jedna motorizovaná platforma, na které bylo zrcadlo připevněno pomocí držáku, který dovoľoval snadný posun pro rychlou korekci. Součástí stojanu zrcadla Z3 byly dvě motorizované platformy, které umožňovaly případnou korekci i po odčerpání komory, a byly umístěny kolmo na sebe. Na hrubo byla zrcadla dána do komory ve chvíli, kdy byly přesně uprostřed 5cm platformy, což umožňovalo pohyb 2,5 cm na obě strany. Vzdálenosti mezi zrcadly byly  $|Z1, Z2| = 37,5$  cm,  $|Z2, Z3| = 65$  cm a zrcadla Z1 a Z3 svírala pravý úhel. Během přesnějšího urovňování za použití pomocného laseru byla hlídána rovnoběžnost obou motorizovaných platform zrcadel Z2 a Z3 a neměnnost jejich vzájemné vzdálenosti v jakékoliv poloze na pojízdných platformách. Ke správnému urovňování pak sloužily dírký I3 až I5.

### Diagnostika fokusu

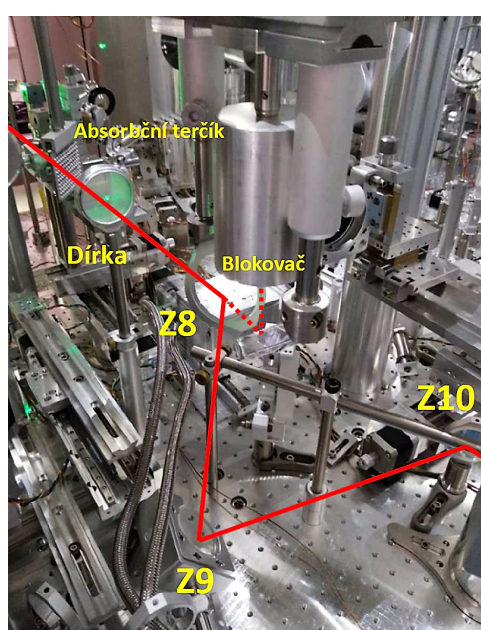
Zobrazovací diagnostika ohřevného svazku byla pro tento experiment velice důležitá, jelikož díky ní se dal pozorovat profil laseru, který dopadal a zahříval absorpční terčík. Diagnostikou se také daly kontrolovat celistvé horizontální i vertikální profily laseru (vymizení prstencové struktury) i jeho potřebný průměr. Naším úkolem bylo vybrat čočku, která se pro tuto diagnostiku bude používat, její umístění v rámci rozložení a navrhnout a sestavit celou diagnostiku, jejíž schéma můžeme vidět na Obr. 3.17. V případě, kdy absorpční terčík nebyl zasunutý v dolní poloze připravený na měření, pokračoval ohřevný svazek dále na dvojici děličů svazku Z8 a Z9 (70:30%), která měla za úkol snížit intenzitu svazku tak, aby se nezničila kamera na konci sestavy (Obr. 3.18a). Část svazku, která zrcadly pouze procházela, byla za-

| Požadované zpoždění<br>[ps] | Celková změna délky trasy<br>[mm] | Posun na jednom zrcadle<br>[mm] |
|-----------------------------|-----------------------------------|---------------------------------|
| 0                           | 0,0                               | 0,00                            |
| 2                           | 0,6                               | 0,30                            |
| 5                           | 1,5                               | 0,75                            |
| 10                          | 3,0                               | 1,50                            |
| 20                          | 6,0                               | 3,00                            |
| 30                          | 9,0                               | 4,50                            |
| 40                          | 12,0                              | 6,00                            |
| 50                          | 15,0                              | 7,50                            |
| 60                          | 18,0                              | 9,00                            |
| 70                          | 21,0                              | 10,50                           |
| 80                          | 24,0                              | 12,00                           |
| 90                          | 27,0                              | 13,50                           |
| 100                         | 30,0                              | 15,00                           |

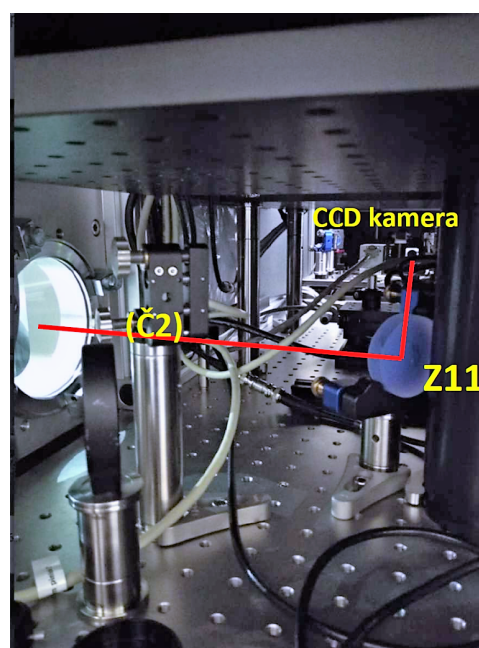
Tab. 3.1: Zpožďovací úsek hlavního svazku: Závislost velikost zpoždění hlavního svazku za ohřevným v závislosti na posunu zrcadel Z2 a Z3 a prodloužení trasy hlavního svazku.



Obr. 3.17: Schéma sestavy zobrazovací diagnostiky ohřevného svazku: Laser prochází mezi zrcadly Z8-Z11 až do CCD kamery. Po cestě je fokusován spojnou čočkou Č2.



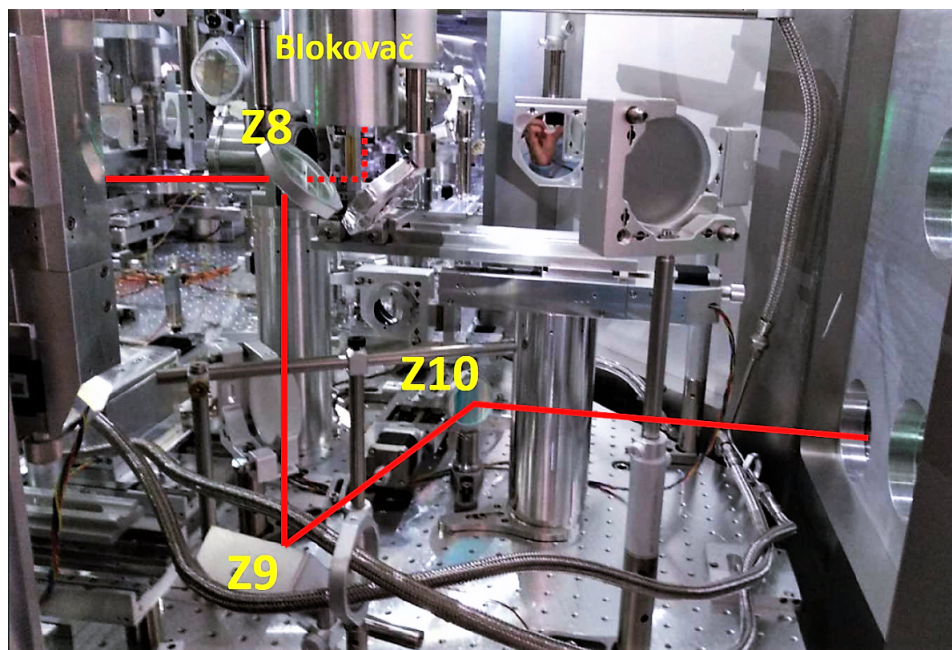
(a)



(b)

Obr. 3.18: Zobrazovací diagnostika ohniska ohřevného svazku: (a) Úvodní část diagnostiky: Zrcadla Z8-Z10 a blokovač. (b) Část soustavy vně vakuové komory složená z čočky Č2 (zatím neumístěná, poloha znázorněna nápisem), zrcadla Z11 a CCD kamery. Optická lavice je umístěna v boxu, který brání usazování prachu na optice.





