



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI  
Fakulta mechatroniky, informatiky  
a mezioborových studií ■

# Optimalizace vlastností strukturovaných optických svazků

## Diplomová práce

*Studijní program:* N3901 – Aplikované vědy v inženýrství  
*Studijní obor:* 3901T055 – Aplikované vědy v inženýrství  
*Autor práce:* **Bc. Kryštof Polák**  
*Vedoucí práce:* doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.





TECHNICAL UNIVERSITY OF LIBEREC  
Faculty of Mechatronics, Informatics  
and Interdisciplinary Studies ■

# Optimizing of properties of structured optical beams

Master thesis

*Study programme:* N3901 – Applied Science in Technology  
*Study branch:* 3901T055 – Applied Science in Technology  
*Author:* **Bc. Kryštof Polák**  
*Supervisor:* doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.





## ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Kryštof Polák**  
Osobní číslo: **M16000153**  
Studijní program: **N3901 Aplikované vědy v inženýrství**  
Studijní obor: **Aplikované vědy v inženýrství**  
Název tématu: **Optimalizace vlastností strukturovaných optických svazků**  
Zadávající katedra: **Ústav nových technologií a aplikované informatiky**

### Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Prostudujte pokročilou literaturu o strukturovaných optických svazcích.
2. Podílejte se na návrhu optimalizačních kritérií pro popis strukturovaných svazků.
3. Seznamte se s pokročilými funkcemi optického programu VirtualLab.
4. S pomocí simulací v programu VirtualLab navrhnete postup, vedoucí ke generaci strukturovaných svazků požadovaných vlastností.
5. Optimalizujte konfiguraci generátoru strukturovaných svazků s více prvky.
6. Optimalizujte konfiguraci kompaktního generátoru strukturovaných svazků, tvořeného jednou tlustou čočkou.
7. Experimentálně ověřte výsledky simulací pro reálně dostupné konfigurace generátoru strukturovaných svazků.
8. Naprogramujte neklasické polarizační stavy radiální a azimutální polarizace v programu VirtualLab a diskutujte vliv polarizace na generaci strukturovaných svazků.
9. Simulujte vliv koherence a monochromaticnosti optický zdrojů na tvorbu strukturovaných svazků a vyhodnoťte jejich význam pro tvorbu optimálních svazků.

Rozsah grafických prací: **dle potřeby**  
Rozsah pracovní zprávy: **50 - 70 stran**  
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**  
Seznam odborné literatury:

- [1] Hernández-Figueroa H., Zamboni-Rached M., Recami E., *Non-Diffracting Waves: An Introduction*, 2013, ISBN-13: 978-3527411955  
[2] Saleh, B. E. A. - Teich, M.C.: *Základy fotoniky I,II*, MATFYZPRESS, Praha, 1994-95  
[3] Malý P., *Optika*, Karolinum, 2008, ISBN: 9788024613420  
[4] VirtualLab User's manual, dostupné z <http://www.lighttrans.com/>  
[5] V. Kollárová, "Synteza\_svetelnych\_poli.pdf", 2011. Disertační práce Přírodovědecká fakulta Univerzity Palackého v Olomouc, katedra optiky, [Online] "Synteza\_svetelnych\_poli.pdf". Dostupné z: [http://theses.cz/id/9sslk2/Synteza\\_svetelnych\\_poli.pdf](http://theses.cz/id/9sslk2/Synteza_svetelnych_poli.pdf). [Viděno: 05-10-2017].  
[6] Křížek Jan, "Study of non-diffracting beams", Diplomová práce, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze, 2016.  
[7] Odborné články podle doporučení vedoucího diplomové práce, respektive konzultanta

Vedoucí diplomové práce: **doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.**  
Katedra fyziky  
Konzultant diplomové práce: **Ing. Štěpán Kunc**  
Katedra fyziky

Datum zadání diplomové práce: **19. října 2017**  
Termín odevzdání diplomové práce: **14. května 2018**

prof. Ing. Zdeněk Pliva, Ph.D.  
děkan



Ing. Josef Novák, Ph.D.  
vedoucí ústavu

V Liberci dne 19. října 2017

## Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum: 14.5.2018

Podpis: Palas

## Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá popisem, výzkumem a optimalizací vlastností strukturovaných optických svazků. V rámci úvah o optimalizaci je navrženo několik generátorů strukturovaných svazků. Každý je optimalizovaný na vytyčené kritérium, jako je maximální intenzita v centrálním jádru, minimální průměr centrálního jádra či minimalizace ztrát energie vlivem rozptylu do neúčinných směrů.

K řešení byl používán pokročilý software VirtualLab Fusion, který uvažuje při výpočtu propagace světla prostorem jeho elektromagnetickou povahu. To umožnilo zkoumat jev podélně polarizovaného elektrického pole, jež vzniká při použití osvětlujících svazků s neklasickými polarizačními stavy, jako je radiální, azimutální či obecně spirální polarizace.

V práci je dále navržen způsob, jak definovat vlnoplochu generovaného svazku ze znalosti geometrie generátoru. Následně je ukázáno, jak lze, ze znalosti vlnoplochy generovaného svazku, vyhodnotit několik sledovaných kritérií. V poslední řadě se práce zabývá vlivem polychromatického osvětlení generátoru strukturovaného svazku.

### **Klíčová slova:**

strukturovaný svazek, optimalizace, VirtualLab Fusion, podélně polarizované elektrické pole

## Abstract

The Master thesis deals with the description, research, and optimization of properties of the structured optical beams. A few generators of the structured beams are designed within the framework of considerations of optimization. Every one of them is optimized in the specified criterium, as is the maximum of intensity in the central spot, minimum of the diameter of central spot or minimum of energy loss due to the dispersion to unspecified direction.

Advanced software VirtualLab Fusion was used for the solution. VirtualLab considers electromagnetic properties during propagation of light through space. This process enables to examine phenomena of the longitudinally polarized electric field, which develops with using lighting beam with uncommon polarized stage, as is radial, azimuthal or common spiral polarization.

The definition of the waveform from knowledge of generator geometry is described in the Master thesis. Furthermore, the procedure of calculation a few monitored criteriums from knowledge of waveforms are shown. The influence of polychromatic lightning to the generator of the structured beam is discussed.

### **Keywords:**

structured beam, optimizing, VirtualLab Fusion, longitudinally polarized electric field

## Poděkování

Rád bych zde poděkoval vedoucímu mé diplomové práce doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi, Ph.D., za cenné rady, konzultace, za poskytnutí potřebného vybavení a věcné připomínky. Dále děkuji mé rodině za podporu a trpělivost. V neposlední řadě děkuji kolegovi Bc. Jiřímu Junkovi za věcné konzultace k danému tématu.

Významné poděkování patří Regionálnímu centru speciální optiky a optoelektronických systémů TOPTEC, za poskytnutí softwaru VirtualLab Fusion a potřebného hardwarového vybavení, bez čehož by tato práce nevznikla.

# Obsah

Seznam obrázků	13
Seznam symbolů	14
Úvod	16
<b>1 Způsoby popisu šíření světla</b>	<b>18</b>
1.1 Geometrická optika	18
1.1.1 Vliv sférických ploch	20
1.1.2 Zernikovy a Seidlovy polynomy	21
1.2 Vlnová optika	23
1.2.1 Komplexní reprezentace	24
1.2.2 Helmholtzova rovnice	24
1.3 Elektromagnetická optika	26
1.3.1 Úprava Maxwellových rovnic	27
1.3.2 Polarizace světla	28
1.3.3 Poyntingův vektor	29
<b>2 Optické svazky</b>	<b>30</b>
2.1 Gaussovský svazek	30
2.2 Besselovský svazek	31
2.3 Strukturovaný svazek	32
<b>3 Simulační software VirtualLab Fusion</b>	<b>35</b>
3.1 Způsob vyhodnocování propagace světla	36
3.1.1 Spektrum rovinných vln	36
3.1.2 Fresnelova aproximace	37
<b>4 Vymezení limit a kritérií strukturovaného svazku</b>	<b>38</b>
4.1 Kritéria strukturovaného svazku	38
4.1.1 Intenzita v centrálním jádru	39
4.1.2 Průměr centrálního jádra	40
4.1.3 Kontrast světlých a tmavých soustředných kružnic	42
4.1.4 Podélně polarizované pole	43
4.2 Použité generátory a jejich omezení	44
4.2.1 Podoba generátorů a jejich vlastnosti	45

4.2.2	Vliv polohy zobrazovací čočky . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Metody ovlivnění charakteru strukturovaného svazku za účelem optimalizace</b>	<b>50</b>
5.1	Vývoj intenzity v centrálním jádru . . . . .	50
5.1.1	Změna pozice zobrazovací čočky . . . . .	50
5.1.2	Nalezení bodu vzniku strukturovaného svazku . . . . .	51
5.1.3	Vývoj intenzity v dalekém poli a porovnání s Gaussovským svazkem . . . . .	53
5.2	Vývoj průměru centrálního jádra . . . . .	56
5.3	Návrh optimálního generátoru . . . . .	58
5.3.1	Priorita maximální intenzity v jádru svazku . . . . .	61
5.3.2	Priorita minimálního průměru jádra svazku . . . . .	63
5.4	Experimentální ověření tvaru vlnoplochy . . . . .	65
<b>6</b>	<b>Vliv koherence, polychromatický zdroj a neklasicky polarizovaný osvětlující svazek</b>	<b>69</b>
6.1	Částečně koherentní osvětlující svazek . . . . .	69
6.2	Polychromatický zdroj osvětlení . . . . .	70
6.3	Neklasicky polarizovaný osvětlující svazek . . . . .	72
6.3.1	Radiální polarizace . . . . .	73
6.3.2	Azimutální polarizace . . . . .	76
6.3.3	Spirální polarizace . . . . .	78
	<b>Závěr</b>	<b>82</b>
	<b>Literatura</b>	<b>83</b>
	<b>Přílohy</b>	<b>86</b>



## Seznam obrázků

1.1	Lom paprsku na rozhraní dvou prostředí s různým indexem lomu . . .	19
1.2	Odraz paprsku . . . . .	19
1.3	Fokus paraxiálních paprsků do jednoho bodu. . . . .	20
1.4	Ukázka sférické vady . . . . .	21
1.5	Vyobrazení jednotlivých optických vad v interpretaci Zernikových polynomů. Oblast vymezená červeným kosočtvercem představuje symetrické aberace, popsatelné Seidelovými polynomy . . . . .	23
1.6	Závislost výchylky monochromatické vlny na čase v daném místě $\mathbf{r}$ . . .	24
1.7	Komplexní rovina do níž je zanesena komplexní vlnová funkce . . . .	25
1.8	Elektromagnetická vlna [1] . . . . .	28
1.9	Klasické polarizační stavy . . . . .	29
2.1	Gaussovský svazek . . . . .	31
2.2	Průběh Besselovy funkce a jejího kvadrátu. . . . .	31
2.3	Transverzální profil besselovského svazku . . . . .	32
2.4	Snímek 2 strukturovaných svazků v transverzální rovině včetně jejich příčného rozložení optické intenzity . . . . .	33
2.5	Podélný řez strukturovaným svazkem . . . . .	34
2.6	Ukázka principu, na němž funguje generování strukturovaného svazku	34
2.7	Příčný řez vlnoplochou bezprostředně za generátorem strukturovaného svazku. . . . .	34
4.1	Vyobrazení dvou různých průběhů optické intenzity centrálního jádra v podélném směru . . . . .	39
4.2	Detailní zobrazení centrálního jádra včetně vymezení jeho hranice. . .	40
4.3	Detailní zobrazení příčného rozložení intenzity odpovídající obrázku 4.2 . . . . .	41
4.4	Vývoj průměru centrálního jádra. Záporné hodnoty značí oblasti ve kterých má centrální jádro nižší optickou intenzitu než první soustředná kružnice . . . . .	41
4.5	Detailní zobrazení centrálního jádra s nižší intenzitou než je intenzita 1. soustředné kružnice. . . . .	42
4.6	Vývoj intenzity první tmavé soustředné kružnice ku intenzitě centrálního jádra od počátku. . . . .	42
4.7	Vývoj intenzity první tmavé soustředné kružnice ku centrálnímu jádru pro plnohodnotný strukturovaný svazek . . . . .	43

4.8	Vyjádření podélné složky intenzity elektrického pole jako projekci do přímky rovnoběžnou s osou $z$ .	44
4.9	Vektorový součet dvou vektorů intenzit elektrického pole za vzniku podélně polarizovaného vektoru intenzity elektrického pole.	44
4.10	Generátor tvořený tlustou čočkou a tenkou zobrazovací čočkou	45
4.11	Ukázka kompaktního generátoru, tvořeného jednou tlustou čočkou	46
4.12	Vývoj fáze v závislosti na podélné pozici zobrazovací čočky	47
4.13	Vývoj koeficientů vady rozostření pro Seidlův a Zernikův polynom	48
4.14	Vývoj koeficientů sférické vady pro Seidlův a Zernikův polynom	48
5.1	Modelová situace s konkrétními parametry	51
5.2	Závislost vývoje optické intenzity v centrálním jádru strukturovaného svazku v závislosti na pozici zobrazovací čočky. Osa $x$ značí vzdálenost od generátoru, osa $y$ vzdálenost zobrazovací čočky od kulové čočky.	51
5.3	Jednotlivé průběhy optické intenzity v závislosti na pozici zobrazovací čočky.	52
5.4	Vlnoplocha s reálnými rozměry.	53
5.5	Nasimulovaný průběh vývoje intenzity pro porovnání počátku vzniku SS	54
5.6	Vývoj intenzity v centru svazků	55
5.7	Závislost intenzity centrálního jádra na vzdálenosti zobrazovací čočky za kulovou čočkou v dalekém poli.	55
5.8	Nalezení radiální souřadnice pro zadaný bod $L$ .	57
5.9	Vývoj průměru centrálního jádra s podélnou vzdáleností. Porovnání nasimulovaných dat s analyticky vypočtenými závislostmi	58
5.10	Ukázka blokování a neblokování svazku v jeho středu včetně ukázky příčného řezu fáze.	59
5.11	Závislost průměru centrálního jádra na vzdálenosti zobrazovací čočky za kulovou čočkou v dalekém poli.	59
5.12	Porovnání vývoje intenzity v centrálním jádru a jeho průměru, při polohování zobrazovací čočky.	60
5.13	Příčný řez vývojem interferenčního pole strukturovaného svazku v daleké oblasti v závislosti na poloze zobrazovací čočky.	61
5.14	Průměr lokálního extrému vlnoplochy.	61
5.15	Modely obou typů generátoru.	61
5.16	Strukturovaný svazek optimalizovaný na maximum optické intenzity v centrální stopě.	62
5.17	Strukturovaný svazek optimalizovaný na maximum optické intenzity v centrální stopě.	63
5.18	Porovnání vývoje optické intenzity.	63
5.19	Porovnání vývoje průměru jádra v centru svazku.	64
5.20	Porovnání vývoje poměru optické intenzity jádra a jeho hranice.	64
5.21	Strukturovaný svazek optimalizovaný na minimální průměr jádra.	64
5.22	Strukturovaný svazek optimalizovaný na minimální průměr jádra.	65

5.23	Porovnání vývoje optické intenzity. . . . .	66
5.24	Porovnání vývoje průměru jádra v centru svazku. . . . .	66
5.25	Porovnání vývoje poměru optické intenzity jádra a jeho hranice. . . . .	66
5.26	Model použitého generátoru v experimentu . . . . .	67
5.27	Srovnání simulovaného a v experimentu generovaného strukturovaného svazku ve vzdálenosti $L = 4m$ . . . . .	67
5.28	Detail vlnoplochy ve 3D a příčný řez vlnoplochou v celé šíři. . . . .	68
5.29	Změřené podstatné části vlnoplochy. . . . .	68
6.1	Závislost intenzity v centru strukturovaného svazku na koherentní délce. . . . .	70
6.2	Závislost průměru jádra strukturovaného svazku na koherentní délce. . . . .	70
6.3	Závislost poměru intenzit jádra svazku na jeho hranici. . . . .	70
6.4	Transverzální pole strukturovaného svazku, při osvětlení svazkem s různou koherentní délkou. . . . .	71
6.5	Vývoj fáze bezprostředně za generátorem, při změně vlnové délky osvětlujícího svazku. . . . .	71
6.6	Spektrum polychromatického zdroje. . . . .	72
6.7	Světelná pole vzniklá osvětlením generátoru strukturovaného svazku polychromatickým zdrojem. . . . .	72
6.8	Ukázka polí s neklasickou polarizací [2] . . . . .	73
6.9	Transverzální rozložení intenzity neklasicky polarizovaného pole. . . . .	74
6.10	Příčný profil neklasicky polarizovaného pole. . . . .	74
6.11	Hermitovské-Gaussovské svazky . . . . .	75
6.12	Donut svazek s radiální polarizací . . . . .	75
6.13	Transverzální obraz pole strukturovaného svazku generovaného radiálně polarizovaným Donut svazkem . . . . .	76
6.14	Projekce amplitudy intenzity elektrického pole, amplitudy intenzity magnetického pole a časově vystředovaného Poyntingova vektoru do všech tří os kartézského souřadnicového systému. Hodnoty v závorkách udávají maximální dosaženou hodnotu dané veličiny v daném místě a projekci. . . . .	77
6.15	Vývoj amplitudy elektrického pole v centrálním jádru v závislosti na podélné vzdálenosti od generátoru. . . . .	78
6.16	První dva svazky vytvoří po syntéze třetí Donut svazek . . . . .	78
6.17	Projekce amplitudy intenzity elektrického pole, amplitudy intenzity magnetického pole a časově vystředovaného Poyntingova vektoru do všech tří os kartézského souřadnicového systému. Hodnoty v závorkách udávají maximální dosaženou hodnotu dané veličiny v daném místě a projekci. . . . .	79
6.18	První dva svazky vytvoří po syntéze třetí Donut svazek . . . . .	80

6.19 Projekce amplitudy intenzity elektrického pole, amplitudy intenzity magnetického pole a časově vystředovaného Poyntingova vektoru do všech tří os kartézského souřadnicového systému. Hodnoty v závorkách udávají maximální dosaženou hodnotu dané veličiny v daném místě a projekci. . . . .	81
--	----

## Seznam symbolů

$a$	$[m]$	předmětová vzdálenost
$a'$	$[m]$	obrazová vzdálenost
$a(\mathbf{r})$		amplituda vlnění
$A(\mathbf{r})$		komplexní obálka
$\alpha$	$[^\circ]$	úhel dopadu
$\vec{B}$	$[T]$	magnetická indukce
$c$	$[m/s]$	rychlost šíření elektromagnetického vlnění v prostředí
$c_0$	$[m/s]$	rychlost šíření elektromagnetického vlnění ve vakuu
$d_P$	$[m]$	reálná délka dráhy světla
$d_A$	$[m]$	průměr apertury zobrazovací čočky
$d_L$	$[m]$	tloušťka zobrazovací čočky
$d$	$[m]$	průměr jádra strukturovaného svazku
$\vec{D}$	$[C/m^2]$	elektrická indukce
$\delta_{m_0}$		Kroneckerovo delta
$\vec{E}$	$[V/m]$	intenzita elektrického pole
$\epsilon$	$[F/m]$	absolutní permitivita
$\epsilon_0$	$[F/m]$	permitivita vakua
$\epsilon_r$	$[F/m]$	relativní permitivita
$\hat{\epsilon}_r$	$[F/m]$	komplexní relativní permitivita
$f$	$[m]$	zpětná ohnisková vzdálenost
$f'$	$[m]$	dopředná ohnisková vzdálenost
$\Delta f$	$[m]$	šířka světelného spektra
$\phi$	$[^\circ]$	úhel mezi paprskem a optickou osou
$\varphi$	$[rad]$	fáze
$\varphi_r$	$[m]$	průběh vlnoplochy v metrických souřadnicích
$\vec{H}$	$[A/m]$	intenzita magnetického pole
$\chi$		elektrická susceptibilita
$I(\mathbf{r})$	$[W/m^2]$	optická intenzita
$\vec{j}$	$[A/m^2]$	proudová hustota
$J$		Jonesův vektor
$J_0$		Besselova funkce 1. druhu a 0-tého řádu
$k$	$[rad/m]$	vlnové číslo
$\vec{k}$	$[rad/m]$	vlnový vektor
$K_D$	$[\lambda]$	Seidelův koeficient vady rozostření

$K_{Dz}$	$[\lambda]$	Zernikův koeficient vady rozostření
$K_S$	$[\lambda]$	Seidelův koeficient sférické aberace
$K_{Sz}$	$[\lambda]$	Zernikův koeficient sférické aberace
$\vec{k}_T$	$[rad/m]$	transverzální vlnový vektor
$k_a$		index absorpce
$L$	$[m]$	vzdálenost od generátoru strukturovaného svazku
$l_C$	$[m]$	koherentní délka
$L_L$	$[m]$	vzdálenost zobrazovací čočky od kulové čočky
$L_P$	$[m]$	geometrický počátek strukturovaného svazku
$\lambda$	$[m]$	vlnová délka
$\vec{M}$	$[A/m]$	magnetizace prostředí
$\mu_0$	$[H/m]$	permeabilita vakua
$\mu_r$	$[H/m]$	relativní permeabilita
$\nabla$		gradient
$\nabla^2$		Laplaceův operátor
$\nabla_T^2$		Transverzální Laplaceův operátor
$n$		index lomu
$N_n^m$		normalizační konstanta Zernikova polynomu $m$ -tého azimutálního a $n$ -tého radiálního řádu
$OPL$	$[m]$	délka optické dráhy
$\omega$	$[rad/s]$	úhlová frekvence
$\vec{P}$	$[C/m^2]$	polarizace dielektrického prostředí
$P_F$		přenosová funkce volného prostoru po Fresnelově aproximaci
$P_{SPW}$		přenosová funkce volného prostoru
$r$	$[m]$	radiální vzdálenost od středu svazku
$r_{max}$	$[m]$	maximální radiální rozpětí popisovaného pole
$R_n^m$	$[\lambda]$	Radiální část Zernikova polynomu $m$ -tého azimutálního a $n$ -tého radiálního řádu
$\rho$		normovaná radiální vzdálenost od středu svazku
$\rho_c$	$[C/m^3]$	hustota elektrického náboje
$\rho_g$	$[m]$	radiální vzdálenost od centra Gaussovského svazku
$R_1$	$[m]$	poloměr vstupní lámavé sférické plochy do generátoru
$R_2$	$[m]$	poloměr výstupní lámavé sférické plochy z generátoru
$\vec{S}$	$[W/m^2]$	Poyntingův vektor
$\theta$	$[\circ]$	úhel mezi vlnovým vektorem a optickou osou
$\vartheta_m$	$[\lambda]$	Azimutální komponenta Zernikova polynomu
$u(\mathbf{r}, t)$		vlnová funkce
$U(\mathbf{r})$		komplexní amplituda
$U(\mathbf{r}, t)$		komplexní vlnová funkce
$\vec{v}(\mathbf{r})$	$[1/m]$	vektor prostorových frekvencí
$\vec{V}(\mathbf{r})$		vektor pole
$W_0$	$[m]$	poloměr Gaussovského svazku v místě maximálního zúžení
$W(z)$	$[m]$	poloměr Gaussovského svazku ve vzdálenosti $z$
$z_0$	$[m]$	Rayleighova vzdálenost
$\Delta z$	$[m]$	vzdálenost mezi dvěma transverzálními poli
$Z_n^m$	$[\lambda]$	Zernikův polynom $m$ -tého azimutálního a $n$ -tého radiálního řádu

## Úvod

Strukturované svazky spadají do relativně nového odvětví svazkové optiky. Jedná se o nedifraktující, respektive pseudonedifraktující optické svazky [3][4]. Zcela nedifraktující optické svazky jsou výsledkem matematických konstrukcí [5][6]. První optickou soustavu generující pseudonedifraktující optický svazek se povedlo zkonstruovat v roce 1987 J. Durninovi [7]. Ten také našel řešení Helmholtzovi rovnice v podobě Besselovy funkce. Takové řešení odpovídá Besselovskému svazku. J. Durnin rovněž použil jako první výraz nedifraktující svazek (nondiffracting beam). K tomuto pojmenování ho vedly vlastnosti jím zkoumaných svazků, a to především jejich neměnnost s podélnou vzdáleností. Tím se nedifraktující optické svazky liší od například standardního Gaussova svazku, jehož příčný profil s podélnou vzdáleností lineárně narůstá [1][8]. Další vlastností nedifraktujících optických svazků je například schopnost regenerace transversálního optického profilu za překážkou, která byla svazku do cesty vložena. Některé nedifraktující optické svazky vykazují zrychlení napříč směru šíření svazku, jiné spirální tok energie.

Souhrnným charakteristickým rysem nedifraktujících optických svazků je skutečnost, že se jedná o interferenční pole. To umožňuje získat jejich netradiční vlastnosti. Strukturovaný svazek zkoumaný v této práci je rovněž interferenčním polem. Paradoxně se jedná o formy světelného vlnění, které byly pozorovány již od dob prvních dalekohledů. Ovšem v té době to bylo vnímáno jako nepříznivý jev, tedy optická vada. O potenciálu využití v technických aplikacích začali jako první uvažovat na přelomu poloviny druhé dekády 21. století optici Miroslav Šulc a Jean-Christophe Gayde [9]. Ukázalo se, že strukturované svazky mají řadu předností. Principem vzniku interferenčního pole i rozložením optického pole v transversální rovině se podobá Besselovskému svazku [4]. Má tedy podobné vlastnosti, a sice schopnost regenerace transversálního pole v rovině za překážkou či velmi malé centrální jádro s výraznou intenzitou [10].

