

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



**Návrh a optimalizace
femtosekundového
elektrostatického děla**

**Femtosecond electrostatic electron
gun design and optimization**

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Zdeněk Vostřel
Vedoucí práce: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.
Rok: 2022



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2021/2022

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Zdeněk Vostřel

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Návrh a optimalizace femtosekundového elektrostatického
(česky) elektronového děla

Název práce: Femtosecond electrostatic electron gun design and optimization
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

- 1) Seznamte se s fyzikou a technikou elektrostatických elektronových urychlovačů
- 2) Seznamte se s fyzikou a technikou elektronové a iontové optiky
- 3) Seznamte se s metodami generace elektronových svazků
- 4) Návrhněte a optimalizujte elektrostatické elektronové dělo umožňující generaci femtosekundových svazků

Doporučená literatura:

- [1] J. M. Zuo and J. C. H. Spence: Advanced Transmission Electron Microscopy, Springer, 2017
- [2] P. W. Hawkes: Magnetic electron lenses, Springer, 1982
- [3] A. Septier: Focusing of charged particles, Academic Press, 1967
- [4] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans: Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, Rev. Mod. Phys. 81, 1229 (2009)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

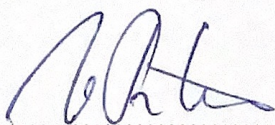
Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

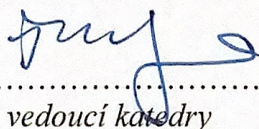
Datum zadání bakalářské práce: 20.10.2021

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2022

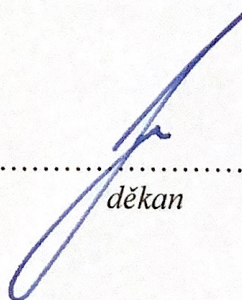
Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....
garant oboru



.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 20.10.2021

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právo autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....
Zdeněk Vostřel

Poděkování

Chtěl bych poděkovat svému školiteli Ing. Miroslavu Krúsovi, Ph.D. za vedení této práce, cenné rady a velmi přátelský přístup.

Zdeněk Vostřel

Název práce:

Návrh a optimalizace femtosekundového elektrostatického děla

Autor: Zdeněk Vostřel

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

Ústav fyziky plazmatu, AV ČR v. v. i.

Abstrakt: Cílem této práce je návrh femtosekundového elektrostatického elektronového děla a studium vlastností produkovaného svazku po průchodu fokusační aparaturou. Navrhované zařízení má silný potenciál sloužit jako samostatný urychlovač nebo jako předurychlovač a injekční systém pro plazmové urychlovače. Výsledky této práce budou sloužit pro návrh optických prvků upravujících časový profil laseru indukujícího emisi elektronů tak, aby bylo kompenzováno prodloužení svazku při fokusaci pro dosažení délky elektronového svazku v řádu jednotek femtosekund. Na základě simulace v programu SIMION byla zjištěna kvadratická závislost zpoždění na příčné vzdálenosti elektronů od středu svazku při průchodu čočkou. Kromě geometrických efektů má podstatný vliv na toto zpoždění energetický profil, který je způsoben průchodem fokusační aparaturou. V práci je ukázáno, že energetický a časový profil lze optimalizovat pomocí změny rozměrů čočky a využitého napětí.

Klíčová slova: femtosekundové svazky, fotokatoda, elektronové dělo, komprese svazku

Title:

Femtosecond electrostatic electron gun design and optimization

Author: Zdeněk Vostřel

Abstract: The goal of this thesis is the design of femtosecond electrostatic electron gun and the study of generated electron beam after traversing through the focusing apparatus. The proposed device has a strong potential to work as an independent accelerator or as a preaccelerator and an injection device for plasma accelerators. The results of this work will serve in designing the optical elements adjusting the time profile of the laser inducing the electron emission, in order to compensate for the prolongation of the bunch caused by the focusing apparatus to achieve the bunch duration of the order of few femtoseconds. In the simulation in the SIMION programme, the quadratic dependence of time delay on the transverse distance of electrons from the centre of the bunch when entering the lens was observed. Aside from the geometrical effects, significant impact on this delay has the variance in the energetic spectrum, which arises after passing the focusing lens. In this thesis, it is shown that it is possible to optimize the energetic and temporal profile by changing the dimensions of the lens and the applied voltage.

Key words: femtosecond beams, photocathode, electron gun, beam compression

Obsah

Seznam obrázků	ix
Úvod	1
1 Fyzika svazku elektronů	3
1.1 Kvantově mechanický popis	3
1.2 Emitance	5
1.2.1 Statistický přístup	5
1.3 Interakce svazku s laserem	6
1.4 Zdroje elektronů	7
1.4.1 Tepelná emise	7
1.4.2 Schottkyho emise	8
1.4.3 Studená emise	8
1.4.4 Fotoemise	9
1.4.5 Nanomateriály jako zdroje elektronů	11
2 Elektronová optika	13
2.1 Elektrické a magnetické čočky	13
2.1.1 Paraxiální rovnice a její řešení	13
2.1.2 Matice přechodu	14
2.1.3 Helmholtzův-Lagrangeův vztah	14
2.2 Vady čoček	16
2.2.1 Sférická aberace	16
2.2.2 Chromatická aberace	17
3 Využití generovaného elektronového svazku	19
3.1 Plazmové urychlovače částic	19
3.1.1 Urychlování elektronů v plazmové vlně	19
3.1.2 Injekční mechanismy	20
3.2 Elektronová mikroskopie	21
3.3 Generování RTG	21
4 Návrh elektronového děla	23
4.1 Zdroj elektronů	23
4.2 Fokusace	24
4.2.1 Energetický profil svazku	25
4.2.2 Příčný profil svazku v ohnisku	27
4.2.3 Časový profil v ohnisku	29
4.3 Optimalizace elektrostatické čočky	33
4.3.1 Velikost elektrody	33
4.3.2 Napětí na čočce	37
Závěr	41
Bibliografie	43

Seznam obrázků

1.1	Grafické znázornění snížení potenciálové bariéry při Schottkyho emisi.	9
1.2	Nákres geometrie pro možnost tunelového efektu pro zjednodušený případ trojúhelníkové bariéry.	10
2.1	Schéma elektrické čočky <i>einzel lens</i>	15
2.2	3D schéma simulované čočky <i>einzel lens</i>	15
2.3	Znázornění efektu sférické aberace.	17
4.1	Boční profil optimalizované čočky <i>einzel lens</i>	24
4.2	Energetické spektrum elektronového svazku po průchodu čočkou <i>einzel lens</i>	25
4.3	Závislost energie na pozici elektronů na zdroji.	26
4.4	Vývoj příčného profilu ohniska provedené simulace.	28
4.5	Časový průběh průchodu elektronů v ideálním bodě pro kružnici o průměru 5 μm	30
4.6	Časový průběh průchodu elektronů v ideálním bodě pro kružnici o průměru 10 μm	31
4.7	Závislost zpoždění elektronů na pozici na zdroji	32
4.8	Vývoj příčného profilu ohniska pro elektrodu o vnitřním poloměru 2 cm, optimalizované pro kružnici v oblasti ohniska o průměru 10 μm	34
4.9	Vývoj příčného profilu ohniska pro elektrodu o vnitřním poloměru 3 cm, optimalizované pro kružnici v oblasti ohniska o průměru 10 μm	35
4.10	Vývoj příčného profilu ohniska pro elektrodu o vnitřním poloměru 2 cm, optimalizované pro kružnici v oblasti ohniska o průměru 5 μm	35
4.11	Vývoj příčného profilu ohniska pro elektrodu o vnitřním poloměru 3 cm, optimalizované pro kružnici v oblasti ohniska o průměru 5 μm	36
4.12	Závislost zpoždění elektronů na pozici na zdroji pro různě velké elektrody.	36
4.13	Závislost energie na původní pozici elektronů na zdroji pro různě velké elektrody.	37
4.14	Vývoj příčného profilu ohniska pro napětí na čočce 190 kV.	38
4.15	Vývoj příčného profilu ohniska pro napětí na čočce 75 kV.	39
4.16	Závislost zpoždění elektronů na pozici na zdroji pro různá napětí na čočce.	39
4.17	Závislost energie na původní pozici elektronů na zdroji pro různě velké napětí na čočce.	40

Úvod

Urychlování částic je rozšířená disciplína s řadou využití v základním výzkumu i v běžné praxi, příkladem může být množství aplikací, mezi něž se řadí litografie, výroba polovodičů, mikroskopie, svařování či medicína. Díky pokroku v urychlovačových technologiích je možné je zmenšovat a snižovat tak jejich cenu. S prudkým rozvojem laserové techniky v posledních letech se nabízí možnost precizního generování laserových impulsů, které lze využít k emisi elektronů z materiálu. Tyto elektrony je následně možné urychlit pomocí statického elektrického pole. Při využití dostatečně silného urychlovacího pole je produktem téměř monoenergetický, kolimovaný svazek elektronů o délce několika fs. Tento proces lze opakovat a teoreticky tak získat stabilní zdroj elektronových svazků s dobře definovanými vlastnostmi a možností velmi vysoké frekvence generování svazků.

Motivací této bakalářské práce je možné budoucí využití navrhovaného elektrostatického děla jako předurychlovače pro laserem řízené plazmové urychlovače. Elektronové dělo by tak sloužilo jako nový injekční mechanismus plazmových urychlovačů. Další možností je samostatné používání děla pro generování femtosekundového rentgenového záření se stabilním energetickým spektrem. Pro obě popsané aplikace je důležitý časový profil svazku, jehož optimalizace je jedním z předmětů zájmu v praktické části.

Cílem této práce bylo studium vlastností elektronového svazku po průchodu fokusačním systémem děla, kterým v tomto případě byla čočka *einzel lens*. Klíčovou úlohou je porozumění zdrojům disperzí v energetickém, časovém a příčném profilu svazku. Tyto informace jsou stěžejní pro optimalizaci využití čočky a maximalizaci množství elektronů v ohnisku svazku. Jak již bylo zmíněno, naprosto zásadní je studium závislosti zpoždění elektronů na jejich původní pozici na zdroji, které poslouží jako základ pro úpravu časového profilu samotného laseru indukujícího emisi elektronů. Motivací pro tuto úpravu je právě dosažení femtosekundového svazku při průchodu ohniskem.

Základní teoretické poznatky emise elektronů a elektronové optiky jsou stručně popsány v rešeršní části v Kapitolách 1 a 2, která může sloužit jako výchozí bod pro další studium. V Kapitole 3 jsou uvedeny některé možnosti využití navrhovaného děla. V poslední kapitole je představena provedená simulace a její výsledky. Ty jsou zde podrobně rozebrány zejména s ohledem na zdroje pozorovaných disperzí. Důraz je kladen na možnosti optimalizace čočky, ty významné z nich jsou v práci demonstrovány a dále diskutovány. Výstup tedy podrobně popisuje vliv jednotlivých parametrů čočky na vlastnosti svazku a také limity daného děla. Má tak být podkladem pro praktickou realizaci tohoto zařízení.

Kapitola 1

Fyzika svazku elektronů

Elektron je subatomová částice, jejíž existenci poprvé experimentálně ověřil britský fyzik J. J. Thomson v roce 1897 [1], o hmotnosti $m_e = 9.10938 \times 10^{-31}$ kg se záporným elementárním nábojem $e = -1.60218 \times 10^{-19}$ C a spinem 1/2 (fermion).

V této kapitole jsou popsány základní vlastnosti svazku elektronů, které jsou podstatné při urychlování a transportu elektronů nebo v aplikacích navrženého urychlovače. Závěr kapitoly je věnován různým možnostem emise elektronů.

1.1 Kvantově mechanický popis

Podle *de Broglieho hypotézy* může být veškerá hmota reprezentována *de Broglieho vlnou* s vlnovou délkou λ úměrnou hybnosti p dané částice

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (1.1)$$

kde h je Planckova konstanta. Vedle klasických („částicových“) vlastností tedy elektron vykazuje i vlnové vlastnosti. Tyto vlastnosti mají zásadní důsledky při popisu chování elektronového svazku v urychlovačích nebo elektronových mikroskopech.

Schrödinger později postuloval, že časový vývoj systému popsáného vlnovou funkcí ψ se řídí rovnicí

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + V \psi, \quad (1.2)$$

kde \hbar je redukovaná Planckova konstanta, m hmotnost popisované částice, Δ Laplaceův operátor a V potenciál, ve kterém se vlnová funkce nachází. Tato rovnice se nazývá *časová (nestacionární) Schrödingerova rovnice*. Pravá strana odpovídá působení operátoru Hamiltonovy funkce \hat{H} na vlnovou funkci ψ . Pokud \hat{H} nezávisí explicitně na čase, lze separací proměnných získat *bezčasovou (stacionární) Schrödingerovu rovnici*

$$\hat{H} \psi = E \psi, \quad (1.3)$$

kde E je energie. Tato rovnice odpovídá úloze vlastních čísel \hat{H} .

Schrödingerova rovnice je však platná pouze pro nerelativistickou částici bez spinu. K popisu časového vývoje relativistické částice se spinem 1/2 se využívá *Diracova rovnice* ve tvaru

$$(\beta m - i\vec{\alpha} \vec{\nabla}) \psi = i \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (1.4)$$

kde m je hmotnost částice, $\vec{\nabla}$ gradient a β a $\vec{\alpha}$ jsou matice, respektive vektor matic ve tvaru

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix},$$

kde $\vec{\sigma}$ je vektor Pauliho matic a I jednotková matice dimenze 2. Často se využívá kompaktnější zápis Diracovy rovnice pomocí čtyřgradientu

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - mc)\psi = 0, \quad (1.5)$$

kde γ^μ jsou matice 4×4 ve tvaru

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad i \in \hat{3}, \quad (1.6)$$

m klidová hmotnost popisované částice, c rychlost světla a symbol ∂_μ označuje kovariantní tvar čtyřgradientu

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right) = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right). \quad (1.7)$$

Řešení Diracovy rovnice (1.5) je možné obecně hledat ve tvaru rovinné vlny

$$\psi = u(p)e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\cdot\vec{x}-Et)}, \quad (1.8)$$

kde $u(p)$ je Diracovský spinor, pro další účely zapsaný pomocí dvou bispinorů ϕ, χ jako

$$u(p) = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Řešení (1.8) musí splňovat Diracovu rovnici, v tomto případě lze využít tvaru (1.4). To vede na soustavu rovnic pro Diracův spinor:

$$\begin{pmatrix} mI & \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \\ \vec{\sigma} \cdot \vec{p} & -mI \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Řešením této soustavy pro $E = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} > 0$ je:

$$u^+(p) = \begin{pmatrix} \chi \\ \frac{\vec{p}\vec{\sigma}}{E+m}\chi \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

a pro $E = -\sqrt{\vec{p}^2 + m^2} < 0$:

$$u^-(p) = \begin{pmatrix} -\frac{\vec{p}\vec{\sigma}}{-E+m}\chi \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Při interpretaci bispinoru χ jako možných projekcí spinu

$$\chi^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

má Diracova rovnice 4 možná řešení, které lze identifikovat jako odpovídající částici (1.11) a antičástici (1.12) se dvěma možnými projekcemi spinu. Elektron a další leptony mají spin o velikosti $1/2$ a tedy dvě možné projekce, proto je k jejich popisu

vhodná právě Diracova rovnice. Jelikož je navíc Diracova rovnice relativisticky invariantní, je možné popisovat i vysokoenergetické elektrony, které se typicky vyskytují v urychlovačích.

Kvantově mechanické, respektive vlnové vlastnosti elektronů jsou zásadní v řadě aplikací elektronových urychlovačů: například pro fungování elektronových mikroskopů je podstatný jev difrakce a vzniklé difrakční obrazce, které umožňují rekonstrukci sledovaného objektu. K popisu těchto obrazů lze využít poznatky z klasické optiky (například difrakční integrály) [2].

1.2 Emitance

Kvalitu elektronového svazku lze posuzovat na základě řady veličin: energie, časový a prostorový profil, náboj apod. Zásadní veličinou je emitance, která reprezentuje objem ve fázovém prostoru, ve kterém se nachází většina částic. Jedná se tedy o popis energetického a prostorového rozložení elektronů. Matematicky lze emitanci definovat jako [3]

$$\epsilon_N = \frac{1}{(mc)^3} \iiint_{\text{svazek}} dp_x dp_y dp_z dx dy dz, \quad (1.13)$$

kde m je hmotnost elektronu¹.

Podle Liouviellova teorému je objem ve fázovém prostoru invariantní, díky škálovacímu faktoru v (1.13) je tento objem invariantní rovněž při urychlování svazku [4]. Emitance je tak invariantem pohybu, což z ní dělá silný nástroj pro posouzení kvality svazku a její znalost umožňuje popsat limity vývoje svazku podél jeho trajektorie.

Ke změnám emitance ale dochází vlivem např. vyzařování fotonů nebo různých rozptylů (mezi jednotlivými částicemi, vlivem nedokonalého vakua atd.) [5]. Cílem urychlovače částic tak je tedy zachovat emitanci svazku konstantní během urychlování nebo ji ještě vylepšit.

Je možné rozdělit emitanci do tří částí odpovídajících jednotlivým směrům (x, p_x) , (y, p_y) a (z, p_z) , kde z odpovídá směru šíření svazku. Ve směrech kolmých na směr šíření pak lze zaměnit odpovídající hybnosti za úhlové odchylky definované jako $x' := dx/dz = v_x/v_z$, respektive $y' = dy/dz = v_y/v_z$ [6]. Úhlovou odchylku lze geometricky interpretovat jako úhel, o který se svazek, nebo jeho část, odchýlí vlivem nenulové příčné hybnosti od směru z . Tato interpretace je vhodná pro experimentální určení emitance [3].