Obr. 3.19: Zobrazovací diagnostika ohniska ohřevného svazku: Část diagnostiky uvnitř komory: Zrcadla Z8-Z10 a blokovač. Cestou červeného laseru je naznačeno i místo, kudy vychází laser z komory.

stavena v případě zrcadla Z8 blokovačem a Z9 optickým stolem. Tato zrcadla zároveň sloužila jako periskop a snižovala laserový svazek z 29 cm na 6 cm. V této výšce pokračoval svazek až do CCD kamery, která byla umístěna vně komory na optickém stole, přes zrcadla Z10 a Z11 (Obr. 3.18b a 3.19), mezi kterými byla umístěna spojná čočka Č2. CCD kamera (acA1300-30gm - Basler ace) měla horizontální i vertikální velikost pixelu  $3,75\ \mu\text{m}$  a velikost senzoru  $1296 \times 966\ \text{px}$ . Vzdálenost od absorpčního terčíku po kameru byla 236 cm, proto byla zvolena spojná čočka Č2 o  $f = 600\ \text{mm}$ , která byla do sestavy umístěna tak, jak můžeme vidět na Obr. 3.17, tedy přesně do poloviny vzdálenosti mezi zobrazovaným místem a kamerou. Pozorovat jsme tedy mohli převrácený, ale v podstatě stejně velký obraz jako byl vzor. Všechny optické komponenty byly vybrány velikosti o  $2''$  v souladu s výpočtem uvedeným v podkapitole 3.3.2, kdy do vzdálenosti 2,5 metru od ohniska se dá použít optika této velikosti. V rámci této diagnostiky se přecházelo z vakuové komory ven pomocí jednoho z oken vakuové komory. U něj bylo třeba pohlídat, aby laserový svazek procházel kolmo, a nebyl průchodem poškozen. Zároveň si na obrázcích lze všimnout rozdílu mezi držáky uvnitř a vně komory - kvůli zachování vysoké kvality vakua a ochraně optiky se v komoře nesmí používat barvené stojany a i šroubky a náčiní se rozlišuje pro práci vně a uvnitř komory.



## Kapitola 4

# Zpracování dat a výsledky

Tato kapitola je věnována zpracování naměřených dat. Nejprve se budeme věnovat výsledkům měření fokusace prstencového svazku laseru v optické laboratoři. Závěrem této analýzy je návrh spojné čočky, která je zakomponována do sestavy v rámci experimentu s betatronovým zářením, který je popsán v podkapitole 3.3.2. V druhé části kapitoly se budeme věnovat analýze betatronových spekter, která byla pořízena během testování zdroje betatronového záření na systému DRACO.

### 4.1 Fokusace prstencového svazku laseru

Hlavním cílem tohoto měření bylo ověřit možnost použití čočky pro fokusaci prstencového laserového svazku a následně zjistit parametry důležité pro její použití. Výsledkem analýzy mělo být:

1. Navržení konkrétního  $f$ -čísla  $f_n$  spojné čočky, která bude použita ve vakuové komoře.
2. Zjištění vzdálenosti  $z_{max}$  od ohniska, ve které prstencový svazek má opět celistvou strukturu a je schopný zahřívat absorpční vzorek.
3. Vypočítání maximálního průměru svazku  $w(z_{max})$ , ve kterém se svazek dá pro zahřátí použít.

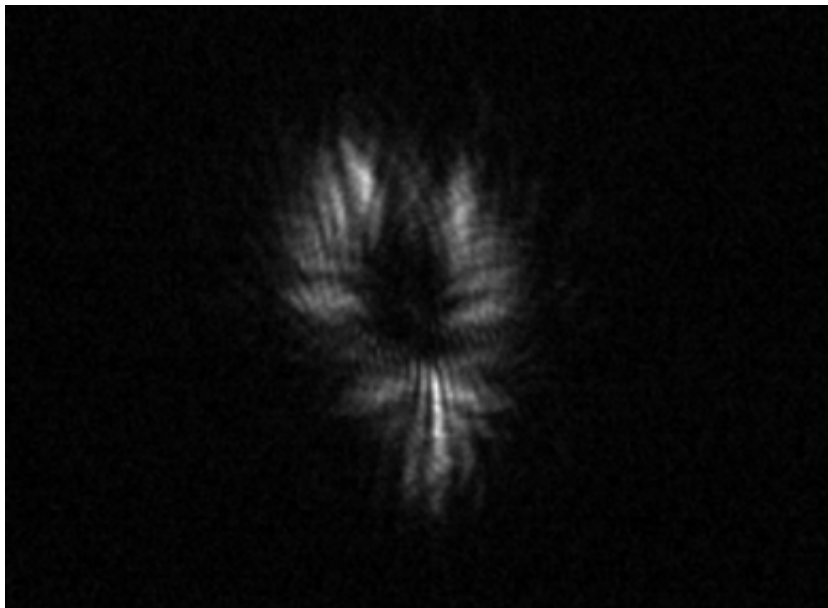
Veškeré hodnoty získané při tomto měření musí být následně přepočítány, aby odpovídaly svazku o průměru  $W = 100$  mm, který je používán v elektronové laboratoři<sup>1</sup>. Hlavní snahou je dosáhnout průměru svazku použitelného pro zahřívání o velikosti  $W(Z_{max}) = 450\text{--}500$   $\mu\text{m}$ .

#### 4.1.1 Programovací jazyk Python

Ze všech měření byly CCD kamerou sbírány snímky, ze kterých bylo třeba získat horizontální a vertikální profily laserového svazku. K této analýze snímků byl použit

---

<sup>1</sup>V rámci rozlišení hodnot pro laser v optické a elektronové laboratoři jsou použita velká a malá písmena, např.  $z$  značí vzdálenost od ohniska laseru v optické laboratoři,  $Z$  je vzdálenost od ohniska laseru ve vakuové komoře. Význam písmen zůstává stejný.



Obr. 4.1: Ukázka snímku foceného kamerou bez jakékoliv úpravy.

program napsaný jazykem Python. Základní struktura tohoto kódu je následující: nejprve provedeme načtení snímku, najdeme na něm maximum a kolem něj ořízneme snímek tak, aby byl celý průřez svazku na snímku dostatečně velký. Výsledný obrázek obsahuje dílčí obrázky průřezu svazku v logaritmické škále a grafy horizontálního a vertikálního profilu svazku, které vykreslují průběh naměřených hodnot dvěma způsoby: za prvé pomocí maxim v každém bodě a za druhé pomocí součtu všech hodnot v jednom sloupci/řádku. Tyto hodnoty jsou normovány maximem či maximálním součtem v daném sloupci/řádku. Důležité je, že nás nezajímá jejich absolutní hodnota, ale průběh těchto hodnot. Logaritmická škála byla u obrázku použita pro zvýraznění vyšších hodnot a potlačení nižších. Nakonec v kódu nalezneme i část, která tvoří veškeré popisky, a ze vzorce (2.5) počítá momentální průměr svazku. Vše je napsáno ve smyčce a programu tedy stačí zadat výchozí složku se všemi snímky a cestu ke složce, kam se mají snímky uložit. Na Obr. 4.1 můžeme vidět ukázku snímku z CCD kamery bez jakéhokoliv zpracování.