Besselovské svazky posunuly možnosti využití optiky v mnoha oborech. Především v manipulacích s mikročásticemi[11]. Jednou z nevýhod Besselovských svazků je jejich krátký dosah. To staví do popředí zájem o strukturované svazky. Jejich dosah je totiž hypoteticky nekonečný. A otevírá tedy potenciální možnosti k využití ve spoustě oborů. Kromě již zmíněných mikromanipulací to může být metrologie či urychlování nabitých částic. Strukturovaný svazek ovšem zatím postrádá ucelený matematický popis. Může nabývat více podob[10][9], ovšem se zachováním charakteristických rysů. Jedním z důvodů vzniku této práce tedy je sjednotit a ucelit představy o podobě generovaného svazku v závislosti na generátoru. Jelikož se při drobných niancích parametrů generátoru výrazně mění vlastnosti generovaného in-

terferenčního pole strukturovaného svazku, jako je například průměr jeho jádra či intenzita ve středu strukturovaného svazku, dalším předmětem zájmu této práce bylo navrhnout přesnou konfiguraci generátoru, aby vlastnosti tvořeného strukturovaného svazku odpovídaly potenciální aplikaci.

Z principu generování interferenčního pole strukturovaného svazku pramení úvaha, že pro generaci postačí osvětlující svazek s malou koherentní délkou. A to i při generaci svazku na velké vzdálenosti v řádu stovek metrů. Výsledky některých experimentů tuto hypotézu potvrzují [9]. Práce je tedy rovněž zaměřena na kvalitativní vyjádření závislosti některých parametrů na koherenci osvětlujícího zdroje. V rámci teoretických úvah o strukturovaném svazku se také dostal do popředí koncept generování optického pole s podélně polarizovaným elektrickým, či magnetickým polem. Tento koncept sám o sobě není nový[2], ovšem s aplikací ve strukturovaném svazku nabízí širší spektrum použití.

Většina výsledků a z nich plynoucí tvrzení v této práci pramení z numerických simulací. Pro simulace je využit software VirtualLab Fusion od firmy LightTrans. Jedná se o pokročilý software pracující v rámci elektromagnetické optiky. Uvažuje tedy jevy pro paprskovou optiku neznámé jako například difrakce či polarizace. Jelikož se jedná o numerický výpočet, je zřejmé, že výsledek bude zatížen nějakou chybou[12]. Na základě již provedených experimentů, které byly porovnány se simulacemi[13][10], lze ovšem prohlásit, že pro účely výzkumu strukturovaných svazků, je přesnost numerického řešení na dostatečně vysoké úrovni, aby bylo možné brát výsledky simulací jako relevantní.



# 1 Způsoby popisu šíření světla

K popisu propagace světla prostředím a jeho chování na rozhraní prostředí máme k dispozici několik úrovní poznání podstaty světla. Podle období objevení chronologické seřazení nejzákladnějších úrovní poznání světla je[8]:

- Geometrická optika,
- Vlnová optika,
- Elektromagnetická optika,
- Kvantová optika.

Přičemž platí očekávaný předpoklad, že čím novější úroveň poznání podstaty světla uvažujeme, tím přesnějšího popisu jeho chování se nám dostane. Z technické praxe je ovšem zřejmé, že není nezbytné vždy používat pro popis co nejelementárnější poznatky. Například pro popis šíření světla ovlivněného čočkou se ve většině případů nejvíce vyplatí využití geometrické optiky, jelikož ta nám umožní dosažení velmi přesných výsledků s, v porovnání s ostatními pojetími optiky, malou mozkovou investicí.

## 1.1 Geometrická optika

Základní myšlenkou geometrické optiky je šíření světla prostředím prostřednictvím paprsků emitovaných zdrojem světla. Paprsky se šíří přímočaře a ve vakuu konečnou rychlostí  $c_0$  známou jako rychlost světla [8][14][1]. Prostředí, v němž se paprsky šíří, je v rámci geometrické optiky charakterizováno tzv. indexem lomu, který se značí  $n$ . Index lomu vyjadřuje poměr rychlosti světla ve vakuu ku rychlosti světla v daném prostředí, kde se značí  $c$ , tedy

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (1.1)$$

Následně je možné zavést tzv. délku optické dráhy označovanou jako  $OPL$  z anglického akronymu Optical path length. Délka optické dráhy má za předpokladu konstantního indexu lomu tvar

$$OPL = nd_P, \quad (1.2)$$

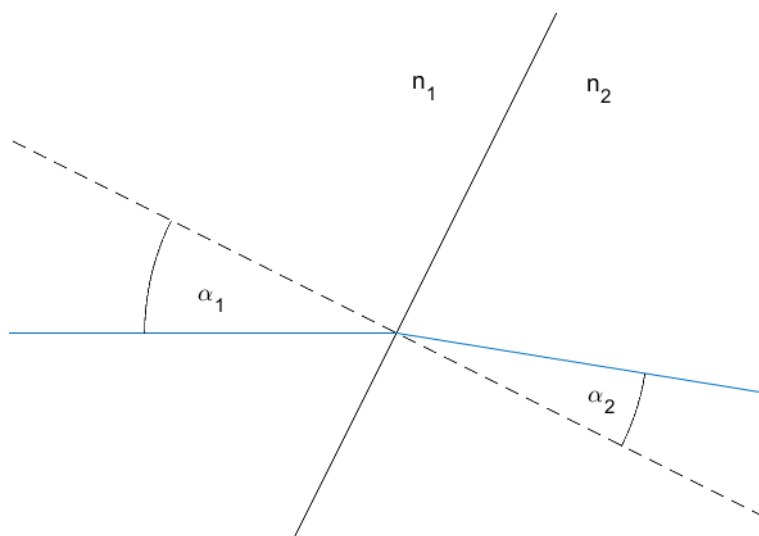
kde  $d_P$  je reálná délka dráhy paprsku v prostředí.

V roce 1662 francouzský matematik Pierre de Fermat vypočetl princip, podle kterého se šíří paprsků. Tento princip, který nyní nese jeho jméno říká, že světlo se mezi dvěma body šíří tak, aby doba šíření mezi těmito body byla co nejkratší [8][14][1]. Z tohoto principu lze odvodit zákon popisující lom paprsku na rozhraní dvou prostředí s různým indexem lomu, či popsat jak se bude paprsek odrážet.

Pro popis lomu paprsků na rozhraní dvou prostředí s různým indexem lomu se používá tzv. Snellův zákon, který je ve tvaru

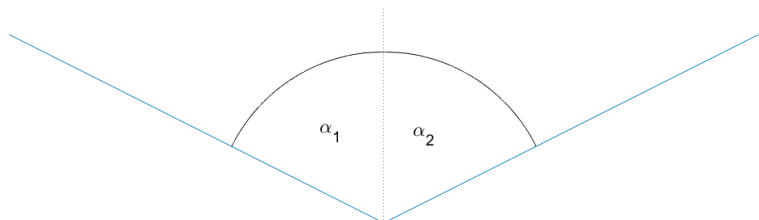
$$n_1 \sin(\alpha_1) = n_2 \sin(\alpha_2). \quad (1.3)$$

V rovnici (1.3) pak  $n$  značí index lomu prostředí a  $\alpha$  úhel mezi paprskem a kolmicí k rozhraní obou prostředí v místě dopadu paprsku. Jak následně dochází k lomu paprsku je vidět na obrázku 1.1. Lomu světla na rozhraní dvou prostředí využívají optické čočky, které tak mohou celou sadu paprsků koncentrovat do jednoho bodu.



Obrázek 1.1: Lom paprsku na rozhraní dvou prostředí s různým indexem lomu

Pro odraz následně platí, že úhel, pod kterým se paprsek odrazí od plochy, je roven úhlu, pod kterým dopadne paprsek na odraznou plochu. Tedy že  $\alpha_1 = \alpha_2$  s konvencí zobrazenou na obrázku 1.2.

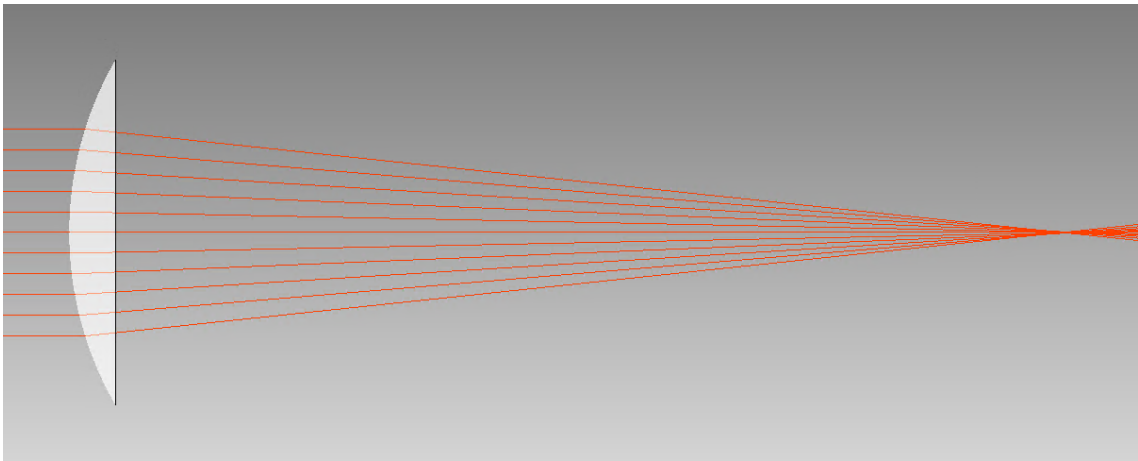


Obrázek 1.2: Odraz paprsku

### 1.1.1 Vliv sférických ploch

S paprskovou optikou je úzce spjat pojem vlnoploch. Zdroj světla emituje paprsky, které se šíří prostředím a jejich trajektorie je ovlivňována optickými komponentami, jako jsou například optické čočky. Bude-li následně v konečné vzdálenosti od zdroje proložena plocha všemi paprsky v místě se stejnou optickou dráhou, vznikne tzv. vlnoplocha. Ta má 2 zásadní vlastnosti. Jedna byla již zmíněna, tedy, že všechny jí protínající paprsky mají v místě protnutí stejnou délku optické dráhy. Z této první vlastnosti lze odvodit druhou vlastnost, jež říká, že každý paprsek v místě, ve kterém protíná vlnoplochu, je v daném místě k vlnoploše kolmý [14][1].

Podstatné je definovat, jakým způsobem je ovlivněna vlnoplocha použitím sférických lámavých ploch. Nejprve uvažujme situaci, kdy zdroj světla s rovinnou vlnoplochu osvětluje sférickou plochu s vysokým poloměrem křivosti. Sférická plocha odděluje dvě rozhraní s různým indexem lomu. Situace je znázorněna na obrázku 1.3.



Obrázek 1.3: Fokuse paraxiálních paprsků do jednoho bodu.

V daném případě se jedná o tzv. paraxiální aproximaci [1][14]. Lom paprsku na rozhraní je popsán pomocí Snellova zákona, ve kterém vystupuje goniometrická funkce sinus. Taylorův rozvoj funkce sinus má následující tvar

$$\sin \alpha = \alpha - \frac{\alpha^3}{3!} + \frac{\alpha^5}{5!} - \dots \quad (1.4)$$

Z rovnice (1.4) tedy plyne, že je-li úhel  $\alpha < 2^\circ$ , lze z Taylorova rozvoje zanedbat členy vyššího než prvního řádu. Daná podmínka tedy udává maximální hodnotu, pro kdy je možno uvažovat paraxiální aproximaci. Při té platí, že argument úhlu je roven úhlu samotnému, tedy

$$\sin \alpha \doteq \alpha. \quad (1.5)$$

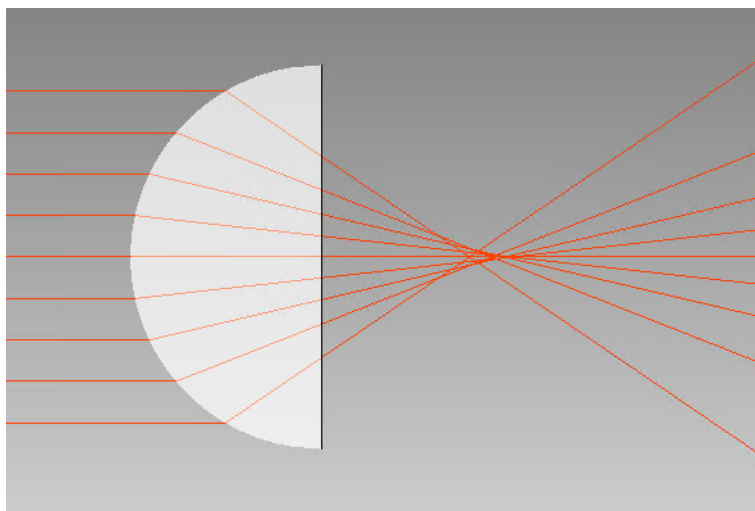
Vlnoplocha za sférickou plochou nabývá díky této aproximaci rovněž sférický tvar. Tedy tvar popsáný polynomem 2. stupně. Všechny paprsky takovéto vlnoplochy se následně protnou v jednom bodě, kterému se říká ohnisko či fokus.

Budeme-li uvažovat situaci, ve které je úhel paprsku vůči kolmici k rozhraní větší než  $2^\circ$ , ale menší než  $15^\circ$ , hovoříme o tzv. Seidlově aproximaci [1]. Při této aproximaci jsou zanedbávány řády vyšší než 3. z Taylorova rozvoje funkce sinus, tedy

$$\sin \alpha \doteq \alpha - \frac{\alpha^3}{3!}. \quad (1.6)$$

Při Seidlově aproximaci se již začne projevovat charakteristická vlastnost sférických ploch. To jest, že čím dále od osy šíření v příčném směru projde paprsek sférickou plochou, tím dříve protne optickou osu. Těto vlastnosti se říká sférická aberace. Pro úhly vyšší než  $15^\circ$  se již jedná o sférické aberaci 2. řádu [12].

Na obrázku 1.4 je zobrazena situace, kdy je osvětlena sférická plocha v téměř celé své dostupné šířce při daném poloměru křivosti. To z důvodu, aby byla patrná oblast, ve které mají ohnisko jednotlivé paprsky lišící se vzdáleností od osy ve které dopadli na sférickou plochu. Podélná oblast vymezená ohniskem okrajových paprsků a ohniskem paraxiálních paprsků se nazývá podélná sférická vada.



Obrázek 1.4: Ukázka sférické vady

Pro lom paprsků na sférické ploše při Seidlově aproximaci se vytvoří vlnoplocha, které, je popsána polynomem 4. řádu. Při uvažování 5. řádu Taylorova rozvoje funkce sinus, by bylo nutné použít k popisu generované vlnoplochy polynom 6. řádu.

### 1.1.2 Zernikovy a Seidlovy polynomy

Zernikovy polynomy slouží k popisu vlnoplochy. Respektive popisuje odchylku od referenční vlnoplochy, načež danou odchylku v závislosti na tvaru nazveme optickou vadou. V praxi se obecně používá jako referenční vlnoplocha buď sféra, kde se jako rádius uvažuje vzdálenost místa ohniska, nebo rovinná vlnoplocha [12]. Obecně je Zernikův polynom definován jako

$$Z_n^m(\rho, \theta) = N_n^m R_n^m(\rho) \vartheta_m(\theta), \quad (1.7)$$

kde  $(\rho, \theta)$  jsou polární souřadnice popisovaného pole. Souřadnice  $\rho$  je zároveň normovaná, takže  $\rho = r/r_{max}$ , kde  $r_{max}$  je maximální radiální rozpětí popisovaného pole. Indexy  $m$  a  $n$  představují azimutální a radiální řád. Člen  $N_n^m$  je normalizační konstanta vypovídající o rozdílném vlivu kruhově symetrických a nesymetrických optických vad. její předpis je dán

$$N_n^m = \sqrt{\frac{2(n+1)}{1+\delta_{m0}}}, \quad (1.8)$$

kde  $\delta_{m0}$ , představuje tzv. Kroneckerovo delta. To pro daný případ znamená, že je-li azimutální řád  $m$  roven nule, tedy situace, při které je rozložení fáze v poli kruhově symetrické, tak je výsledkem Kroneckerova delta 1.

Člen  $R_n^m$  z rovnice 1.7 představuje tzv. radiální polynom. Jak název napovídá, popisuje rozložení fáze v radiálním směru. Je dán předpisem

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^{\frac{n-|m|}{2}} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} \rho^{n-2s}. \quad (1.9)$$

Poslední člen  $\vartheta_m(\theta)$  představuje azimutální komponentu. Popsán je následovně

$$\vartheta_m(\theta) = \cos(|m|\theta), \quad (1.10)$$

pro  $m \geq 0$  a

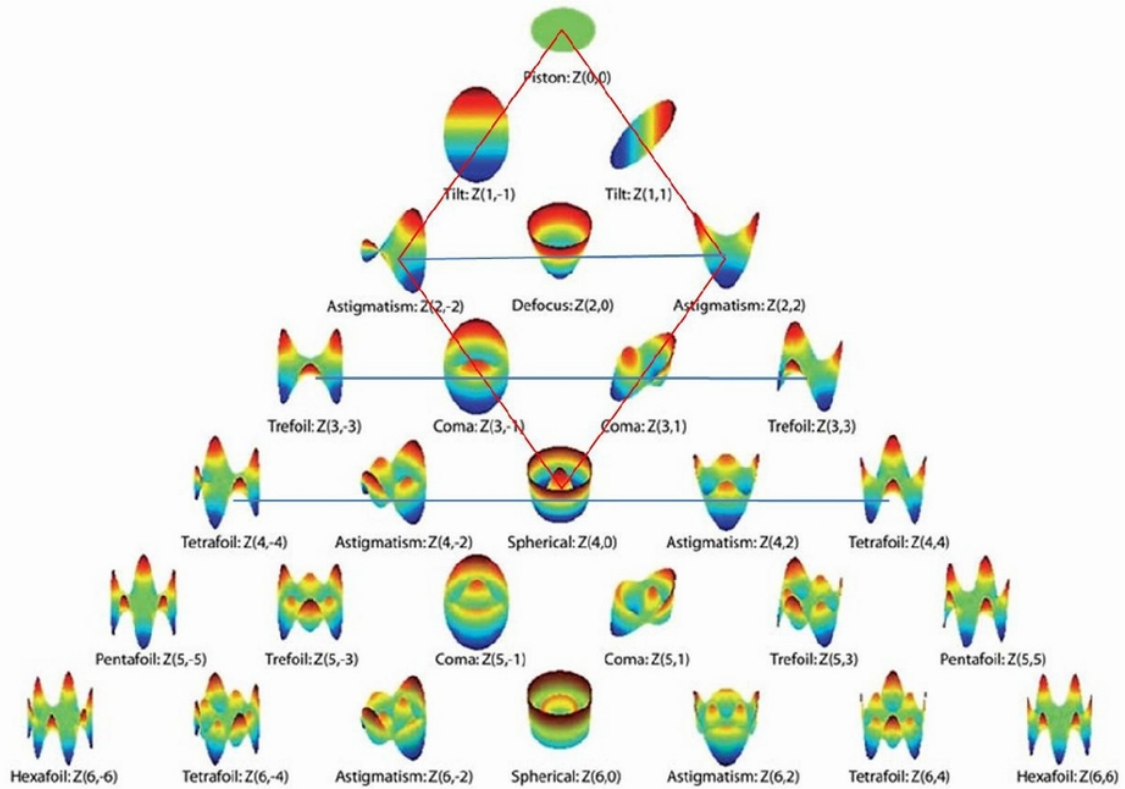
$$\vartheta_m(\theta) = \sin(|m|\theta), \quad (1.11)$$

pro  $m < 0$ .

Jednotlivé Zernikovy polynomy obdrželi v technické praxi názvy a to podle optické vady, jež je charakterizovala. Prvních 28 Zernikových polynomů je možné si prohlédnout na obrázku 1.5. Pořadí řádku počínaje nulou představuje radiální řád. Obdobně pořadí sloupečku, počítaného od prostředního, který je roven nule, představuje azimutální řád. V principu lze každou vlnoplochu rozložit na součet Zernikových polynomů, přičemž, každému polynomu bude přiřazen příslušný koeficient určující jakou mírou se na tvarování popisované vlnoplochy podílí.

V rámci této práce jsou nejvýznamnější optické vady rozostření na souřadnici  $[0,2]$  a sférická vada na souřadnici  $[0,4]$ . To jsou vady, které jsou kruhově symetrické, což usnadňuje popis, jelikož neobsahují goniometrické funkce. Rovněž to jsou vady, které spadají do oblasti, optických vad, které lze popsat tzv. Seidelovými polynomy. Oblast oněch optických vad, kterou lze popsat Seidlovými polynomy je na obrázku 1.5 vymezena červeným kosočtvercem.

Na základě rovnice 1.7 je rozostření matematicky popsáno jako  $\sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$ . Sférická vada je popsána jako  $\sqrt{5}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$ . Oproti tomu ekvivalentní optické vady popsané Seidlovými polynomy mají znatelně jednodušší předpis. rozostřením je nazýváno zakřivením pole a je popsán jednoduše  $\rho^2$ . Sférická aberaci zůstává pojmenována sférická aberace, ale je popsána jako  $\rho^4$ .



Obrázek 1.5: Vyobrazení jednotlivých optických vad v interpretaci Zernikových polynomů. Oblast vymezená červeným kosočtvercem představuje symetrické aberace, popsatelné Seidelovými polynomy

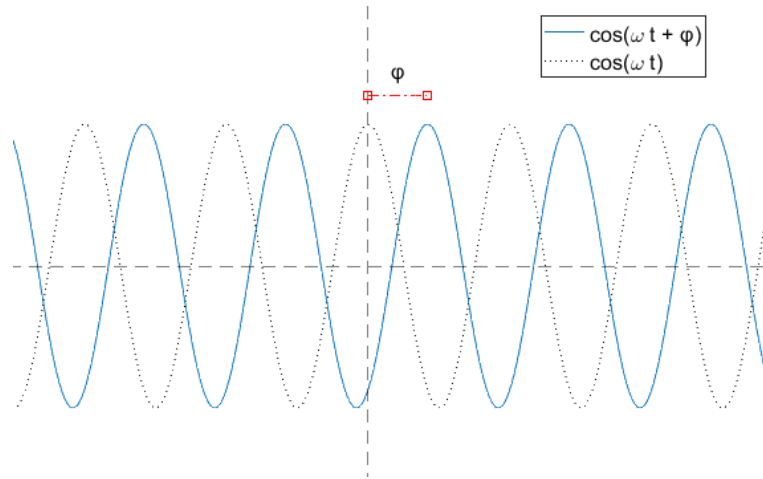
## 1.2 Vlnová optika

Po řadě experimentů v 17. století se ukázalo, že se světlo nešíří ve formě paprsků. Výsledky experimentů vypovídali o vlnové povaze světla. Byla tedy vytvořena teorie, podle které bylo možné popsat šíření světla na základě jeho vlnové povahy. Základem této teorie je skalární vlnová funkce  $u(\mathbf{r}, t)$ , vypovídající o vlně v daném bodě a čase. Vývoj vlnové funkce v čase a v prostoru lze popsat vlnovou funkcí, respektive funkce  $u(\mathbf{r}, t)$  je vlnovou funkcí pouze za předpokladu, že je řešením vlnové rovnice, která má tvar

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (1.12)$$

přičemž  $\nabla^2$  představuje tzv. Laplaceův operátor, jež vyjadřuje součet druhých derivací podle prostorových proměnných, tedy  $\nabla^2 = \partial/\partial x^2 + \partial/\partial y^2 + \partial/\partial z^2$ . Vlnová rovnice je lineární, tedy při vzájemném skládání vlnových funkcí, platí princip superpozice.

Jedná li se o vlnu s jednou vlnovou délkou, lze její vlnovou funkci popsat jako



Obrázek 1.6: Závislost výchylky monochromatické vlny na čase v daném místě  $\mathbf{r}$ .

$$u(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \varphi(\mathbf{r})). \quad (1.13)$$

Jedná se tedy o sinusový, respektive cosinusový průběh s amplitudou  $a(\mathbf{r})$ , úhlovou frekvencí  $\omega$  a fázovým posunem  $\varphi(\mathbf{r})$ . Takový průběh je zobrazen na obrázku 1.6, kde je rovněž vyjádřena veličina fázového posuvu  $\varphi(\mathbf{r})$ . Ta je nezávislá na čase, ale může nabývat různých hodnot v různých bodech prostoru. Fázový posuv vyjadřuje, o kolik radiánů se vlna v daném bodě předbíhá či zpožďuje v závislosti na zvolené konvenci oproti vlně, jež má v daném bodě kladnou amplitudu. Na obrázku 1.6, je tedy zobrazen v daném bodě průběh výchylky intenzity v závislosti na čase s fázovým předstihem  $\varphi(\mathbf{r})$ .