1.2.1 Statistický přístup

Protože svazek typicky obsahuje velké množství elektronů a principy kvantové mechaniky navíc neumožňují určit přesnou pozici ve fázovém prostoru, má smysl se zabývat statistickou definicí emitance. Pokud budeme jednotlivé elektrony považovat za body ve fázovém prostoru, je možné využít právě statistický přístup a určit emitanci jako varianci těchto bodů.

Uvažujme množinu bodů reprezentujících elektronový svazek v rychlostním prostoru. Počátek lze zvolit tak, aby střední hodnoty pozic a rychlostí byly nulové:

¹Zde uvedená emitance se označuje jako *normalizovaná emitance* kvůli normalizačnímu členu před integrálem. Normalizace je tedy na mc .

$\langle x \rangle = 0 = \langle x' \rangle$ [4]. S využitím nulovosti těchto středních hodnot lze pro varianci N částic psát:

$$\begin{aligned}\sigma_x^2 &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2, \\ \sigma_{x'}^2 &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x'_i - \langle x' \rangle)^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i'^2.\end{aligned}\tag{1.14}$$

Emitanci pak lze definovat jako

$$\epsilon = 4\sigma_x\sigma_{x'} = 4\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}.\tag{1.15}$$

Takto získaná emitance se také označuje jako *efektivní emitance* nebo *střední kvadratická emitance* [5]. Střední hodnoty pod odmocninou v (1.15) lze zapsat pomocí determinantu kovariantní matice:

$$\epsilon = 4\sigma_x\sigma_{x'} = 4\sqrt{\begin{vmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{vmatrix}}.\tag{1.16}$$

Při zavedení korelačního koeficientu r [3] jako

$$r = \frac{\langle xx' \rangle}{\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle}}\tag{1.17}$$

lze efektivní emitanci psát:

$$\epsilon = 4\sigma_x\sigma_{x'}\sqrt{1 - r^2}.\tag{1.18}$$

1.3 Interakce svazku s laserem

Řešením Maxwellových rovnic je možné určit podmínky, za kterých nedochází ke zvýšení energie elektronů působením laserového impulsu. Tyto podmínky jsou shrnuty ve Woodwardovu-Lawsonovu teorému a musí být splněny všechny najednou [7]:

1. K interakci dochází ve vakuu.
2. Elektronů jsou vysoce relativistické, tedy $v_e \approx c$.
3. Interakční oblast je nekonečná.
4. Na elektrony nepůsobí žádné statické elektrické nebo magnetické pole.
5. Nelineární efekty jsou zanedbatelné.

Při urychlování elektromagnetickou vlnou musí být alespoň jedna z těchto podmínek porušena. K tomu dochází například při urychlování elektronů v plazmatu vlivem *ponderomotorické síly*. Ta působí na nabitě částice v oscilujících elektrických polích, typicky v krátkých laserových impulsích.

1.4 Zdroje elektronů

Pro získání svazku elektronů je potřeba, aby nejprve došlo k emisi těchto elektronů z daného materiálu. K té dochází, pokud elektron získá energii dostatečnou pro překonání potenciálové bariéry, která vzniká vlivem elektromagnetické interakce s kladně nabitým jádrem a ostatními elektrony v atomu. Kinetická energie emitovaného elektronu je pak rovna rozdílu dodané energie a výstupní práce potřebné k překonání zmiňované bariéry.

Jako zdroje elektronů jsou typicky využívány kovy, u kterých díky jejich vodivosti nedochází po emisi k nabití emitujícího materiálu. Výstupní práce se u kovů pohybuje v jednotkách eV.

V závislosti na potřebách konkrétního experimentu je třeba optimalizovat parametry využitého zdroje. Mezi hlavní parametry patří [2]:

- rozměry zdroje,
- rychlost degradace zdroje,
- prostředí, ve kterém zdroj může fungovat (vakuum, běžný vzduch),
- energetické spektrum generovaných elektronů,
- stabilita emise,
- časové a prostorové rozměry emise,
- počet elektronů v emisi a tedy celkový emitovaný náboj,
- frekvence možného opakování emise.

Samotné emise lze dosáhnout několika způsoby, z nichž nejpoužívanější jsou představeny v další části textu. Pokud není uvedeno jinak, informace jsou čerpány z [2, 8, 9]:

1.4.1 Tepelná emise

Jedním ze základních způsobů dodání potřebné energie elektronům, aby mohlo dojít k překonání potenciálové bariéry, je zahřátí materiálu na dostatečně vysoké teploty. Dodání dostatku energie samo o sobě není postačující. Podstatné také je, zda opustí emisní materiál ve vhodném směru. Za předpokladu, že povrch emitujícího materiálu je uniformní rovina, maximální možná emitovaná proudová hustota j při teplotě T je dána Richardsonovým zákonem jako

$$j = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}}, \quad (1.19)$$

kde A je konstanta závislá na daném materiálu, Φ výstupní práce a k je Boltzmanova konstanta.

Množství emitovaných elektronů tedy závisí na teplotě. Nicméně dodání i několika málo eV termální energie má u řady materiálů za následek změnu skupenství. Z toho důvodu je využíváno zejména kovů s nízkou výstupní prací Φ a vysokými body tání, konkrétně například wolfram. Vysoké teploty navíc přispívají k opotřebení materiálu.

1.4.2 Schottkyho emise

Schottkyho emise je v podstatě teplotní emise, která navíc využívá externího elektrického pole k efektivnímu snížení potenciálové bariéry a tedy i potřebné výstupní práce. To v konečném důsledku vede k vyšší emisi elektronů.

Potenciální energie emitovaného elektronu pak má tvar

$$E_p^{(1)}(x) = (-e)Ex, \quad (1.20)$$

kde e je elementární náboj, E intenzita elektrického pole a x vzdálenost od emisního zdroje ($x = 0$ odpovídá pozici na povrchu zdroje). Tento elektron ve vzdálenosti x od zdroje navíc na povrchu materiálu indukují kladný náboj vlivem Coulombické síly, tento jev je někdy známý jako *nábojová díra*. Elektrické pole generované tímto kladným nábojem je efektivně stejné jako elektrické pole tvořené zrcadlovým elektronem (elektron s opačným nábojem) ve vzdálenosti x za povrchem materiálu. Vlivem tohoto pole má elektron ve vzdálenosti $x > 0$ od povrchu materiálu potenciální energii

$$E_p^{(2)}(x) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{x}. \quad (1.21)$$

Potenciální energie $E_p^{(1)}$, $E_p^{(2)}$ mají za následek snížení efektivní výstupní práce:

$$\Phi_{\text{eff}} = \Phi - eEx - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{x}.$$

Jednoduchou derivací lze určit, že snížení bariéry je maximální pro

$$x_{\text{max}} = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}}$$

a nejvíce snížená výstupní práce má tedy tvar

$$\Phi_{\text{eff}} = \Phi - e\sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (1.22)$$

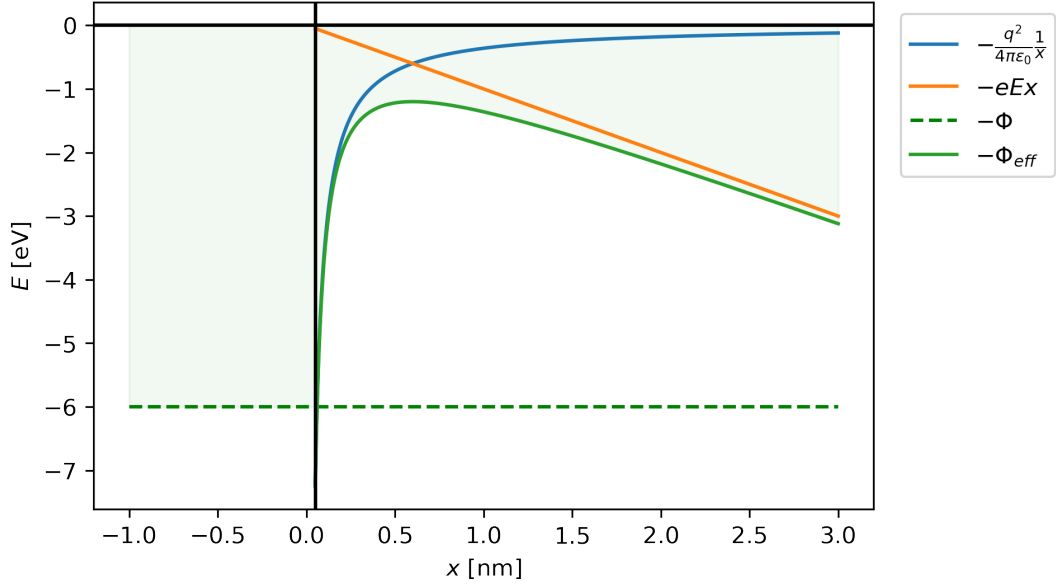
Takto snížený efektivní potenciál pak vystupuje v Richardsonově zákonu (1.19), což vede ke zvýšené emisi při dané teplotě T , respektive ke snížení potřebné teploty pro uskutečnění emise.

1.4.3 Studená emise

Studená emise spočívá v uvolnění elektronů pomocí tunelování potenciálovou bariérou. To je umožněno dalším zvyšováním aplikovaného elektrického pole.

Odhad potřebného elektrického pole lze provést následujícím způsobem. Nákres popisované situace je znázorněn na Obrázku 1.2. Vzdálenosti Δx , na kterých dojde k tunelovému efektu jsou velmi malé. Pro úhel φ mezi pravoúhloú potenciálovou bariérou φ a průběhem velikosti potenciální energie elektronu $-eEx$ (e je elementární náboj, E velikost intenzity aplikovaného elektrického pole a x vzdálenost elektronu od povrchu materiálu) tedy platí

$$\frac{\Phi}{eE\Delta x} = \cos \varphi \approx 1, \quad (1.23)$$



Obrázek 1.1: Grafické znázornění efektivního snížení potenciálové bariéry pomocí aplikace elektrického pole a vlivem zrcadlové síly při Schottkyho emisi. Při výpočtu byla použita velikost elektrického pole $E = 10^9$ V. $\Phi = 6$ eV je původní velikost potenciálové bariéry, Φ_{eff} je efektivní potenciálová bariéra.

neurčitost v prostoru lze navíc odhadnout z Heisenbergových relací neurčitosti $\Delta x \approx \hbar/(2\Delta p)$. Kombinací těchto vzorců a s využitím aproximace neurčitosti hybnosti pomocí Fermiho hybnosti $\Delta p = \sqrt{2m_e\Phi}$ (m_e je hmotnost elektronu) je odhad na velikost elektrického pole pro umožnění tunelového efektu

$$E = \frac{2\sqrt{2m_e\Phi^3}}{\hbar e}. \quad (1.24)$$

Při využití realističtějšího modelu potenciálové bariéry, např. při započtení zrcadlové síly zmíněné v předchozí sekci, lze emitovaný proud elektronů popsat pomocí Fowlerovy-Nordheimovy rovnice jako

$$j = \lambda A \frac{a}{\Phi} E^2 \exp\left\{-\eta \frac{b\Phi^{3/2}}{E}\right\}, \quad (1.25)$$

kde A je plocha emisní oblasti, Φ výstupní práce (v eV), E intenzita elektrického pole, $\lambda = \lambda(\Phi, E)$ a $\eta = \eta(\Phi, E)$ jsou korekční faktory a a, b jsou fixní konstanty [2]:

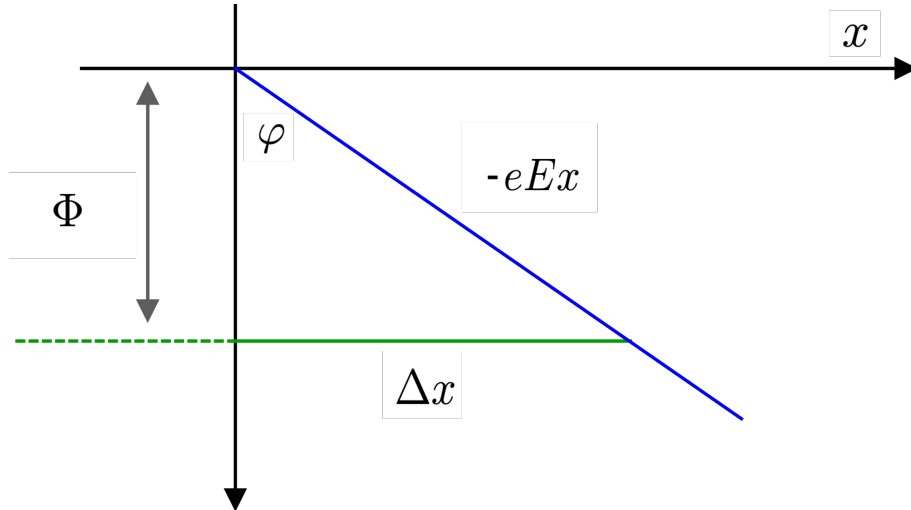
$$a = \frac{e^3}{8\pi\hbar},$$

$$b = \frac{4\sqrt{2m_e}}{eh}.$$

1.4.4 Fotoemise

Energie potřebná k překonání potenciálové bariéry může být také dodána laserem pomocí fotonů nesoucích energii

$$E_\gamma = h\nu, \quad (1.26)$$



Obrázek 1.2: Náskres geometrie pro možnost tunelového efektu pro zjednodušený případ trojúhelníkové bariéry. Φ je výstupní práce, e elementární náboj, E elektrické pole a Δx vzdálenost, na které může proběhnou tunelování.

kde h je Planckova konstanta a ν jejich frekvence. Proces uvolnění elektronů z obalu atomu pomocí elektromagnetického záření se nazývá fotoefekt a mimo jiné za jeho vysvětlení obdržel v roce 1921 Albert Einstein Nobelovu cenu. Energie takto emitovaných elektronů pak je

$$E = h\nu - \Phi. \quad (1.27)$$

Kompletní fotoemise elektronů z materiálu lze rozdělit do tří kroků [10]:

1. optická absorpce fotonu a urychlení elektronu,
2. pohyb elektronu uvnitř materiálu a jeho transport na povrch materiálu,
3. uvolnění elektronu z povrchu materiálu.

Úhlové rozdělení směru pohybu elektronů po absorpci fotonu je anizotropní [10] a dále se mění vlivem srážek při pohybu uvnitř kovu. V aplikaci, kterou se zabývá tato práce, jsou elektrony dále urychleny pomocí vysokého napětí, díky kterému elektrony vylétávají v odpovídajícím směru. Samotné úhlové rozdělení má za následek zvýšení emitance a klade tak limit na vlastnosti svazku v ohnisku.

Ve druhém kroku se elektron šíří uvnitř materiálu a postupně ztrácí energii. Energetická ztráta je v kovech poměrně rychlá a má za následek to, že elektron může v kovech urazit řádově jednotky nanometrů [11]. V opačném případě ztratí příliš mnoho energie na to, aby ve třetím kroku mohl překonat potenciálovou bariéru.

Protože je tato vzdálenost velmi malá v porovnání se vzdáleností potřebnou pro kompletní absorpci laserového impulsu, pouze malá část energie laseru je využita na emisi elektronů [11]. Velikost emise je tedy zásadně ovlivněna vlastnostmi materiálu.

Elektronový pás², ze které jsou elektrony uvolněny, závisí na vlnové délce dopadajícího záření [12]. Množství vyražených elektronů obecně závisí na velikosti plochy, na kterou dopadá laserový impuls, intenzitě laseru a použitém materiálu.

²Vzhledem ke vzájemnému působení elektronů a jader v pevných látkách nemá smysl uvažovat jednotlivé elektronové slupky, ale spíše energetické pásy, ve kterých elektrony leží.

1.4.5 Nanomateriály jako zdroje elektronů

S rostoucími nároky na kvalitu elektronového svazku se také zvyšují nároky na zdroje elektronů. Jako velmi slibné se jeví využití nanomateriálů, zejména při fotoemisi. Její kvalita je limitována výkonem laseru a výdrží emitujícího materiálu. Při využití nanomateriálů lze vytvořit extrémně ostré hroty, které díky vysoké koncentraci elektronů efektivně zvýší lokální elektrické pole, což vede k lepší emisi [13]. Výhody využití uhlíkových nanotrubic k emisi elektronů při pokojové teploty jsou již dlouho experimentálně ověřeny [14]. Elektronová děla využívající jako zdroj elektronů uhlíkové nanotrubic vykazují velmi dobrou stabilitu i při dlouhodobějším používání [15].

Kapitola 2

Elektronová optika

Jádrem praktické části této práce je fokusace elektronového svazku elektrostatickou čočkou. V této kapitole je představena teorie fokusace elektronů a vad čoček.

2.1 Elektrické a magnetické čočky

Podobně jako lze fokusovat svazek fotonů pomocí optických čoček, je možné fokusovat rovněž svazek urychlených elektronů. Místo rozdílných optických vlastností jednotlivých prostředí, což je princip fungování optických čoček, se nabízí elektromagnetické pole. Možnost využití osově symetrických elektrických nebo magnetických polí k fokusaci elektronového svazku teoreticky prokázal v roce 1927 německý fyzik Hans Busch [16], čímž položil základ dnešním elektronovým mikroskopům.

Na částici s nábojem q procházející rychlostí \vec{v} elektromagnetickým polem o intenzitě elektrického pole \vec{E} a magnetické indukci \vec{B} působí Lorentzova síla, díky které získáme pohybovou rovnici:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = q(-\nabla U + \vec{v} \times (\nabla \times \vec{A})), \quad (2.1)$$

kde U je skalární a \vec{A} vektorový potenciál.