#### 4.1.2 Analýza snímků

Během měření byly snímky získávány pro tři různá  $f$ -čísla: 17, 25 a 33. Jejich hodnota byla měněna pomocí úpravy průměru svazku, který měl po řadě 28 mm, 20 mm a 15 mm. Spojná čočka zůstávala během měření stejná a měla ohniskovou vzdálenost  $f = 500$  mm. Snímky byly foceny po intervalech<sup>2</sup> o velikosti 0,05 – 0,2 mm na oblasti cca 5,5 mm kolem ohniska. Vývoj průřezu svazku kolem ohniska můžeme vidět na Obr. 4.2. Záporné hodnoty  $z$  označují polohu před ohniskem, kladné zase za ohnis-

<sup>2</sup>Velikost intervalu zůstávala během jednoho měření stejná, ale v rámci různých měření se mohla měnit.



kem. Pro  $z = 0$  mm můžeme vidět ohnisko laserového svazku (Obr. 4.2d). Prstencová struktura svazku je jasně viditelná na Obr. 4.2(a-b,f-h). Celistvou strukturu svazku pak můžeme vidět na Obr. 4.2(c, e), které odpovídají vzdálenosti  $z = 0,5$  mm od ohniska. Proto tato vzdálenost byla určena jako maximální možná vzdálenost  $z_{max}$  pro f-číslo 17. Následně byla tato vzdálenost přepočítána pro laser systému DRACO. Poměr velikostí svazku je dán vztahem

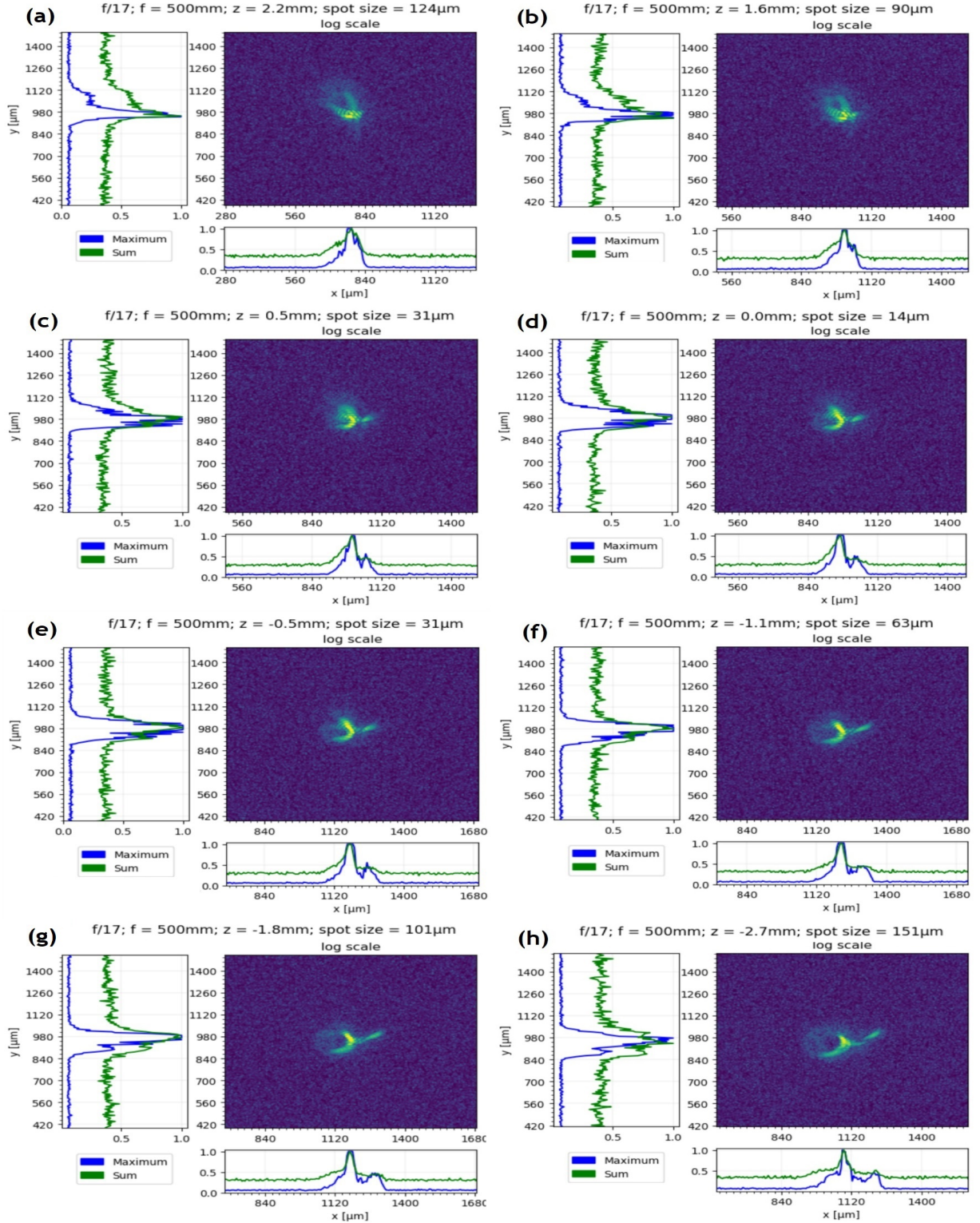
$$r = \frac{W}{w}, \quad (4.1)$$

kde  $W$  je průměr svazku systému DRACO a  $w$  je průměr svazku v optické laboratoři. Tímto poměrem  $r$  se vynásobila maximální dosažená vzdálenost  $z_{max}$ , tedy

$$Z_{max} = rz_{max}, \quad (4.2)$$

čímž jsme určili maximální vzdálenost  $Z_{max}$ , které lze dosáhnout na systému DRACO. Za použití vztahů (2.3), (2.5) a (2.8) byly spočítány příslušná Rayleighova vzdálenost  $Z_R$  a průměr svazku v této vzdálenosti  $Z_{max}$ . Analogicky jsme postupovali i pro zbylá dvě f-čísla. Naměřené hodnoty jsou zpracovány v Tab. 4.1. V této tabulce si pak můžeme všimnout, že se zvyšujícím se f-číslem  $f_n$  se zvětšuje dosahovaná maximální vzdálenost  $z_{max}$ , a tím i  $Z_{max}$  a průměr svazku v této vzdálenosti  $W(Z_{max})$ .