### 1.2.1 Komplexní reprezentace

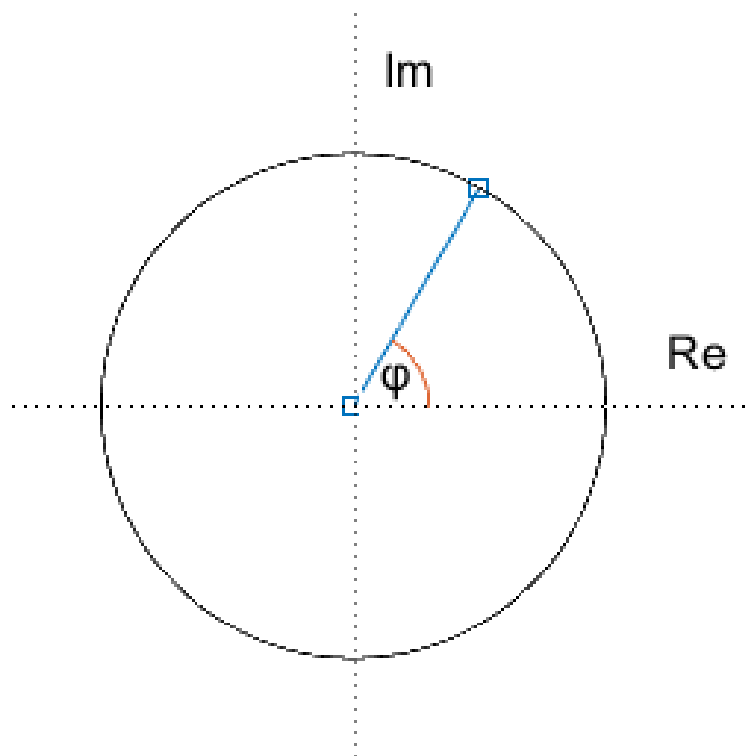
V rámci usnadnění matematického popisu a manipulace s vlnovou funkcí se osvědčilo zavést tzv. komplexní reprezentaci vlnové funkce. Tedy zbavit se v rovnici (1.13) goniometrické funkce  $\cos$  a vyjádřit vlnovou funkci v komplexní rovině. Vlnová funkce je poté přepsána do tvaru komplexní vlnové funkce

$$U(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) e^{j\varphi(\mathbf{r})} e^{j2\pi f t}. \quad (1.14)$$

Komplexní vlnová funkce tedy představuje vektor v komplexní rovině, tak jak je tomu na obrázku 1.7. Skutečná hodnota vlnové funkce je poté dána projekcí vektoru komplexní vlnové funkce do reálné osy. Komplexní vlnová funkce je opět řešením vlnové rovnice (1.12)[8].

### 1.2.2 Helmholtzova rovnice

Vytkneme-li z komplexní vlnové funkce časově nezávislou část, tedy amplitudu  $a(\mathbf{r})$  a fázový posuv v exponenciále  $e^{j\varphi(\mathbf{r})}$ , můžeme zavést tzv. komplexní amplitudu  $U(\mathbf{r})$  jako součin vytknutých členů. Komplexní vlnovou funkci lze tedy přepsat do tvaru



Obrázek 1.7: Komplexní rovina do níž je zanesena komplexní vlnová funkce

$$U(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r})e^{j2\pi ft}, \quad (1.15)$$

kde  $U(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r})e^{j\varphi(\mathbf{r})}$ .

Helmholtzova rovnice je poté dána matematickou úpravou po dosazení komplexní vlnové funkce ve tvaru uvedeném v rovnici (1.15) do vlnové rovnice. Výsledný tvar Helmholtzovi rovnice má tedy podobu

$$(\nabla^2 + k^2)U(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.16)$$

kde  $k$  je tzv. vlnové číslo. To je spjato s vlnovou délkou a to vztahem  $k = 2\pi/\lambda$ .

Helmholtzova rovnice nabývá v paraxiální aproximaci speciálního tvaru. Vychází z předpokladu nosné rovinné vlny, přičemž se mění pouze její obálka, tedy

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})e^{-jkz}, \quad (1.17)$$

kde  $A(\mathbf{r})$  je se vzdáleností pomalu se měnící komplexní obálka. S předpokladem pomalé změny  $A(\mathbf{r})$  s podélnou vzdáleností, lze odvodit [1][8], tzv. paraxiální Helmholtzovu rovnici. Ta definuje chování komplexní obálky a je zapsána jako

$$\nabla_T^2 A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0. \quad (1.18)$$

Výraz  $\nabla_T^2$  v rovnici (1.18) představuje tzv. transverzální Laplaceův operátor. Tedy Laplaceův operátor pracující pouze v příčných prostorových proměnných.



V [1][12] je odvozena souvislost mezi komplexní amplitudou a optickou intenzitou a sice,

$$I(\mathbf{r}) \approx |U(\mathbf{r})|^2. \quad (1.19)$$

Optickou intenzitu chápeme jako veličinu způsobující zrakový vjem. Jelikož je úměrná kvadrátu absolutní hodnoty komplexní amplitudy, tak nelze z optické intenzity rozhodnout o polaritě intenzity elektrického pole.

### 1.3 Elektromagnetická optika

V kapitole 1.2 je představeno chování světla na základě jeho vlnové povahy. Neří ovšem zcela jasně definována podstata veličiny, jež je popsána vlnovou funkcí. Ukázalo se, že to co vlnová rovnice popisuje, je vývoj elektromagnetického pole [8][1]. K objasnění přispěla především práce Jamese Clerka Maxwella, který roku 1873 vydal Traktát o elektřině a magnetizmu [15]. V onom traktátu bylo za pomoci dvaceti rovnic zcela popsáno elektromagnetické pole. Těmto rovnicím se dnes říká Maxwellovy rovnice, ovšem do podoby, v jaké se používají dnes (rovnice (1.20 - 1.23)), je upravil Oliver Heaviside, který k jejich přeformulování využil vektorovou analýzu [15].

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (1.20)$$

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j}, \quad (1.21)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_c, \quad (1.22)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (1.23)$$

Maxwellovy rovnice (1.20 - 1.23) jsou v obecném diferenciálním tvaru a popisují vývoj elektromagnetického pole v obecném materiálovém prostředí [1]. Veličina  $\vec{E}$  představuje intenzitu elektrického pole,  $\vec{H}$  intenzitu magnetického pole,  $\vec{D}$  elektrickou indukci,  $\vec{B}$  magnetickou indukci,  $\vec{j}$  proudovou hustotu a  $\rho$  hustotu elektrického náboje. Mezi intenzitou elektrického pole a elektrickou indukci existuje vztah [8]

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (1.24)$$

kde vektor  $\vec{P}$  představuje polarizaci dielektrického prostředí a  $\epsilon_0$  permitivitu vakua. Mezi intenzitou magnetického pole a magnetickou indukci existuje obdobný materiálový vztah [8]

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}, \quad (1.25)$$

kde vektor  $\vec{M}$  představuje magnetizaci prostředí a  $\mu_0$  permeabilitu vakua.

Jak uvádí [8][1] z Maxwellových rovnic, lze odvodit vlnovou rovnici (1.12), přičemž pro vakuum platí, že

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (1.26)$$

Maxwellovy rovnice (1.20 - 1.23) s uvažováním materiálových vztahů (1.24 a 1.25) popisují 6 veličin, tedy  $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ . Vlnovou rovnici lze tedy řešit pro každou složku intenzity elektrického pole a pro každou složku intenzity magnetického pole zvlášť [8][16].

### 1.3.1 Úprava Maxwellových rovnic

Prostředí, ve kterém uvažujeme vývoj intenzit elektrického a magnetického pole, má v rámci této práce jasné vlastnosti. Za prvé je prostředí nemagnetické, tedy  $\vec{M} = 0$  [8], načež lze materiálový vztah (1.25) upravit do tvaru

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (1.27)$$

Dále je prostředí dielektrické, přičemž je dielektrikum lineární, homogenní a izotropní. To jsou vlastnosti (blíže specifikované například v [8][1]) na základě kterých lze upravit materiálový vztah (1.24) do tvaru [8]:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (1.28)$$

kde  $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi)$  je absolutní permitivita a  $\chi$  je elektrická susceptibilita. Nyní můžeme zavést tzv. relativní permitivitu  $\epsilon_r$  jako poměr permitivity vakua a absolutní permitivity, tedy  $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ . Obecně ovšem může být relativní permitivita v komplexním tvaru [16]. Jelikož mezi indexem lomu  $n$ , relativní permitivitou  $\epsilon_r$  a relativní permeabilitou  $\mu_r$  platí vztah [8][1]

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}, \quad (1.29)$$

přičemž pro dané prostředí platí, že  $\mu_r = 1$ , lze pro index lomu v daném prostředí psát [16]

$$\hat{n}^2 = \hat{\epsilon}_r = (n + ik_a)^2. \quad (1.30)$$

Dále uvažujeme, že popisujeme monochromatickou vlnu. Tedy, že

$$\vec{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\vec{E}(\mathbf{r})e^{i\omega t}], \quad (1.31)$$

$$\vec{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\vec{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t}]. \quad (1.32)$$

Pro dané dielektrické prostředí s výše zmíněnými předpoklady lze upravit Maxwellovy rovnice do tvaru [16]

$$\nabla \times \vec{E}(\mathbf{r}, t) = i\omega\mu_0 \vec{H}(\mathbf{r}, t), \quad (1.33)$$

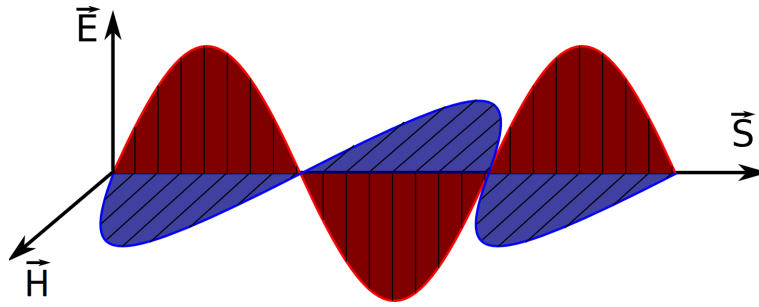
$$\nabla \times \vec{H}(\mathbf{r}, t) = -i\omega\epsilon_0\hat{\epsilon}_r\vec{E}(\mathbf{r}, t), \quad (1.34)$$

$$\nabla \cdot (\hat{\epsilon}_r E(\mathbf{r}, t)) = 0, \quad (1.35)$$

$$\nabla \cdot E(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (1.36)$$

### 1.3.2 Polarizace světla

S definováním světla jakožto elektromagnetického vlnění je nutné zavést pojem polarizace světla. Intenzita elektrického pole a intenzita magnetického pole jsou totiž vektory. Byla stanovena konvence, že polarizaci určuje vektor intenzity elektrického pole [1][17]. Z Maxwellových rovnic plyne, že je-li definován vývoj elektrického pole vlnovou rovnicí, automaticky je generováno magnetické pole, jehož vektor intenzity jeho vždy kolmý k vektoru intenzity pole elektrického [1][17]. A oba vektory intenzit elektrického a magnetického pole jsou kolmé v daném místě ke směru šíření paprsku. Situace je znázorněna na obrázku 1.8.



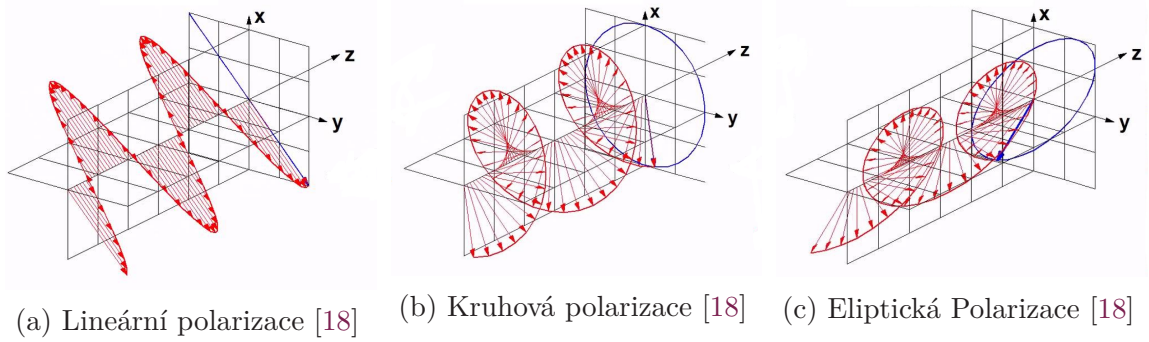
Obrázek 1.8: Elektromagnetická vlna [1]

V technické praxi se využívá různých stavů polarizace. Nejběžnější polarizační stav je lineární. Tedy vektor intenzity elektrického pole kmitá v jedné rovině. Při následné projekci kmitajícího vektoru intenzity elektrického pole je zřejmé, že vektor vytvoří úsečku, viz obrázek 1.9a. Druhým běžným polarizačním stavem je kruhová polarizace. Při této polarizaci vektor intenzity elektrického pole opisuje v transverzální rovině kružnici, viz obrázek 1.9b. Posledním běžně používaným polarizačním stavem je eliptická polarizace. Při té opisuje vektor intenzity elektrického pole v transverzální rovině elipsu, viz obrázek 1.9c.

Výše zmíněné polarizace lze popsat pomocí tzv. Jonesova formalismu [17]. Ten předpokládá monochromatické, úplně příčně polarizované světlo. Komplexní amplitudu intenzity elektrického pole, lze poté zapsat jako vektorový součet projekcí do, k sobě kolmých, souřadnic v transverzální rovině. Tedy

$$\vec{E}(\mathbf{r}, t) = (|E_x|e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_x)}, |E_y|e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_y)}, 0), \quad (1.37)$$

přičemž  $|E_x|$  je amplituda vektoru intenzity elektrického pole v projekci do osy  $x$  a  $|E_y|$  je amplituda vektoru intenzity elektrického pole v projekci do osy  $y$ . Následně



Obrázek 1.9: Klasické polarizační stavy

můžeme napsat komplexní obálku jako  $A(\mathbf{r}, t) = |E(\mathbf{r}, t)|e^{j\varphi}$ . Následně lze zavést tzv. Jonesův vektor  $J$ , který je definován jako

$$J = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}. \quad (1.38)$$

Pomocí Jonesova vektoru lze popsat všechny tři výše zmíněné polarizační stavy.

### 1.3.3 Poyntingův vektor

V rámci elektromagnetické optiky je rovněž výhodné popsat jak dochází k přenosu a detekci energie prostřednictvím elektromagnetického vlnění. Detektory optického vlnění jako je lidské oko, CCD či CMOS čipy jsou citlivé na optickou intenzitu světla. V kapitole 1.2 je udáno, že optická intenzita  $I$  je úměrná kvadrátu absolutní hodnoty komplexní vlnové funkce. Ta je ovšem skalární a tak chybí informace o směru toku energie. Jak je uvedeno v [8][1], optická intenzita světla je přímo dána hustotou výkonu. A hustotu výkonu je možné definovat jako vektorový součin dvou veličin, které tvoří elektromagnetické vlnění, tedy intenzitu elektrického pole  $\vec{E}(\mathbf{r}, t)$  a intenzitu magnetického pole  $\vec{H}(\mathbf{r}, t)$ . Jak uvádí [8][1] je zaveden vztah

$$\vec{S}(\mathbf{r}, t) = \vec{E}(\mathbf{r}, t) \times \vec{H}(\mathbf{r}, t), \quad (1.39)$$

kde  $\vec{S}(\mathbf{r}, t)$  je tzv. Poyntingův vektor, který přímo definuje hustotu výkonu jež je přenášen optickou vlnou. Jelikož se jedná o vektorový součin, tak výsledný směr Poyntingova vektoru je kolmý jak k intenzitě elektrického, tak k intenzitě magnetického pole a to takovým způsobem, že jeho směr je totožný se směrem vlnového vektoru  $\vec{k}$  v daném místě. Tak jak je to zobrazeno na obrázku 1.8.

Optická intenzita je následně definována jako [1] časová střední hodnota hustoty výkonu dopadající na jednotkovou plochu kolmou na směr šíření vlny, tedy

$$I(\mathbf{r}) = \left\langle \vec{S}(\mathbf{r}, t) \right\rangle = \frac{1}{\Delta t} \left| \int_t^{t+\Delta t} \vec{S}(\mathbf{r}, t) \right|. \quad (1.40)$$

## 2 Optické svazky

Za optické svazky považujeme ohraničené formy elektromagnetického vlnění, které splňují tzv. paraxiální Helmholtzovu rovnici (1.18). Ta, jak název napovídá, vychází z paraxiální aproximace tedy z předpokladu velmi malých odchylek tvaru vlnoplochy svazku od roviny. Optické svazky tedy splňují, že jejich příčný profil rozložení komplexní obálky se mění s podélnou vzdáleností velmi pomalu. V této kapitole jsou představeny 3 formy optických svazků. Gaussovský a Besselovský jsou kvalitativně popsány a je známo řešení Helmholtzovi rovnice, které popisuje jejich komplexní obálku. Struktuovaný svazek prozatím postrádá ucelený matematický popis. Rozložení jeho komplexní obálky je totiž znatelně složitější. Zřejmě se jedná o kombinaci většího množství Besselových funkcí.

### 2.1 Gaussovský svazek

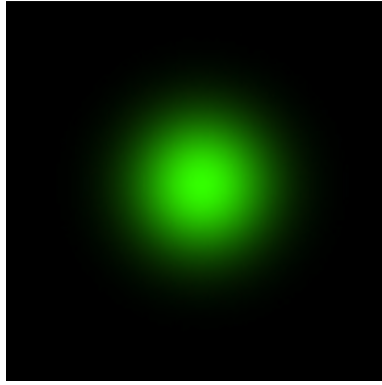
V technické praxi je nejhojněji používaným optickým svazkem, tzv. Gaussovský svazek. Ten nese název podle Gaussovy funkce, která popisuje jeho komplexní obálku. Přičemž komplexní obálka Gaussovského svazku je řešením paraxiální Helmholtzovi rovnice. Komplexní obálka Gaussovského svazku je tedy popsána rovnicí [8]

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{q(z)} e^{-ik \frac{\rho_G^2}{2q(z)}}, \quad (2.1)$$

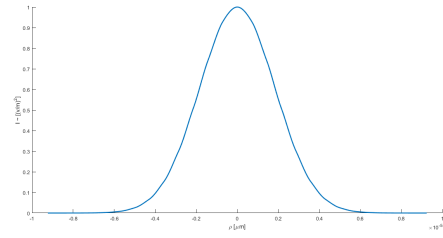
kde  $\rho_G$  je radiální vzdálenost od centra svazku a  $q(z) = z + jz_0$ , přičemž  $z_0$  je reálný parametr a nazývá se Rayleighova vzdálenost. To je významný parametr Gaussovského svazku. Definuje vzdálenost od místa největšího zúžení svazku do místa, kde se jeho průměr zdvojnásobí. Jak je patrné ze vztahu (2.1) a obrázku 2.1, není zcela zřejmé, jak definovat hranici Gaussovského svazku. Definuje se tedy poloměr  $W(z)$  Gaussovského svazku, který odpovídá poloměru oblasti, ve které se šíří 86% energie [8]. Pro poloměr Gaussovského svazku platí

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad (2.2)$$

kde  $W_0$  je poloměr Gaussovského svazku v místě s maximálním zúžením svazku.



(a) Transverzální profil pole



(b) Příčný řez polem

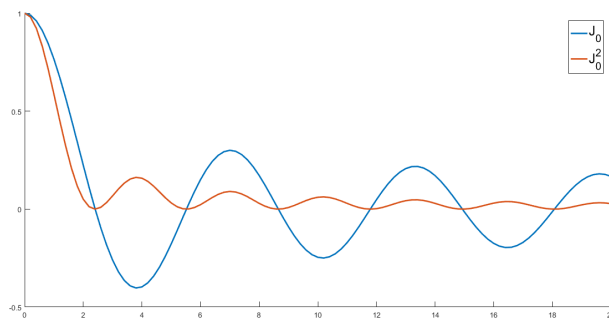
Obrázek 2.1: Gaussovský svazek

## 2.2 Besselovský svazek

Besselovský svazek spadá do kategorie optických svazků, jež se nazývají nedifrakující. Jeho komplexní amplituda splňující Helmholtzovu rovnici je ve tvaru[8]

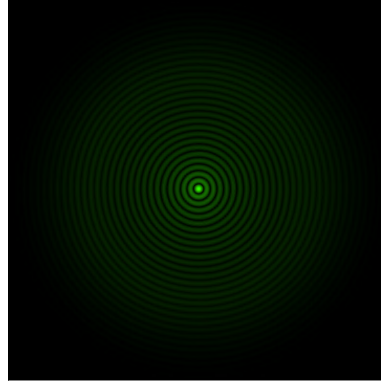
$$U(\mathbf{r}) = A_0 J_0(k_T \rho) e^{-i\beta z}, \quad (2.3)$$

kde  $A_0$  je konstanta,  $J_0$  je Besselova funkce prvního druhu a 0-tého řádu. Průběh uvažované Besselovy funkce je vyneseno do grafu na obrázku 2.2. Je evidentní, že komplexní amplituda přechází cyklicky do záporných hodnot. Rozložení optické intenzity v příčném směru odpovídá kvadrátu Besselovy funkce. Jelikož Besselova funkce prochází několikrát nulou, tak její kvadrát v daném bodě je rovněž nula. Tedy v daném místě je optická intenzita nulová, což zvyšuje viditelnost struktury besselovského svazku. Místo, ve kterém prvně prochází Besselova funkce nulou, je v bodě  $\approx 2,4048$ .



Obrázek 2.2: Průběh Besselovy funkce a jejího kvadrátu.

Transverzální pole besselovského svazku následně vznikne rotací Besselovy funkce kolem osy  $y$ . Tím vznikne svazek s velmi intenzivním centrálním jádrem, kolem něhož jsou soustředěny kružnice, viz obrázek 2.3.



Obrázek 2.3: Transverzální profil besselovského svazku

Generování besselovského svazku vyžaduje speciální optickou čočku, které se říká axikon. Je to čočka, jež má jednu lámavou plochu rovinnou a druhou ve tvaru kužele. Pomocí axikonu je možné generovat kónickou vlnoplochu. Vlivem toho se všechny paprsky na vlnoploše ve stejné radiální vzdálenosti od optické osy protnou v jednom bodě právě na optické ose.

## 2.3 Strukturovaný svazek

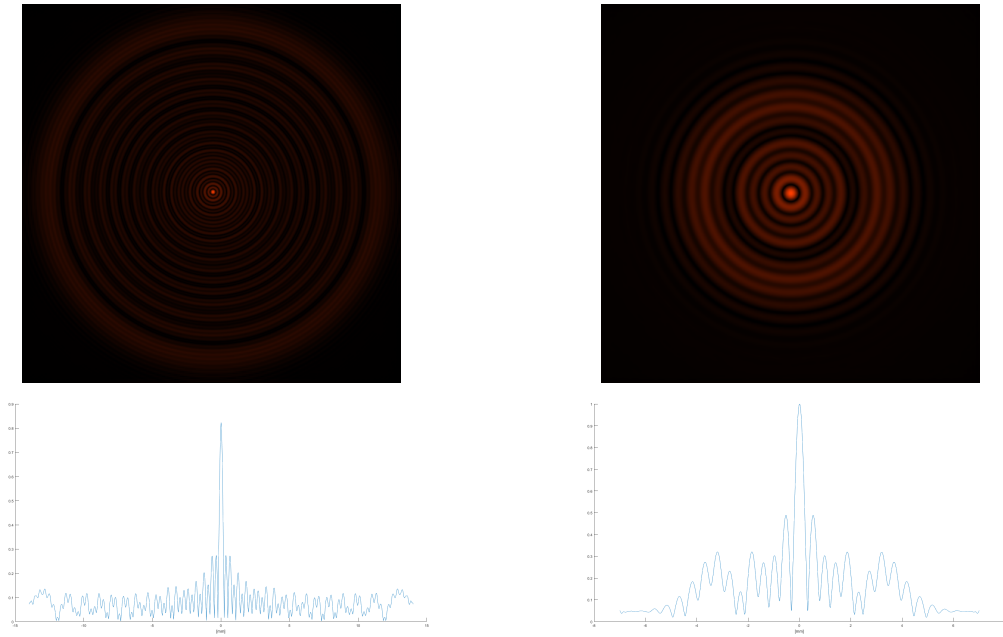
Strukturovaný optický svazek je nová forma optického svazku[9][13][10]. Zatím postrádá ucelený matematický popis a je stále ve fázi výzkumu. Základními charakteristickými vlastnostmi strukturovaných svazků jsou[9][13][10]:

- princip generování
- charakteristické rozložení intenzity v transverzální rovině
- malé jádro v centru svazku s výraznou optickou intenzitou, malou divergencí a ostrou hranicí v podobě tmavé soustředné kružnice s vysokým kontrastem
- schopnost samostatné rekonstrukce za překážkou
- nekonečný dosah

Obecně může strukturovaný svazek nabývat více podob v závislosti na použitém generátoru. K tomu se váže i změna sledovaných parametrů, jako jsou průběh intenzity v centrálním jádru, rozptyl energie, rozměr centrálního jádra, aj.

Na obrázku 2.4 jsou zobrazeny dva snímky strukturovaného svazku. Oba jsou vytvořeny ve stejné vzdálenosti od generátoru, přičemž počáteční podmínky byly změněny jen nepatrně. Je tedy zřejmé, že na nastavení generátoru strukturovaných svazků je generované pole silně závislé.