2.1.1 Paraxiální rovnice a její řešení

Pro potřeby elektronové optiky jsou používány buď čistě magnetické nebo čistě elektrické čočky. V rovnici (2.1) tak bude jeden z potenciálů nulový. Jelikož se tato práce věnuje elektrostatickým čočkám, v dalších kapitolách bude dále uvažován pouze nenulový skalární potenciál.

Uvažujme svazek pohybující se ve směru osy z a studujme chování elektronů podél os x a y . Svazek i čočky jsou typicky rotačně symetrické, následující diskuzi lze tedy provést pouze pro osu x . Podobně jako v Sekci 1.2 je vhodné zavést místo souřadnic (x, v_x) , respektive (x, p_x) , souřadnice (x, x') , kde $x' := dx/dz$.

Po převedení do těchto nových souřadnic vede rovnice (2.1) na paraxiální rovnici, která v lineární aproximaci nabývá tvaru (podrobný postup je uveden v [17])

$$x'' = \frac{q}{pv} \left(x'U' + \frac{x}{2}U'' \right), \quad (2.2)$$

kde p je relativistická hybnost a v rychlost elektronů. Pro její řešení uvažujme dostatečně blízké body z_1, z_2 tak, aby změna skalárního potenciálu U mezi nimi

byla skoro lineární. Díky tomu bude příspěvek členu $x'U'$ v následujícím integrálu zanedbatelný a získáme tak řešení paraxiální rovnice ve tvaru

$$x' = \int_{z_1}^{z_2} x'' dz = \int_{z_1}^{z_2} \frac{xqU''}{2pv} dz = \frac{q(U'(z_2) - U'(z_1))}{2pv} x. \quad (2.3)$$

Jak již bylo zmíněno, toto řešení je pouze přibližné. V klasické optice je tato aproximace platná pouze pro dostatečně tenké čočky. Tento fakt je přenesen do elektronové optiky v podobě intenzity fokusačního pole. Pokud je toto pole velmi silné a ohnisková vzdálenost čočky je tedy krátká, paraxiální aproximace není platná.

2.1.2 Matice přechodu

Podobně jako v klasické optice, i v elektronové optice je možné popsat jednotlivé optické elementy pomocí matice přechodu \mathbb{D} definované jako

$$\begin{pmatrix} x(z_1) \\ x'(z_1) \end{pmatrix} = \mathbb{D} \begin{pmatrix} x(z_2) \\ x'(z_2) \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

kde souřadnice z_1 odpovídá podélné souřadnici před optickým elementem, z_2 pak za optickým elementem. S využitím výsledku (2.3) lze zapsat matici přechodu pro diskutovanou situaci jako

$$\mathbb{D}(U_1, U_2) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ q(U_2' - U_1')/(2pv) & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

která je shodná s maticí tenké čočky s ohniskovou vzdáleností

$$\frac{1}{f} = \frac{q(U_2' - U_1')}{2pv}. \quad (2.6)$$

Z praktických důvodů je potřeba vždy použít alespoň dvě takto popsané čočky. Typickým příkladem, využitým i v této práci, je *einzel lens*, skládající se ze tří vodivých válečků, na něž jsou přivedeny různé potenciály, viz Obrázek 2.1 a v 3D projekci pak Obrázek 2.2. Výsledná matice přechodu elektronového svazku čočkou pak nabývá tvaru

$$\mathbb{D}_f(U_1, U_2) = \mathbb{D}_2 \mathbb{D}_1 = \mathbb{D}(U_2, U_1) \mathbb{D}(U_1, U_2). \quad (2.7)$$

2.1.3 Helmholtzův-Lagrangeův vztah

Paraxiální rovnice (2.2) je diferenciální rovnice druhého řádu a má tedy dvě nezávislá řešení. Podobně jako v sekci 2.1.1 zanedbáme člen $x'U'$, pro obě řešení takto upravené paraxiální rovnice pak platí

$$x_1'' + T x_1 = 0, \quad (2.8)$$

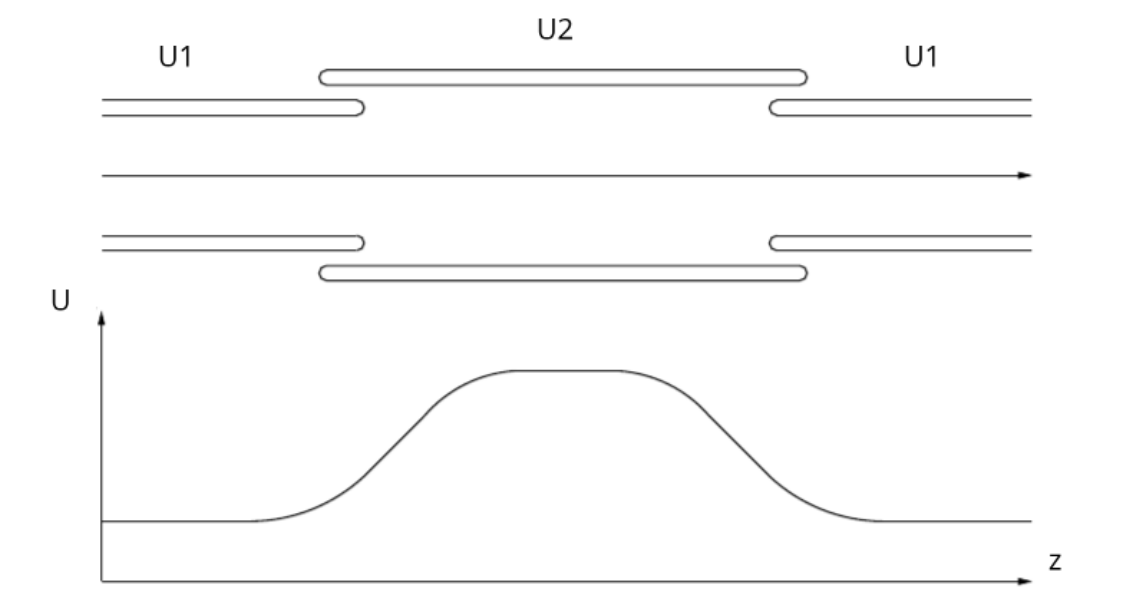
$$x_2'' + T x_2 = 0, \quad (2.9)$$

kde $T = -qU''/(2pv)$. Po vynásobení první z rovnic x_2 a druhé rovnice x_1 a jejich odečtení získáváme

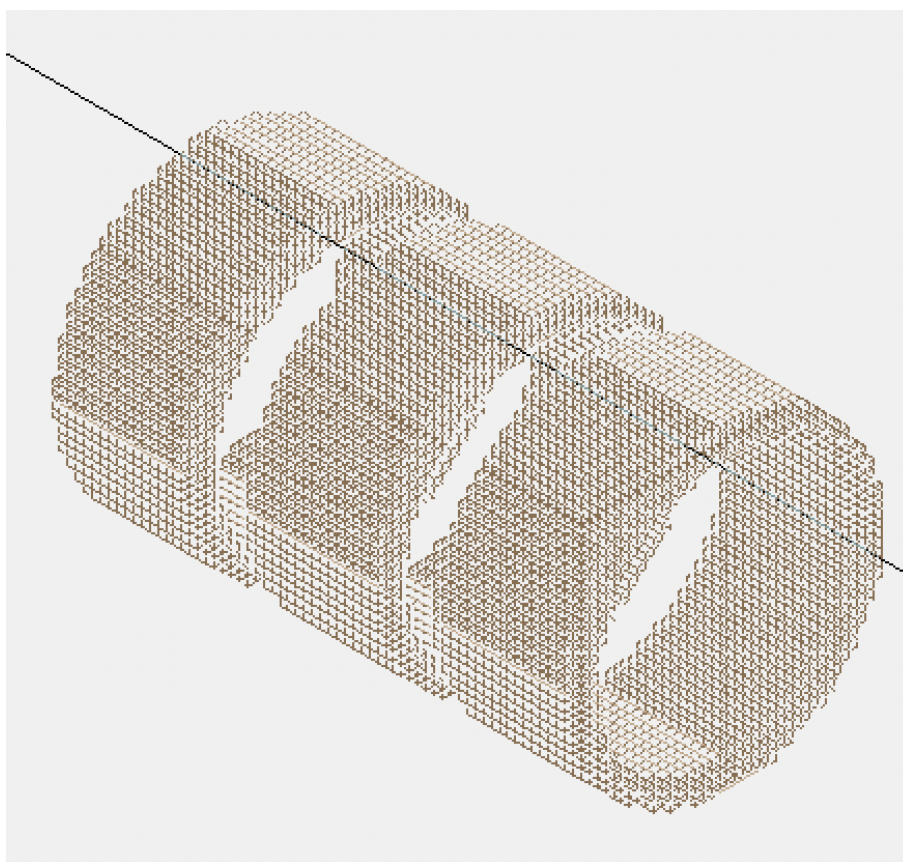
$$x_1 x_2'' - x_2 x_1'' = \frac{d}{dz} (x_1 x_2' - x_2 x_1') = 0. \quad (2.10)$$

A tedy:

$$x_1 x_2' - x_2 x_1' = \text{const.} \quad (2.11)$$



Obrázek 2.1: Schéma elektrické čočky *einzel lens*. Na jednotlivých válcových elektrodách je odpovídající potenciál U_1, U_2 , svazek elektronů prochází jejich středem a následně je fokusován. Převzato z [17], upraveno.



Obrázek 2.2: 3D schéma simulované čočky *einzel lens*.

2.2 Vady čoček

Při praktické realizaci dochází k odchýlení od ideálního stavu popsaného řešením paraxiální rovnice (2.3). Pro řadu aplikací je zřejmě důležité přiblížit se stavu bodového ohniska, k čemuž je důležité pochopení principu vzniku nepřesností – aberací. Jejich úplné odstranění ale možné není, jak bude dále popsáno. V této sekci jsou aberace klasifikovány a je popsán jejich zdroj.

Při řešení paraxiální rovnice (2.2) a přechodu k maticovému formalismu v sekcích 2.1.1 a 2.1.2 došlo k zanedbání jednoho ze členů v této rovnici. (2.2) lze v úplné obecnosti přepsat jako

$$x'' - \frac{qU''}{2pv}x = P(x, x', z), \quad (2.12)$$

kde P je perturbační funkce, která v sobě obsahuje všechny nelineární efekty. Řešení této rovnice lze provést *metodou variace konstant*. Jak již bylo zmíněno, jedná se o diferenciální rovnici druhého řádu. Proto má tato rovnice v homogenním tvaru dvě nezávislá řešení x_1, x_2 . Pomocí nich lze vyjádřit obecné řešení jako

$$x(z) = C_1(z)x_1(z) + C_2(z)x_2(z) \quad (2.13)$$

s podmínkou

$$C_1'(z)x_1(z) + C_2'(z)x_2(z) = 0. \quad (2.14)$$

Druhou derivaci x'' lze pomocí (2.13) za podmínky (2.14) vyjádřit jako

$$x''(z) = C_1'(z)x_1'(z) + C_2'(z)x_2'(z) + C_1(z)x_1''(z) + C_2(z)x_2''(z). \quad (2.15)$$

Kombinací rovnic (2.13) a (2.15) lze zapsat obecnou paraxiální rovnici (2.12) jako

$$C_1'(z)x_1'(z) + C_2'(z)x_2'(z) = P(x, x', z), \quad (2.16)$$

kde zbylé členy vymizely, jelikož x_1, x_2 jsou řešeními homogenní rovnice. S využitím Helmholtzova-Lagrangeova vztahu lze navíc určit funkce C_1', C_2' jako

$$C_1'(z) = P(x, x', z)u_2(z), \quad C_2'(z) = -P(x, x', z)u_1(z). \quad (2.17)$$

Funkce C_1, C_2 lze tedy získat prostou integrací.

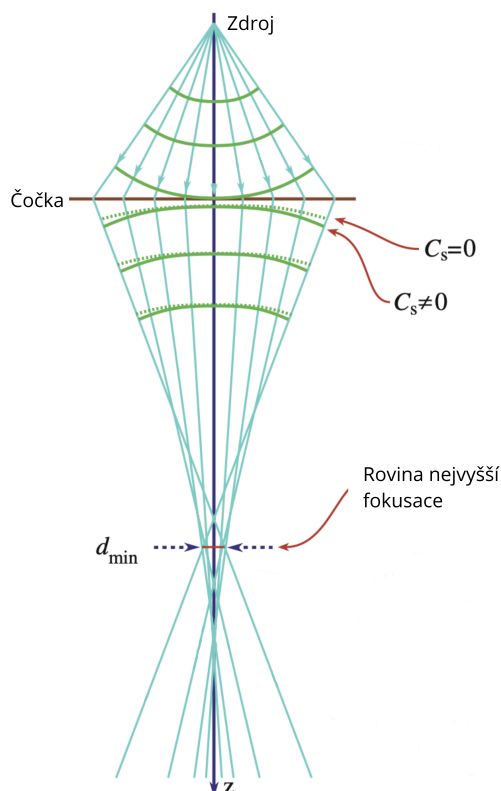
Celkové řešení lze získat [2] jako

$$x(z) = \sum_{n=1}^{+\infty} x^{(n)}(z), \quad (2.18)$$

kde jednotlivá řešení $x^{(n)}(z)$ jsou získávána iterativně s využitím předchozí iterace pro výpočet funkcí P_1, C_1 a C_2 . První iterační člen $x^{(1)}$ lze určit pomocí řešení homogenní rovnice s konstantními koeficienty C_1, C_2 v (2.13).

2.2.1 Sférická aberace

Sférická aberace je jev, ke kterému dochází při rozdílném působení (optické, elektromagnetické) čočky na částice v různé příčné vzdálenosti od osy svazku. V elektromagnetických čočkách působí na elektrony síla, která postupně roste s jejich příčnou vzdáleností od osy. To má za následek podélné roztažení ohniska a závislost



Obrázek 2.3: Znázornění efektu sférické aberace. C_s je koeficient sférické aberace. Převzato z [8], upraveno.

jeho pozice na pozici elektronů při průchodu čočkou: čím dále byly od osy svazku, tím je ohnisko blíže čočce. Tento efekt je znázorněn na Obrázku 2.3.

Vlivem podélně protáhlého ohniska dochází také ke zhoršení příčných rozměrů, jelikož ohnisko ztrácí bodový charakter. Má tedy smysl hledat rovinu nejvyšší fokusace, která je znázorněna na Obrázku 2.3.

Velikost tohoto aberačního efektu je dána koeficientem sférické aberace C_s [8], který lze získat při výpočtu úplného řešení paraxiální rovnice (2.12) jako koeficient u členů třetího řádu při iterativním řešení [2].

2.2.2 Chromatická aberace

U optických přístrojů má pojem chromatická aberace význam závislosti ohniskové vzdálenosti na vlnové délce a tedy energii světla. Rozptyl v energetickém rozložení elektronů má za následek chromatickou aberaci také u elektronové optiky. Reálné zdroje elektronů nedokáží vyprodukovat striktně monoenergetické elektrony. Jejich různé energie způsobí, že efekt elektromagnetických čoček na jednotlivé elektrony není stejný a dochází tak k degradaci ohniska.

Koeficient chromatické aberace C_c lze podobně jako koeficient sférické aberace C_s získat z úplného řešení paraxiální rovnice (2.12) jako koeficient u členů prvního řádu [2].

K potlačení chromatické aberace je potřeba využít vhodnou metodu získání a urychlení svazku elektronů tak, aby se minimalizoval jejich energetický rozptyl.

Kapitola 3

Využití generovaného elektronového svazku

Urychlování částic je v současné době velmi rozšířená disciplína, která nachází využití v celé řadě aplikací. V částicové fyzice slouží obrovské urychlovače, jako např. LHC v CERN, pro testování modelů mikrosvěta. S urychlovači menších měřítek je možné se setkat v medicíně nebo v oborech vyžadující takové přiblížení, které dnes umožňují pouze elektronové mikroskopy.

Zatímco urychlovače v částicové fyzice se neustále zvětšují, aby jimi urychlené částice dosáhly větší energie [18], v jiných odvětví je trend opačný. Díky tomu lze snížit jejich cenu a tím pádem zvýšit jejich dostupnost. Jednou z možností, jak dosáhnout urychlovače produkujícího až femtosekundové svazky, je právě navrhované elektronové dělo. V následující kapitole jsou stručně popsány některé možnosti jeho využití.

3.1 Plazmové urychlovače částic

V této práci navržený model je urychlovačem sám o sobě. Může ale být použit také jako předurychlovač ve vhodném urychlovacím komplexu, jakým jsou například laserem řízené plazmové urychlovače. Právě využití navrženého děla jako předurychlení v tomto systému bylo jednou z motivací pro jeho vývoj. V této části jsou stručně popsány právě plazmové urychlovače a jejich injekční mechanismy.

Vlivem omezené odolnosti konstrukce lineárních urychlovačů jsou jejich urychlovací gradienty omezeny na ~ 100 MV/m. Při urychlování v plazmatu lze ale dosáhnout gradientů > 100 GV/m [19]. Takto vysoký urychlovací gradient umožňuje dosáhnout dostatečných energií na mnohem kratších vzdálenostech v porovnání s klasickými urychlovači. Další výhodou plazmových urychlovačů je produkce extrémně krátkých (jednotky fs) urychlených elektronových svazků [20, 21].

3.1.1 Urychlování elektronů v plazmové vlně

Krátké intenzivní laserové impulzy způsobují díky hmotnostnímu rozdílu elektronů a jader nehomogenity v nábojové hustotě plazmatu. Vlivem Coulombovy síly pak dochází k oscilacím, které lze interpretovat jako vlnu šířící se plazmatem za laserovým impulsem.