U všech dílčích obrázků na Obr. 4.2 však můžeme vidět i soustředné kružnice - Airyho disky, které se zpravidla tvoří kolem píku intenzity kvůli difrakci. Tento jev můžeme potlačit tzv. apodizací, jejíž účinnost můžeme dokázat porovnáním snímků pořízených v ohnisku svazku pro případ měření bez apodizace (Obr. 4.3a) a s apodizací (Obr. 4.3b). Je zjevné, že efekt disků byl opravdu potlačen a kružnice nejsou vidět. Díky tomu proběhlo znovu měření s f-číslem 17 s ručně vyrobeným apodizérem. Toto měření bylo provedeno analogicky k předchozím, kdy se kamera posouvala po pevných intervalech v cca 13 mm široké oblasti kolem ohniska. Vývoj průřezu svazku kolem ohniska můžeme vidět na Obr. 4.4. Záporné hodnoty  $z$  odpovídají poloze před ohniskem, kladné zase poloze za ohniskem. Na Obr. 4.4(a,b,g,h) můžeme vidět prstencovou strukturu svazku. Tato struktura mizí na Obr. 4.4(c,f), kde  $z = 2$  mm. Prstencová struktura není vidět ani na Obr. 4.4(d,e), které zobrazují svazek uvnitř oblasti bez prstencové struktury. Na Obr. 4.4(d), na kterém je vyobrazeno ohnisko si můžeme všimnout velmi nepravidelného útvaru, který může být způsoben nízkou kvalitou laseru.



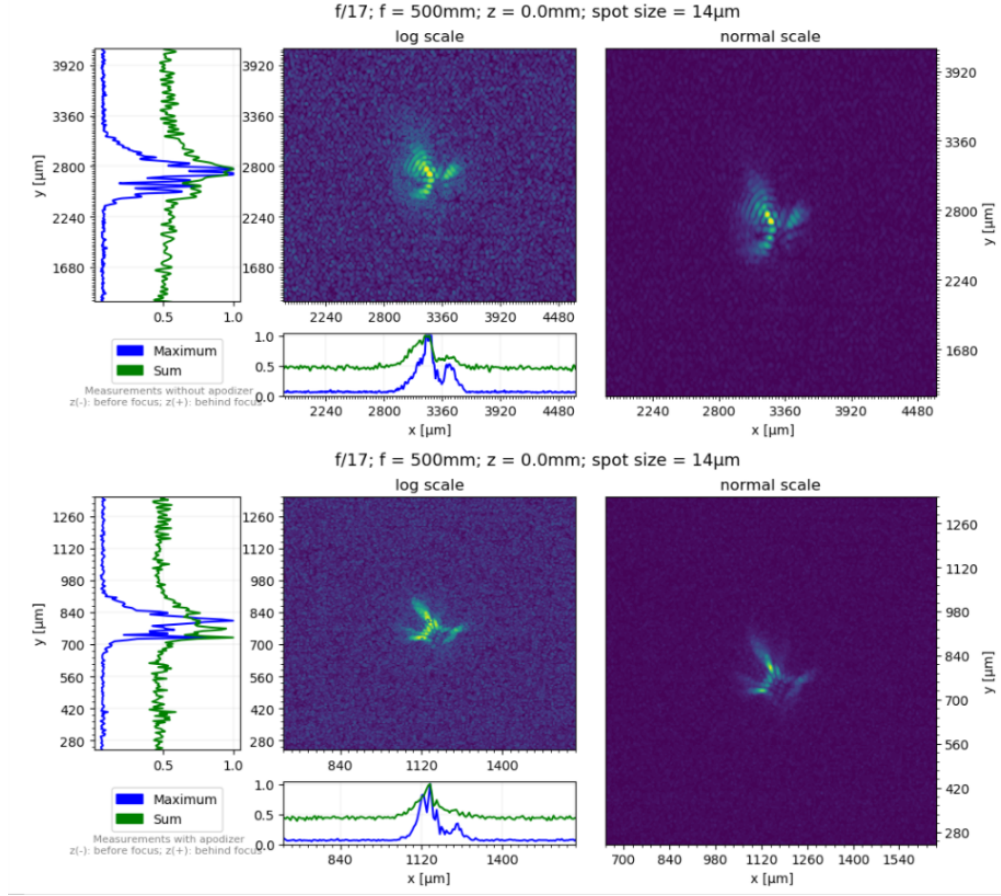
Obr. 4.2: Vývoj průřezu laserového svazku kolem ohniska bez apodizéru. Záporné hodnoty  $z$  označují polohu před ohniskem, kladné za ohniskem. (a, b, f, g, h): Obrázky s viditelnou prstencovou strukturou. (c, e) Hraniční případy, kdy prstencová struktura přestává být viditelná. (d) Obrázek ohniska svazku.

| Optická laboratoř 010 |                               |          |          |                | Laserový systém DRACO         |          |           |            |                           |              |                  |                                  |
|-----------------------|-------------------------------|----------|----------|----------------|-------------------------------|----------|-----------|------------|---------------------------|--------------|------------------|----------------------------------|
| $f_n$ [-]             | $\lambda_m$ [ $\mu\text{m}$ ] | $w$ [mm] | $f$ [mm] | $z_{max}$ [mm] | $\lambda_v$ [ $\mu\text{m}$ ] | $W$ [mm] | $r^*$ [-] | $F^*$ [mm] | $W_0^*$ [ $\mu\text{m}$ ] | $Z_R^*$ [mm] | $Z_{max}^*$ [mm] | $W(Z_{max})^*$ [ $\mu\text{m}$ ] |
| <b>17</b>             | 0,633                         | 28       | 500      | <b>0,5</b>     | 0,8                           | 100      | 3,57      | 1700       | 17                        | 0,29         | <b>1,7</b>       | <b>106</b>                       |
| <b>25</b>             | 0,633                         | 20       | 500      | <b>1,7</b>     | 0,8                           | 100      | 5,00      | 2500       | 25                        | 0,61         | <b>8,5</b>       | <b>340</b>                       |
| <b>33</b>             | 0,633                         | 15       | 500      | <b>2,5</b>     | 0,8                           | 100      | 6,60      | 3300       | 33                        | 0,94         | <b>16,5</b>      | <b>580</b>                       |

Tab. 4.1: Výsledky měření bez apodizéru pro různá f-čísla. Zvýrazněny jsou důležité hodnoty maximální možné vzdálenosti od ohniska a průměru v této vzdálenosti. Všechny hodnoty označené hvězdičkou byly vypočítány ze vzorců (2.3), (2.5), (2.8), (4.1) a (4.2). Jednotlivé hodnoty znamenají:  $f_n$ : f-číslu,  $\lambda_m$ : vlnová délka laseru v optické laboratoři,  $w$ : počáteční průměr svazku,  $f$ : ohnisková vzdálenost,  $z_{max}$ : maximální dosažená vzdálenost,  $\lambda_v$ : vlnová délka laseru na systému DRACO,  $W$ : počáteční průměr svazku,  $r^*$ : poměr daný vztahem (4.1),  $F^*$ : ohnisková vzdálenost,  $W_0^*$ : průměr svazku v ohnisku,  $Z_R^*$ : Rayleighova délka,  $Z_{max}^*$ : maximální dosažená vzdálenost,  $W(Z_{max})^*$ : průměr svazku v maximální dosažené vzdálenosti.