Významná je znalost vývoje strukturovaného svazku v podélném směru. Takový vývoj je zobrazen na obrázku 2.5. Jedná se o obecnou podobu podélného řezu strukturovaného svazku. Průměr SS nejprve klesá, než dosáhne nejužšího místa obdobného jako waist u Gausovského svazku. Dále se SS rozpíná a od určité vzdálenosti



Obrázek 2.4: Snímek 2 strukturovaných svazků v transversální rovině včetně jejich příčného rozložení optické intenzity

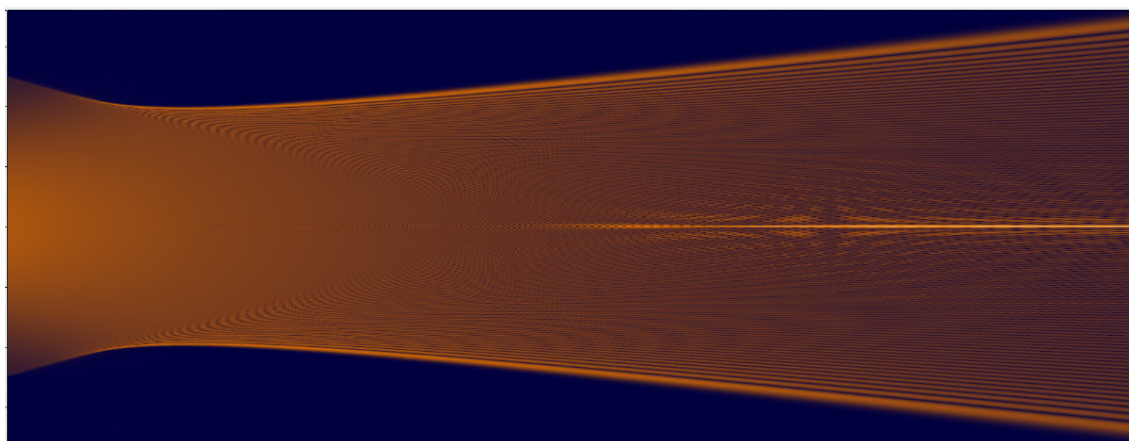
je jeho divergence lineární. Podstatné je, že strukturovaný svazek nevychází přímo z generátoru, ale tvoří se až v nezanedbatelné vzdálenosti za generátorem. Jak je vidět na obrázku 2.5, nejprve se vytvoří nejnějnější soustředná kružnice a následně přibývají od kraje směrem ku středu další soustředné kružnice. Centrální jádro se vytváří až jako poslední. Úhel divergence, místo vzniku centrálního jádra či počet soustředných kružnic závisí na konfiguraci použitého generátoru.

Obdobně jako je tomu u Besselovského svazku i strukturovaný svazek je interferenčním polem. Generace využívá tzv. sférické aberace. Jedná se o optickou vadu známou také jako sférická vada či otvorová vada, viz kapitola 1.1.1. Základní myšlenkou diskutovanou v [9][13][10], je pomocí sférické plochy generovat vlnoplochu popsatelnou polynomem 4. řádu a vytvořit tak podélnou sférickou vadu na optické ose. Následně použít jinou sférickou plochu využívající paraxiální přiblížení k přezobrazení jiného než paraxiálního bodu podélné sférické vady. Ukázka takového generátoru tvořeného dvěma sférickými plochami je na obrázku 2.6. Na výstupu z druhé sférické plochy tedy bude svazek s žádanou vlnoplochu, která obohatí generovaný svazek kýženými vlastnostmi.

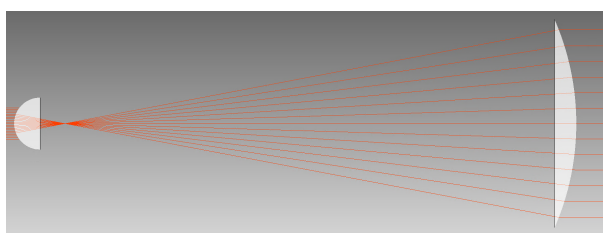
Onu vlnoplochu budou tvořit dvě optické vady. Jednak sférická aberace tvořená na vstupní lámavé sférické ploše. Druhou optickou vadou je rozostření. Ten by se nevyskytl pokud bychom přezobrazovali paraxiální ohnisko. Proto je nezbytné přezobrazit jinou část podélné sférické vady než paraxiální.

Poté, co se sečtou dané optické vady, vznikne vlnoplocha, jejíž příčný řez je zobrazen na obrázku 2.7. Daná vlnoplocha je tedy pořízena bezprostředně za zobrazovací čočkou generátoru SS. Šipka na obrázku značí směr šíření svazku. Z toho je zřejmé, že paprsky na kraji generovaného svazku se protnou jako první, jelikož



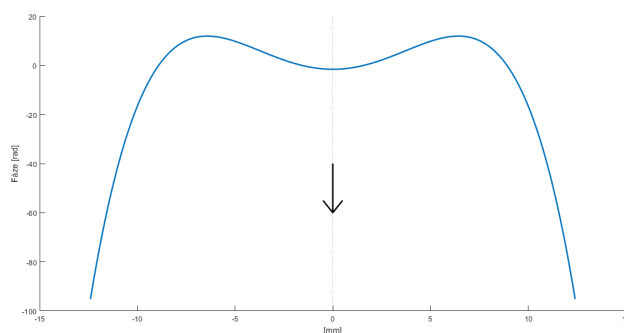


Obrázek 2.5: Podélný řez strukturovaným svazkem



Obrázek 2.6: Ukázka principu, na němž funguje generování strukturovaného svazku

je tam největší gradient fáze. Z obrázku je rovněž zřejmé, že fáze nabývá na třech místech lokálního extrému. z těchto míst vycházejí paprsky rovnoběžně s osou šíření. Takové paprsky a paprsky, potažmo paprsky z blízkého okolí se protnou až v obrovské vzdálenosti od generátoru, kterou lze směle označit za nekonečnou.



Obrázek 2.7: Příčný řez vlnoplochou bezprostředně za generátorem strukturovaného svazku.

### 3 Simulační software VirtualLab Fusion

Výzkum SS založený na numerických simulacích byl prováděn s využitím softwaru VirtualLab Fusion od firmy LightTrans. Jedná se o software, který při vyhodnocování světelného pole uvažuje elektromagnetickou povahu světla. Při vyhodnocování propagace světla využívá principy Fourierovské optiky[12]. Tedy že rozloží světelné pole se známým rozložením komplexní amplitudy na spektrum rovinných vln. K tomu lze využít dvourozměrnou Fourierovu transformaci. Analytický předpis Fourierovy transformace má podobu [12]

$$F(v_x, v_y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i2\pi(v_x x + v_y y)} dv_x dv_y, \quad (3.1)$$

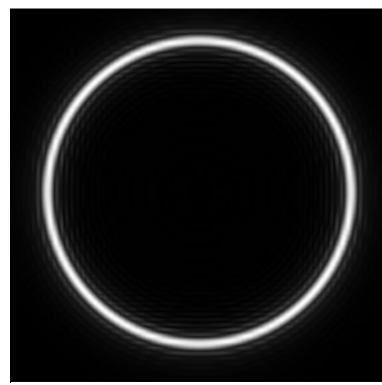
kde  $v_x$  a  $v_y$  představují tzv. prostorové frekvence. Prostorová frekvence souvisí s projekcí vlnového vektoru  $\vec{k}$  do jednotlivých souřadnicových směrů. Platí tedy, že  $v_x = k_x/2\pi$  a  $v_y = k_y/2\pi$ . Ze spektra rovinných vln lze následně složit klasické světelné pole inverzní Fourierovy transformace

$$f(x, y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} F(v_x, v_y) e^{i2\pi(v_x x + v_y y)} dv_x dv_y, \quad (3.2)$$

Význam dvourozměrné Fourierovy transformace je velmi názorný na besselovském svazku. V kapitole 2.2 bylo zmíněno, že vlnoploha besselovského svazku má tvar kužele. Tedy v daném radiálním směru mají všechny paprsky stejný směr. Tomu odpovídá spektrum rovinných vln ve tvaru kružnice na obrázku 3.1b.



(a) Besselovský svazek



(b) BS ve spektru rovinných vln

## 3.1 Způsob vyhodnocování propagace světla

Z principu elektromagnetické optiky lze každému bodu vyhodnocované oblasti přiřadit vektor elektrického a vektor magnetického pole. To činí 6 hodnot pro každý bod, které lze shrnout do vektoru pole  $V$ , tedy

$$V(\mathbf{r}) = (E_x(\mathbf{r}), E_y(\mathbf{r}), E_z(\mathbf{r}), H_x(\mathbf{r}), H_y(\mathbf{r}), H_z(\mathbf{r}))^T, \quad (3.3)$$

kde  $\mathbf{r} = (x, y, z)$ . Platí ovšem, že pouze dvě veličiny jsou navzájem nezávislé. Respektive ze znalosti libovolných dvou veličin z vektoru  $V(\mathbf{r})$  lze dopočítat zbylé veličiny vektoru  $V(\mathbf{r})$ [12][16]. Veličiny jsou spolu provázány prostřednictvím Maxwellových rovnic ve tvaru (1.33 - 1.36).

V rámci úspory požadavků na hardwarové vybavení počítače tedy řeší VirtualLab Fusion propagaci pouze dvou komponent elektromagnetického pole, a sice  $E_x$  a  $E_y$ . Třetí složka intenzity elektrického pole se vypočte ze vztahu[12][16]

$$E_z = -\frac{k_x E_x + k_y E_y}{k_z}, \quad (3.4)$$

kde  $k_x$ ,  $k_y$  a  $k_z$  jsou jednotlivé složky vlnového vektoru. Složky magnetického pole lze následně vyhodnotit ze vztahu

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\vec{k} \times \vec{E}}{k}. \quad (3.5)$$

### 3.1.1 Spektrum rovinných vln

Základní metodou vyhodnocování propagace světla volným prostorem ve VirtualLab Fusion je využití operátoru SPW (z anglického Spectrum of Plane Waves). V české literatuře je tato metoda známa pod pojmem Spektrum rovinných vln. Jak již název metody napovídá, princip spočívá v rozkladu známého pole na Spektrum rovinných vln. K tomu se tedy využije dvourozměrná Fourierova transformace, viz (3.1). Pole ve spektru rovinných vln je podrobeno tzv. přenosové funkci volného prostoru  $P_{SPW}$ [12].

$$P_{SPW}(v_x, v_y) = e^{-i2\pi\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - v_x^2 - v_y^2}\Delta z} \quad (3.6)$$

Tato funkce vychází z rovinné vlny na vstupu

$$U_1(x, y, z) = Ae^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)}. \quad (3.7)$$

Při uvážení výše zmíněného vztahu mezi transverzálními složkami vlnového vektoru a transverzálními složkami prostorové frekvence lze podélnou souřadnici vlnového vektoru jako

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} = 2\pi\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - v_x^2 - v_y^2}. \quad (3.8)$$

Na výstupu bude poté rovněž rovinná vlna ovšem ve vzdálenosti  $\Delta z$ , tedy

$$U_2(x, y, \Delta z) = Ae^{-i(k_x x + k_y y + k_z \Delta z)}. \quad (3.9)$$

Přenosová funkce volného prostoru se následně rovná poměru výstupní funkci  $U_2$  a vstupní funkci  $U_1$ , tedy

$$P_{SPW} = e^{-ik_z \Delta z} \quad (3.10)$$

Bude-li následně dosazena rovnice(3.8) do rovnice(3.10), výsledkem bude přenosová funkce volného prostoru ve tvaru(3.6). Pole  $U(x, y)$  ve vzdálenosti  $\Delta z$  od známého pole, tedy bude vypadat

$$U(x, y, \Delta z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} P_{SPW}(v_x, v_y) U(v_x, v_y) e^{i2\pi(v_x x + v_y y)} dv_x dv_y. \quad (3.11)$$

Z principu pracuje operátor spektra rovinných vln bez jakékoli fyzikální aproximace.

### 3.1.2 Fresnelova aproximace

Fresnelova aproximace značně usnadňuje výpočet a pro situace, kdy je pole přenášeno na větší vzdálenosti, je využití Fresnelovi aproximace dokonce nezbytné, jelikož pro numerické řešení vývoje polí na veliké vzdálenosti při komplikovanějším charakteru rozložení fáze vlny nejsou dnešní výkoné osobní či modelovací počítače schopny zpracovat[12]. Vychází se tedy z předpokladu, že paprsky se šíří pod malými úhly tak, že platí[8]  $\theta_x \approx \lambda v_x$  a  $\theta_y \approx \lambda v_y$ . Následně lze zavést úhel  $\theta$ , jež svírá vlnový vektor s optickou osou jako

$$\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2 \approx \lambda^2(v_x^2 + v_y^2). \quad (3.12)$$

Po dosazení rovnice(3.12) do rovnice(3.8) dostaneme po Taylorově rozvoji výraz

$$k_z = 2\pi \frac{d}{\lambda} \left(1 - \frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^4}{8} - \dots\right). \quad (3.13)$$

Přenosová funkce volného prostoru po Fresnelově aproximaci tedy nabývá tvaru

$$P_F(v_x, v_y) \approx P_0 e^{i2\pi \lambda \Delta z (v_x^2 + v_y^2)}. \quad (3.14)$$

Platí, že  $P_0 = e^{-jk\Delta z}$ . Výsledný výraz tedy neobsahuje odmocninu v exponentu a numerické řešení při zpětné Fourierově transformaci je triviálnější.

## 4 Vymezení limit a kritérií strukturovaného svazku

V kapitole 2.3 je představen strukturovaný svazek včetně principu na základě, kterého je svazek generován. V kapitole 2.3 je rovněž zmíněno, že strukturovaný svazek nabývá více různých podob v závislosti na použitém generátoru, přičemž jeho základní charakteristické vlastnosti popsané v seznamu 2.3 zůstávají nezměněny, ale evidentně dojde ke změně hodnot několika význačných parametrů, jako je rozměr centrálního jádra či množství soustředných kružnic.

V této kapitole, je tedy kladen důraz na vymezení parametrů strukturovaného svazku, které podléhají změně při regulaci parametrů generátoru strukturovaného svazku a popsání jejich závislosti. Pro jednotlivé potenciální aplikace má každý parametr podléhající změně různý význam. Každý takový parametr se tedy stává kritériem pro něhož je hledáno optimální nastavení generátoru.

Dále jsou v této kapitole vymezeny limity omezující generaci strukturovaného svazku s požadovanými kritérii. Tyto limity jsou dány především mechanickou konstrukcí generátoru a platnými fyzikálními zákony.

### 4.1 Kritéria strukturovaného svazku

V rámci potenciálního použití SS v technické praxi bylo nezbytné vytyčit jednotlivé parametry, u kterých je předpoklad, že budou předmětem zájmu. Jako kritéria popisující strukturovaný svazek tedy byly navrženy následující parametry:

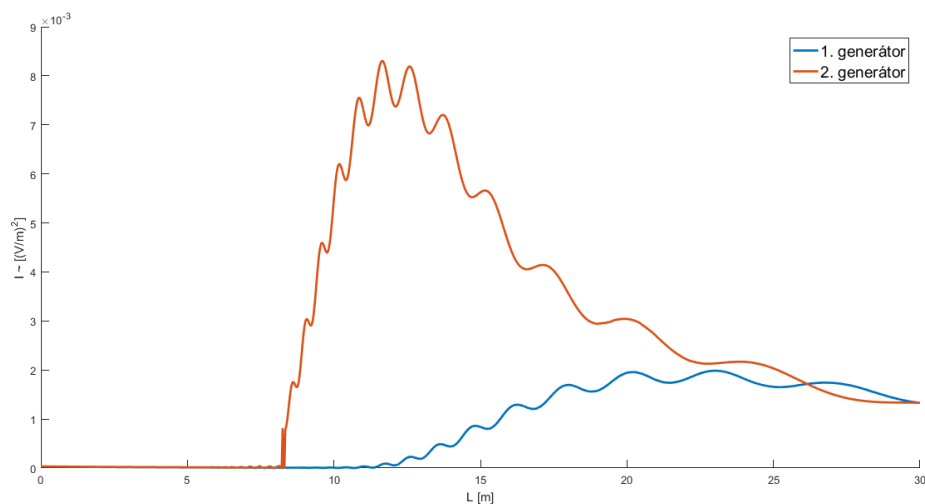
- Průměr centrálního jádra
- Intenzita v centrálním jádra
- Kontrast světlých a tmavých soustředných kružnic
- Množství soustředných kružnic kolem centrálního jádra
- Intenzita podélně polarizovaného pole

Výše zmíněné parametry jsou přímo závislé na použitém generátoru strukturovaného svazku, na osvětlovacím svazku, na vlivu prostředí a dalších elementech, jež jsou popsány v kapitole 5. Nyní jsou představeny jednotlivé sledované parametry pro blíže nespecifikované generátory. To si stanovuje za cíl charakterizovat dané kritérium, popřípadě poukázat na souvislosti ve vývoji kritéria pro strukturovaný svazek z různých generátorů.

### 4.1.1 Intenzita v centrálním jádru

Jedním z nejzásadnějších parametrů je intenzita v centrálním jádru. Na obrázku 4.1 je graf dvou průběhů intenzit centrálního jádra v podélném směru. Z grafu je evidentní charakteristická vlastnost intenzity centrálního jádra a sice její kmitavý průběh. Dále je zajímavý bod, ve kterém dochází k nárůstu intenzity. Tento bod se liší s použitou konfigurací generátoru SS a rovněž udává mezní hranici minimální vzdálenosti od generátoru, ve které je interferenční pole strukturovaného svazku kompletní. Ačkoli má průběh intenzity kmitavý charakter, je v něm evidentní tendence, které se průběh drží. Je zřejmé, že tendence obou průběhů má bod, ve kterém dosahuje maxima intenzity. Tento bod se opět liší s použitým generátorem a rovněž hodnota maximální intenzity je různá.

Intenzita centrálního jádra silně závisí na použitém generátoru SS. Výše byli zmíněny 3 vlastnosti průběhu intenzity závislé na konfiguraci generátoru. Jsou to kmitavý průběh intenzity, bod zkompletnění interferenčního pole a bod dosahu maximální intenzity. Jednotlivé potenciální aplikace mohou vyžadovat různé průběhy optické intenzity. V kapitole 5 je tedy zkoumána závislost parametrů generátoru na průběh optické intenzity a je podán návrh, jak se přiblížit kýženému průběhu.

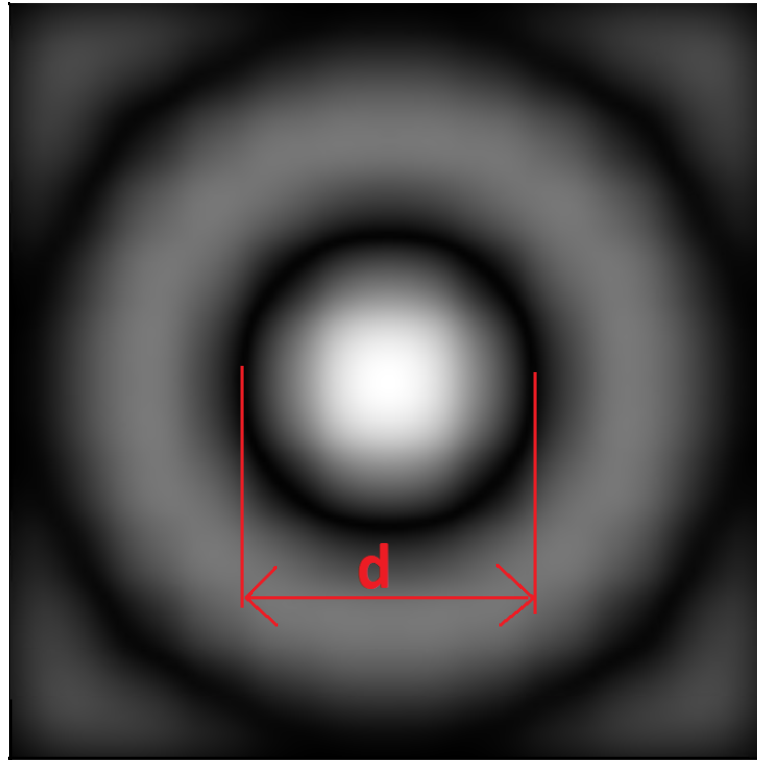


Obrázek 4.1: Vyobrazení dvou různých průběhů optické intenzity centrálního jádra v podélném směru

Důležitým aspektem je i srovnání intenzit generovaného strukturovaného svazku a osvětlovacího svazku. Tím je myšleno, zda-li bychom chtěli dosáhnout v daném místě co nejvyšší optické intenzity, má smysl použít generátor strukturovaného svazku či nikoli. U Gaussovského svazku totiž optická intenzita klesá s exponenciální závislostí na podélné souřadnici. Oproti tomu z principu na generátoru SS dochází k významným energetickým ztrátám.

### 4.1.2 Průměr centrálního jádra

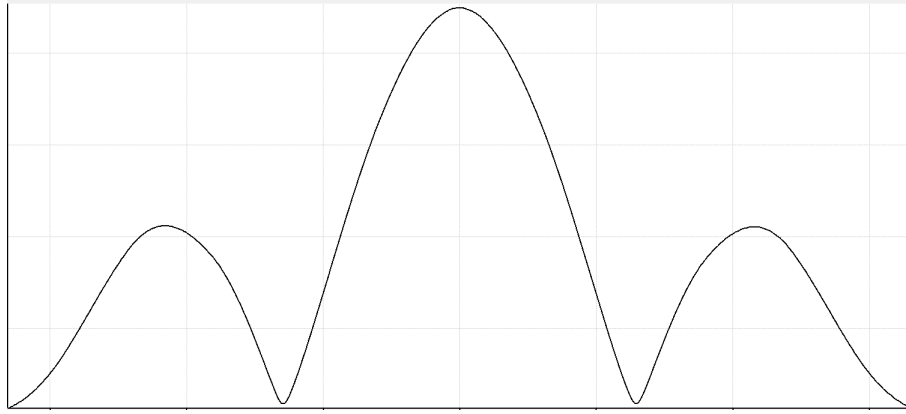
Neméně významným parametrem, jako byla intenzita centrálního jádra, je jeho průměr. Ten hraje velice významnou roli, zejména v zaměřovacích systémech. Na obrázku 4.2 je zobrazen detail z centra strukturovaného svazku. Tedy centrální jádro a první soustředná kružnice. Rovněž je na obrázku vymezena hranice centrálního jádra, která určuje jeho průměr  $d$ .



Obrázek 4.2: Detailní zobrazení centrálního jádra včetně vymezení jeho hranice.

Jak je zřejmé z obrázku 4.2 a 4.3, za hranici centrálního jádra, je uvažováno místo, kde dochází směrem od středu k opětovnému nárůstu intenzity. To je rozdíl oproti Gaussovskému svazku, který má na okrajích velice pozvolný pokles intenzity a jeho šířka je určena místem, kde poklesne intenzita na jednu polovinu od centra s nejvyšší intenzitou.

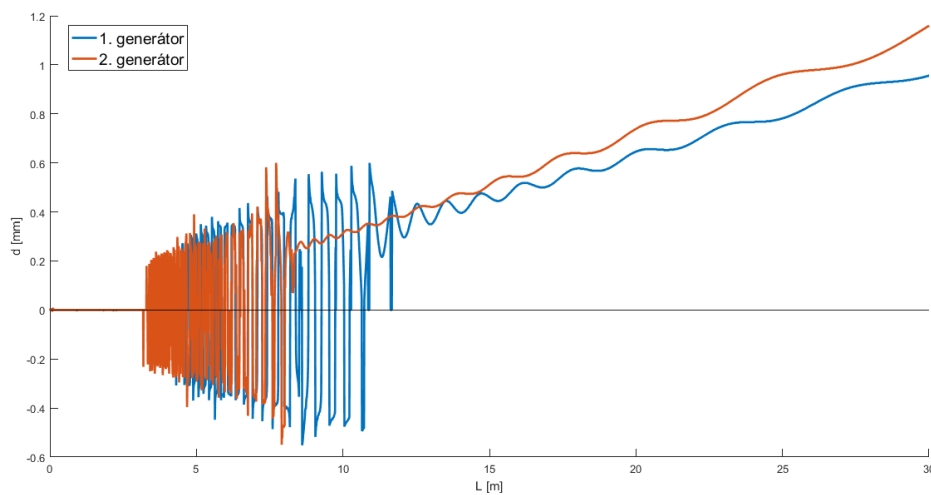
Zajímavý je následný vývoj průměru centrálního jádra v závislosti na podélné vzdálenosti. To je zobrazeno na obrázku 4.4, kde jsou dva průběhy. Jsou za dvou generátorů, které jsou stejné jako generátory použité pro vyobrazení průběhů optické intenzity v centrálním jádru v obrázku 4.1. Průběh průměru centrálního jádra lze evidentně rozdělit na 3 části. V první části se nevyskytuje žádné centrální jádro a je tedy bezpředmětné hovořit o jeho průměru. V druhé části průběhu je situace zajímavější. Jedná se o oblast, kde by na základě paprskové optiky nemělo docházet k protínání paprsků. To že, v této oblasti již existuje centrální jádro, je způsobeno difrakcí na kruhové apertuře. Intenzita centrálního jádra v této oblasti ovšem nabývá velmi nízkých hodnot, což je patrné při porovnání se obrázkem 4.1. Zajímavé na této



Obrázek 4.3: Detailní zobrazení příčného rozložení intenzity odpovídající obrázku 4.2

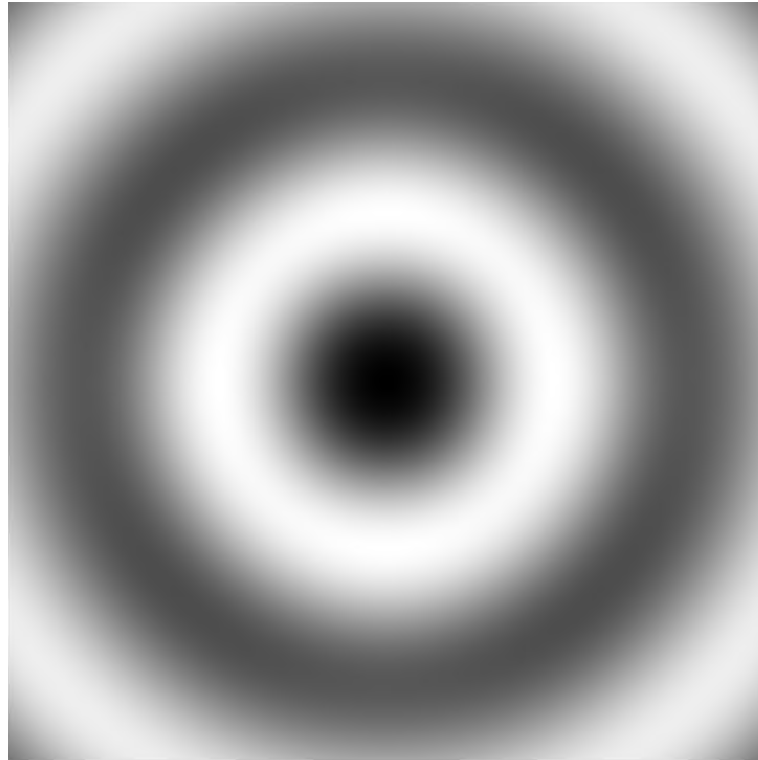
oblasti průběhu průměru centrálního jádra je, že zasahuje do záporných hodnot. Tím chtěl autor vyjádřit oblasti, ve kterých je intenzita centrálního jádra nižší než intenzita nejbližší soustředné kružnice. Detail transverzálního pole takovéto situace je zobrazen na obrázku 4.5.