Během šíření vlny plazmatem může dojít k zachycení elektronů v této vlně, což dále vede k jejich urychlení. Existuje několik druhů (režimů) urychlování. Režim

využívající tvorby plazmové vlny popsané v této části se nazývá *urychlování laserovým brázdovým polem* (*Laser Wakefield Acceleration*) a byl teoreticky navržen v roce 1979 [22]. Tento režim vyžaduje krátké (desítky fs) intenzivní ($> 10^{17}$ W/cm²) laserové impulsy [19].

Kromě zmíněného režimu *urychlování laserovým brázdovým polem* existuje řada dalších možných režimů, které lze najít například v [19].

3.1.2 Injekční mechanismy

Existuje několik používaných možností injekce elektronového svazku do vzniklé vlny. Některé z nich jsou představeny v následujícím textu. Pro dosažení monoenergetických svazků v plazmových urychlovačích je nutné do plazmové vlny injektovat femtosekundové svazky. Jelikož ty historicky nebyly klasickými zdroji dostupné, byly vyvinuty metody, jak femtosekundový svazek injektovat přímo z plazmatu. Tato práce však nabízí alternativu, kdy femtosekundový svazek může být vytvořen elektronovým dělem a následně injektován do plazmové vlny.

Autoinjekce

Autoinjekce (*self-injection*) je základní mechanismus injekce, který využívá přímo elektrony v plazmatu a není pro něj potřeba vnější zdroj. Elektrony vytlačené ponderomotorickou silou vytváří okolo bubliny hustý „plášť“ relativistických elektronů, které díky vývoji tvaru bubliny mohou dostat dovnitř bubliny a sesynchronizovat se s ní [23]. To následně vede k jejich zachycení a urychlení. Vývoj bubliny a tedy i autoinjekce zásadně závisí na nelineárním vývoji laserového impulsu, který vytváří plazmovou vlnu. Vhodným tvarováním laserového impulsu pak lze zvýšit kvalitu injekce [24]. Právě stabilita kvality autoinjekce je jejím zásadním problémem, jelikož možnost reprodukce svazků s konzistentními parametry je velmi nízká [25].

Injekce hustotním přechodem

Další možností jak injektovat elektronový svazek do plazmové vlny je založen na úpravě hustotního profilu v plazmovém terčíku [24]. Tento způsob injekce se nazývá injekce hustotním přechodem (*density down-ramp injection*). Nehomogenní hustota terčíku má za následek rozladění fázové rychlosti plazmové vlny na rozhraní hustot, což umožňuje zachycení elektronů s vyšší rychlostí [26, 27]. Experimentálně bylo ověřeno, že tento mechanismus vede ke zvýšení stability produkce svazků [28].

Ionizační injekce

Ionizační injekce (*ionization injection*) spočívá ve využití směsi plynů s různými atomovými čísly Z . Plazma je tvořeno elektrony uvolněnými z lehčího plynu a vnějších slupek plynu těžšího. V okolí maximální intenzity laserového impulsu dochází k ionizaci vnitřní (zpravidla K) slupky. Takto uvolněné elektrony se nacházejí uvnitř plazmové vlny mohou být vlnou zachyceny a urychleny. Často se používá dvoustupňové schéma, kdy v první fázi je užita směs dvou plynů pro injekci a pak pro urychlení se používá druhý stupeň, kde je plyn s nižším Z [29]. Aby k injekci došlo, musí být splněna následující dvě kritéria: 1. intenzita laseru musí být dostatečně vysoká pro uvolnění elektronů z vnitřních slupek plynu s vysokým Z a 2. musí být

vybrán plyn s dostatečně vysokým Z tak, aby ionizační energie elektronů z vnitřních vrstev, aby co nejvíce odpovídala maximální intenzitě laserového pulsu [29].

Optická injekce

Optická injekce (*optical injection*) využívá k zachycení elektronů dvojici (nebo více) laserových impulsů: jeden z nich budí brázdovou vlnu a druhý, zpravidla s menší intenzitou, slouží k rozfázování plazmových elektronů, které jsou následně zachyceny a urychleny plazmovou vlnou [25]. Existuje několik mechanismů optické injekce, spočívající např. v rozdílném vzájemném směru jednotlivých impulsů, jejich popis ale není pro účely této práce podstatný. Pro fungování tohoto režimu injekce je zásadní precizní synchronizace a prostorové překrytí obou laserových impulsů [30], čehož je obtížné experimentálně dosáhnout [3].

3.2 Elektronová mikroskopie

Další zajímavou aplikací elektronových urychlovačů je elektronová mikroskopie. Fyzikální limitace rozlišení klasických optických mikroskopů byla popsána již v roce 1873 německým fyzikem Ernstem Abbem [31]. Podle Abbeho difrakčního limitu je minimální rozlišitelná délka d pro světlo o vlnové délce λ procházející materiálem o indexu lomu n a konvergující do ohniska pod úhlem Θ daná vztahem

$$d = \frac{\lambda}{2n \sin 2\Theta}. \quad (3.1)$$

Pro lepší rozlišení je tedy potřeba nižší vlnová délka využitého světelného paprsku, to však v některých aplikacích, například v biologii, není vhodné řešení [32].

Pro dosažení lepšího rozlišení se v současné době používají zejména elektronové mikroskopy. Představený Abbeho difrakční limit tedy nepředstavuje žádný problém. Elektronové mikroskopy proto nalézají široké využití v praxi, např. v současné době velmi aktuální virologii [33], vývoji nanotechnologií [34], medicíně [35] a dalších.

Existuje několik druhů elektronových mikroskopů, rozdíly mezi nimi však nejsou podstatné pro tuto práci. Základní princip fungování je však pro všechny stejný. Základem je urychlovací systém a aparatura na fokusaci elektronů, proto systém navržený a testovaný v této práci může nalézt uplatnění v elektronové mikroskopii s femtosekundovým rozlišením. V další části dochází k interakci mezi urychleným svazkem elektronů a zkoumaným objektem. Na základě projevů této interakce (difrakčních obrazců) lze získat výsledný snímek objektu.

3.3 Generování RTG

Rentgenové záření je elektromagnetické záření s vlnovými délkami v rozsahu od pikometrů do nanometrů s širokým využitím zejména v medicíně a ve fyzice pevných látek a materiálů. Z Maxwellových rovnic lze pomocí konceptu retardovaného času odvodit (viz např. [25]), že nabitá částice vyzařuje elektromagnetické záření, právě pokud zrychluje, zpomaluje nebo mění směr pohybu.

Princip emise rentgenového záření pomocí svazku urychlených elektronů tedy spočívá v zakřivení jeho trajektorie. Existuje řada pokročilých metod [36], jak tohoto

zakřivení dosáhnout. Příkladem mohou být příčné oscilace elektronového svazku způsobené periodickým magnetickým polem.

S ohledem na známou širokou řadu aplikací rentgenového záření je přínosný vývoj menších a tedy levnějších zdrojů tohoto záření. Výhoda elektronového děla, kterým se zabývá tato práce, jsou právě malé rozměry a produkce téměř monoenergetických svazků délky v řádech femtosekund, takže impuls generovaného rentgenového záření dosahuje také femtosekundových délek. Navíc díky relativně malému ohnisku, získáváme prakticky bodový zdroj záření, takže je možné jej využít pro kontrastní fázové zobrazování.

Kapitola 4

Návrh elektronového děla

V této kapitole je popsán návrh elektrostatického elektronového děla, schopného produkce svazku s příčnými rozměry v ohnisku v řádu jednotek μm a časovým profilem o délce několika fs. Z tohoto hlediska je zásadním parametrem velikost náboje, který může být fokusovaný do daného ohniska, a časový profil ohniska.

V praktické části této práce byla pomocí programu SIMION [37] provedena simulace fokusace elektronového svazku pomocí čočky *einzel lens*. V následujícím textu je tato simulace představena a jsou zde popsány získané výsledky. Sledované vlastnosti svazku byly: energetický, časový a příčný profil svazku. Ty jsou následně podrobně vyhodnoceny a diskutovány. Na jejich základě jsou navrženy a srovnány možnosti optimalizace elektrostatické čočky.

Tato kapitola je hlavním výstupem bakalářské práce, jejím účelem je sloužit jako základ pro praktickou konstrukci elektrostatického děla. Diskutované výsledky simulace umožňují zvolit takovou fokusační čočku, aby vlastnosti svazku elektronů maximálně odpovídaly potřebám daného experimentu.

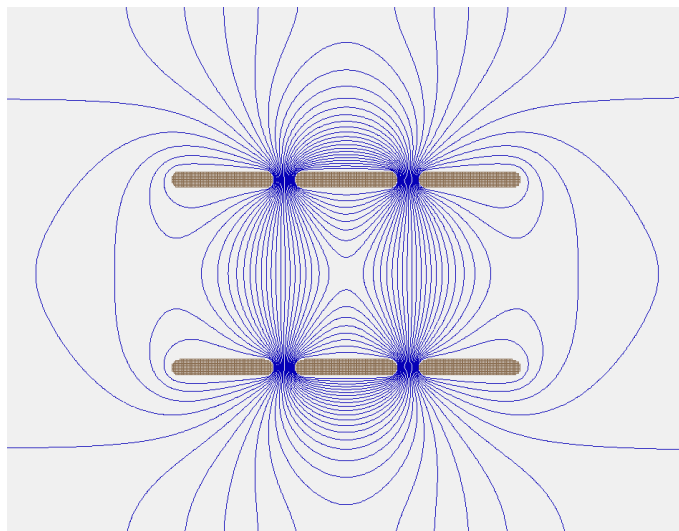
4.1 Zdroj elektronů

Předpoklad pro provedení simulace byl, že elektrony budou získávány pomocí fotoemise indukované laserem. Urychlení elektronů by proběhlo pomocí elektrostatického pole až na energii 200 keV. Tento předpoklad plyne z vybavení laboratoře, pro kterou je elektronové dělo připravováno.

Po emisi elektronů z materiálu má hybnost elektronů různé úhlové rozdělení, energie těchto elektronů se navíc liší kvůli ztrátám v materiálu. Tato energie je však v řádech maximálně jednotek eV, v prvním přiblížení je tedy zanedbatelná. Na základě toho byl počáteční svazek modelován jako kolimovaný svazek monoenergetických elektronů kruhového tvaru v rovině příčné na směr urychlování.

Rozdělení elektronů v tomto kruhu bylo zvoleno jako rovnoměrné. Toto rozdělení obecně závisí na vlastnostech laserového svazku použitého k fotoemisi elektronů, jeho modelování však není předmětem této práce. Rovnoměrné rozdělení je vhodné, jelikož do simulace nevnáší další vstupní parametr, který by ovlivňoval relativní počet částic v získaném ohnisku. Vlastnosti svazku tak určuje pouze fokusační aparatura, jejíž vliv je studován.

Počáteční časový profil odpovídá časovému profilu využitého laseru, tedy v řádech jednotek fs. Pro účely této simulace byl časový profil zanedbán, časový profil laserového impulsu byl tedy brán jako delta funkce.



Obrázek 4.1: Boční profil optimalizované čočky einzellens. Modře jsou znázorněny ekvipotenciální čáry.

4.2 Fokusace

Počáteční kolimovaný svazek elektronů kruhového příčného profilu byl fokusován pomocí čočky *einzel lens*. Ta se skládá ze tří dutých různě nabitých válcových elektrod oddělených úzkou mezerou. Boční profil simulované čočky s ekvipotenciálními plochami je zobrazen na Obrázku 4.1, 3D projekce stejné čočky byla prezentována na Obrázku 2.2.

V první fázi praktické části této práce byla navržena *einzel lens* takových rozměrů, aby vyhovovala předpokládaným experimentálním možnostem.

Pro zjednodušení byly všechny válce zvoleny symetrické a mezery mezi nimi stejně velké. Napětí bylo zvoleno tak, aby ohnisko bylo ve vzdálenosti v řádu desítek cm od čočky. Tento požadavek byl motivován kompaktností výsledného zařízení.

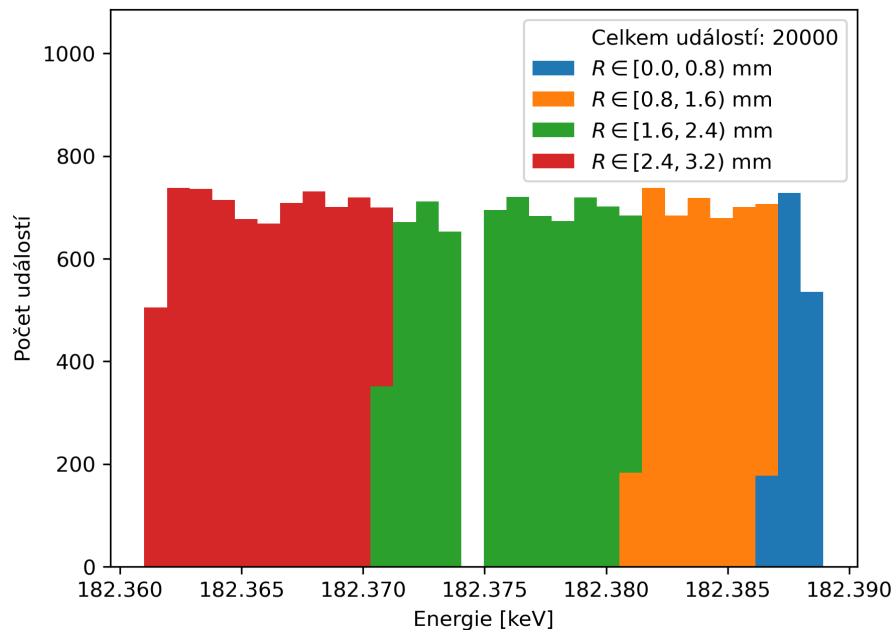
Jako čočka pro další optimalizaci byla vybrána *einzel lens* s parametry

- délka válce 2 cm,
- mezera mezi válci 0,5 cm,
- vnitřní průměr válcových elektrod 4 cm,
- tloušťka válce 0,4 cm,
- kulaté zakončení hran (pro zabránění kumulace náboje na ostrých okrajích).

Při aplikovaném napětí v rozmezí 130 – 140 kV dochází k vytvoření ohniska ve vzdálenosti zhruba 60 cm od konce *einzel lens*.

Samotné nalezení přesného ohniska je složité z důvodu aberačních efektů, které způsobí, že ohnisko nemá bodový charakter. Při optimalizaci čočky by navíc hledání ohniska představovalo časově velice náročný úkol. Z těchto důvodů nebylo přesné ohnisko hledáno. Studován byl pouze vývoj svazku poblíž ohniskové vzdálenosti. Podél očekávané oblasti ohniska byly zaznamenávány v intervalech 1 mm aktuální parametry svazku, což umožňuje rekonstrukci jeho vývoje.

V další části jsou prezentovány zjištěné parametry elektronového svazku v oblasti ohniska a diskutovány jejich důsledky.



Obrázek 4.2: Energetické spektrum elektronového svazku po průchodu čočkou *einzel lens*. Barevné značení odpovídá původní pozici elektronů na zdroji. Celkový energetický rozptyl je 25 eV. Prázdný prostřední bin je dán rozlišením programu SIMION a zvoleným binováním.

4.2.1 Energetický profil svazku

Při průchodu elektronů čočkou *einzel lens* dochází k energetickým ztrátám a degeneraci původně monoenergetického svazku. Vzhledem k sestavení simulace může ke ztrátám docházet pouze ve fokusační aparatuře, dále zůstává energetický profil konstantní. Výsledné energetické spektrum je ve formě histogramu prezentováno na Obrázku 4.2. Závislost energie na původní pozici elektronů na zdroji je znázorněna na Obrázku 4.3. Parametry kvadratického fitu

$$E(r) = ar^2 + b,$$

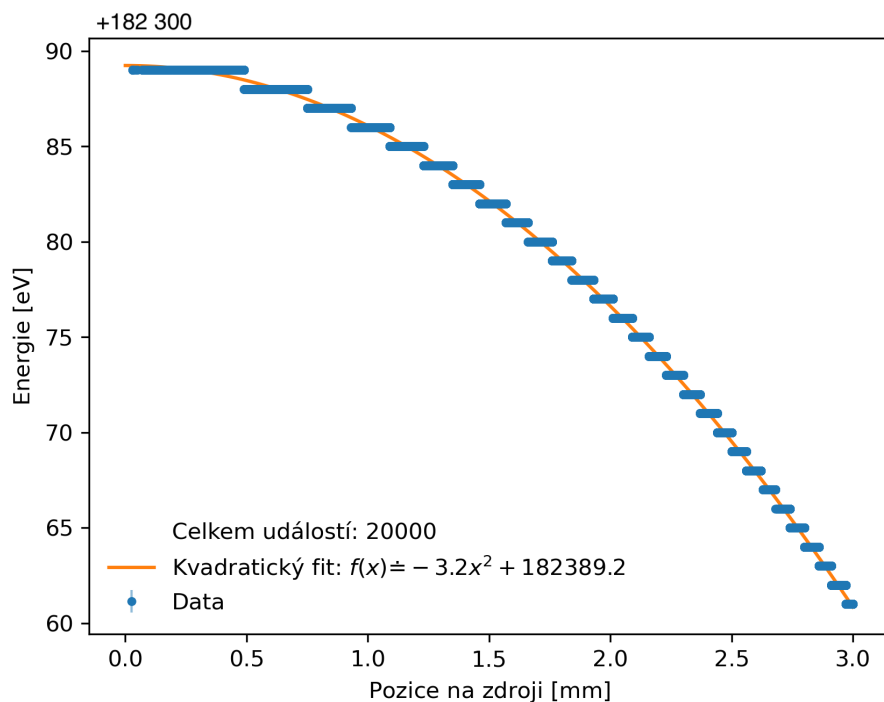
na tomto obrázku jsou:

$$a = (-3,1559 \pm 0,0008) \text{ eV} \cdot \text{mm}^{-2}, \quad b = (182389,246 \pm 0,004) \text{ eV}.$$

Celkový energetický rozptyl o velikosti 25 eV má vliv na rozdíl v rychlostech elektronů. Tu lze pro relativistickou částici o klidové energii E_0 vyjádřit pomocí její kinetické energie E_k jako

$$v = c \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_0 + E_k} \right)^2}. \quad (4.1)$$

Rozdíl mezi minimální a maximální energií prezentovaného spektra je uveden v Tabulce 4.1.