| Laserový systém DRACO |             |             |              |                               |                         |             |                |                                |  |  |
|-----------------------|-------------|-------------|--------------|-------------------------------|-------------------------|-------------|----------------|--------------------------------|--|--|
| $W$ [mm]              | $F$ [mm]    | $f_n$ [-]   | $r$ [-]      | $\lambda_v$ [ $\mu\text{m}$ ] | $W_0$ [ $\mu\text{m}$ ] | $Z_R$ [mm]  | $Z_{max}$ [mm] | $W(Z_{max})$ [ $\mu\text{m}$ ] |  |  |
| 100                   | 1700        | 17,0        | 3,57         | 0,8                           | 17,3                    | 0,29        | 7,14*          | 420                            |  |  |
| 100                   | 2000        | 20,0        | 4,00         | 0,8                           | 20,4                    | 0,40        | 10**           | 500                            |  |  |
| 100                   | 2250        | 22,5        | 4,50         | 0,8                           | 22,9                    | 0,51        | 11**           | 489                            |  |  |
| <b>100</b>            | <b>5090</b> | <b>50,9</b> | <b>10,10</b> | <b>0,8</b>                    | <b>51,9</b>             | <b>2,64</b> | <b>25**</b>    | <b>493</b>                     |  |  |

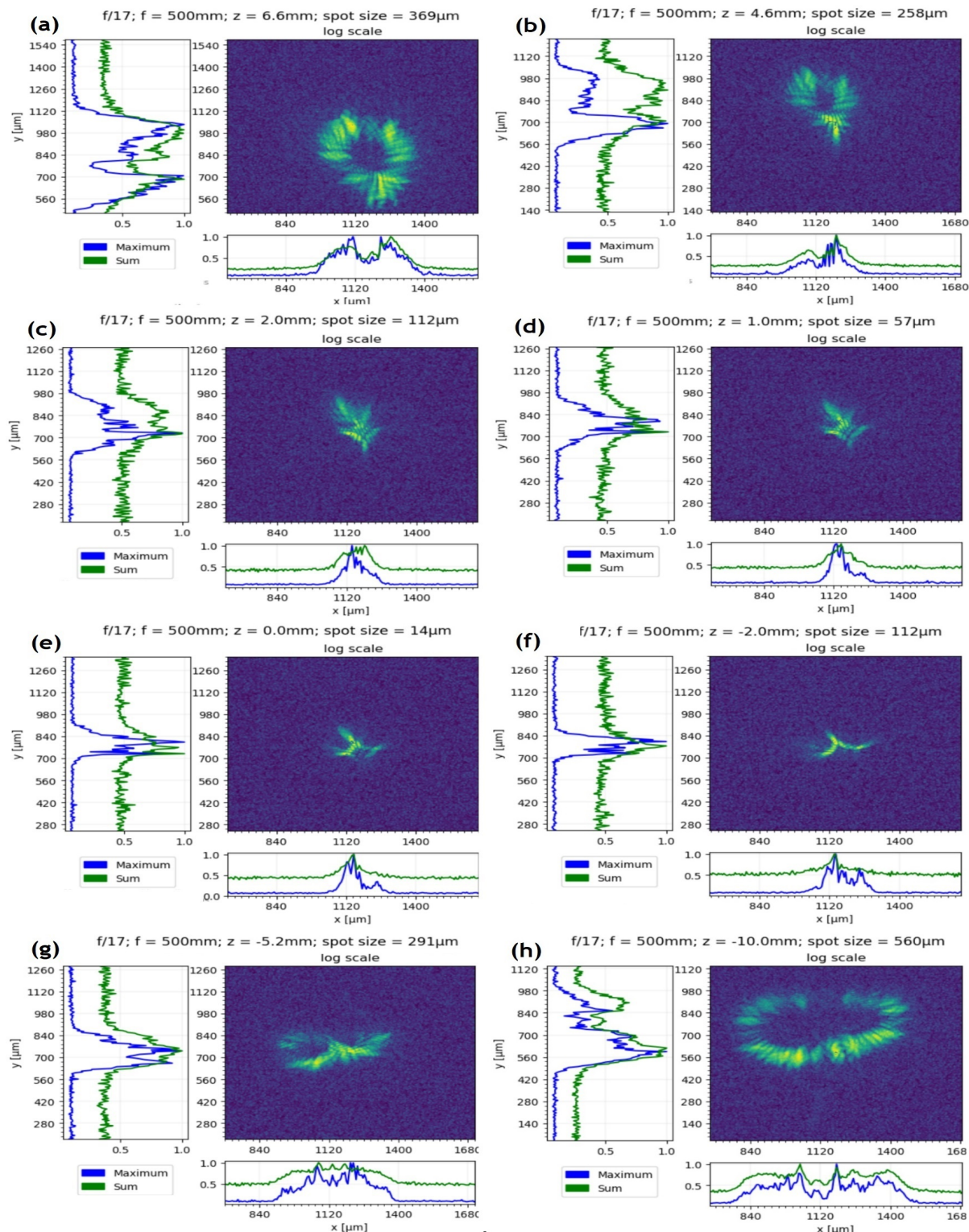
Tab. 4.2: Přepočítané hodnoty pro laserový systém DRACO korespondující s naměřenými hodnotami pro f-číslu 17 v optické laboratoři, kde  $z_{max} = 2$  mm (značeno hvězdičkou), a hodnoty vypočtené pro různé varianty spojných čoček. Dvěma hvězdičkami jsou označeny hodnoty, které byly odhadnuty tak, aby byly splnitelné. Tučně jsou zvýrazněny hodnoty pro vybranou čočku, která byla použita v sestavě experimentu. Jednotlivé hodnoty znamenají:  $W$ : počáteční průměr svazku,  $F$ : ohnisková vzdálenost,  $f_n$ : f-číslu,  $r$ : poměr daný vztahem (4.1),  $\lambda_v$ : vlnová délka laseru na systému DRACO,  $W_0$ : průměr svazku v ohnisku,  $Z_R$ : Rayleighova délka,  $Z_{max}$ : maximální dosažená vzdálenost,  $W(Z_{max})$ : průměr svazku v maximální dosažené vzdálenosti.



Obr. 4.3: Porovnání tvaru ohniska pro fokusovaný prstencový svazek za použití (a) stopky a (b) apodizéru.

Výsledky tohoto měření i naše vypočítané předpovědi pro odlišná  $f$ -čísla jsou zpracována v Tab. 4.2. Z té můžeme vidět, že s vhodným  $f_n$  spojně čočky se nám daří dosahovat potřebných hodnot průměru svazku, který jsme si stanovily před začátkem všech měření.