V poslední části průběhu průměru centrálního jádra je již pozorován vývoj plnohodnotného strukturovaného svazku. Stejně jako vývoj intenzity centrálního jádra, tak i jeho průměr má kmitavý charakter. Přesto je evidentní lineárně rostoucí tendence a směrnice obou dvou průběhů se nepatrně liší. Následné způsoby a metody jak ovlivnit vývoj průměru centrálního jádra jsou popsány v kapitole 5.



Obrázek 4.4: Vývoj průměru centrálního jádra. Záporné hodnoty značí oblasti ve kterých má centrální jádro nižší optickou intenzitu než první soustředná kružnice



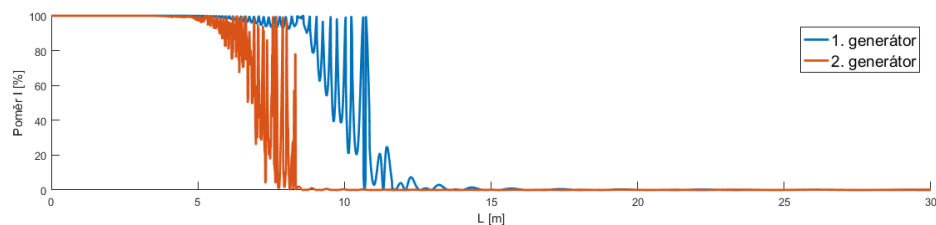


Obrázek 4.5: Detailní zobrazení centrálního jádra s nižší intenzitou než je intenzita 1. soustředné kružnice.

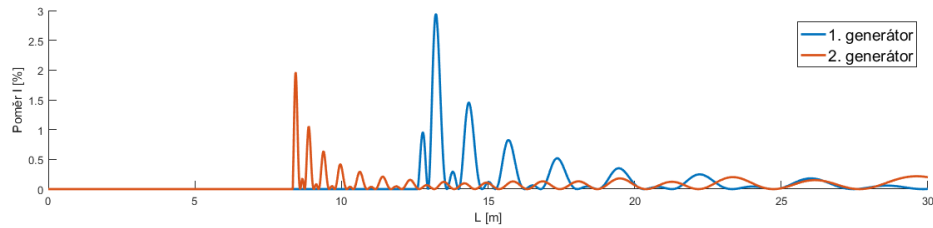
### 4.1.3 Kontrast světlých a tmavých soustředných kružnic

Dalším kritériem, jež hraje nezanedbatelnou roli, je poměr centrálního jádra a první tmavé soustředné kružnice. Tedy kružnice s průměrem  $d$  z obrázku 4.2. Obecný vývoj bezprostředně od počátku je vyobrazen na obrázku 4.6. Grafy na obrázku 4.6 vyjadřují, kolik procent představuje optická intenzita první tmavé soustředné kružnice z optické intenzity ze středu centrálního jádra.

Obrázek 4.6 odpovídá stejným dvěma strukturovaným svazkům, jejichž kritéria jsou vyobrazena na obrázcích 4.1 a 4.4. Je zřejmé, že vývoj poměru intenzit lze, rovněž jako tomu bylo u vývoje průměru centrálního jádra, rozdělit na 3 části. První část se týká oblasti těsně za generátorem. Tam se nevyskytuje centrální jádro ani



Obrázek 4.6: Vývoj intenzity první tmavé soustředné kružnice ku intenzitě centrálního jádra od počátku.



Obrázek 4.7: Vývoj intenzity první tmavé soustředné kružnice ku centrálnímu jádru pro plnohodnotný strukturovaný svazek

soustředné kružnice a je bezpředmětné zabývat se poměrem intenzit. Druhá část, která je tvořena vlivem difrakce má silně kmitavý průběh a hodnota první tmavé soustředné kružnice se pohybuje v rozmezí od asi 1 do 99procent. Třetí část grafu následně odpovídá vývoji poměru intenzit plnohodnotného strukturovaného svazku. Detailní zobrazení třetí části z grafů v obrázku 4.6 je přezobrazeno do obrázku 4.7, kde není průběh nepřívětivě ovlivněn nízkým škálovacím rozmezím.

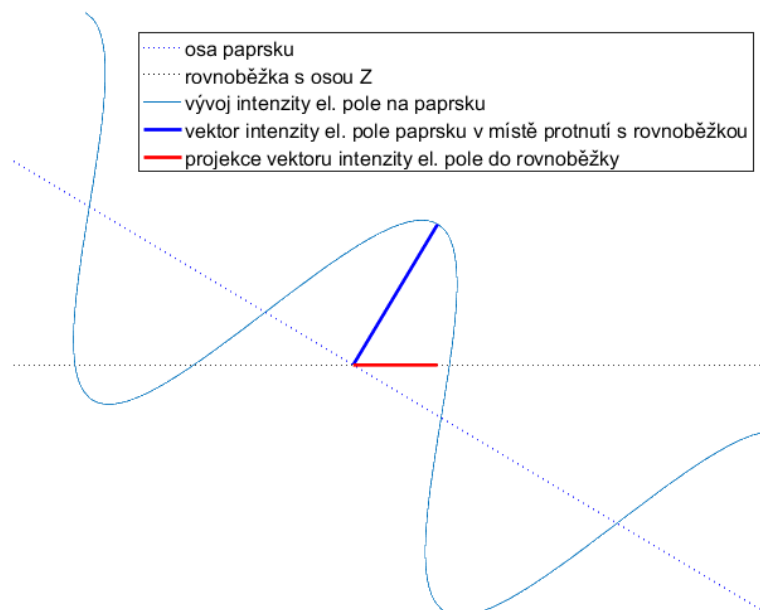
Z průběhů v obrázku 4.7 je zřejmé, že kontrast první tmavé kružnice a centrálního jádra je velmi vysoký, má kmitavý průběh a se zvětšující se periodou klesá pravidelně k nule. Metody pro ovlivnění tohoto kritéria jsou popsány v kapitole 5

#### 4.1.4 Podélně polarizované pole

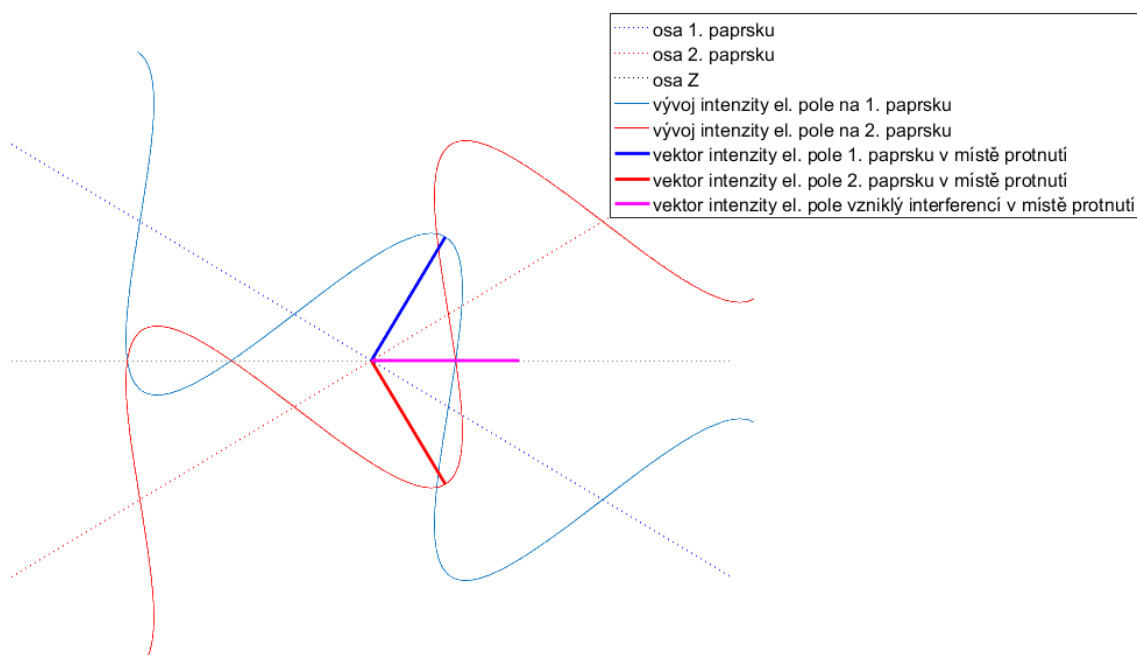
Specifickou vlastností strukturovaného svazku je potenciální existence netradičně podélně polarizované intenzity elektrického pole. Zde je nyní potřeba jasně vymezit rozdíl mezi složkou intenzity elektrického pole v podélném směru a podélně polarizovaným elektrickým polem. Jak je známo z kapitoly 1, vektor intenzity elektrického pole je kolmý k vlnovému vektoru  $k$ , tedy ke směru šíření v daném bodě. Svírá-li paprsek s osou šíření úhel různý od nuly, můžeme podélnou složku vektoru intenzity elektrického pole označit za jeho projekci do přímky rovnoběžné s osou  $z$  v daném bodě, tak jak je zobrazeno na obrázku 4.8.

Oproti tomu podélně polarizované elektrické pole představuje situaci, ve které je vektor intenzity elektrického pole rovnoběžný s osou  $z$ . Taková situace může nastat například při interferenci, kde dojde k superpozici intenzit elektrických polí. Proto je v oblasti zájmu při studiu strukturovaného svazku, protože ten je, jak již bylo zmíněno v kapitole 2.3, interferenčním polem. Samotná interference ovšem ještě nezajistí, že vznikne svazek s podélnou polarizací. Je nezbytné, aby vektory jednotlivých intenzit elektrického pole byli vůči sobě orientovány takovým způsobem, že po vektorovém součtu je výsledný vektor rovnoběžný s osou  $z$ . Taková situace je zobrazena na obrázku 4.9.

Aby ovšem nastala situace, kdy jsou vektory vhodně orientovány, je potřeba speciálního nastavení generátoru a osvětlujícího svazku. Podrobný rozpis metody je uveden v kapitole 6.3.



Obrázek 4.8: Vyjádření podélné složky intenzity elektrického pole jako projekci do přímky rovnoběžnou s osou  $z$ .



Obrázek 4.9: Vektorový součet dvou vektorů intenzit elektrického pole za vzniku podélně polarizovaného vektoru intenzity elektrického pole.

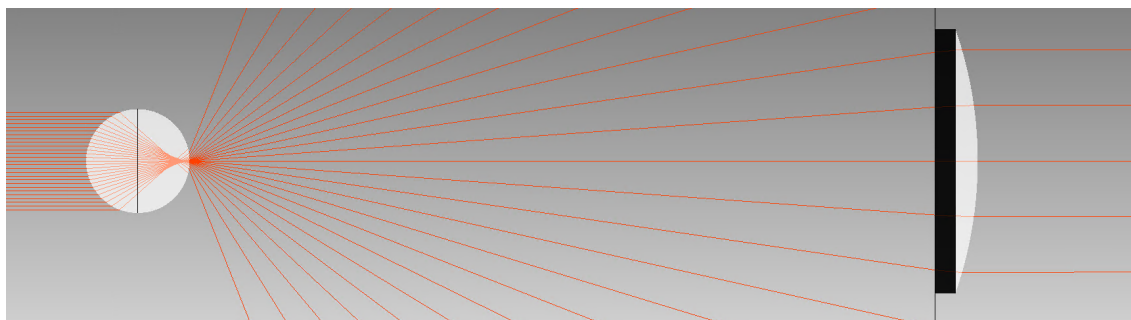
## 4.2 Použité generátory a jejich omezení

V rámci této práce jsou uvažovány 2 druhy generátorů strukturovaných svazků. Jedná se o generátor složený z více prvků a o kompaktní generátor tvořený jed-

nou tlustou čočkou. Filosofie obou generátorů je velmi podobná, tedy přezobrazit vhodnou část podélné sférické vady, kterou generujeme sférickou lámavou plochou na vstupu do generátoru. Jak bylo zmíněno v kapitole 2.3, strukturovaný svazek mění svůj charakter právě v závislosti na oblasti, kterou přezobrazujeme. A zde se projevuje omezení v podobě konečných rozměrů apertury zobrazovací čočky.

### 4.2.1 Podoba generátorů a jejich vlastnosti

Generátor, který je tvořen více prvky, je na sestrojení vskutku nejjednodušším generátorem. K sestrojení je potřeba jedna tlustá čočka a jedna tenká zobrazovací čočka. Daná konfigurace je zobrazena na obrázku 4.10. Základní vlastností této konfigurace je možnost libovolně manipulovat se zobrazovací čočkou a měnit tak charakter generovaného strukturovaného svazku. To představuje jednak výhodu při snadném přizpůsobování se změnám okolních podmínek. Rovněž to ale představuje nevýhodu v podobě potřeby robustního usazovacího systému, který bude odolný na mechanické namáhání a otřesy, jelikož generovaný svazek je na poloze zobrazovací čočky silně závislý.



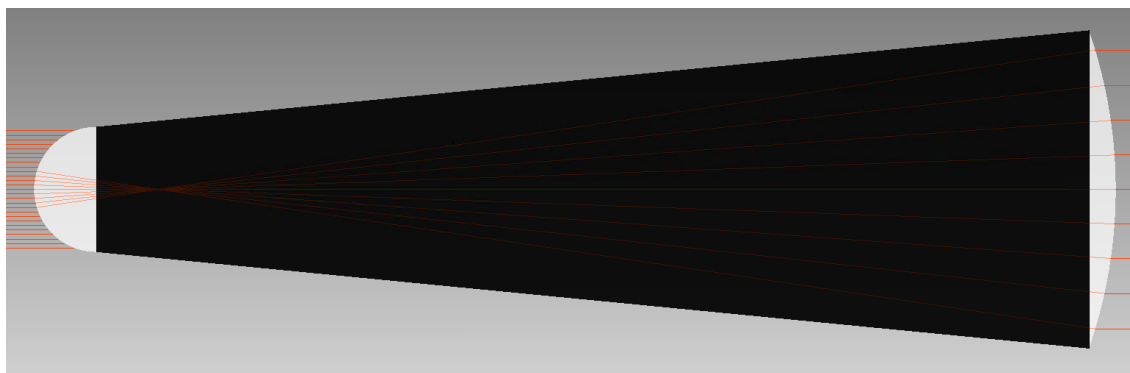
Obrázek 4.10: Generátor tvořený tlustou čočkou a tenkou zobrazovací čočkou

Jak je patrné z obrázku 4.10, kde je užito pro popis šíření světla paprskové aproximace, která postačuje pro dané účely, dochází k obrovským ztrátám energie v podobě rozptylu světla za tlustou čočkou. V ukázaném případě, kde rovinná vlna osvětluje 80% vstupní plochy kulové čočky, z generátoru vystupuje pouhých 16% světla. Poměr vstupní a výstupní energie lze ovlivnit mnoha faktory. Jsou to

- ohnisková vzdálenost zobrazovací čočky,
- průměr apertury zobrazovací čočky,
- index lomu tlusté čočky
- šířkou osvětlujícího svazku,
- rozložením intenzity v osvětlujícím svazku

Bližší specifikace na optimalizaci poměru vstupní a výstupní energie jsou uvedeny v kapitole 5.

Druhým uvažovaným generátorem, je kompaktní generátor, který uvažuje jednu tlustou čočku, tak jak je to zobrazeno na obrázku 4.11. Zřejmou výhodou této konfigurace je robustnost systému v počtu snížení jeho stupňů volnosti. Takovýto generátor musí být vyroben přesně na konkrétní aplikaci se specifikovanými neměnnými parametry. Za neměnný parametr je uvažována i vlnová délka osvětlujícího svazku, jelikož vlivem disperze se mění ohniskové vzdálenosti obou lámavých ploch. Vliv vlnové délky na generovaném svazku je popsán v kapitole 5.



Obrázek 4.11: Ukázka kompaktního generátoru, tvořeného jednou tlustou čočkou

Zajímavostí kompaktního generátoru je jeho menší energetická ztráta oproti generátoru v konfiguraci dvou čoček. Obě konfigurace mají stejné rozměry i stejný osvětlující svazek a z kompaktního generátoru vystupuje 30% energie. Rozdíl je způsoben v chybějící lámavé ploše kuličkové čočky, která ve dvoučočkovém generátoru způsobila ještě větší divergenci již tak se rozbíhajících paprsků.

## 4.2.2 Vliv polohy zobrazovací čočky

V kapitole 2.3 je na obrázku 2.7 zobrazen příčný řez vlnoplochou. A jak bylo řečeno, aby mohl vzniknout strukturovaný svazek s nekonečným dosahem, musí řez vlnoplochou obsahovat 3 lokální extrémy, tak jak je tomu na obrázku 2.7. Vlnoplocha je tvořena součtem sférické aberace, jež je popsána polynomem 4. řádu a vadou rozostření, jež je popsáno polynomem 2. řádu. Řez vlnoplochou lze tedy zapsat jako

$$\varphi = K_S \rho^4 + K_D \rho^2, \quad (4.1)$$

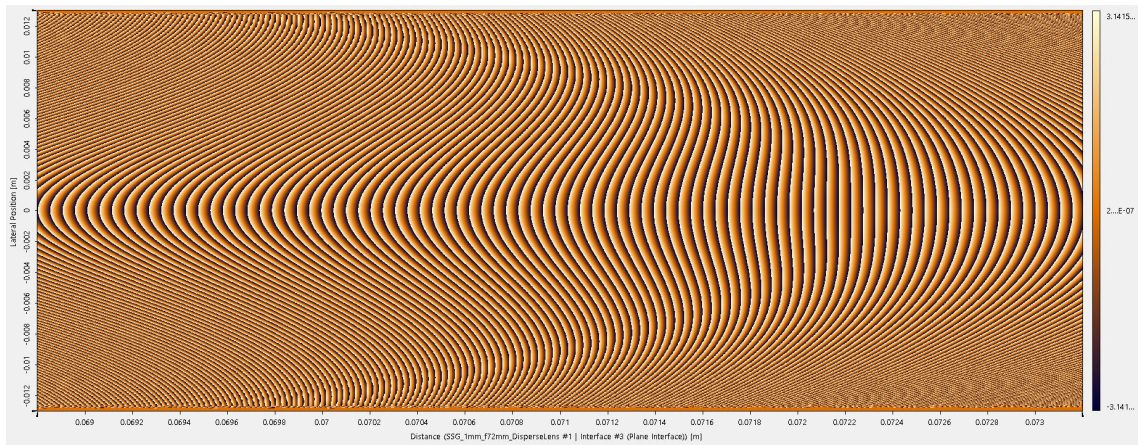
kde  $\varphi$  je fáze a  $\rho$  je normovaná vzdálenost od středu svazku popsána v kapitole 1.1.2. Koeficienty  $K_S$  a  $K_D$  jsou reálné a určují konečný tvar vlnoplochy. Evidentně se jedná o koeficienty Seidlových polynomů zmíněných v kapitole 1.1.2. Jsou to parametry, které se mění v závislosti na oblasti podélné sférické vady, kterou přezobrazujeme. Abychom získali 3 lokální extrémy, musí být jeden koeficient kladný a jeden záporný. Aby byl splněn směr šíření, tak jak je tomu na obrázku 2.7, musí platit, že koeficient sférické aberace  $K_S$  je kladný a koeficient vady rozostření  $K_D$  je záporný.

Uvažujme nyní reálný generátor strukturovaného svazku v konfiguraci dvou čoček. Tedy vlnová délka osvětlujícího svazku činí  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ . První čočka je



kulová s poloměrem  $R_1 = 0,5mm$  a materiálem  $S - LAH79$  od firmy Ohara. Při dané vlnové délce je index lomu kulové čočky roven  $n = 1,997$ . Zobrazovací čočka je plosko-vypouklá. Její tloušťka je  $d_L = 4,1mm$ , průměr apertury činí  $d_A = 25,4mm$  a sférická plocha, která je nastavena jako výstupní, má poloměr  $R_2 = 38,6mm$ . Materiál čočky je  $N - BK7$ , což při dané vlnové délce znamená index lomu  $n = 1,516$ . Za těchto podmínek má zobrazovací čočka zpětnou ohniskovou vzdálenost  $f = 72,23mm$ . Pro danou konfiguraci byl simulován vývoj fáze, Seidlových koeficientů  $K_D$  a  $K_S$  a Zernikových koeficientů  $K_{Dz}$  a  $K_{Sz}$  popisujících optické vady v závislosti na podélné pozici  $L_L$  zobrazovací čočky. Ona pozice se měnila v rozmezí  $L_L \in (68,8mm; 73,2mm)$  od výstupní strany kuličky, přičemž paraxiální ohnisko kulové čočky při dané vlnové délce je ve vzdálenosti  $f = 977nm$  od výstupní plochy kulové čočky.

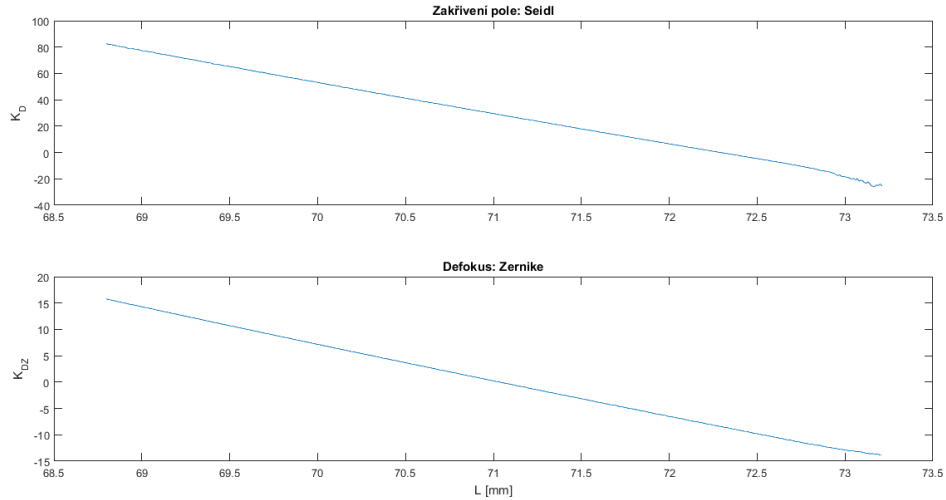
Vývoj fáze v závislosti na poloze zobrazovací čočky je vykreslen na obrázku 4.12. Toto grafické znázornění vývoje fáze je velice výhodné, jelikož je na něm zřetelně vidět oblast, ve které je splněna podmínka existence tří lokálních extrémů. Zajímavá je oblast, která odpovídá vzdálenosti zobrazovací čočky  $L_L = 72,23mm$  od kulové čočky. Jedná se o nejzazší místo, které může být čočkou zobrazeno, aby vznikl strukturovaný svazek. S klesající vzdáleností zobrazovací čočky, evidentně lineárně narůstá vzdálenost mezi krajními lokálními extrémly. Zde se projeví limitující jev v podobě konečné apertury zobrazovací čočky. Ve vzdálenosti  $L_L = 70mm$  dojde k oříznutí pole aperturou zobrazovací čočky takovým způsobem, že jsou uříznuty krajní lokální extrémly.