Obrázek 4.3: Závislost energie na pozici elektronů na zdroji. Přesné parametry fitu jsou uvedeny v textu. Celkový energetický rozptyl je 25 eV.

E_k [eV]	v [m/s]
182362	202640037
182387	202631352
Δv	8686

Tabulka 4.1: Srovnání rychlostí v elektronů s různou energií E_k . Vybrané energie odpovídají maximální a minimální energii v energetickém spektru na Obrázku 4.2. Rozdíl v rychlostech Δv je vyčíslen na posledním řádku. Uvedené hodnoty jsou zaokrouhleny na celá čísla.

Diskuse

Ze spektra na Obrázku 4.2 plyne, že u svazku o původní energii 200 keV dojde ke zpomalení elektronů.

Jak je patrné z fitu na Obrázku 4.3, energetické spektrum má kvadratickou závislost na původní pozici elektronů na zdroji. Skoky na tomto obrázku jsou způsobeny rozlišením programu SIMION.

Energie elektronů ve středu svazku ($r = 0$) získaná pomocí fitu se mírně liší od hodnoty získané v simulaci, bin odpovídající takové energii je v histogramu na Obrázku 4.2 prázdný (jednalo by se o poslední bin vpravo). To je ale způsobeno diskutovanou skokovou strukturou spektra na Obrázku 4.3 a rozlišením použitého programu.

Zpomalení je pravděpodobně dáno působením elektrostatické fokusační čočky: při průchodu elektronů dochází jednak ke změně směru jejich pohybu a také k postupnému zpomalení a následnému zpětnému urychlení. Tento efekt je větší pro elektrony na kraji svazku, což má za následek mírně vyšší ztrátu rychlosti, jelikož nedochází k urychlení přesně na původní energii.

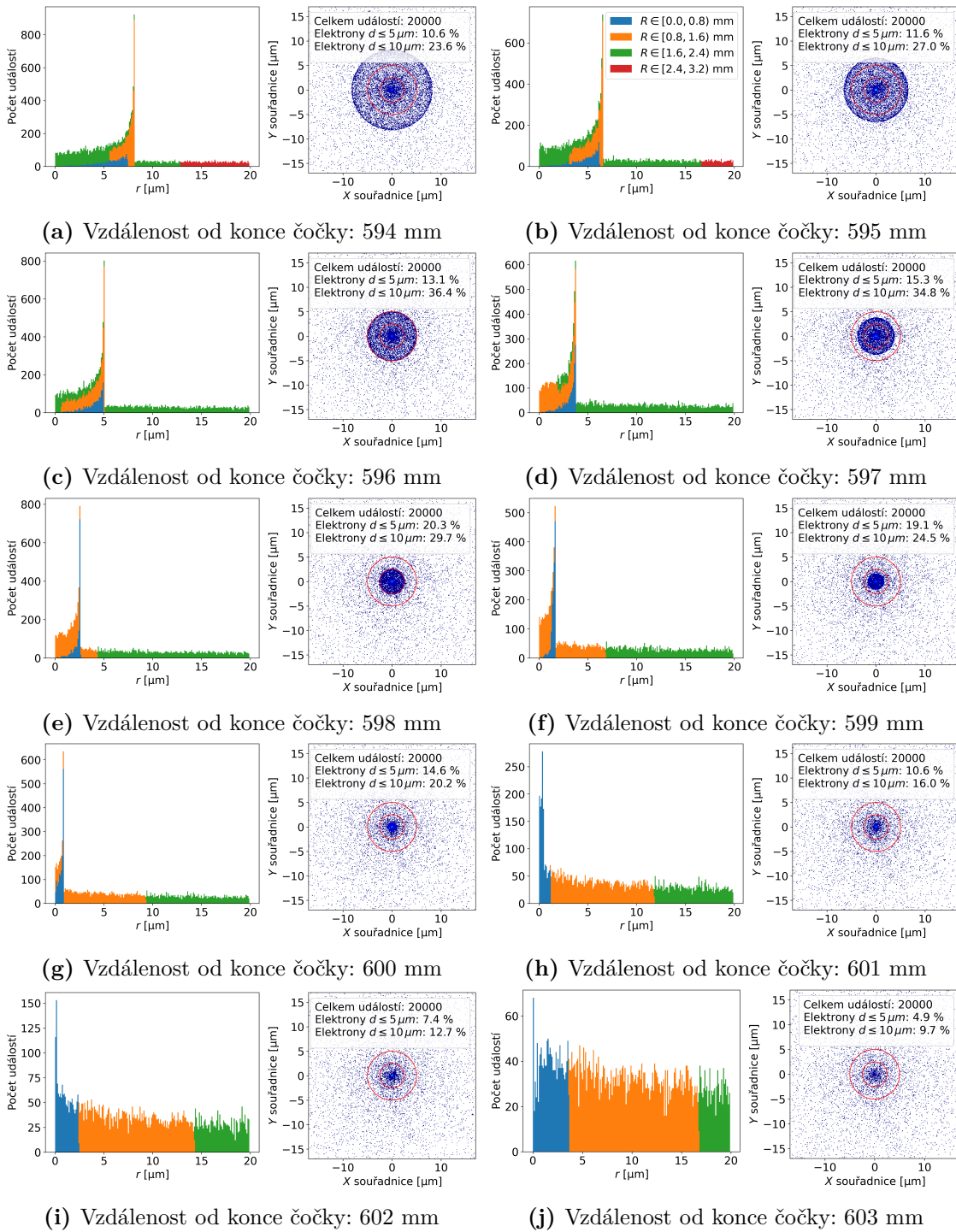
Přestože je rozdíl v energiích pouze v řádu eV a ve srovnání s celkovou energií by se tak mohl zdát zanedbatelný, má přesto za následek podstatně rozdílné rychlosti elektronů. Ty pak hrají roli v časovém profilu svazku. Vliv energetického spektra na časový profil je diskutován v dalším textu v odpovídající sekci.

4.2.2 Příčný profil svazku v ohnisku

Další ze sledovaných vlastností svazku v oblasti ohniska je příčný profil svazku, a tedy příčné rozměry ohniska. Pro každý měřicí bod byly časově vyintegrovány veškeré průchozí elektrony, v této fázi tedy nehrál časový profil žádnou roli. Následně byl vytvořen histogram znázorňující počet elektronů v dané příčné vzdálenosti od středu svazku. Jednotlivé elektrony byly zpětně identifikovány s jejich původní pozicí na zdroji svazku. Tím lze získat závislost ohniskové vzdálenosti elektronů na vzdálenosti od osy svazku při tvorbě svazku na zdroji, respektive při průchodu fokusační čočkou, způsobené vadami této čočky. Toto rozdělení je v histogramech barevně znázorněno. Šířka jednoho binu v prezentovaných histogramech odpovídá $0,1 \mu\text{m}$. Dále byla pro každý měřicí bod vypracována heatmapa znázorňující hustotu procházejících elektronů v příčném pohledu na svazek, opět časově vyintegrovaná. Oba grafy tedy znázorňují stejnou věc ve dvou různých pohledech, jsou tedy vždy uvedeny po dvojicích.

Jak je patrné z obrázků prezentovaných dále, vlivem aberačních efektů nemá ohnisko bodový charakter. Pro lepší srovnání vývoje svazku byly zavedeny dvě kružnice o průměru $5 \mu\text{m}$, respektive $10 \mu\text{m}$ v rovině kolmé na pohyb svazku v daném bodě. V legendách grafů jsou pak uváděny relativní zastoupení elektronů uvnitř těchto kružnic v daných měřících bodech.

Výsledky simulace jsou prezentovány v grafech na Obrázku 4.4.



Obrázek 4.4: Vývoj příčného profilu ohniska provedené simulace. Jednotlivá měřící místa jsou od sebe vzdálena 1 mm ve směru osy svazku, čas průchodu nehrál roli. Histogram vlevo znázorňuje počet elektronů, který v daném bodě prošel s uvedenou příčnou vzdáleností od středu (osa X). Barevné rozlišení v histogramu odkazuje původní na příčnou vzdálenost elektronů na zdroji od středu svazku R a je popsáno v legendě Podobrázku 4.4b. Toto značení je stejné pro všechny histogramy. Heatmapa vpravo zachycuje příčný pohled na prolétávající elektrony. Červené kružnice zde označují oblast, ve které má svazek 5 μm , respektive 10 μm ve svém průměru.

Diskuse

Z časového vývoje ohniska na Obrázku 4.4 je patrné, že k jeho formování dochází postupně formou prstenců: lze sledovat vrchol počtu elektronů, který se postupně přibližuje středu svazku¹.

Z podílů elektronů uvnitř znázorněných kružnic plyne, že jejich nejvyšší hodnoty neodpovídají místu, kdy vrchol s největším počtem elektronů zhruba dosáhne osy svazku (příčná vzdálenost ~ 0). Pro maximalizaci množství elektronů v ohnisku tedy není vhodné využívat místo, kde je svazek nejvíce centralizovaný.

Ostrá hrana na konci tohoto prstence je způsobena geometrií počátečního svazku a odpovídá situaci, kdy se fokusuje vnitřní hrana původního prstence.

Bod s nejvyššími podíly elektronů v dané kružnici se liší pro různé průměry kružnice. V závislosti na konkrétní aplikaci a požadavku na příčnou velikost produkovaného ohniska je tedy třeba optimalizovat pozici vyhovujícího ohniska.

Podstatným výsledkem simulace je závislost ohniskové vzdálenosti na původní pozici elektronů na zdroji. Z grafů na Obrázku 4.4 je patrné, že v bodech s nejlepšími podíly uvnitř sledovaných kružnic se vůbec nenachází elektrony, které byly na zdroji ve vnějších prstencích, a tedy více vzdáleny od osy svazku.

Tento fakt a celkový podíl elektronů ve zmiňovaných kružnicích vede na značné omezení množství náboje v ohnisku. Z provedené simulace plyne, že zvětšování oblasti, ze které jsou na zdroji vyráženy a následně urychlovány elektrony, nad danou mez, nevede k dalšímu navýšení počtu elektronů. Tento limit je předmětem další optimalizace.

4.2.3 Časový profil v ohnisku

Na základě výsledku z předchozí části byly vybrány body, ve kterých byl největší podíl elektronů uvnitř daných kružnic o průměrech 5 μm respektive 10 μm , konkrétně tedy body ve vzdálenosti $d_5 = 598$ mm respektive $d_{10} = 596$ mm (viz Obrázek 4.4). Pro tyto body byl rozebrán časový profil svazku, který je dále prezentován.

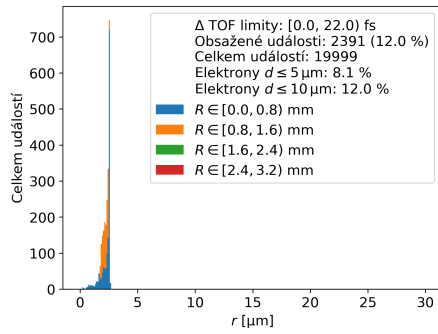
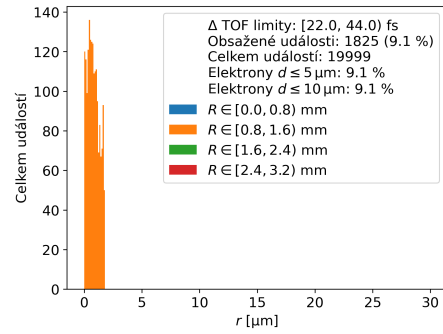
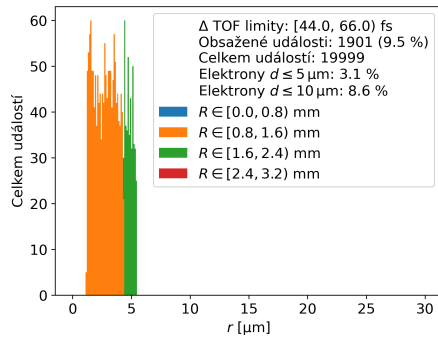
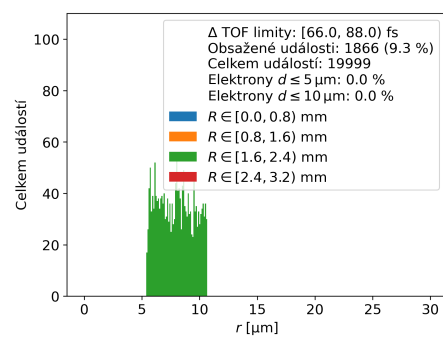
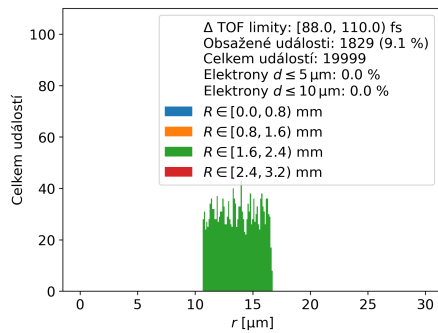
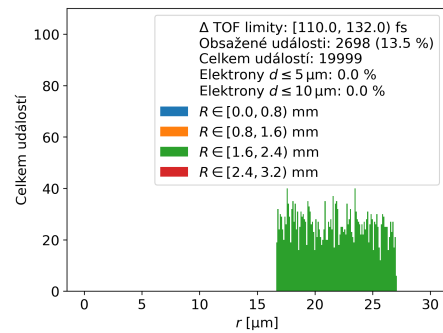
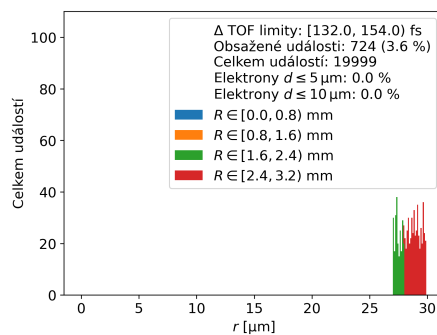
Pro znázornění časového profilu svazku byl odpovídající histogram v předchozí části rozdělen podle několika časových intervalů, ve kterých elektrony procházely daným bodem. Tyto histogramy jsou prezentovány na Obrázcích 4.5 a 4.6.

Závislost zpoždění elektronů vůči čelu svazku je znázorněna na Obrázku 4.7. Pro účely těchto závislostí byly elektrony na zdroji rozděleny do několika mezikruží s rozdílem poloměrů o velikosti 0, 1 mm. Při průchodu jednotlivých elektronů ohniskem bylo zaznamenáno zpoždění oproti čelu svazku a toto zpoždění bylo zprůměrováno pro elektrony v daném prstenci. Výsledná hodnota a její závislost na vzdálenosti prstence i středu svazku na zdroji je prezentována na zmíněném Obrázku 4.7.