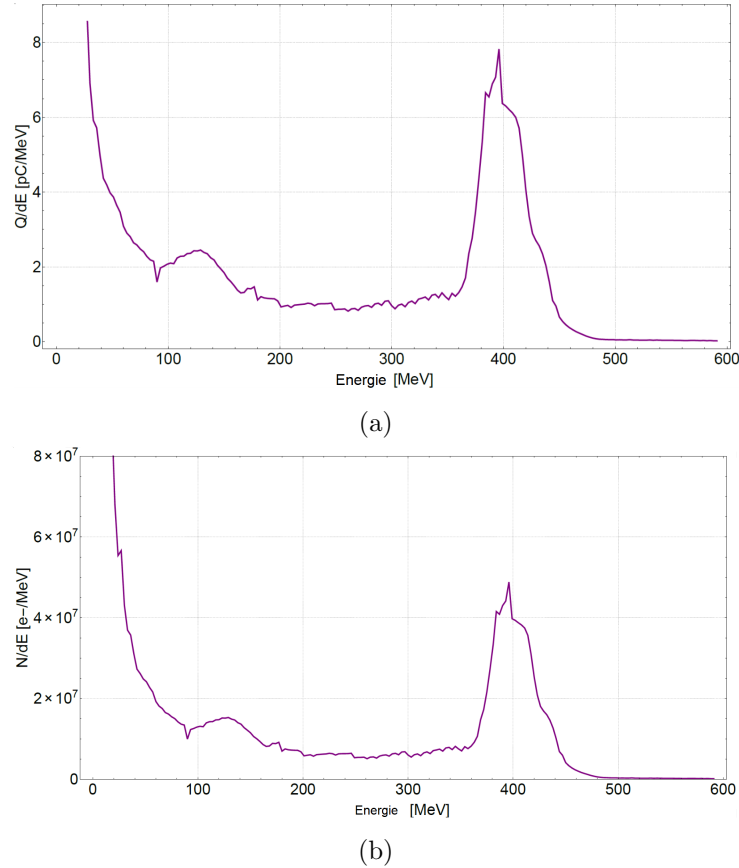




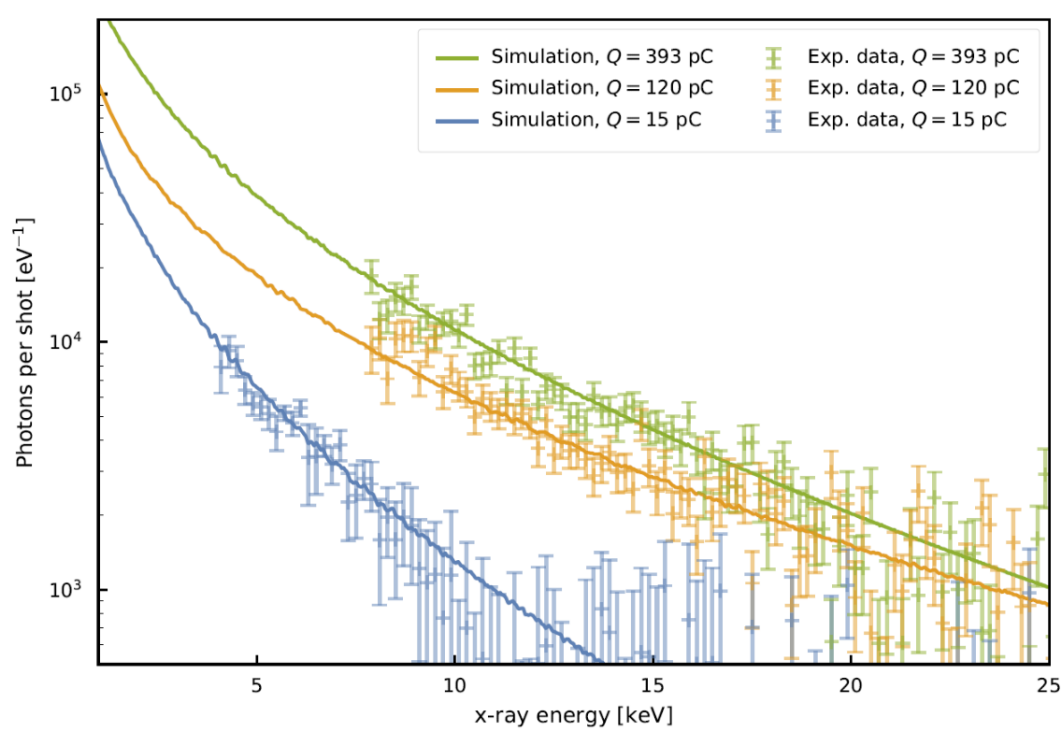
Obr. 4.4: Vývoj průřezu laserového svazku kolem ohniska s apodizérem. Záporné hodnoty  $z$  označují polohu před ohniskem, kladné za ohniskem. (a, b, g, h) Obrázky s viditelnou prstencovou strukturou. (c, f) Hraniční případ, kdy prstencová struktura přestává být viditelná. (d) Obrázek z oblasti, kdy je struktura laseru celistvá. (e) Obrázek ohniska svazku.

## 4.2 Výsledky prvních měření na systému DRACO

Jak bylo popsáno v podkapitole 2.2, betatronové záření vzniká z důvodu kmitavého pohybu elektronů. Jeho energie závisí na energii elektronů vztahem (2.21). Jelikož se nacházíme na samém začátku celého experimentu, nebyl zatím testován ohřev absorpčního tečičku. Probíhala však již měření elektronových a betatronových spekter bez terčíkového ohřevu. Grafy elektronových spekter na Obr. 4.5 pocházejí právě z těchto měření na laserovém systému DRACO a byla zpracována členy experimentálního týmu. Na těchto obrázcích můžeme vidět závislost rozložení náboje a počtu elektronů na jejich energii. Obě závislosti dosahují maxima pro energie kolem 400 MeV. Celkový náboj v tomto impulsu byl  $Q = 2015,6 \text{ pC}$ , kdy v elektronech s energií vyšší než je 300 MeV bylo uloženo 450,8 pC. Příklad spektra betatronového záření můžeme vidět na Obr. 4.6, který zpracovával jeden z členů experimentálního týmu [25] při měření spekter v rámci své dizertační práce. Na tomto obrázku můžeme vidět počet fotonů na jeden výstřel v rozmezí 1 eV a v rámci kužele o rozměrech  $47 \text{ mrad} \times 23 \text{ mrad}$  v závislosti na jejich energii. Pro nejvyšší náboj (cca 400 pC) dostáváme nejvyšší počet fotonů, protože v tomto případě máme nejvíce elektronů, které mohou konat betatronové oscilace a emitovat záření.



Obr. 4.5: Rozložení (a) náboje v závislosti na energii elektronů a (b) počtu elektronů v závislosti na jejich energii.



Obr. 4.6: Betatronové spektrum: Počet fotonů za jeden výstřel v závislosti na jejich energii. Odlišné barvy odpovídají rozdílným nábojům [25].





## Kapitola 5

### Závěr

Bakalářská práce byla zaměřena na aplikaci betatronového záření elektronů urychlených pomocí LWFA ke studiu ultrarychlých dynamických procesů probíhajících ve warm dense matter. Důležitou součástí práce bylo měření fokusace prstencového svazku laseru, jehož výsledky ovlivňovaly průběh celého experimentu na laserovém systému DRACO.

Autorka této práce zpracovala rešerši teoretických poznatků provázejících experimentální část této práce od základních principů LWFA až po aplikaci betatronového záření při spektroskopických měřeních. Tyto poznatky jsou obsaženy v kapitole 2.