Obrázek 4.12: Vývoj fáze v závislosti na podélné pozici zobrazovací čočky

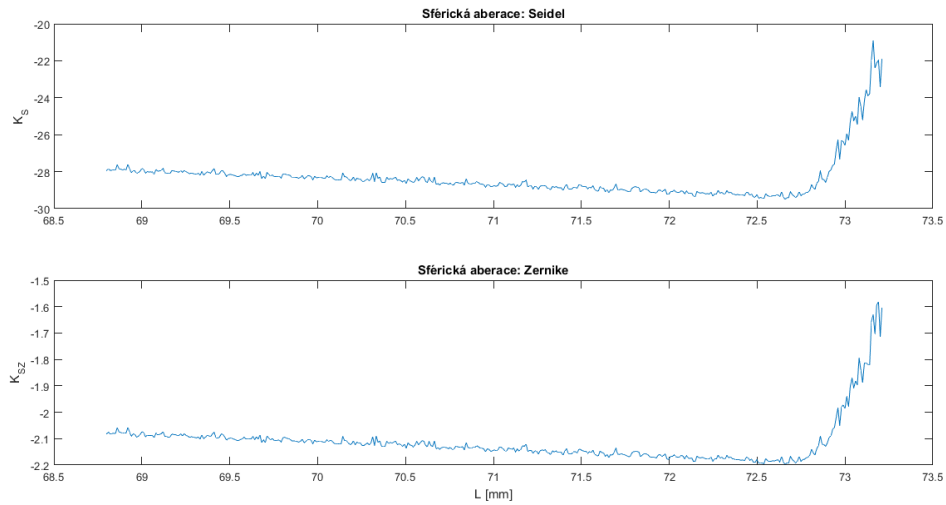
Oblast, ve které lze manipulovat se zobrazovací čočkou za existence strukturovaného svazku, byla tedy za pomoci vývoje fáze zobrazené v obrázku 4.12 ohraničena pozicemi  $L_L = 70mm$  a  $L_L = 72,23mm$ . Je dobré pokusit se najít souvislost se Seidlovými či Zernikovými polynomy generovanými pro totožnou situaci. Vývoj vady rozostření je vyneseno na obrázku 4.13 a vývoj sférické vady je na obrázku 4.14.

Je evidentní, že Seidlovi a Zernikovy koeficienty se shodují ve tvaru průběhu. Přirozeně se ovšem liší v hodnotách, ve kterých se pohybují. Pro eventuelní vyjádření tvaru vlnoplochy v závislosti na pozici zobrazovací čočky, jsou vhodnější Seidlovy



Obrázek 4.13: Vývoj koeficientů vady rozostření pro Seidlův a Zernikův polynom

polynomy. To je patrné zejména z obrázku 4.13, na kterém je zřejmé, že kolem hodnoty  $L_L = 72,2\text{mm}$  nabývá koeficient hodnoty nula. To odpovídá přezobrazení paraxiálního ohniska.



Obrázek 4.14: Vývoj koeficientů sférické vady pro Seidlův a Zernikův polynom

Je výhodné definovat Seidlovi koeficienty na základě parametrů užitého generátoru. Uvažujme generátor popsaný výše, přičemž pohybujeme zobrazovací čočkou v rozmezí asi  $L_L \in (70\text{mm}; 72,23\text{mm})$ . Dále uvažujme zobrazovací rovnici tenké čočky [1], kterou aplikujeme na zobrazovací čočku

$$\frac{f}{a} + \frac{f'}{a'} = 1, \quad (4.2)$$

kde  $f$  je zpětná ohnisková vzdálenost,  $f'$  je dopředná ohnisková vzdálenost,  $a$  je

předmětová vzdálenost,  $a'$  je obrazová vzdálenost. Hodnoty  $a$  a  $a'$  vlastně odpovídají radiusu, jaký nabyde sférická plocha se středem v bodě  $a$  respektive  $a'$  a hranicí s rozhraním čočky. Pro danou zobrazovací čočku za daných vlnových délek a její orientace platí, že  $f = 72,1\text{mm}$  a  $f' = 74,305\text{mm}$ . Budeme-li následně zobrazovat paraxiální ohnisko kulové čočky, od kterého je zobrazovací čočka vzdálena právě o délku  $f$ , dostane výraz 4.2 podobu

$$1 + \frac{f'}{a'} = 1. \quad (4.3)$$

Z dané rovnice plyne, že sféra se středem v bodě  $a'$  a hranicí na rozhraní čočky by měla nabývat nekonečného radiusu, což odpovídá rovinné ploše. Při takto polohované čočce se tedy neprojeví vliv optické vady rozostření, což odpovídá obrázku 4.12.

Za předpokladu, že je paraxiální ohnisko kulové čočky blíže než ohnisková vzdálenost zobrazovací čočky, situace se příhodně změní. Z rovnice (4.2) je možno vyjádřit  $a'$ , jakožto hodnotu radiusu generované vlnoplochy za zobrazovací čočkou. Tedy

$$a' = \frac{f'}{1 - \frac{f}{a}} \quad (4.4)$$

Výsledná vada rozostření je definována jako odchylka fáze od referenčního rozložení fáze. Referenčním rozložením fáze je v daném případě rovina. Proto můžeme rozostření popsat jako sféru s hranicemi definovanými rozměry apertury zobrazovací čočky. Budeme-li uvažovat konečný kruhový rozměr apertury  $r_{max}$ , pak pro koeficient  $K_D$  platí

$$K_D = \frac{a' - \sqrt{a'^2 - r_{max}^2}}{\lambda}. \quad (4.5)$$



## 5 Metody ovlivnění charakteru strukturovaného svazku za účelem optimalizace

Jak bylo zmíněno výše v kapitole 2.3, strukturovaný svazek může nabývat různých podob. Bylo tedy nezbytné najít nějaký společný rys, jež by bylo možné použít ke kvalitativnímu popsání generovaného svazku. Výsledná podoba přímo závisí na použitém generátoru. Respektive krom rozměru apertur použitých čoček závisí na koeficientu vady rozostření, tedy na rozdílu vzájemných pozic paraxiálního ohniska kuličky a zobrazovací čočky.

Jak bylo zmíněno v kapitole 4.2.1, při generaci dochází k výrazným energetickým ztrátám, vlivem nezobrazených rozptýlených paprsků. Princip snížení energetických ztrát spočívá v přezobrazení všech vystupujících paprsků z kulové čočky zobrazovací čočkou. Toho lze docílit buď snížením plochy kulové čočky, jež je osvětlována, či použitím zobrazovací čočky s nižším clonovým číslem.

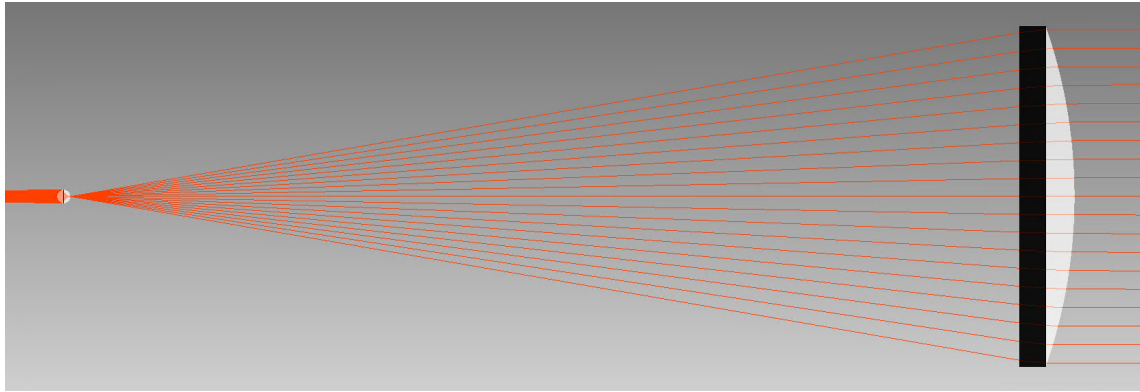
### 5.1 Vývoj intenzity v centrálním jádru

Jak bylo ukázáno v kapitole 4.1.1 vývoj intenzity v centrálním jádru se pro různé konfigurace generátoru liší, přesto má podobný charakter.

#### 5.1.1 Změna pozice zobrazovací čočky

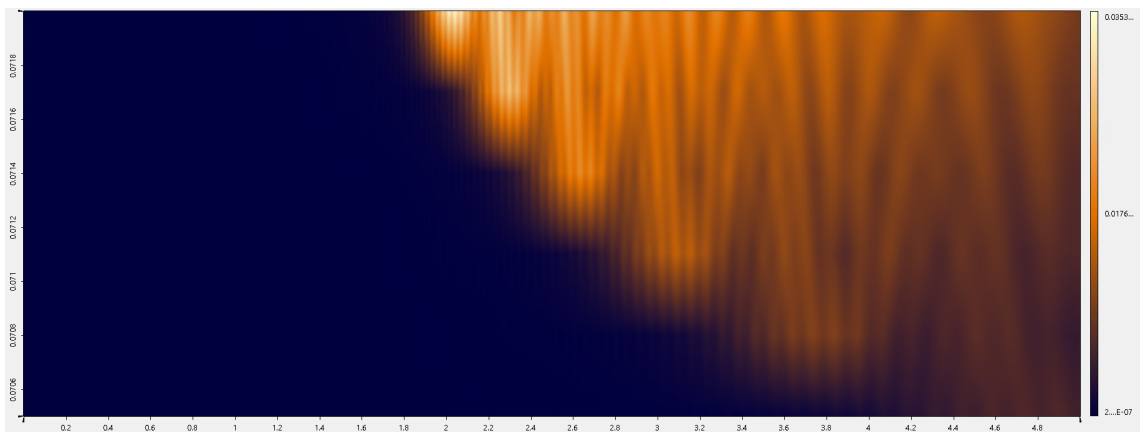
První metodou, jak ovlivnit intenzitu v centrálním jádru, je změna pozice zobrazovací čočky. Uvažujme modelovou situaci zobrazenou na obrázku 5.1. Kulová čočka má poloměr  $R_1 = 0,5mm$  o materiálu  $S - LAH79$  od firmy Ohara. Zobrazovací čočka je plosko-vypouklá s ohniskovou vzdáleností  $f = 72mm$  o materiálu  $N - BK7$  od firmy Schott. Vlnová délka osvětlujícího svazku činí  $\lambda = 632,8nm$ . Jedná se tedy o stejný modelový příklad jako v kapitole 4.2.2.

Daný příklad má tedy stejný vývoj fáze, jako je vyobrazen na obrázku 4.12. S tím souvisí i rozmezí, ve kterém je možné pohybovat zobrazovací čočkou. V kapitole 4.2.2 je řečeno, že pro vytvoření strukturovaného svazku s nekonečným dosahem, musí vzdálenost zobrazovací čočky od paraxiálního ohniska kulové čočky nabývat hodnot v rozmezí  $L_L \in (70mm; 72,23mm)$ . Přesto bude-li umístěna zobrazovací čočka dál, než do  $L_L = 72,23mm$ , vznikne svazek strukturou téměř totožnou se strukturovaným svazkem, nicméně s konečným dosahem.



Obrázek 5.1: Modelová situace s konkrétními parametry

Jak se tedy vyvíjí průběh intenzity se změnou pozice zobrazovací čočky, je vykresleno na obrázku 5.2. Je zřejmé, že se změnou pozice zobrazovací čočky se spojitě mění obecný vývoj intenzity centrálního jádra strukturovaného svazku.

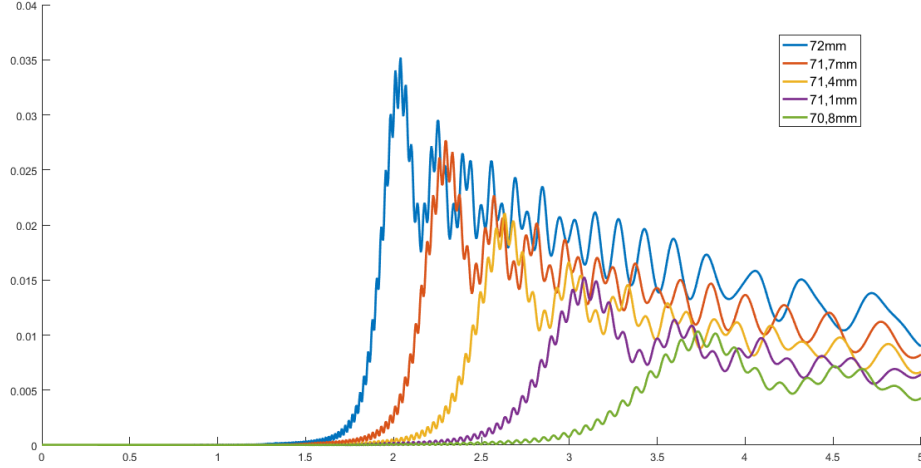


Obrázek 5.2: Závislost vývoje optické intenzity v centrálním jádru strukturovaného svazku v závislosti na pozici zobrazovací čočky. Osa  $x$  značí vzdálenost od generátoru, osa  $y$  vzdálenost zobrazovací čočky od kulové čočky.

Vývoj jednotlivých průběhů v klasickém grafu je následně vyobrazen na obrázku 5.3. Z uvedených grafů je zřejmé, že pro dosažení vyšší intenzity je příhodné umístit zobrazovací čočku co nejdále. S tím ovšem souvisí nárůst frekvence kmitání optické intenzity centrálního jádra a jak se ukáže v kapitole 5.2 i nepříznivý vliv na průměr centrálního jádra.

### 5.1.2 Nalezení bodu vzniku strukturovaného svazku

Jak bylo zmíněno v kapitole 4.2.2, změnou pozice zobrazovací čočky měníme vlnoplochu generovaného svazku a to takovým způsobem, jak je zobrazeno na obrázku 4.12. Ze známého rozložení vlnoplochy, tedy za předpokladu znalosti koeficientů  $K_S$  a  $K_D$  z rovnice (4.1) jsme schopni v rámci paprskové aproximace stanovit bod ve kterém vznikne ucelený strukturovaný svazek.



Obrázek 5.3: Jednotlivé průběhy optické intenzity v závislosti na pozici zobrazovací čočky.

Nejprve je nutné upravit rovnici (4.1) do tvaru reálných rozměrů daného generátoru. Je tedy nutné za proměnnou  $\rho$  dosadit hodnoty ze kterých vychází, tedy  $\rho = r/r_{max}$ . Dále je nutné si uvědomit že fáze z rovnice (4.1) není zapsána v radiánech, ale v jednotkách vlnové délky. Je tedy nutné celou rovnici vynásobit použitou vlnovou délkou. Po dosazení dostaneme rovnici pro rozložení vlnoplochy v reálných rozměrech

$$\varphi_r = \lambda \left( K_S \frac{r^4}{r_{max}^4} + K_D \frac{r^2}{r_{max}^2} \right). \quad (5.1)$$

Daná rovnice tedy popisuje vlnoplochu, jež má stejný tvar jako vlnoplocha definovaná rovnicí (4.1), jen se změní měřítko jednotlivých os. Pro situaci, kdy je zobrazovací čočka vzdálena  $L_L = 70,65mm$  od kulové čočky je vlnoplocha popsána rovnicí (5.1) zobrazena na obrázku 5.4.

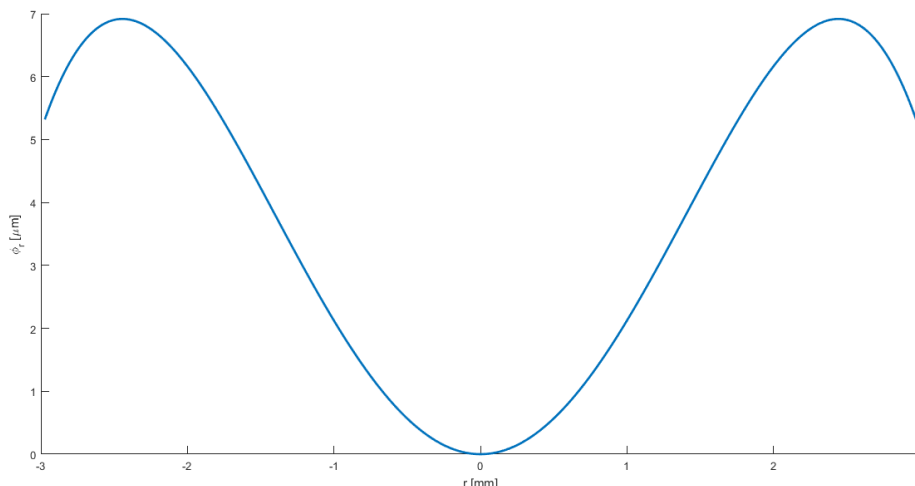
Známost vlnoplochu z obrázku 5.4 nyní lze použít pro definování počátku strukturovaného svazku. Nejprve je nutné spočítat vyjádřit vývoj tečny k danému průběhu vlnoplochy. Ten vyjádříme jako derivaci reálného průběhu fáze podle radiální souřadnice, tedy

$$\varphi'_r = \frac{d(\lambda(K_S \frac{r^4}{r_{max}^4} + K_D \frac{r^2}{r_{max}^2}))}{dr} = \lambda \left( 4K_S \frac{r^3}{r_{max}^4} + 2K_D \frac{r}{r_{max}^2} \right). \quad (5.2)$$

Následně provedeme rotaci souřadnicového systému o  $90^\circ$  podle známých vztahů pro rotaci v Euklidově rovině

$$x' = x \cos \alpha - y \sin \alpha \quad (5.3)$$

$$y' = x \sin \alpha + y \cos \alpha, \quad (5.4)$$



Obrázek 5.4: Vlnoplocha s reálnými rozměry.

kde  $\alpha$  je úhel o který se rotuje,  $x, y$  jsou původní souřadnice rotovaného objektu a  $x', y'$  jsou souřadnice nového rotovaného objektu. Po rotaci souřadnicového systému je vyjádřena derivace průběhu reálné fáze ve starých souřadnicích rovna směrnici normále průběhu reálné fáze v nových souřadnicích. Díky tomu lze stanovit vzdálenost, ve které protne paprsek vycházející z libovolného bodu generovaného pole optickou osu.

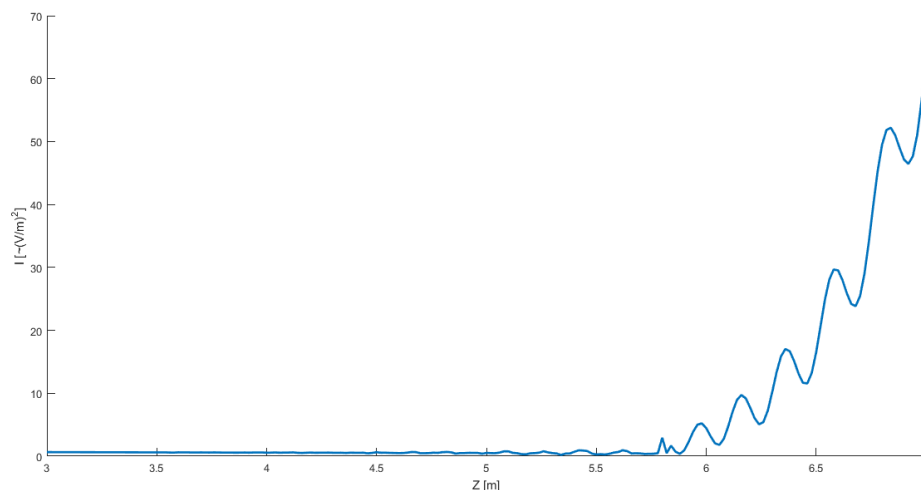
Pro stanovení počátku vzniku strukturovaného svazku značeného  $L_p$  je tedy potřeba znát maximální radiální rozměr svazku  $r_{max}$ , derivaci reálného průběhu fáze v bodě  $r_{max}$  a rovnici přímky, do které tyto hodnoty dosadíme. Tedy  $0 = \varphi'_r L_p + r_{max}$ , z čehož plyne, že

$$L_p = \frac{-r_{max}}{\varphi'_r}. \quad (5.5)$$

Porovnáme-li následně numericky vyhodnocený počátek strukturovaného svazku pro generátor definovaný na počátku kapitoly s průběhem intenzity, vytvořeném za pomoci simulace, dojdeme k významné shodě. Po numerickém vyhodnocení je stanoven počátek na hodnotu  $L_p = 6,0341m$ . Nasimulovaný průběh je vyneseno na obrázku 5.5. Na průběhu je patrné, že intenzitní jádro v centru vznikne již v menší vzdálenosti než  $L_p = 6,0341m$ , zjevně vlivem difrakce na kruhové apertuře zobrazovací čočky. Rozdíl ovšem není nikterak markantní.

### 5.1.3 Vývoj intenzity v dalekém poli a porovnání s Gaussovským svazkem

Díky vlastnosti nekonečného dosahu je výhodné znát vývoj intenzity strukturovaného svazku v dalekém poli. Dalekým polem je v této práci rozuměno rozmezí 50m až 200m. To je pro uvažované generátory vzdálenost, ve které již existuje plnohodnotný



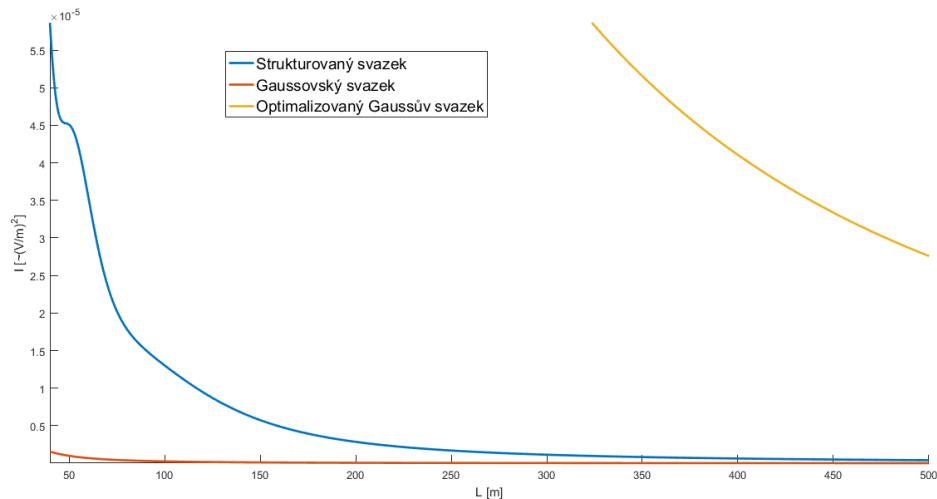
Obrázek 5.5: Nasimulovaný průběh vývoje intenzity pro porovnání počátku vzniku SS

svazek neovlivněný difrakčními jevy a jeho celkový průměr diverguje s lineárním nárůstem, tak je to zobrazeno na obrázku 2.5. Evidentně v této oblasti je intenzitní centrální jádro tvořeno paprsky vycházející z blízkého okolí míst lokálních extrémů vlnoplochy, zobrazených na obrázku 2.7.

Opět je pro modelové situace uvažován generátor definovaný v kapitole 5.1.1. Jelikož je centrální jádro tvořeno paprsky z blízkého okolí lokálního extrému na vlnoploše, kde je velmi malý gradient fáze, je očekávané, že vývoj intenzity v podélném směru bude podléhat kmitání s výrazně nižší četností kmitů, než jak tomu je v blízkosti jednotek metrů za generátorem. Jak je vidět z obrázku 5.3, dochází ve vzdálenostech několika jednotek metrů za generátorem ke kmitům intenzity s četností v řádu desítek na metr. Vývoj intenzity v dalekém poli je následně zobrazen na obrázku 5.6. Generovaný průběh je pro situaci, kdy je zobrazovací čočka vzdálena  $L_L = 70,4\text{mm}$  od kulové čočky. Ve vzdálenosti  $L = 50\text{m}$  za generátorem je pozorovaný poslední kmit ve vývoji intenzity. Poté intenzita prudce klesá, načež od vzdálenosti asi  $L = 100\text{m}$  od generátoru klesá s kvadrátem vzdálenosti.

Na obrázku 5.6 je rovněž zobrazen průběh optické intenzity Gaussova svazku. Jedná se o tentýž Gaussův svazek, kterým byl osvětlen generátor strukturovaného svazku. Je evidentní, že v oblasti několik desítek metrů za generátorem, je pro danou situaci hodnota optické intenzity strukturovaného svazku řádově vyšší, než optická intenzita Gaussova svazku. Ovšem optická intenzita strukturovaného svazku má strmější úbytek s podélnou vzdáleností, načež pro danou konfiguraci generátoru dojde ve vzdálenosti  $500\text{m}$  k vyrovnání hodnot obou optických intenzit.

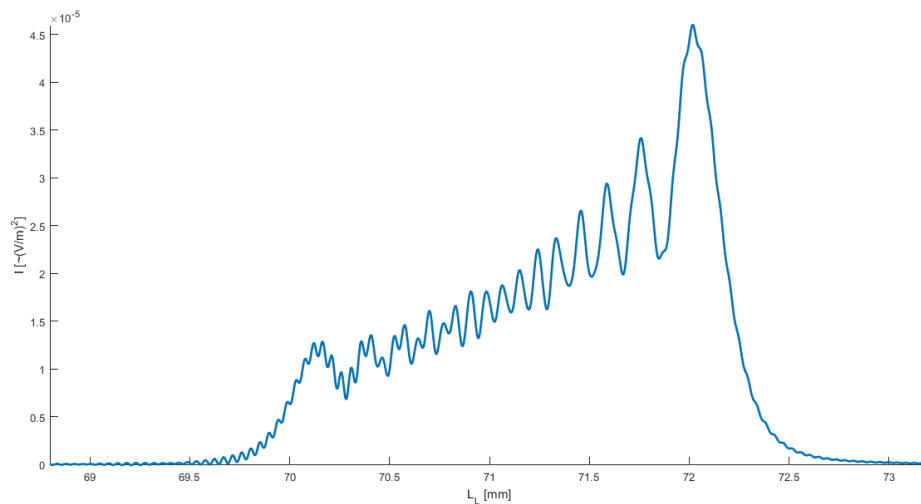
Bude-li Gaussův svazek roztažen pomocí dvou tenkých čoček, sníží se úhel jeho divergence a tedy úbytek optické intenzity v centru svazku bude pomalejší. Takto optimalizovaný Gaussův svazek je rovněž zobrazen na obrázku 5.6. Evidentně nabývá intenzita optimalizovaného Gaussova svazku řádově vyšších hodnot než optická intenzita strukturovaného svazku. Ovšem expanzní poměr užitých čoček byl 1 : 55



Obrázek 5.6: Vývoj intenzity v centru svazků

což odpovídá masivnímu optické konfiguraci, náročnější na konstrukci než generátor strukturovaného svazku.