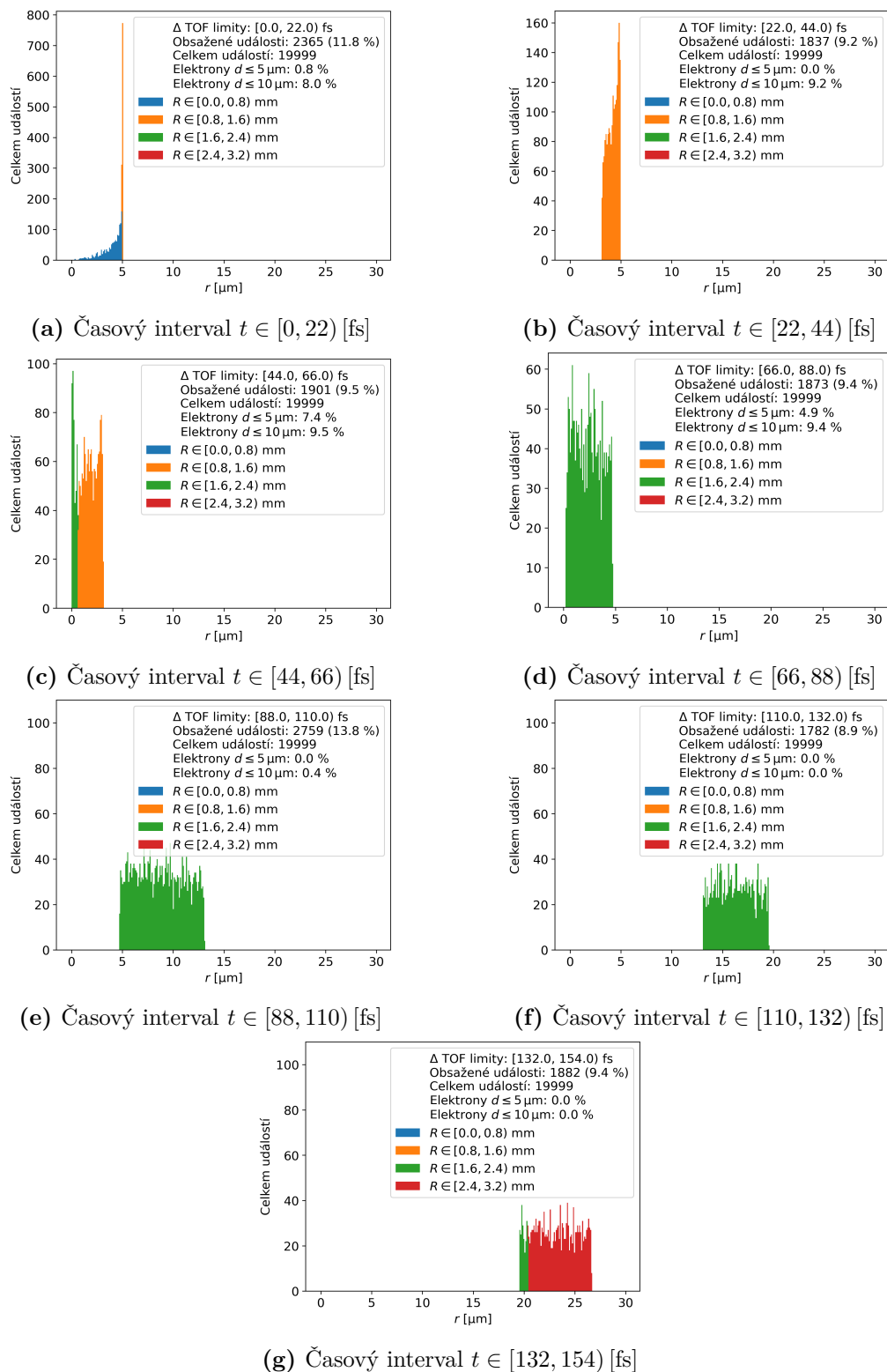
Pomocí funkce `curve_fit` knihovny `scipy.optimize` pro Python byl proveden fit časové závislosti

$$\Delta t(r) = ar^2 + b, \quad (4.2)$$

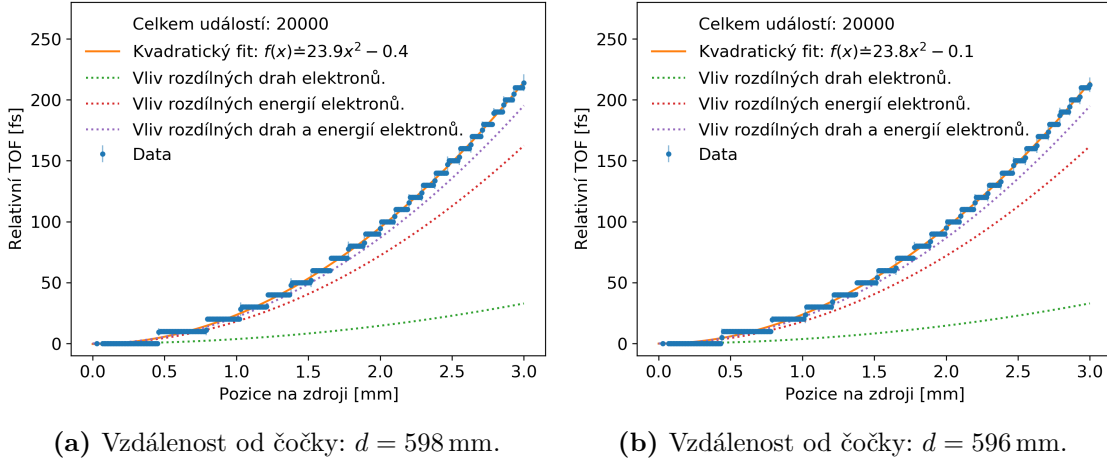
¹Zde je potřeba rozlišovat prstence odpovídající původní pozici elektronů na zdroji, které jsou vyznačeny barevně, a prstencovou strukturu v ohnisku: tedy postupující maximum elektronů v dané vzdálenosti od středu.

(a) Časový interval $t \in [0, 22]$ [fs](b) Časový interval $t \in [22, 44]$ [fs](c) Časový interval $t \in [44, 66]$ [fs](d) Časový interval $t \in [66, 88]$ [fs](e) Časový interval $t \in [88, 110]$ [fs](f) Časový interval $t \in [110, 132]$ [fs](g) Časový interval $t \in [132, 154]$ [fs]

Obrázek 4.5: Časový průběh v ideálním pro kružnici o průměru $5 \mu\text{m}$. Jedná se o stejný histogram, který byl prezentován v předchozí části, rozložený podle doby, ve které jednotlivé elektrony tímto bodem prošly. Podíly elektronů v daném průměru jsou počítány pomocí počtu událostí vyhovující časovým podmínkám daného histogramu ve srovnání s absolutním celkovým počtem (kompletně časově integrovaného) elektronů. Barevné rozlišení odkazuje na původní pozici elektronů ve zdroji. TOF značí dobu letu zaznamenanou programem SIMION (*time of flight*).



Obrázek 4.6: Časový průběh v ideálním pro kružnici o průměru $10 \mu\text{m}$. Jedná se o stejný histogram, který byl prezentován v předchozí části, rozložený podle doby, ve které jednotlivé elektrony tímto bodem prošly. Podíly elektronů v daném průměru jsou počítány pomocí počtu událostí vyhovující časovým podmínkám daného histogramu ve srovnání s absolutním celkovým počtem (kompletně časově integrovaného) elektronů. Barevné rozlišení odkazuje na původní pozici elektronů ve zdroji. TOF značí dobu letu zaznamenanou programem SIMION (*time of flight*).

(a) Vzdálenost od čočky: $d = 598$ mm.(b) Vzdálenost od čočky: $d = 596$ mm.

Obrázek 4.7: Závislost zpoždění elektronů na pozici na zdroji. Přesné výsledky kvadratického fitu a jeho další popis je uveden v textu. TOF značí dobu letu zaznamenanou programem Simion (*time of flight*). Na obrázku je dále prezentován vliv rozdílných drah a energií.

kteřý je opět zobrazen na Obrázku 4.7. Výsledné parametry fitu jsou

$$a(d = 596 \text{ mm}) = (23,88 \pm 0,06) \text{ fs} \cdot \text{mm}^{-2}, \quad b(d = 596 \text{ mm}) = (-0,4 \pm 0,2) \text{ fs},$$

$$a(d = 598 \text{ mm}) = (23,81 \pm 0,06) \text{ fs} \cdot \text{mm}^{-2}, \quad b(d = 598 \text{ mm}) = (-0,1 \pm 0,2) \text{ fs}.$$

V sestavené simulaci mohou mít na zpoždění vliv pouze tři faktory:

1. Rozdíl drah, které musí elektrony urazit mezi čočkou a ohniskem, pro elektrony uprostřed (nejmenší dráha) a v nenulové příčné vzdálenosti od středu svazku (postupně se zvětšující dráha).
2. Energetický rozptyl prezentovaný v Podsekci 4.2.1. Nejrychleji se pohybují elektrony uprostřed svazku.
3. Efekty uvnitř čočky.

Při zanedbání efektu čočky je předpokládán zpoždění závislé pouze na rozdílu drah a rychlostí, tedy

$$\Delta t = \frac{\sqrt{d^2 + r^2}}{v_r} - \frac{d}{v_{r=0}}, \quad (4.3)$$

kde d je podélná vzdálenost čočky od ohniska, r příčná vzdálenost elektronů od osy svazku při průchodu čočkou, tedy i na zdroji, v_r rychlost elektronů pro dané r a $v_{r=0}$ rychlost elektronů uprostřed svazku. V případě provedené simulace $r \in [0, 3]$ mm.

Takto určené zpoždění je také zobrazeno na Obrázku 4.7 a to ve třech variantách: vliv samotného rozdílu drah při konstantní energii elektronů, vliv samotného energetického spektra při stejných délkách drah a kombinace těchto dvou jevů uvedená v (4.3). V situaci, kdy nebyl započítán časový profil, se všechny elektrony hypoteticky pohybovali rychlostí elektronů ve středu svazku. Při zanedbání rozdílu drah se byla použita dráha elektronů ve středu svazku, časové zpoždění by zde tedy odpovídalo kolimovanému svazku. Rychlost elektronů byla vypočítána ze vztahu (4.1) při využití kvadratické závislosti energie na r odvozené v Podsekci 4.2.1.

Diskuse

Skoky a konstantní místa na Obrázku 4.7 jsou opět způsobeny rozlišením programu SIMION.

Pomocí fitu bylo zjištěno, že zpoždění elektronů má kvadratickou závislost na jejich původní pozici na zdroji. To odpovídá teoreticky napočítanému zpoždění, jehož zdroje jsou rozdílně dlouhé dráhy elektronů uprostřed a na kraji svazku a energetický rozptyl elektronů diskutovaný v odpovídající sekci.

Jak je patrné z Obrázku 4.7, samotný rozdíl drah není tím hlavním zdrojem zpoždění. Naprosto zásadní vliv má energetický profil svazku, a tedy rozdíly v rychlostech, pro dosažení femtosekundových svazků je tak potřebná precizní optimalizace energetického rozptylu. Výsledný časový profil je tak dán kombinací delší dráhy a menší rychlosti pro elektrony v původně nenulové příčné vzdálenosti od středu.

Rozdíl mezi předpovědí a daty ze simulace pravděpodobně odpovídá efektům přímo uvnitř čočky. Vlivem fokusačního statického elektrického pole dochází ke změně trajektorií elektronů a k jejich částečnému zpomalení a následnému zpětnému zrychlení. Tento efekt má větší vliv na elektrony ve větší příčné vzdálenosti od středu svazku. To vysvětluje zvětšující se rozdíl mezi získanými daty a předpovědí s rostoucí pozicí na zdroji r .

Časové zpoždění ve výši až 200 fs je velmi vysoké a je tak v dalších částech předmětem optimalizace. Je potřeba poznamenat, že vzhledem k charakteristice příčného profilu svazku elektrony s vyšší původní příčnou vzdáleností od svazku, a tedy s vyšším zpožděním, vůbec nejsou v ohnisku.

Zjištěná kvadratická závislost zpoždění může být velmi užitečný podklad pro konstrukci elektronového děla. Na jejím základě je možné upravit časový profil laseru indukujícího emisi elektronů tak, aby částečně kompenzoval efekt fokusační aparatury. Laser by tak dopadal v několika časově zpožděných prstencích, přičemž jako první by se emitovaly právě elektrony s vyšší příčnou vzdáleností na zdroji. Jako poslední by naopak byly uvolněny elektrony uprostřed svazku.

4.3 Optimalizace elektrostatické čočky

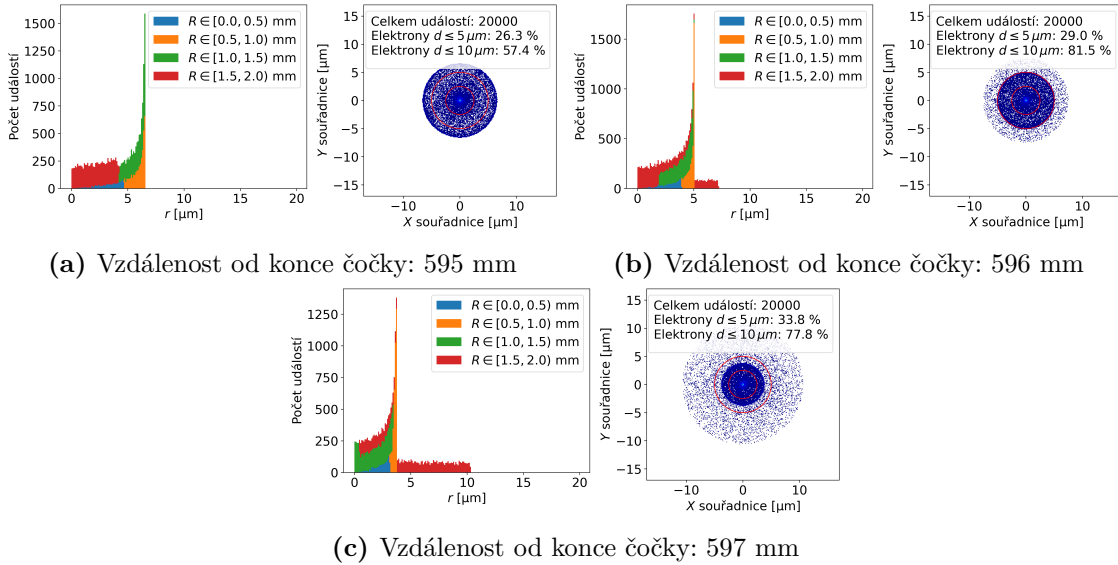
V předchozím textu byla prezentována závislost ohniskové vzdálenosti na původní pozici elektronů na zdroji, viz například Obrázek 4.4. Tento fakt je limitující, jelikož omezuje plochu zdroje, ze které je možné uvolnit elektrony a následně je využít. Tím je dán maximální počet elektronů v ohnisku, maximální náboj atd.

Dalším předmětem optimalizace je časový profil. V provedených simulacích dosahuje zpoždění desítek až stovek fs, při využití děla jako předurychlovače pro plazmové urychlovače je potřeba dosáhnout jednotek fs.

Jak bylo diskutováno, příčinou obou těchto efektů je sférická aberace. Základní možnosti optimalizace čočky jsou velikost velikosti válcových elektrod a napětí na nich.

4.3.1 Velikost elektrody

Pro demonstraci vlivu velikosti čočky byly srovnány vnitřní poloměry elektrod 2 cm a 3 cm, napětí na nich bylo ponecháno stejné (ϕ). To má za následek delší ohniskovou vzdálenost pro čočku s větším poloměrem, v tomto případě byla ohnisková vzdálenost zhruba dvojnásobná. Výsledky simulace jsou prezentovány na Obrázcích



Obrázek 4.8: Vývoj příčného profilu ohniska pro vnitřní poloměru elektrody 2 cm. Vybrány byly 3 měřící body ve vzájemné vzdálenosti 1 mm, mezi nimiž se nachází nejvíce elektronů uvnitř kružnice o průměru $10\ \mu\text{m}$. Histogram vlevo znázorňuje počet elektronů, který v daném bodě prošel s uvedenou příčnou vzdáleností od středu (osa X). Barevné rozlišení v histogramu odkazuje na původní příčnou vzdálenost elektronů na zdroji od středu svazku R . Heatmapa vpravo zachycuje příčný pohled na prolétávající elektrony. Červené kružnice zde označují oblast, ve které má svazek $5\ \mu\text{m}$, respektive $10\ \mu\text{m}$ ve svém průměru.

4.8 a 4.9 pro elektrony uvnitř kruhu o průměru $10\ \mu\text{m}$ a na Obrázcích 4.10 a 4.11 pro elektrony uvnitř kruhu o průměru $5\ \mu\text{m}$ (tyto kružnice jsou vyznačeny na odpovídajících grafech). Poloměr svazku na počátku byl pro obě simulace stejný $r = 2\ \text{mm}$. Tento poloměr je menší než v předchozích částech, aby lépe demonstroval vliv rozdílných poloměrů elektrod.

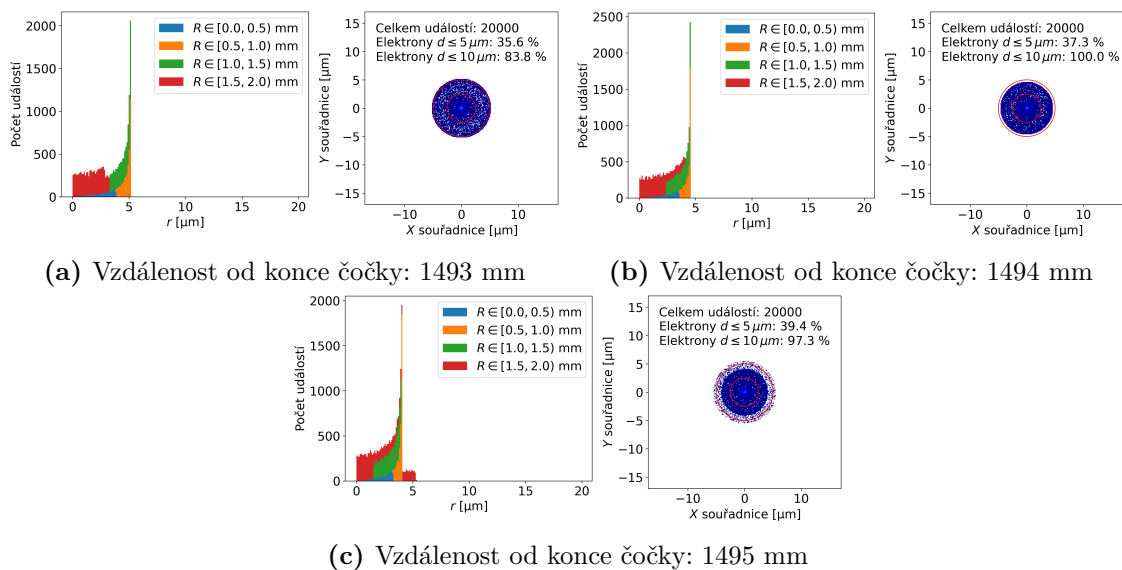
Pro jednotlivé velikosti byly rovněž srovnány zpoždění elektronů a energetický rozptyl svazku v ohnisku. Výsledky simulace jsou na Obrázku 4.12 respektive na Obrázku 4.13. Celkový energetický rozptyl pro poloměr elektrody 2 cm je 11 eV, pro poloměr elektrody 3 cm pak 6 eV.