Osobně se podílela na experimentu na laserovém systému DRACO, kde nejprve v optické laboratoři provedla měření fokusace prstencového svazku. K tomu bylo zapotřebí postavení optické sestavy, naměření dat a jejich následné zpracování v kódu, který autorka práce v jazyce Python sama napsala, a jehož funkčnost je představena na obrázcích ukazujících vývoj průřezu svazku v oblasti kolem ohniska laseru. Během této analýzy bylo zjištěno, že se zvyšujícím se  $f$ -číslem  $f_n$  spojně čočky, roste i maximální použitelná vzdálenost  $z_{max}$ , ve které již není patrný prstencový profil svazku. Údaje z měření jsou zpracovány v Tab. 4.1 a Tab. 4.2. Jako výsledek této analýzy byla navržena konkrétní spojná čočka o ohniskové vzdálenosti  $f = 509$  cm, která byla zakomponována do sestavy experimentu na systému DRACO, a zároveň byly zjištěny parametry potřebné k jejímu použití.

Dále se autorka práce ve spolupráci s experimentálním týmem podílela na stavbě optické sestavy ve vakuové komoře v elektronové laboratoři pro urychlování elektronů, prováděla výpočty stran velikosti optiky a jejího umístění, konkrétněji se zabývala stavbou zpožďovacího úseku hlavního svazku a zobrazovací diagnostiky ohřevného svazku. Jelikož je experiment teprve v počátku, nebyl zatím ohřev absorpčního terčíku experimentálním týmem testován, a tedy nemohla být provedena měření elektronových a betatronových spekter se zahřátým terčíkem. Na experimentu však proběhla měření elektronových a betatronových spekter za stavu, kdy absorpční terčík zahříván nebyl. Tato spektra naměřená experimentálním týmem jsou vyobrazena v podkapitole 4.2. Zobrazovací diagnostika ohřevného svazku, která byla autorkou postavena v rámci tohoto experimentu bude dále využívána i pro experimenty s urychlováním protonů, které budou na systému DRACO probíhat.



# Bibliografie

- [1] J. P. Couperus. „Optimal Beam Loading in a Nanocoulomb-class laser wake-field accelerator“. Dis. Technical University of Dresden, 2018.
- [2] T. Tajima a J. M. Dawson. „Laser Electron Accelerator“. In: *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979). DOI: 10.1103/PhysRevLett.43.267.
- [3] D. Strickland a G. Mourou. „Compression of amplified chirped optical pulses“. In: *Optics Communications* 55.6 (1985), s. 447–449. ISSN: 0030-4018. DOI: [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90151-8](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90151-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401885901518>.
- [4] K. Nakajima et al. „A proof-of-principle experiment of laser wakefield acceleration“. In: *Physica Scripta* T52 (1994), s. 61–64. DOI: 10.1088/0031-8949/1994/t52/009. URL: <https://doi.org/10.1088/0031-8949/1994/t52/009>.
- [5] A. Pukhov a J. Meyer-ter Vehn. „Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime“. In: *Applied Physics B* 74.4 (2002). ISSN: 1432-0649. DOI: 10.1007/s003400200795. URL: <https://doi.org/10.1007/s003400200795>.
- [6] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy a Z. Najmudin et al. „Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser plasma interactions“. In: *Nature* 431 (2004), s. 535–538.
- [7] S. M. Wiggins, R. C. Isaac a G. H. Welsh et al. „High Quality Electron Beams from a Laser Wakefield Accelerator“. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics 2010*. Optical Society of America, 2010. DOI: 10.1364/CLEO.2010.JFB6.
- [8] S. Kneip, C. McGuffey a J. L. Martins et al. „Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source“. In: *Nature Physics* 7 (zář. 2011). DOI: 10.1038/nphys1789.
- [9] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix a A. Ravasio et al. „Progress in the study of warm dense matter“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47.12B (2005), s. 441–449. DOI: 10.1088/0741-3335/47/12b/s31.
- [10] K. Falk. „Experimental methods for warm dense matter research“. In: *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), s. 59. DOI: 10.1017/hpl.2018.53.

- [11] A. Einstein. „On The Quantum Theory of Radiation“. In: *Physikalische Zeitschrift* 18, 121 (1917).
- [12] O. Bojar. „Strojovy preklad“. In: *Vesmír* 91 (2012), s. 488–490. ISSN: 0042-4544.
- [13] P. Koran. *Serial na tema lasery - Zakladni princip laseru a jejich deleni*. Dostupne z: <http://www.lao.cz/lao-info-49/serial-na-tema-lasery---zakladni-princip-laseru-a-jejich-deleni-127>. [cit. 2019-05-27].
- [14] Asloob Mudassar. *Laser Physics*. Dostupne z: [https://www.researchgate.net/publication/281235580\\_Laser\\_Physics](https://www.researchgate.net/publication/281235580_Laser_Physics). [cit. 2019-05-27].
- [15] D. Meschede. *Optics, Light and Lasers: The Practical Approach to Modern Aspects of Photonics and Laser Physics*. Wiley-VCH, 2007. ISBN: 352740628X.
- [16] M. S. Bloom. „Studies on the relativistic electrons and x-rays generated by laser wakefield accelerators“. Dis. Imperial College London, 2015.
- [17] S. W. Chou. „Investigation of electron acceleration and deceleration in plasmas“. Dis. Ludwig Maximilians University, 2016.
- [18] J. C. Wood, K. Poder a N. C. Lopes et al. *Enhanced Betatron Radiation from a Laser Wakefield Accelerator in a Long Focal Length Geometry*. Dostupne z: <https://www.clf.stfc.ac.uk/Pages/25%20-%20Wood.pdf>. [cit. 2019-05-27].
- [19] S. Shiraishi. „Investigation of Staged Laser-Plasma Acceleration“. Dis. University of Chicago, 2015.
- [20] P. Gibbon. „Introduction to Plasma Physics“. In: *CERN Yellow Report* (2017). DOI: 10.5170/CERN-2016-001.51.
- [21] C. B. Schroeder, E. Esarey a B. A. Shadwick et al. „Trapping and Dark Current in Plasma-Based Accelerators“. In: *AIP Conference Proceedings* 737 564 (2004).
- [22] T. Tajima, K. Nakajima a G. Mourou et al. „Laser acceleration“. In: *Riv. Nuovo Cim.* 40.2 (2017). DOI: 10.1393/ncr/i2017-10132-x. URL: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01554740>.
- [23] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter*. 2005. DOI: 10.1142/p116. URL: <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/p116>.
- [24] W. Kruer. *The Physics Of Laser Plasma Interactions (Frontiers in Physics)*. Westview Press, 2003. ISBN: 0813340837.
- [25] A. Kohler. „Transverse electron beam dynamics in the beam loading regime“. Dis. University of Dresden, 2019.
- [26] National Academies of Sciences Engineering a Medicine. *Opportunities in Intense Ultrafast Lasers: Reaching for the Brightest Light*. Washington, DC: The National Academies Press, 2018. ISBN: 978-0-309-46769-8. DOI: 10.17226/24939.