Optická intenzita v jednom bodě v dalekém poli pochopitelně závisí na poloze zobrazovací čočky. Taková závislost je vynesena do grafu na obrázku 5.7. Je evidentní, že oblast zájmu spadá pod situaci, kdy je zobrazovací čočka vzdálena od kulové čočky ve vzdálenosti v rozmezí  $L_L \in (70\text{mm}; 72, 2\text{mm})$ . To odpovídá situaci zobrazené v obrázku 4.12, kde je vynesena závislost rozložení fáze na pozici zobrazovací čočky. Tedy že v daném rozmezí má profil fáze v příčném směru 3 lokální extrémy.



Obrázek 5.7: Závislost intenzity centrálního jádra na vzdálenosti zobrazovací čočky za kulovou čočkou v dalekém poli.

## 5.2 Vývoj průměru centrálního jádra

Podstatným kritériem je průměr centrálního jádra. Z grafu na obrázku 4.4 je zřejmé, že od místa vzniku plnohodnotného strukturovaného svazku se průměr centrálního jádra zvětšuje s lineární tendencí. Rovněž je z obrázku patrné, že směrnice růstu průměru centrálního jádra je závislá na pozici zobrazovací čočky. V rámci kvalitativního vyjádření průměru centrálního jádra se vyplatí využít vztah pro popis Besselovy funkce. Daný bod na optické ose totiž vždy protínají paprsky vycházející na generované vlnoploše z kružnice kolem optické osy a dopadající na optickou osu pod stejným úhlem. Jejich optická dráha je tedy ku danému bodu na optické ose totožná. Daný bod na optické ose protíná pochopitelně rovněž paprsek vycházející ze středu generované vlnoplochy, ovšem jeho podíl na celkové intenzitě centrálního jádra je řádově nižší než podíl paprsků vycházejících z kružnice. V rámci blízkého okolí centrálního jádra lze tedy prohlásit, že paprsky protínající daný bod na optické ose vycházejí z kuželovité vlnoplochy. Tak jak je tomu při generaci Besselovského svazku.

Vychází se tedy z předpokladu znalosti rozložení vlnoplochy svazku na výstupu z generátoru. V kapitole 4.2.2 je popsáno, jak definovat vlnoplochu na základě znalosti použitých optických čoček a jejich poloh. V kapitole 5.1.2 je následně popsáno, jak získat směrnici paprsku vycházejícího z libovolného místa generátoru. V souřadnicovém systému, kde podélná vzdálenost od generátoru, je na ose  $x$  a příčná vzdálenost od optické osy je na ose  $y$  platí, že směrnice paprsku je rovna záporné derivaci vlnoplochy z níž paprsek vychází. Nejprve tedy bude nutné nalézt takovou radiální vzdálenost od optické osy  $r_h$ , v níž paprsek vychází z generátoru pod takovým úhlem  $\phi_h$ , že protne definovaný bod  $L$  na optické ose. Bod  $L$  musí být kladný a nesmí být menší než vzdálenost počátku vzniku strukturovaného svazku definovaná vztahem (5.5). Jak je zřejmé z obrázku 5.8,

$$\tan \phi_h = \frac{r_h}{L}. \quad (5.6)$$

Oproti tomu  $\tan \phi_s$  je definován v rovnici (5.2), tedy platí, že

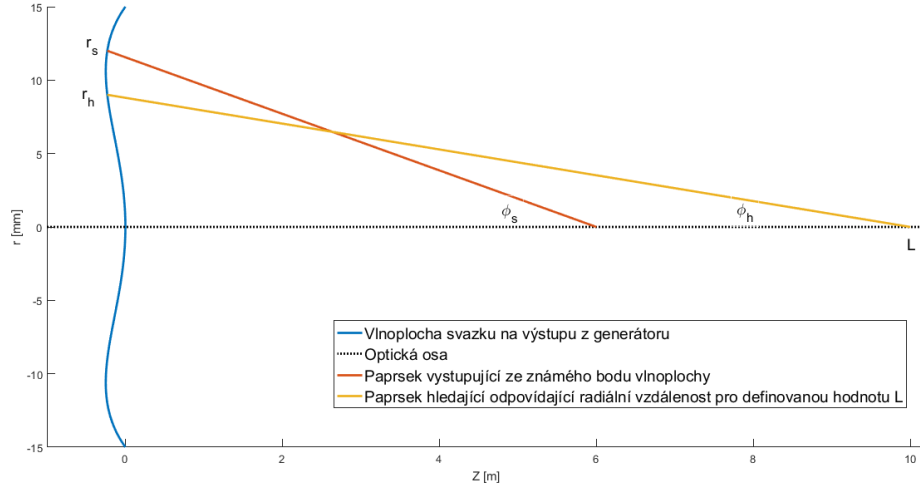
$$\tan \phi_s = -\phi'_r = -\lambda \left( 4K_S \frac{r_s^3}{r_{max}^4} + 2K_D \frac{r_s}{r_{max}^2} \right). \quad (5.7)$$

Ztotožníme-li oba dva paprsky z obrázku 5.8, budou se rovnat úhly, které svírají s optickou osou. Tedy bude platit  $\tan \phi_h = \tan \phi_s$ . Rovněž se budou rovnat radiální vzdálenosti  $r_h$  a  $r_s$ , pro obě tedy bude platit souhrnné označení  $r_h$ . Můžeme tedy psát

$$\frac{r_h}{L} = -\lambda \left( 4K_S \frac{r_h^3}{r_{max}^4} + 2K_D \frac{r_h}{r_{max}^2} \right). \quad (5.8)$$

Takovou rovnici lze zkrátit členem  $r_h$ , čímž dostaneme kvadratickou rovnici. Ta po úpravě a odvození diskriminantu dostane tvar

$$r_{h_{1,2}} = \frac{\pm \sqrt{\frac{-L\lambda 2K_D r_{max}^2 - r_{max}^4}{L\lambda K_S}}}{2}. \quad (5.9)$$



Obrázek 5.8: Nalezení radiální souřadnice pro zadaný bod  $L$ .

Vztah (5.9) má evidentně dvě řešení. Obě se ovšem rovnají v absolutní hodnotě a řešením má být radiální souřadnice, tedy z fyzikálního i matematického hlediska můžeme za řešení vztahu (5.9) považovat nezáporný výsledek. Ze znalosti zadaného bodu  $L$  a příslušné radiální souřadnice  $r_h$  není problém dopočítat radiální a podélnou složku vlnového vektoru. Nejprve se ze vztahu vyjádří úhel  $\phi_h$ , který svírá paprsek s optickou osou. Tedy

$$\phi_h = \arctan \frac{r_h}{L}. \quad (5.10)$$

Pro radiální vlnový vektor  $k_r$  následně platí

$$k_r = k \sin \phi_h \quad (5.11)$$

a pro podélný vlnový vektor  $k_z$  platí

$$k_z = k \cos \phi_h. \quad (5.12)$$

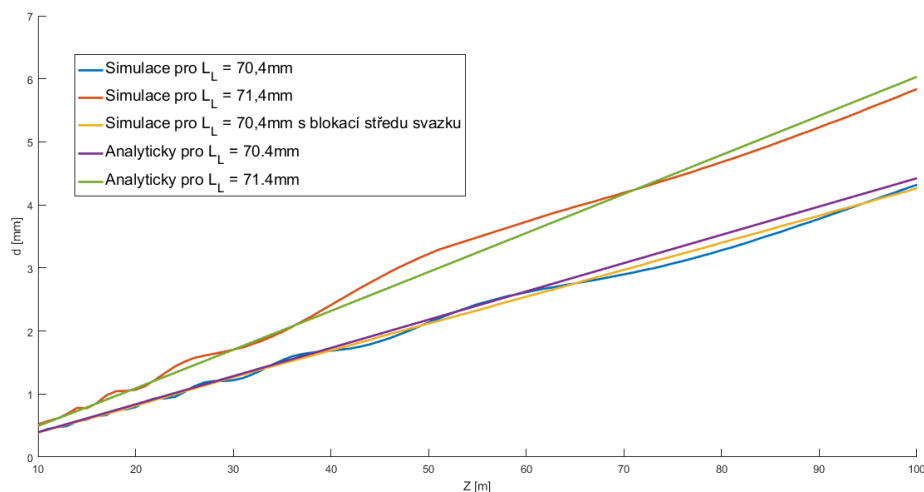
Pro výpočet průměru jádra besselovského svazku  $d$  je poté jednoduchý vztah (5.13) uvedený například v [19].

$$d = 2 \frac{2,4048}{k_r} \quad (5.13)$$

Konstanta 2.4048 je taková hodnota argumentu, při kterém Besselova funkce uvedená v kapitole 2.2 nabývá první nulové hodnoty. Tedy pro besselovský svazek to znamená první tmavou soustřednou kružnici. Tím je analyticky odvozen vztah pro rozměr centrálního jádra v rozmezí vzdáleností  $L \in (L_p; \infty)$ , kde  $L_p$  je místo vzniku plnohodnotného strukturovaného svazku. Generátor zde zastupují koeficienty  $K_d$  a  $K_s$ , které popisují generovanou vlnoplochu a jak je uvedeno v kapitole 4.2.2, lze je odvodit z použitých optických komponent a jejich pozic.



Průměr centrálního jádra v závislosti na podélné vzdálenosti od generátoru, je vyneseno na obrázku 5.9. Na obrázku jsou dva průběhy pro dvě konkrétní nastavení generátoru definované v kapitole 4.2.2. Konkrétně pro vzdálenost zobrazovací čočky  $L_L = 70,4\text{mm}$  a  $L_L = 71,4\text{mm}$ . Vynesené průběhy odpovídají výsledkům simulací a pro porovnání jsou vykresleny i průběhy založené na analytickém výpočtu ze vztahů vynesných výše v této kapitole. Je evidentní, že analytické řešení se perfektně shoduje se simulacemi a lze tedy prohlásit, že v rámci centrálního jádra a blízkého okolí se strukturovaný svazek chová jako besselovský svazek.



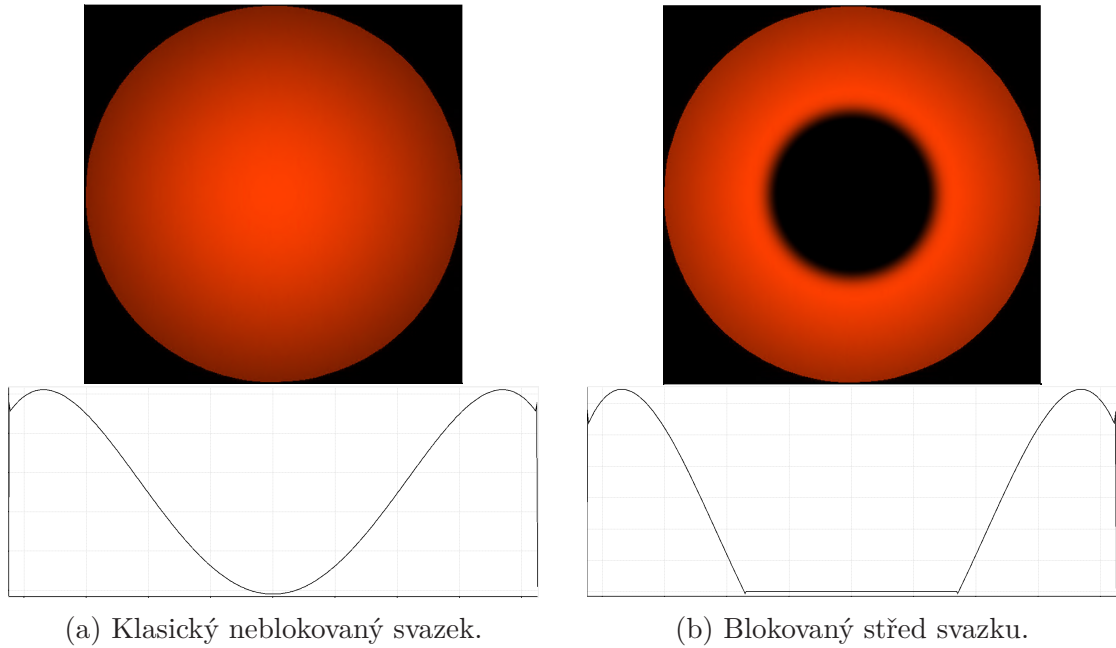
Obrázek 5.9: Vývoj průměru centrálního jádra s podélnou vzdáleností. Porovnání nasimulovaných dat s analytickými vypočtenými závislostmi

Pro generátor, jehož zobrazovací čočka je vzdálena od kulové 70,4mm, byla do obrázku 5.9 vynesena závislost průměru centrálního jádra na podélné vzdálenosti od generátoru, při blokaci středu svazku bezprostředně za generátorem. Rozdíl mezi blokovaným svazkem a neblokovaným je názorný na obrázku 5.10, kde je rovněž vyneseno příčný průběh fáze. Je evidentní, že blokovaný svazek generuje centrální jádro s čistě lineárním nárůstem průměru bez kmitání. To je způsobeno absencí paprsku vycházejícího z prostředního lokálního extrému vlnoplochy, který se podílel na interferenci.

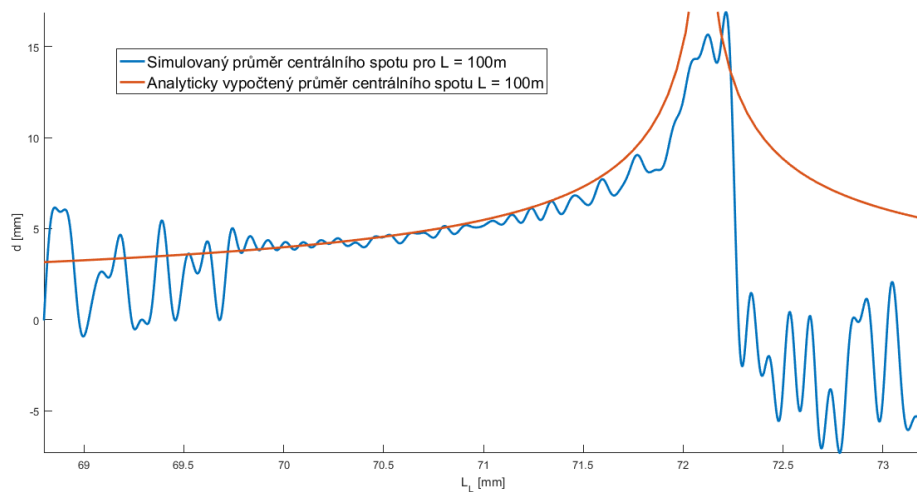
Pro optimalizaci je podstatná znalost vývoje průměru centrálního jádra v konstantní vzdálenosti od generátoru, v závislosti na pozici zobrazovací čočky. Tento průběh je vyneseno v obrázku 5.11. Obrázek rovněž obsahuje pro porovnání analytický vypočtený vývoj. Je zřejmé, že v oblasti definující strukturovaný svazek, tedy  $L_L \in (70\text{mm}; 72\text{mm})$  odpovídá analytický výpočet nasimulovaným výsledkům.

### 5.3 Návrh optimálního generátoru

Z předchozích kapitol je zjevné, že není možné dosáhnout maximální intenzity v centrálním jádru a současně dosáhnout jeho minimálního průměru. Důvod je evidentní



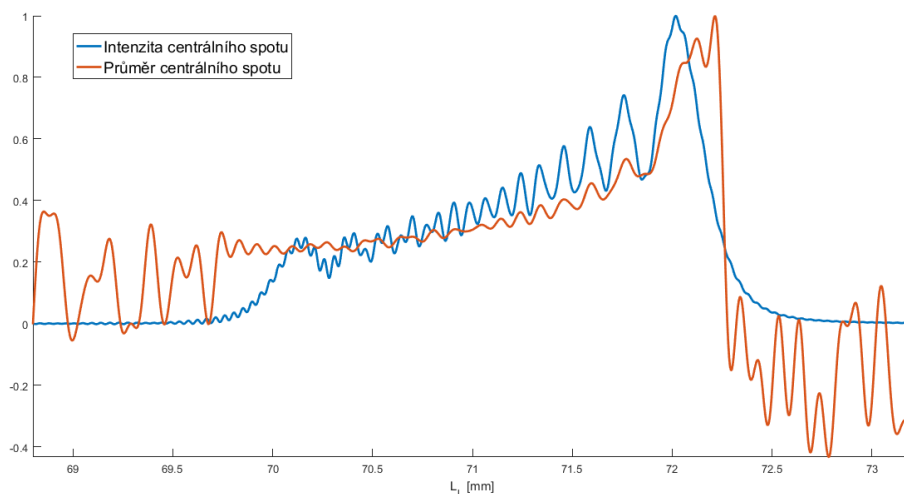
Obrázek 5.10: Ukázka blokovaného a neblokovaného svazku v jeho středu včetně ukázka příčného řezu fáze.



Obrázek 5.11: Závislost průměru centrálního jádra na vzdálenosti zobrazovací čočky za kulovou čočkou v dalekém poli.

z obrázku 5.12. Je na něm porovnání dvou závislostí na vzdálenosti  $L_L$  zobrazovací čočky od kulové čočky. Jedná se o intenzitu centrálního jádra a jeho průměr. Obě závislosti jsou vyhodnoceny z pole ve vzdálenosti  $L = 100m$  od generátoru, a ten má opět stejné parametry jako generátor definovaný v kapitole 5.1.1. Z vykreslených závislostí je zřejmé, že mají podobný charakter v oblasti existence plnohodnotného strukturovaného svazku, tedy v rozmezí  $L_L \in (70mm; 72,2mm)$ . Podobným cha-

rakterem je myšlen strmější tendenční nárůst obou průběhů v blízkosti paraxiálního ohniska. Interferencí s paprskem vycházejícím ze středu vlnoplochy je následně způsobeno kmitání kolem tendenčního průběhu obou závislostí.

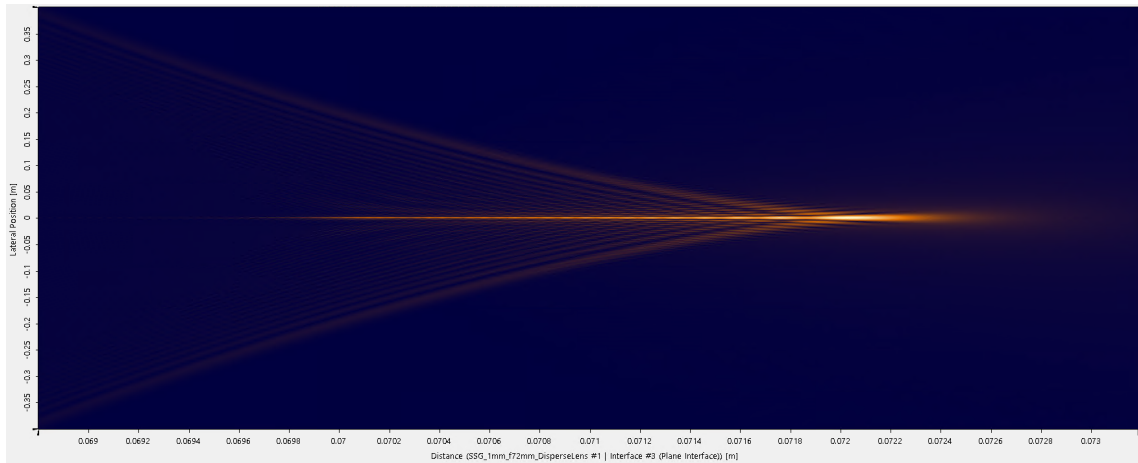


Obrázek 5.12: Porovnání vývoje intenzity v centrálním jádru a jeho průměru, při polohování zobrazovací čočky.

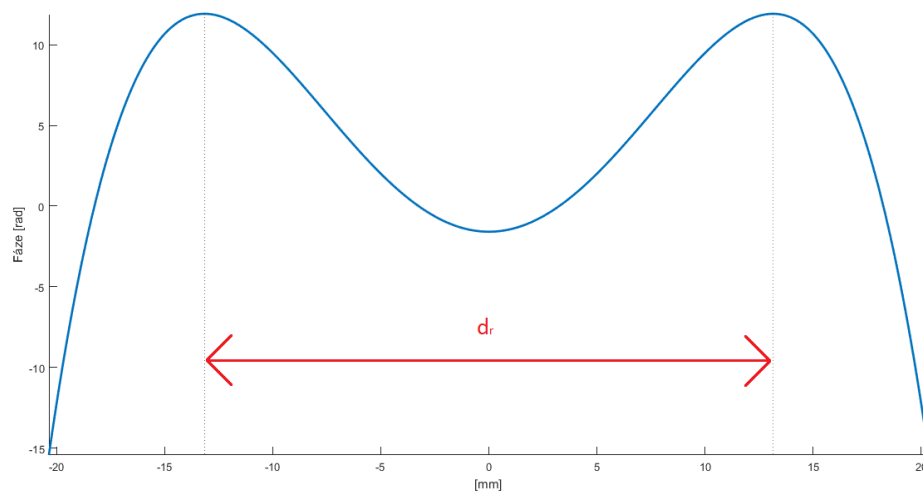
Při optimalizaci je tedy nutno počítat s uplatněním nezbytných kompromisů. Při snaze dosáhnout maximální intenzity v centrálním jádru dochází k strmému nárůstu průměru centrálního jádra. Obdobně při snaze dosáhnout minimálního průměru centrálního jádra, dochází k poklesu intenzity. Je tedy nutné stanovit na základě potenciální aplikace primární optimalizační parametr. Intenzita ani průměr centrálního jádra ovšem nejsou jediným možným sledovaným kritériem. Dále je možné sledovat vývoj průměru celého svazku. Ten je ekvivalentní množství soustředných kružnic kolem centrálního jádra. Názorné je to na obrázku 5.13. Ten symbolizuje řez vývojem interferenčního pole strukturovaného svazku ve vzdálenosti 100m za generátorem závislý na pozici zobrazovací čočky. Stejnému rozmezí poloh zobrazovací čočky, které je uvažováno v obrázku 5.12 odpovídá i obrázek 5.13.

Je zde zřejmá přímá souvislost s vlnoplochou generovaného svazku. Respektive s průměrem vnějšího lokálního extrému na vlnoploše. Pro tu je zavedena proměnná  $d_r$ , viz 5.14. Závislost průměru vnějšího lokálního extrému na pozici zobrazovací čočky je názorně vyobrazena na obrázku 4.12. Evidentně v rozmezí  $L_L$  definujícím plnohodnotný strukturovaný svazek je závislost na podélné pozici zobrazovací čočky lineární, ale se zápornou směrnici. Tedy ve vzdálenosti  $L_L = 72.2mm$  je  $d_r \rightarrow 0$  a klesající vzdáleností  $L_L$  narůstá průměr  $d_r$ , který je omezen konečnou aperturou čočky, kterou nemůže překročit.

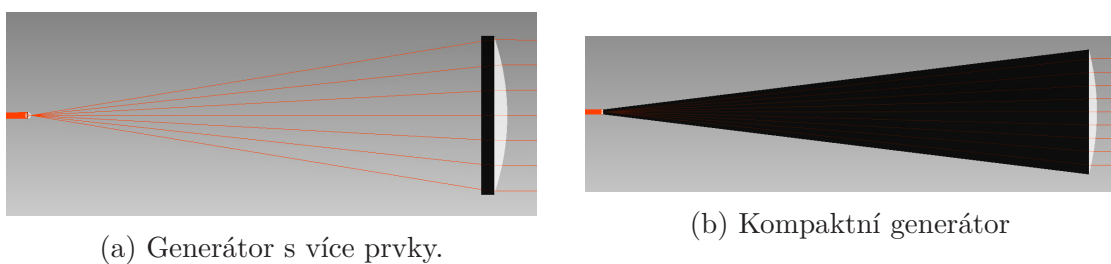
Modely obou typů uvažovaných generátorů, tedy generátor s více prvky a kompaktní generátor jsou zobrazeny na obrázku 5.15. Dále v navrhovaných modelech je zachováno uspořádání včetně tvarového charakteru čoček. Jediné, v čem se navržené generátory liší, jsou rozměry, vzdálenosti, poloměry se zachováním typu čočky či materiál.



Obrázek 5.13: Příčný řez vývojem interferenčního pole strukturovaného svazku v daleké oblasti v závislosti na poloze zobrazovací čočky.



Obrázek 5.14: Průměr lokálního extrému vlnplochy.



Obrázek 5.15: Modely obou typů generátoru.