Diskuse

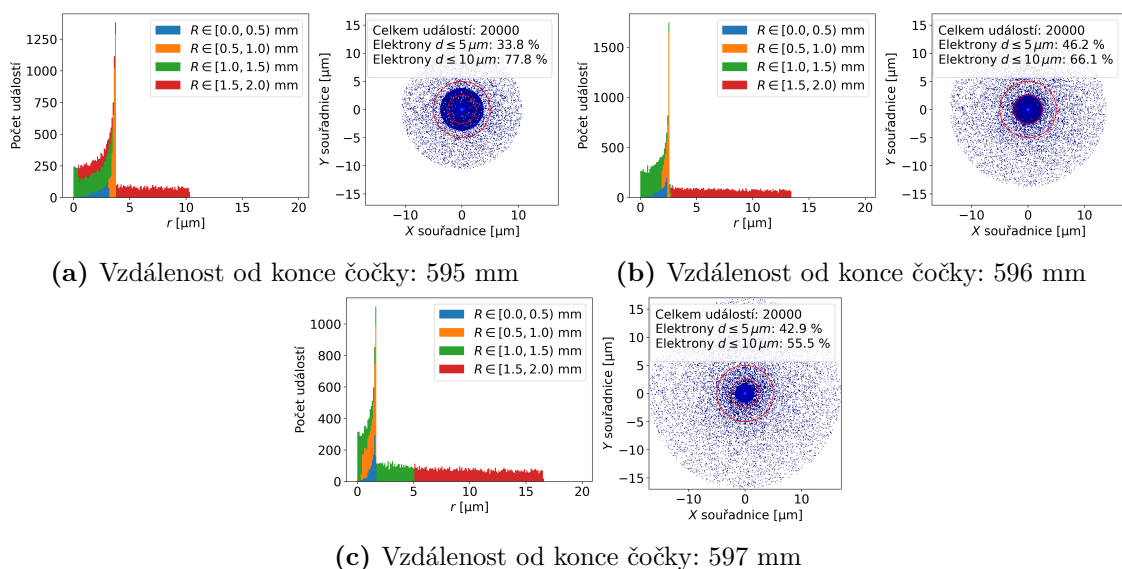
Srovnání obou případů je složité, jelikož je měření provedeno ve fixních bodech, a nejlepší ohnisko se tedy s největší pravděpodobností nachází mezi nimi. Pro porovnání byly vybrány body s nejlepšími parametry a měřící body přesně před a za (vždy vzdáleny 1 mm), vzdálenosti od čočky se pro obě simulace samozřejmě liší. Tyto body tedy umožňují pouze srovnat formování ohniska.

Ve všech třech po sobě jdoucích bodech je podílově více elektronů uvnitř obou referenčních kružnic pro čočku s větším poloměrem elektrod. Větší čočka rovněž dosahuje lepších výsledků u časového a energetického profilu. Ke zlepšení časového profilu přispívá zejména menší energetický rozptyl, jak bylo diskutováno v Podsektci 4.2.3.

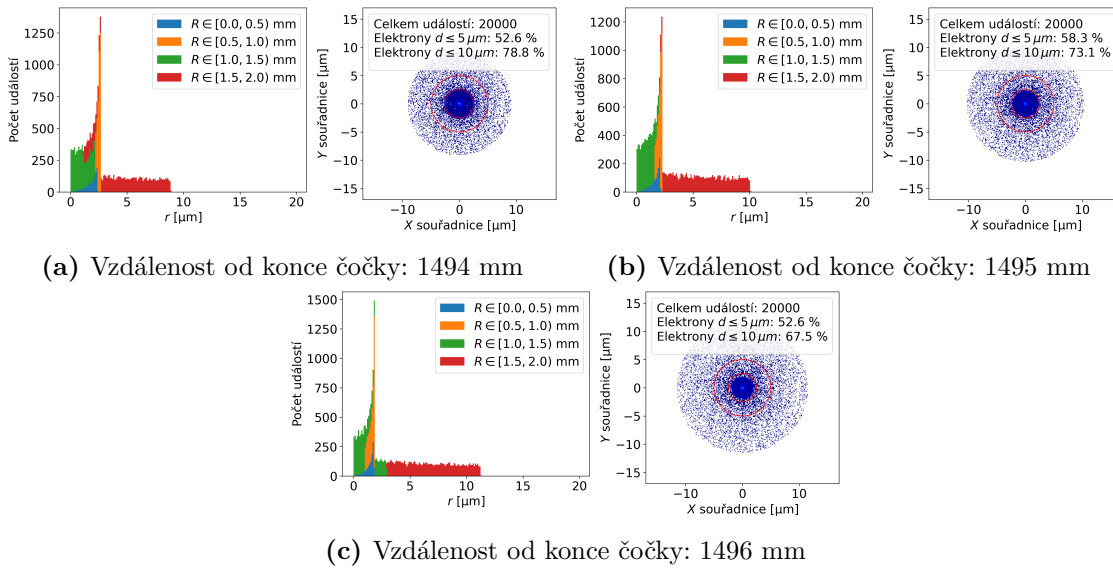
Proto lze konstatovat, že se podařilo prokázat efekt snížení sférické aberace při zvětšení vnitřního poloměru válcových elektrod.



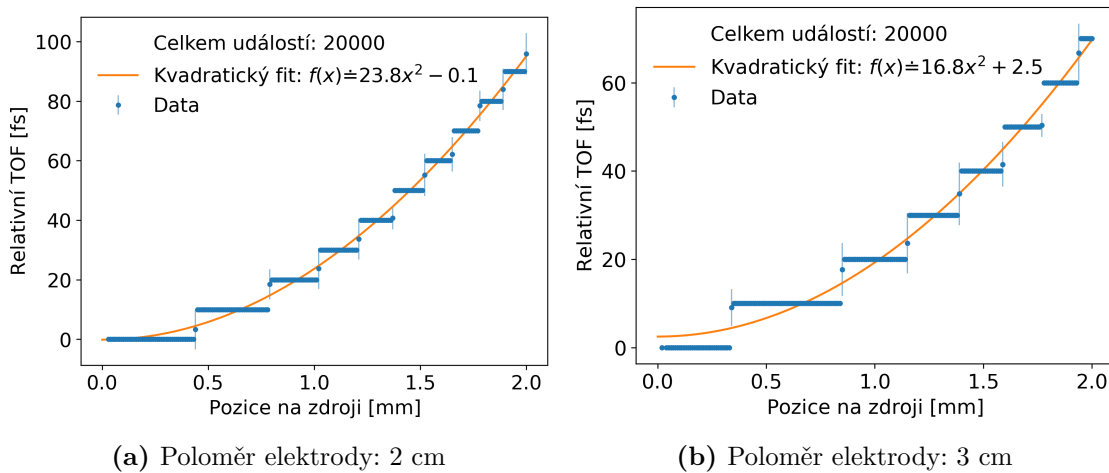
Obrázek 4.9: Vývoj příčného profilu ohniska pro vnitřní poloměru elektrody 3 cm. Vybrány byly 3 měřící body ve vzájemné vzdálenosti 1 mm, mezi nimiž se nachází nejvíce elektronů uvnitř kružnice o průměru 10 μm . Histogram vlevo znázorňuje počet elektronů, který v daném bodě prošel s uvedenou příčnou vzdáleností od středu (osa X). Barevné rozlišení v histogramu odkazuje na původní příčnou vzdálenost elektronů na zdroji od středu svazku R . Heatmapa vpravo zachycuje příčný pohled na prolétávající elektrony. Červené kružnice zde označují oblast, ve které má svazek 5 μm , respektive 10 μm ve svém průměru.



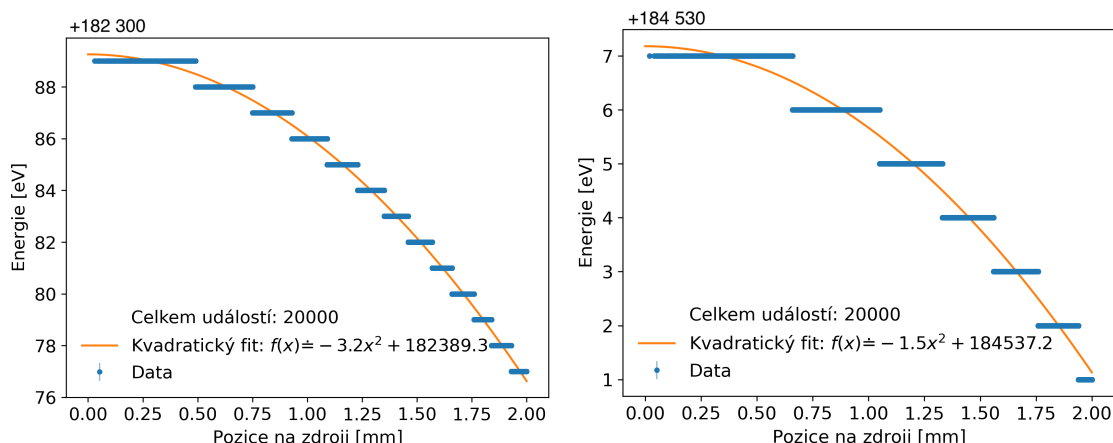
Obrázek 4.10: Vývoj příčného profilu ohniska pro vnitřní poloměru elektrody 2 cm. Vybrány byly 3 měřící body ve vzájemné vzdálenosti 1 mm, mezi nimiž se nachází nejvíce elektronů uvnitř kružnice o průměru 5 μm . Histogram vlevo znázorňuje počet elektronů, který v daném bodě prošel s uvedenou příčnou vzdáleností od středu (osa X). Barevné rozlišení v histogramu odkazuje na původní příčnou vzdálenost elektronů na zdroji od středu svazku R . Heatmapa vpravo zachycuje příčný pohled na prolétávající elektrony. Červené kružnice zde označují oblast, ve které má svazek 5 μm , respektive 10 μm ve svém průměru.



Obrázek 4.11: Vývoj příčného profilu ohniska pro vnitřní poloměr elektrody 3 cm. Vybrány byly 3 měřící body ve vzájemné vzdálenosti 1 mm, mezi nimiž se nachází nejvíce elektronů uvnitř kružnice o průměru 5 μm . Histogram vlevo znázorňuje počet elektronů, který v daném bodě prošel s uvedenou příčnou vzdáleností od středu (osa X). Barevné rozlišení v histogramu odkazuje na původní příčnou vzdálenost elektronů na zdroji od středu svazku R . Heatmapa vpravo zachycuje příčný pohled na prolétávající elektrony. Červené kružnice zde označují oblast, ve které má svazek 5 μm , respektive 10 μm ve svém průměru.



Obrázek 4.12: Závislost zpoždění elektronů na pozici na zdroji pro různé velké elektrody. TOF značí dobu letu zaznamenanou programem SIMION (*time of flight*).



(a) Poloměr elektrody: 2 cm, celkový energetický rozptyl je 11 eV. (b) Poloměr elektrody: 3 cm, celkový energetický rozptyl je 6 eV.

Obrázek 4.13: Závislost energie na původní pozici elektronů na zdroji pro různé velké elektrody. Uvedené hodnoty fitu jsou přibližné.

4.3.2 Napětí na čočce

Základní proměnná, kterou lze při dané čočce optimalizovat, je napětí na elektrodách. Bylo provedeno několik simulací, při kterých bylo napětí postupně měněno. Jako reprezentující vzorky byly vybrány simulace, při kterých bylo napětí na čočce 75 kV respektive 190 kV, což je skok oproti případu prezentovanému v předchozí části zhruba o 60 kV v obou směrech.

Pro optimalizaci napětí však existují limitace. Horní limit je zřejmě omezen výkonem využitého zdroje. Naopak snižování napětí vede ke zvětšení ohniskové vzdálenosti, a tak i celého elektronového děla.

Z původní ohniskové vzdálenosti zhruba 60 cm došlo k posunutí ohniskové vzdálenosti na zhruba 30 cm pro napětí na čočce 190 kV, respektive na vzdálenost zhruba 170 cm pro napětí na čočce 75 kV.

Příčné profily těchto simulací jsou prezentovány na Obrázcích 4.14 a 4.15, vybrány byly ty body, kde byly počty elektronů uvnitř kružnic o průměru 5 μm respektive 10 μm nejvyšší a body s nimi hned sousedící.

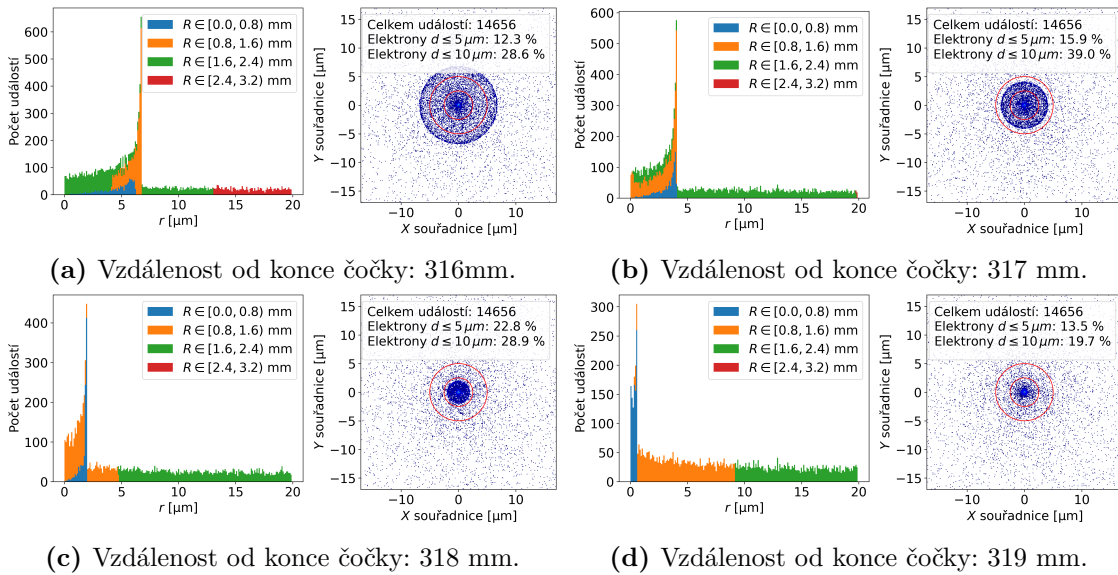
Časové profily v bodech s nejlepšími podíly elektronů uvnitř kružnice o průměru 5 μm jsou zobrazeny na Obrázku 4.16. Výsledné závislosti byly opět nafitovány kvadratickou funkcí, zaokrouhlené výsledky jsou uvedeny ve zmíněných obrázcích.

Na Obrázku 4.17 jsou energetická spektra elektronových svazků po průchodu čočkou. Celkový energetický rozptyl pro čočku o napětí 75 kV je 15 eV, pro čočku o napětí 190 kV pak 40 eV.

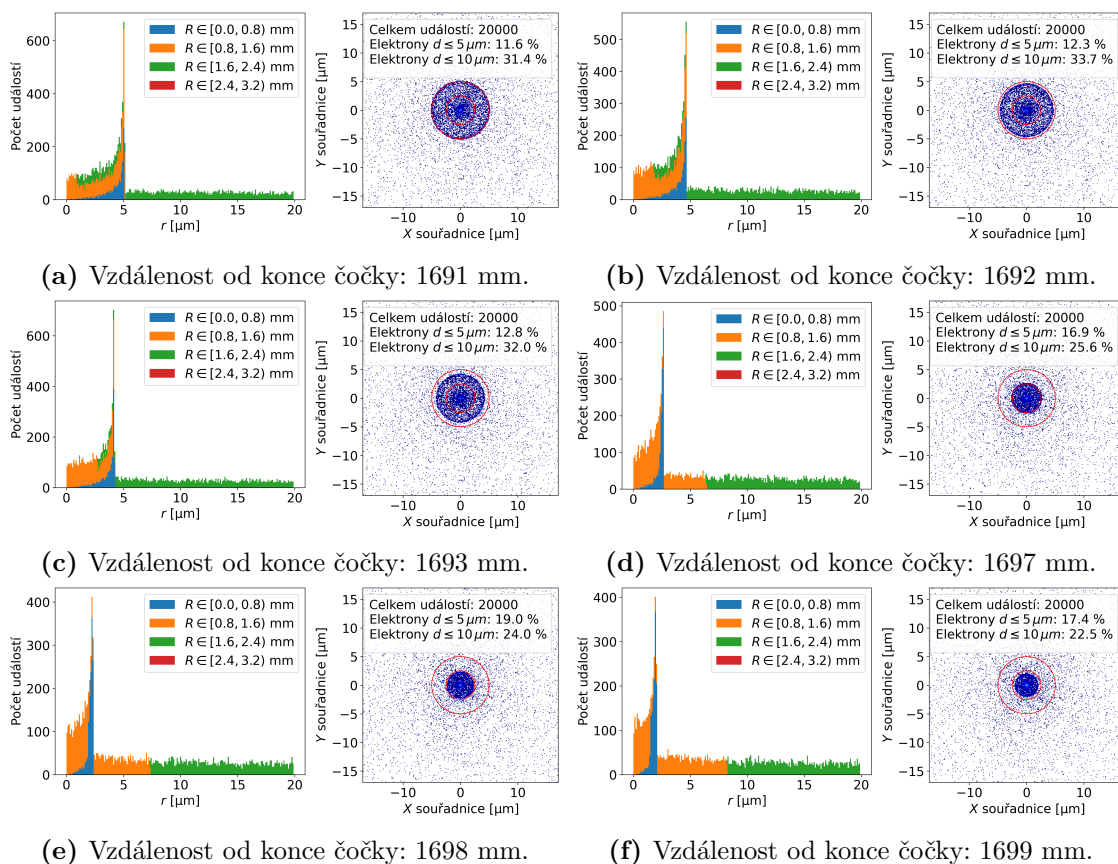
Srovnání ohniskové vzdálenosti, celkového energetického rozptylu a koeficientu kvadratického členu v závislosti zpoždění elektronů na původní pozici na zdroji pro jednotlivá napětí 75, 133 a 190 kV jsou uvedeny v Tabulce 4.2.