- [27] W. P. Leemans, A. Gonsalves a K. Nakamura et al. „Multi-gev electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime“. In: *Phys. Rev. Lett.* 113 (2014).
- [28] S. Mangles. *Introduction to plasma wakefield acceleration*. Dostupne z: [https://indico.cern.ch/event/758617/contributions/3146206/attachments/1751792/2838723/Wakefield\\_intro.pdf](https://indico.cern.ch/event/758617/contributions/3146206/attachments/1751792/2838723/Wakefield_intro.pdf). [cit. 2019-05-27].
- [29] A. J. Gonsalves, K. Nakamura a J. Daniels et al. „Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide“. In: *Phys. Rev. Lett.* 122 (2019).
- [30] S. Kiselev, A. Pukhov a I. Kostzukov et al. „X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves“. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004).
- [31] Ta K. Phuoc, R. Fitour a A. Tafzi et al. „Demonstration of the ultrafast nature of laser produced betatron radiation“. In: *Physics of Plasmas* 14 (2007).
- [32] M. Schnell, A. Savert a I. Uschmann et al. „Characterization and application of hard x-ray betatron radiation generated by relativistic electrons from a laser-wakefield accelerator“. In: *Journal of Plasma Physics* 81 (2015).
- [33] S. Fourmaux, S. Corde a K. T. Phuoc et al. „Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced Betatron radiation“. In: *New Journal of Physics* 13.3 (2011), s. 033017. DOI: 10.1088/1367-2630/13/3/033017.
- [34] J. Uhlig, W. Fullagar a J. N. Ullom et al. „Table-Top Ultrafast X-Ray Microcalorimeter Spectrometry for Molecular Structure“. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013).
- [35] M. Schnell, A. Savert a B. Landgraf et al. „Deducing the electron-beam diameter in a laser-plasma accelerator using x-ray betatron radiation“. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012).
- [36] B. Mahieu, N. Mahieu Jourdain a T. Phuoc et al. *Femtosecond X-ray absorption spectroscopy in warm dense matter*. Dostupne z: <https://arxiv.org/abs/1711.09144>. [cit. 2019-05-27]. 2017.
- [37] O. Votava. *Uvod do spektrometrickych metod*. Dostupne z: <http://www.njh.cz/seminare/13569847/1270589>. [cit. 2019-06-01].
- [38] M. Martinek. „Vybrane spektroskopické metody a jejich porovnání s Ramanovou spektroskopií“. Dipl. Technická univerzita Liberec, 2012.
- [39] J. Penner-Hahn. „X-ray Absorption Spectroscopy“. In: *Comprehensive Coordination Chemistry II* 2 (2004), s. 159–186. DOI: 10.1016/B0-08-043748-6/01063-X.
- [40] Mo Zhang. *XANES: Theory*. Dostupne z: [https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Physical\\_and\\_Theoretical\\_Chemistry\\_Textbook\\_Maps/Supplemental\\_Modules\\_\(Physical\\_and\\_Theoretical\\_Chemistry\)/Spectroscopy/X-ray\\_Spectroscopy/XANES%3A\\_Theory](https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Physical_and_Theoretical_Chemistry_Textbook_Maps/Supplemental_Modules_(Physical_and_Theoretical_Chemistry)/Spectroscopy/X-ray_Spectroscopy/XANES%3A_Theory). [cit. 2019-06-01].

- [41] W. H. Bragg a W. L. Bragg. „The reflection of X-rays by crystals“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 88.605 (1913), s. 428–438. DOI: 10.1098/rspa.1913.0040.
- [42] M. Smid, I. G. Gonzales a H. Ekerfelt et al. „Highly efficient angularly resolving x-ray spectrometer optimized for absorption measurements with collimated sources“. In: *Review of Scientific Instruments* 88 (2017), s. 063102. DOI: 10.1063/1.4986464.
- [43] H. Legall H. Stiel a M. Schnurer et al. „An efficient X-ray spectrometer based on thin mosaic crystal films and its application in various fields of X-ray spectroscopy“. In: *Journal of Applied Crystallography* 42.4 (2009), s. 572–579. DOI: 10.1107/S0021889809006803. URL: <https://doi.org/10.1107/S0021889809006803>.
- [44] Los Alamos National Laboratory. *The Warm Dense Matter Regime*. Dostupne z: <https://www.lanl.gov/projects/dense-plasma-theory/background/warm-dense-matter.php>. [cit. 2019-05-20].
- [45] U. Zastra, C. Fortmann a R. R. Faustlin et al. „Bremsstrahlung and line spectroscopy of warm dense aluminum plasma heated by xuvfree-electron-laser radiation“. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (2008).
- [46] B. Cho, K. Engelhorn a A. Correa et al. „Electronic Structure of Warm Dense Copper Studied by Ultrafast X-Ray Absorption Spectroscopy“. In: *Physical review letters* 106 (dub. 2011), s. 167601. DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.106.167601.
- [47] F. Dorchies a V. Recoules. „Non-equilibrium solid-to-plasma transition dynamics using XANES diagnostic“. In: *Physics Reports* 657 (zář. 2016). DOI: 10.1016/j.physrep.2016.08.003.
- [48] S. Zhang, S. Zhao a W. Kang et al. „Link between K-absorption edges and thermodynamic properties of warm-dense plasmas established by improved first-principles method“. In: *Physical Review B* 93 (ún. 2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.93.115114.
- [49] E. G. Gamaly. „The physics of ultra-short laser interaction with solids at non-relativistic intensities“. In: *Physics Reports* 508.4 (2011). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.07.002>.
- [50] B. Rethfeld, A. Kaiser a M. Vicanek. „Ultrafast dynamics of nonequilibrium electrons in metals under femtosecond laser irradiation“. In: *Phys. Rev. B.* 65 (21 2002), s. 214303. DOI: 10.1103/PhysRevB.65.214303. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.214303>.
- [51] J. Tolar. *Vlneni, optika a atomova fyzika*. Dostupne z: <https://physics.fjfi.cvut.cz/files/predmety/02VOAF/VOAF2017.pdf>. [cit. 2019-05-27].
- [52] J. Reichl a M. Vseticka. *Zobrazení kulovým zrcadlem*. Dostupne z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/475-zobrazeni-kulovym-zrcadlem>. [cit. 2019-06-15].

- [53] *f number (Lens Iris/Aperture Setting)*. Dostupne z: <https://www.edmundoptics.com/resources/application-notes/imaging/lens-iris-aperture-setting/>. [cit. 2019-06-01].
- [54] *Understanding and Specifying LIDT of Laser Components*. Dostupne z: <https://www.edmundoptics.com/resources/application-notes/lasers/understanding-and-specifying-lidt-of-laser-components/>. [cit. 2019-06-01].
- [55] *Lenses*. Dostupne z: <https://courses.lumenlearning.com/boundless-physics/chapter/lenses/>. [cit. 2019-06-01].
- [56] E. Hecht. *Optics, 2nd Edition*. Addison-Wesley, 1987. ISBN: 020111609X.
- [57] R. Culp. *Telescope Equations: Magnification of the Telescope*. Dostupne z: <http://www.rocketmime.com/astronomy/Telescope/Magnification.html>. 2019.
- [58] F. Ch. Kabeer, E. Zijlstra a M. Garcia et al. „Road of warm dense noble metals to the plasma state: Ab initio theory of the ultrafast structural dynamics in warm dense matter“. In: *Phys. Rev. B*. 89 (10 2014), s. 100301. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.100301.
- [59] K. Falk a L. Juha. „Ultrafast non-thermal melting in metals and semiconductors investigated by a combination of spectroscopic and thermodynamic approaches“. Experiment proposal. 2019.