U [kV]	d [cm]	ΔE [eV]	a [fs · mm ⁻²]
75	~ 30	15	~ 19,2
133	~ 60	25	~ 23,8
190	~ 170	40	~ 31,8

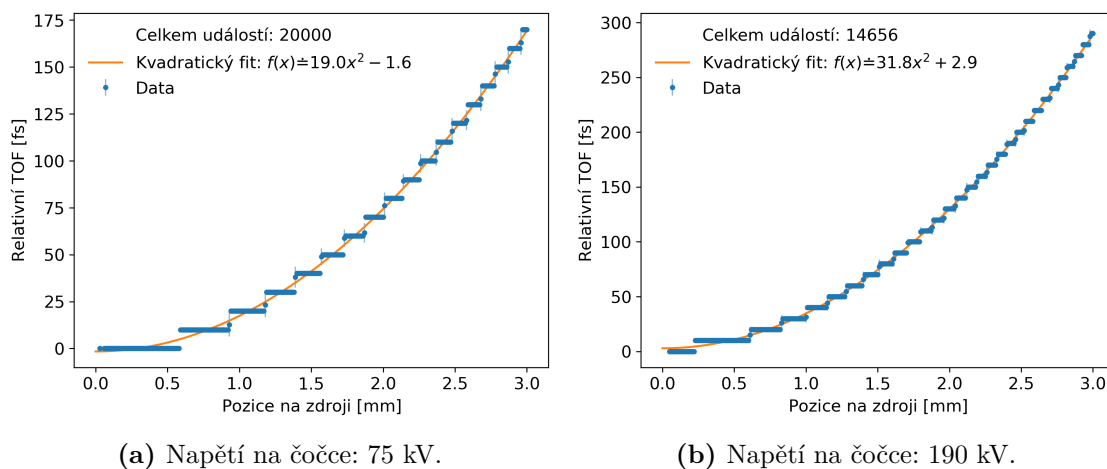
Tabulka 4.2: Srovnání ohniskové vzdálenosti d , celkového energetického rozptylu ΔU a koeficientu kvadratického členu ve fitu závislosti časového zpoždění elektronů na původní pozici na zdroji a (viz (4.2)) pro různá napětí na elektrodách čočky U .



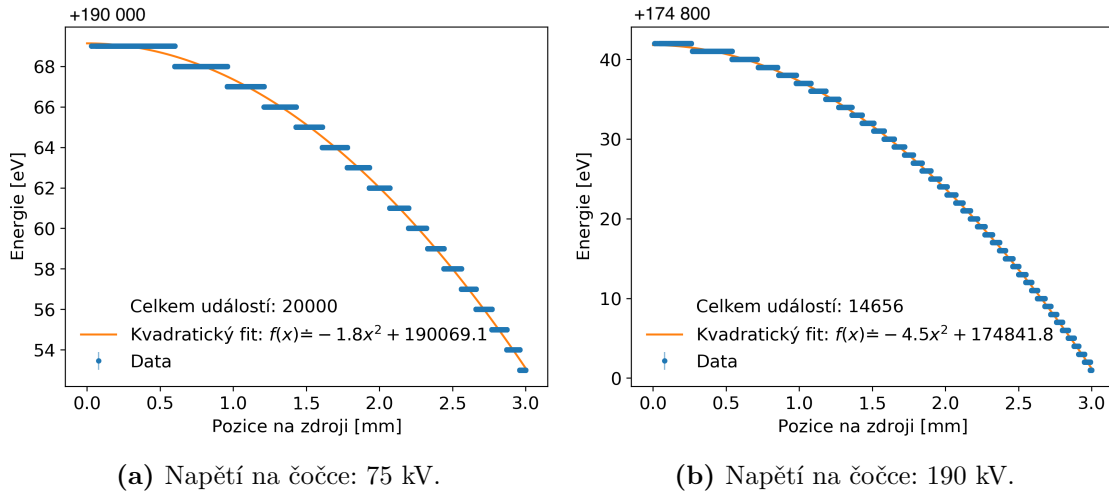
Obrázek 4.14: Vývoj příčného profilu ohniska pro napětí na čočce 190 kV. Byly vybrány body s nejlepšími podíly elektronů uvnitř kružnic o průměru $5 \mu\text{m}$, respektive $10 \mu\text{m}$ (znázorněny červeně) a body s nimi přímo sousedící. Histogram vlevo znázorňuje počet elektronů, který v daném bodě prošel s uvedenou příčnou vzdáleností od středu (osa X). Barevné rozlišení v histogramu odkazuje na původní příčnou vzdálenost elektronů na zdroji od středu svazku R . Heatmapa vpravo zachycuje příčný pohled na prolétávající elektrony.



Obrázek 4.15: Vývoj příčného profilu ohniska pro napětí na čočce 75 kV. Byly vybrány body s nejlepšími podíly elektronů uvnitř kružnic o průměru 5 μm , respektive 10 μm (znázorněny červeně) a body s nimi přímo sousedící. Histogram vlevo znázorňuje počet elektronů, který v daném bodě prošel s uvedenou příčnou vzdáleností od středu (osa X). Barevné rozlišení v histogramu odkazuje na původní příčnou vzdálenost elektronů na zdroji od středu svazku R . Heatmapa vpravo zachycuje příčný pohled na prolétávající elektrony.



Obrázek 4.16: Závislost zpoždění elektronů na pozici na zdroji pro napětí na čočce 75 kV a 190 kV. TOF značí dobu letu zaznamenanou programem Simion (*time of flight*).



(a) Napětí na čočce: 75 kV.

(b) Napětí na čočce: 190 kV.

Obrázek 4.17: Závislost energie na původní pozici elektronů na zdroji pro různě velké napětí na čočce 75 kV a 190 kV. Uvedené hodnoty fitu jsou přibližné.

Diskuse

Z porovnání fokusovaných elektronů v jednotlivých referenčních kružnicích na Obrázku 4.4 s Obrázky 4.14 a 4.15 plyne, pro testovaná napětí se nepodařilo prokázat jejich vliv na příčné vlastnosti svazku.

Naopak je pozorován vliv na energetický rozptyl, jak je patrné zejména ze srovnání na Obrázku 4.17. To se projevilo jednak nižším celkovým zpomalením uvnitř čočky, které je patrné z konstantního členu v provedeném fitu energetického spektra, a také energetickým rozptylem. Vyšší napětí na čočce má tak negativní vliv na energetický profil.

V souvislosti s energetickým profilem vykazuje horší vlastnosti i časový profil. To je patrné z Obrázku 4.16, respektive z koeficientu u kvadratického členu daného fitu, který je uveden v legendě těchto obrázků. Tento vliv je nicméně očekávatelný, jak plyne z diskuse v Podsekcí 4.2.3, neboť se snížením napětí byl zmenšen celkový energetický rozptyl. Větší ohnisková vzdálenost navíc znamená nižší rozdíl drah a tedy i nižší rozdíl v časech průchodu.

Snížení napětí na čočce vede ke menším aberačním efektům pozorovaným v energetickém a časovém spektru. Vliv napětí na příčné vlastnosti svazku v ohnisku je zanedbatelný. Nevýhodou nižšího napětí je větší ohnisková vzdálenost, která má za následek větší rozměry děla.

Závěr

Tato práce se zabývá návrhem femtosekundového elektrostatického elektronového děla, které bude sloužit jak jako testovací zařízení pro vývoj radiofrekvenčního předurychlovače laserem řízených plazmových urychlovačů, tak jako samostatné zařízení např. pro generování femtosekundových rentgenových impulzů. Cílem této práce bylo studium geometrické disperze vznikající průchodem elektronového svazku fokusující částí děla. Výsledky této práce budou využity při návrhu optických prvků generujících takový profil laserového impulzu při jeho dopadu na fotokatodu, aby v ohnisku navrhovaného děla došlo ke kompresi elektronového svazku na požadovanou délku jednotek femtosekund.

Návrh fokusující části elektronového děla byl proveden pomocí programu *Simion*. V rámci simulace byla připravena elektrostatická čočka, pro kterou byl zkoumán příčný, časový a energetický profil v ohnisku. Simulace ukázaly několik důležitých jevů, které se musí vzít do úvahy při návrhu femtosekundových elektronových děl. Jedním z nich, který je důležitý i pro dlouhé a spojitě svazky, bylo, že původně monoenergetický svazek byl po průchodu čočkou degradován. Energetický profil závisí kvadraticky na příčné vzdálenosti elektronů od středu svazku při průchodu čočkou. Celkový energetický rozptyl v provedených simulacích dosahuje desítek eV, v porovnání s celkovou energií po průchodu čočkou (100 - 200 keV) je tedy zanedbatelný. Přesto i takový energetický rozptyl hraje významnou roli v časovém profilu svazku.

Dále se prokázal silný vliv sférické aberace, která má za následek rozdílnou ohniskovou vzdálenost v závislosti na pozici elektronů na zdroji respektive na jejich pozici při průchodu čočkou. To způsobuje roztažení ohniska ve směru pohybu svazku. Z toho plyne omezení na maximální možnou oblast, ze které lze elektrony emitovat tak, aby nedocházelo ke ztrátám náboje svazku. Další projev sférické aberace je kvadratická závislost zpoždění elektronů na jejich původní pozici. Toto zpoždění pochází z části z rozdílu drah pro elektrony uprostřed a na kraji svazku při fokusaci do ohniska, tuto část zřejmě nelze nikdy zcela odstranit, ale lze ji zmenšit zvětšením ohniskové vzdálenosti. Díky tomu dojde ke zmenšení rozdílu mezi drahami těchto elektronů a tedy i ke zmenšení rozdílů v délce letu. Bylo ovšem ukázáno, že naprosto zásadní vliv na zpoždění mají rozdílné energie elektronů. Částečně se také projeví efekty uvnitř čočky, které lze opět připsat sférické aberaci.

V rámci optimalizace čočky byl testován vliv velikosti dutiny čočky a napětí na čočce na výsledné zkoumané vlastnosti svazku v ohnisku. S rostoucím poloměrem dutiny se při konstantním napětí snižuje efekt sférické aberace. Při konstantním napětí to má však za následek zvětšení ohniskové vzdálenosti, a tedy zvětšení celého elektronového děla. Zvětšení ohniskové vzdálenosti však lze kompenzovat zvýšením napětí na čočce, jelikož nebyl zjištěn zásadní vliv tohoto napětí na příčný profil svazku v ohnisku. Vyšší napětí ale vede ke zhoršení energetického a časového profilu, což může představovat problém při produkci femtosekundových svazků.

Bibliografie

- [1] J. J. Thomson. „XL. Cathode rays“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 44.269 (1897), s. 293–316.
- [2] J. M. Zuo a J. C. H. Spence. *Advanced transmission electron microscopy*. Springer, 2017. ISBN: 978-1-4939-6607-3.
- [3] M. Krůs. „Electron beam acceleration with femtosecond lasers for generation of secondary femtosecond X-ray sources“. Dis. pr. ČVUT v Praze, 2015.
- [4] L. Spentzouris. „Emittance“. In: *US Particle Accelerator School* (2010). [Online; citováno 25.1.2022]. URL: <https://uspas.fnal.gov/materials/12MSU/emitlect.pdf>.
- [5] J. Buon. *Beam phase space and emittance; rev. version*. [Online; citováno 12.2.2022]. 1992. DOI: 10.5170/CERN-1994-001.89.
- [6] K. T. McDonald a D. P. Russell. „Methods of emittance measurement“. In: *Frontiers of particle beams; observation, diagnosis and correction*. Springer, 1989, s. 122–132. ISBN: 978-3-540-46716-8.
- [7] P. Gibbon. *Short pulse laser interactions with matter: an introduction*. World Scientific, 2005. ISBN: 978-1-86094-135-1.
- [8] D. B. Williams a C. B. Carter. „The transmission electron microscope“. In: *Transmission electron microscopy*. Springer, 1996. ISBN: 978-1-4757-2519-3.
- [9] T. R. Groves. *Charged Particle Optics Theory: An Introduction*. Taylor & Francis, 2014. ISBN: 978-1-482-22994-3.
- [10] G. D. Mahan. „Theory of photoemission in simple metals“. In: *Physical Review B* 2.11 (1970), s. 4334–4350. DOI: 10.1103/PhysRevB.2.4334.
- [11] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010. ISBN: 978-0-470-13148-0.
- [12] C. Grupen et al. *Particle detectors*. Cambridge university press, 2008. ISBN: 978-0-511-53496-6.
- [13] S. Zhou et al. „Ultrafast Field-Emission Electron Sources Based on Nanomaterials“. In: *Advanced Materials* 31.45 (2019), s. 1805845. DOI: 10.1002/adma.201805845.
- [14] A. G. Rinzler et al. „Unraveling nanotubes: field emission from an atomic wire“. In: *Science* 269.5230 (1995), s. 1550–1553. DOI: 10.1126/science.269.5230.1550.
- [15] W. A. De Heer, A. Chatelain a D. Ugarte. „A carbon nanotube field-emission electron source“. In: *Science* 270.5239 (1995), s. 1179–1181. DOI: 10.1126/science.270.5239.1179.

- [16] H. Busch. „Über die Wirkungsweise der Konzentrierungsspule bei der Braunschenschen Röhre“. In: *Archiv für Elektrotechnik* 18.6 (1927), s. 583–594.
- [17] F. Hinterberger. *Ion optics with electrostatic lenses*. [Online; citováno 7.11.2021]. 2006. DOI: 10.5170/CERN-2006-012.27.
- [18] M. Benedikt, A. Blondel a O. Brunner. *FCC-ee: The Lepton Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 2. Future Circular Collider*. Tech. zpr. Geneva: CERN, pros. 2018. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900045-4.
- [19] E. Esarey, C. B. Schroeder a W. P. Leemans. „Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators“. In: *Rev. Mod. Phys.* 81 (3 2009), s. 1229–1285. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.1229.
- [20] C. G. R. Geddes et al. „High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding“. In: *Nature* 431.7008 (2004), s. 538–541. DOI: 10.1038/nature02900.
- [21] J. Van Tilborg et al. „Temporal characterization of femtosecond laser-plasma-accelerated electron bunches using terahertz radiation“. In: *Physical review letters* 96.1 (2006), s. 014801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.014801.
- [22] T. Tajima a J. M. Dawson. „Laser electron accelerator“. In: *Physical Review Letters* 43.4 (1979), s. 267.
- [23] S. Y. Kalmykov et al. „Electron self-injection into an evolving plasma bubble: Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration in the blowout regime“. In: *Physics of Plasmas* 18.5 (2011), s. 056704. DOI: 10.1063/1.3566062.
- [24] S. Y. Kalmykov et al. „Numerical modelling of a 10-cm-long multi-GeV laser wakefield accelerator driven by a self-guided petawatt pulse“. In: *New Journal of Physics* 12.4 (2010), s. 045019. DOI: 10.1088/1367-2630/12/4/045019.
- [25] V. Horný. „Generation of X-Rays by Laser Accelerated Electron Beam“. Dis. pr. ČVUT v Praze, 2018.
- [26] S. Bulanov et al. „Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking“. In: *Physical Review E* 58.5 (1998), R5257. DOI: 10.1103/PhysRevE.58.R5257.
- [27] Z. H. He et al. „High repetition-rate wakefield electron source generated by few-millijoule, 30 fs laser pulses on a density downramp“. In: *New Journal of Physics* 15.5 (2013), s. 053016. DOI: 10.1088/1367-2630/15/5/053016.
- [28] C. G. R. Geddes et al. „Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum-spread electron bunches“. In: *Physical review letters* 100.21 (2008), s. 215004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.215004.
- [29] M. Chen et al. „Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators“. In: *Physics of Plasmas* 19.3 (2012), s. 033101. DOI: 10.1063/1.3689922.
- [30] P. Zhang et al. „Laser-energy transfer and enhancement of plasma waves and electron beams by interfering high-intensity laser pulses“. In: *Physical review letters* 91.22 (2003), s. 225001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.225001.
- [31] E. Abbe. „Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung“. In: *Archiv für mikroskopische Anatomie* 9.1 (1873), s. 413–468. DOI: 10.1007/BF02956173.

- [32] W. Meyer-Ilse et al. „High resolution protein localization using soft X-ray microscopy“. In: *Journal of Microscopy* 201.3 (2001), s. 395–403. DOI: 10.1046/j.1365-2818.2001.00845.x.
- [33] S. Heider a Ch. Metzner. „Quantitative real-time single particle analysis of virions“. In: *Virology* 462 (2014), s. 199–206. DOI: 10.1016/j.virol.2014.06.005.
- [34] V. A. Ukraintsev a G. W. Banke Jr. „Review of reference metrology for nanotechnology: significance, challenges, and solutions“. In: *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* 11.1 (2012), s. 1–10. DOI: 10.1117/1.JMM.11.1.011010.
- [35] T. P. T. Cushnie, N. H. O’Driscoll a A. J. Lamb. „Morphological and ultrastructural changes in bacterial cells as an indicator of antibacterial mechanism of action“. In: *Cellular and molecular life sciences* 73.23 (2016), s. 4471–4492. DOI: 10.1007/s00018-016-2302-2.
- [36] D. Attwood. *Soft x-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications*. Cambridge university press, 2000. ISBN: 978-1-107-47762-9.
- [37] D. A. Dahl. „Simion for the personal computer in reflection“. In: *International Journal of Mass Spectrometry* 200.1 (2000), s. 3–25. DOI: 10.1016/S1387-3806(00)00305-5.