### 5.3.1 Priorita maximální intenzity v jádru svazku

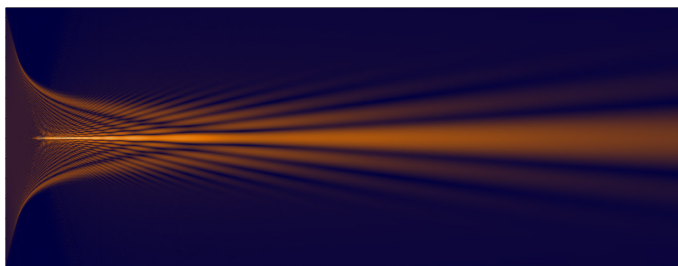
Jak plyne z výše zmíněných poznatků, pro dosažení maximální optické intenzity v centrálním jádru je nutné se přiblížit vzdáleností zobrazovací čočky od kulové

čočky  $L_L$  směrem od zdola k součtu paraxiálních vzdáleností obou čoček. Pro dosažení maximální možné intenzity byl navržen generátor, jež je tvořen kulovou čočkou a zobrazovací čočkou a následně generátor, jež byl tvořen jednou tlustou čočkou. Výhody a nevýhody obou generátorů jsou zřejmé. Více prvkový generátor je možné přizpůsobovat změnám osvětlujícího svazku či vzdálenosti, na níž je strukturovaný svazek promítán. Je ovšem velmi citlivý na mechanickou odolnost ukotvení optických prvků, otřesy či obecně na jemné výkyvy vzájemné pozice obou optických komponent. Oproti tomu kompaktní generátor je vůči vibracím odolný, ale použije-li se jiná vlnová délka, než ta, na kterou je koncipován, bude generován strukturovaný svazek o jiných vlastnostech.

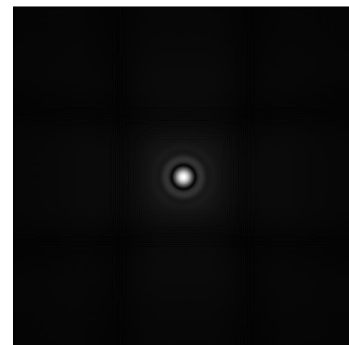
### Generátor s více prvky

Více prvkový generátor byl navržen následovně. Referenční vlnová délka:  $\lambda = 632,8nm$  s poloměrem centrální stopy na vstupu o velikosti  $W_0 = 200\mu m$  Kulová čočka na vstupu s poloměrem  $r_1 = 0,5mm$  o materiálu  $S - LAH79$  od společnosti Ohara. Pro zobrazovací čočku byl vytvořen model podle čočky od firmy Thorlabs s kódovým označením LA1608. Plochá strana čočky je orientována jako vstupní. Vzdálenost mezi čočkami  $L_L = 72,12mm$ .

Podélný řez strukturovaným svazkem, jež je výše zmíněným generátorem tvořen, je zobrazen na obrázku 5.16a. Následný transverzální profil generovaného pole ve vzdálenosti  $50m$  je zobrazen na obrázku 5.16b.



(a) Podélný řez strukturovaným svazkem na vzdálenosti  $50m$ .



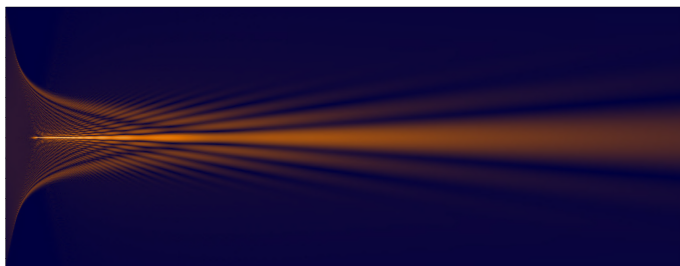
(b) Transverzální profil  $L = 50m$ .

Obrázek 5.16: Strukturovaný svazek optimalizovaný na maximum optické intenzity v centrální stopě.

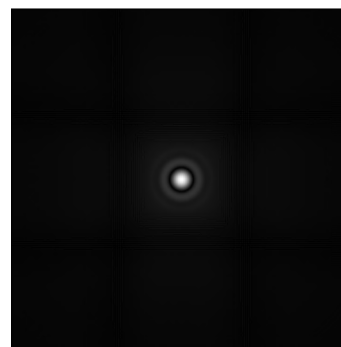
### Kompaktní generátor

Kompaktní generátor je tvořen z jednoho kusu skla. V principu se tedy jedná o tlustou čočku. Návrh v této práci uvažuje absenci potřeby dalšího optického vybavení, kterým by bylo potřeba přizpůsobit parametry osvětlujícího svazku. Uvažovaný osvětlující svazek je tedy Gausova charakteru s vlnovou délkou  $\lambda = 632,8nm$  a poloměrem centrální stopy na vstupu  $W_0 = 200\mu m$ . V rámci možnosti porovnání obou

generátorů byla snaha navrhnout kompaktní generátor takový, aby rozměrově odpovídal generátoru s více prvky. Byly tedy voleny následující parametry daného generátoru. Sférická vstupní lámavá plocha s poloměrem  $r_1 = 0,5\text{mm}$  a příčným průměrem  $d_{A_1} = 1\text{mm}$ . Sférická výstupní lámavá plocha s poloměrem  $r_2 = 35,5\text{mm}$  a příčným průměrem  $d_{A_2} = 25,4\text{mm}$ . Tloušťka čočky, tedy vzdálenost center obou sférických ploch byla stanovena na hodnotu  $L_L = 72,1\text{mm}$ . Za materiál bylo opět voleno sklo  $S - LAH79$  od společnosti Ohara. V simulaci generovaný podélný řez a profil transverzálního pole ve vzdálenosti  $L = 50\text{m}$  od generátoru je zobrazen na obrázku 5.17.



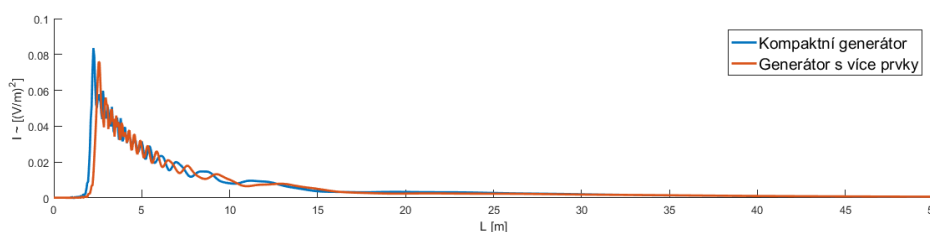
(a) Podélný řez strukturovaným svazkem na vzdálenosti  $50\text{m}$ .



(b) Transverzální profil  $L = 50\text{m}$ .

Obrázek 5.17: Strukturovaný svazek optimalizovaný na maximum optické intenzity v centrální stopě.

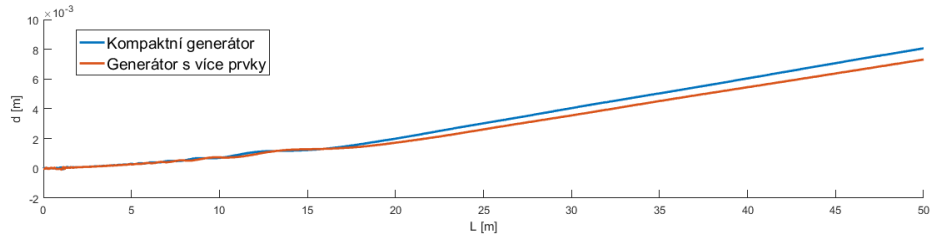
Pro podrobnější porovnání generovaných svazků jsou na obrázku 5.18 zobrazeny průběhy optické intenzity. Je evidentní, že tvarově jsou si velice podobné a shodují se i v dosažených hodnotách. Obdobně dopadlo i porovnání průběhů vývoje průměru jádra, které je zobrazeno na obrázku 5.19. Při porovnání vývoje poměru intenzit jádra a jeho hranice je zřejmé, že tvar průběhu i dosažené hodnoty jsou velmi podobné, ovšem průběhy jsou vůči sobě posunuty cirka o  $5\text{m}$ .



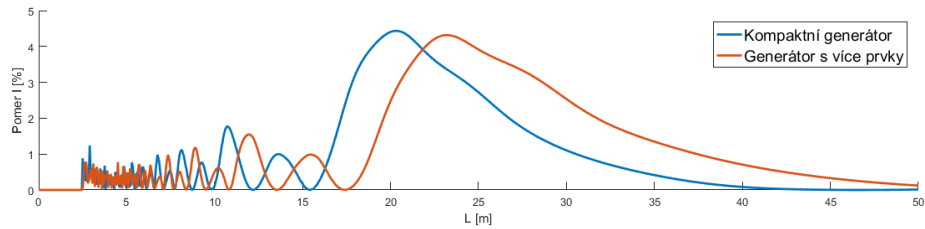
Obrázek 5.18: Porovnání vývoje optické intenzity.

### 5.3.2 Priorita minimálního průměru jádra svazku

Zejména v metrologii je žádoucí dosažení minimálního rozměru jádra v centru strukturovaného svazku. Jak je uvedeno v kapitole 5.2, minimalizace průměru jádra  $d$  dosáhneme tím, že maximálně zvětšíme vnější lokální extrém  $d_r$  na vlnoploše. Jelikož



Obrázek 5.19: Porovnání vývoje průměru jádra v centru svazku.

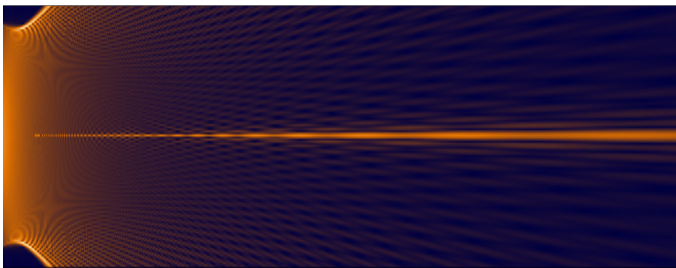


Obrázek 5.20: Porovnání vývoje poměru optické intenzity jádra a jeho hranice.

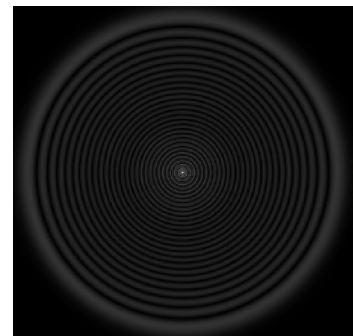
jsme limitováni aperturou zobrazovací čočky  $d_{A_2}$  je cílem přiblížit se rozměrem  $d_r$  apertury čočky  $d_{A_2}$ . Opět byli navrženy dva generátory. Jeden kompaktní a jeden pro více prvků.

### Generátor s více prvky

Optické komponenty a referenční osvětlující zdroj odpovídá generátoru s více prvky navrženém v kapitole 5.3.1. Jediná změna spočívá ve vzdálenosti zobrazovací čočky, která v tomto případě činí  $L_L = 70mm$ . Následný podélný řez generovaného svazku je zobrazen na obrázku 5.21a. Jelikož v dané konfiguraci celková stopa svazku výrazně diverguje, je podélný řez svazkem omezen i v radiálním směru tak, aby bylo stále zřetelně viditelné jádro v centru svazku, jehož průměr je optimalizován. Na obrázku 5.21b je následně zobrazen transverzální profil generovaného pole ve vzdálenosti  $L = 50m$  v celé své šíři.



(a) Podélný řez strukturovaným svazkem na vzdálenosti  $50m$ .



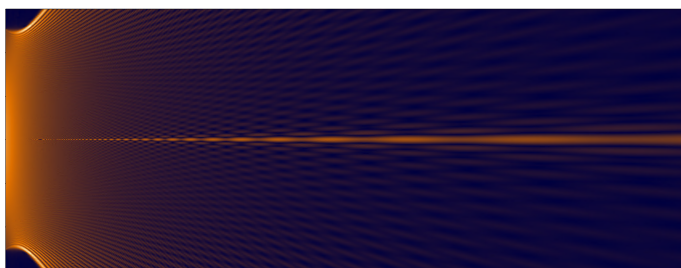
(b) Transverzální profil  $L = 50m$ .

Obrázek 5.21: Strukturovaný svazek optimalizovaný na minimální průměr jádra.

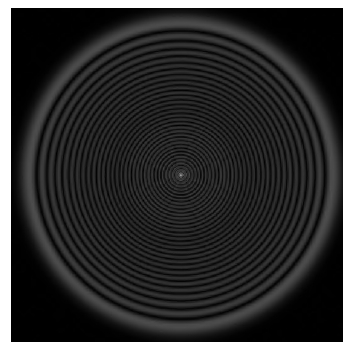


## Kompaktní generátor

Kompaktní generátor strukturovaných svazků zaměřený na minimalizaci průměru jádra svazku je stejné konfigurace jako kompaktní generátor uvedený v kapitole 5.3.1. Jediný parametr, kterým se liší je vzdálenost center obou sférických lámavých ploch, která pro tuto situaci činí  $L_L = 71\text{mm}$ . Podélný řez generovaným polem a transverzální profil strukturovaného svazku ve vzdálenosti  $L = 50\text{m}$  jsou zobrazeny na obrázku 5.22.



(a) Podélný řez strukturovaným svazkem na vzdálenosti  $50\text{m}$ .



(b) Transverzální profil  $L = 50\text{m}$ .

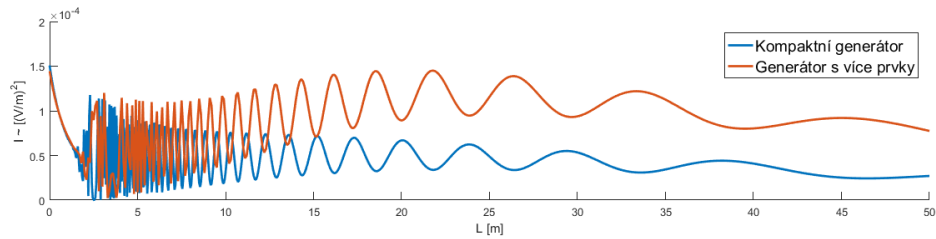
Obrázek 5.22: Strukturovaný svazek optimalizovaný na minimální průměr jádra.

Srovnání vlastností interferenčních polí obou strukturovaných svazků je následně zobrazeno na obrázcích 5.23, 5.24 a 5.25. Graf vývoje intenzity centrálního jádra vypovídá o větší výhodnosti generátoru s více prvky. To je zřejmě způsobeno Gaussovským rozložením intenzity osvětlujícího svazku. U generátoru s více prvky jsou paprsky na výstupu z kulové čočky podrobeny velikému rozptylu, svazek se tedy roztáhne a zobrazovací čočku osvětlují paprsky ze středu Gaussovského svazku, kde je výrazná intenzita. U kompaktního generátoru, kde nejsou paprsky podrobeny tak významnému rozptylu způsobenému kulovou čočkou, se na okraj zobrazovací čočky dostanou paprsky z výrazně vzdálenější radiální části Gaussovského svazku, tedy z oblasti s nižší intenzitou. U generátorů optimalizovaných na maximální intenzitu v centrálním jádru rozdíl intenzit pozorován nebyl, jelikož generované jádro je tvořeno hlavně paprsky blízkými optické ose. Vývoj průměrů jádra má zcela totožný tendenční růst a hodnoty průměru se liší akorát fází kmitů, ve kterých jsou vychýleny od tendenční křivky. Oproti tomu fáze vývoje poměru optických intenzit jádra a jeho hranice je totožná. Průběh se liší pouze v hodnotách, přičemž při svých maximech kompaktní generátor nepřesáhne hodnotu 8% a generátor s více prvky nepřesáhne hodnotu 4%.

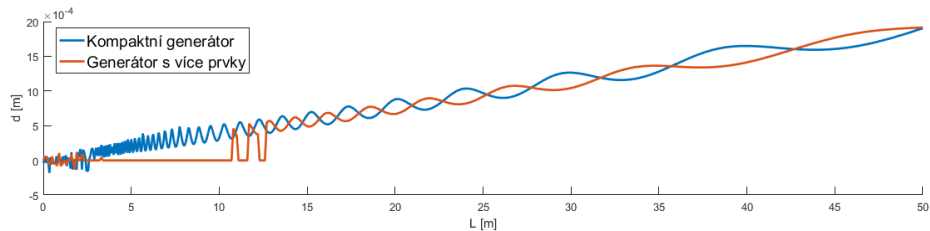
## 5.4 Experimentální ověření tvaru vlnoplochy

Jelikož návrhy jednotlivých optimalizovaných generátorů strukturovaných svazků vycházejí z tvaru vlnoplochy, byla předmětem zájmu snaha její tvar změřit. K tomu





Obrázek 5.23: Porovnání vývoje optické intenzity.

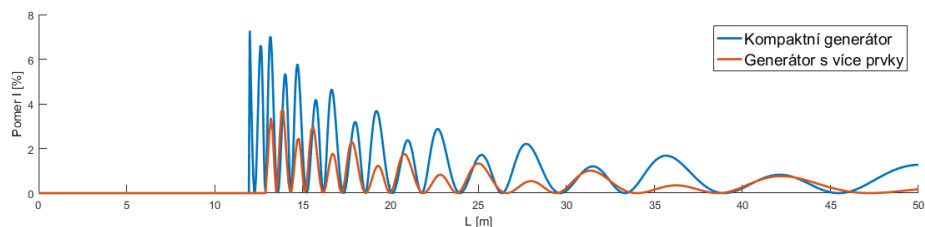


Obrázek 5.24: Porovnání vývoje průměru jádra v centru svazku.

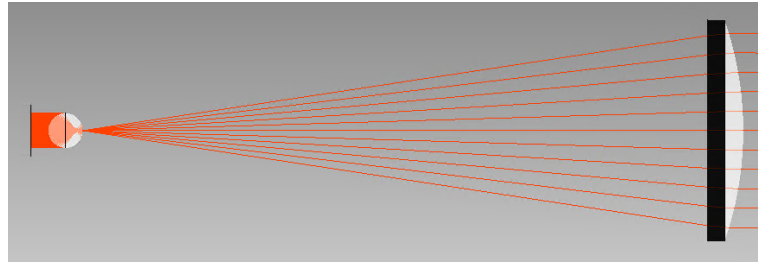
byl využit Shack-Hartmannův senzor. Ten funguje na principu přezobrazení jednotlivých bodů transversálního pole přes mikročočkové pole na CCD čip. Výpočetní technika následně vyhodnotí odchylky jednotlivých ohnisek na CCD čipu od situace při osvětlení referenční vlnou, kterou je buď sférická vlnoplocha či rovinná vlnoplocha. Z daných odchylek, lze následně zrekonstruovat odchylku od referenční vlnoplochy [9].

Použitý Shack-Hartmannův senzor byl od firmy Thorlabs. Jednalo se o model WFS150-5C - Shack-Hartmann WFS [20]. Měření probíhalo pro konfiguraci generátoru, pro kterou byl vytvořen i model v softwaru VirtualLab Fusion. To z důvodu, aby bylo možno porovnat nasimulované a naměřené výsledky a pro možnost přizpůsobit měření očekávaným výsledkům. Byl použit generátor s více prvky. Kulová čočka měla poloměr  $2\text{mm}$  a materiál  $S-LAH79$  od firmy Ohara. Zobrazovací čočka, měla ohniskovou vzdálenost  $72\text{mm}$  a byla umístěna do vzdálenosti  $L_L = 71,8\text{mm}$  od kulové čočky. Průměr apertury zobrazovací čočky, činil  $25,4\text{mm}$ . Model použitého generátoru je na obrázku 5.26.

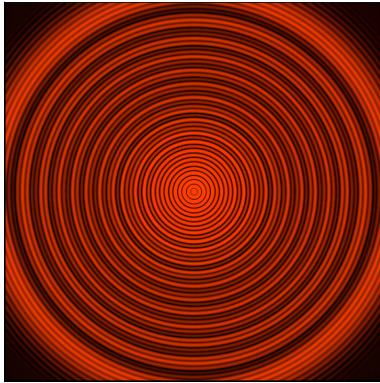
Pro ověření shodného nastavení modelu v simulátoru a v experimentu, bylo porovnáno generované interferenční pole ve vzdálenosti  $L = 4\text{m}$  za generátorem. Srovnání je zobrazeno na obrázku 5.27. Je zřejmé, že shoda je velice příznivá.



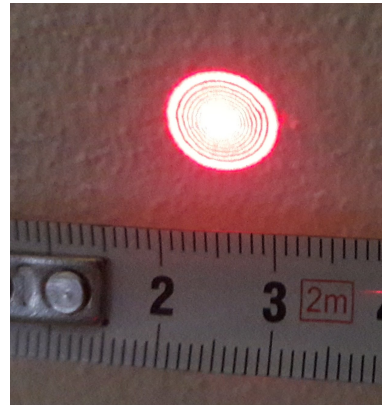
Obrázek 5.25: Porovnání vývoje poměru optické intenzity jádra a jeho hranice.



Obrázek 5.26: Model použitého generátoru v experimentu



(a) Simulovaný svazek. Průměr svazku činí  $12\text{mm}$ .

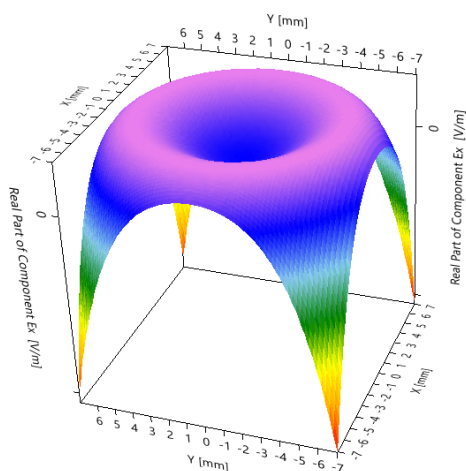


(b) V experimentu generovaný svazek.

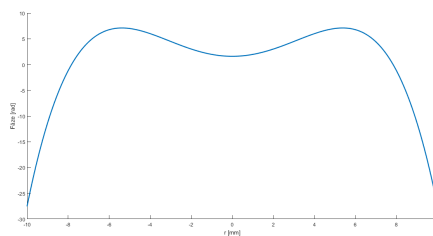
Obrázek 5.27: Srovnání simulovaného a v experimentu generovaného strukturovaného svazku ve vzdálenosti  $L = 4\text{m}$ .

Očekávaná vlnoplocha ze simulací je následně zobrazena na obrázku 5.28. V centru podle očekávání je jeden lokální extrém a v radiální vzdálenosti téměř  $6\text{mm}$  obíhá kolem centra kružnice s druhým lokálním extrémem.

Použitý senzor byl schopen zaznamenávat čtvercové části svazku o straně  $a = 2,4\text{mm}$ . Jak ovšem vyplývá z obrázků 5.28a a 5.28b, vnitřní a vnější lokální extrémy vlnoplochy jsou od sebe vzdáleny  $6\text{mm}$ . Bylo tedy nutné změřit každou podstatnou část vlnoplochy zvlášť. Měření bylo úspěšné a výsledky jsou zobrazeny na obrázku 5.29. Změřené centrální lokální maximum vlnoplochy je zobrazeno na obrázku 5.29a a byla změřena skutečně v centru svazku. Část kružnice lokálního extrému kolem centra svazku se podařilo zaznamenat při příčném posuvu o vzdálenost  $5\text{mm}$  a je zobrazena na obrázku 5.29b. Příčný posuv sice nebyl o očekávaných  $6\text{mm}$ , ovšem při zvažování velké citlivosti generátoru se i tak jedná o dobrý výsledek.

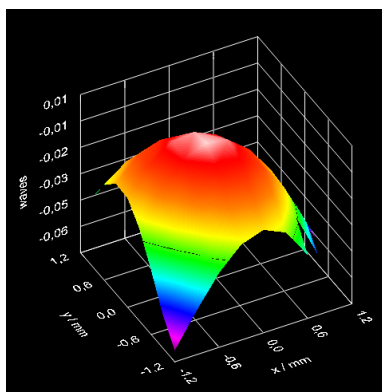


(a) Simulovaná vlnoplocha.

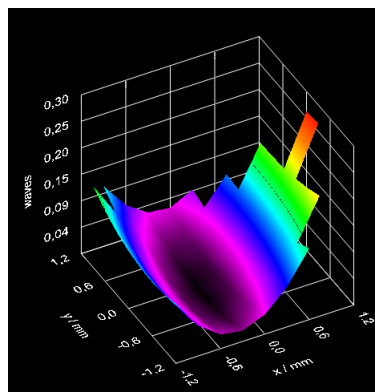


(b) Příčný řez vlnoplochou.

Obrázek 5.28: Detail vlnoplochy ve 3D a příčný řez vlnoplochou v celé šíři.



(a) Změřená část středová část vlnoplochy.



(b) Změřená část kružnice lokálního extrému na vlnpoše.

Obrázek 5.29: Změřené podstatné části vlnoplochy.

## 6 Vliv koherence, polychromatický zdroj a neklasicky polarizovaný osvětlující svazek

Tato kapitola je zaměřena na vliv běžných nedokonalostí osvětlujícího svazku. Nedokonalostí osvětlujícího svazku je myšlena jeho koherentní délka  $l_C$ . S pojmem koherentní délky souvisí i monochromatická šířka spektrální čáry  $\Delta f$ . Vztah mezi šířkou spektrální čáry a koherentní délkou lze vyjádřit vztahem[1]

$$\Delta f = \frac{c}{l_C}. \quad (6.1)$$

S vlnová délka  $\lambda$  s frekvencí  $f$  souvisí známým vztahem  $\lambda = c/f$ .

Dále je kapitola zaměřena na polychromatický zdroj osvětlení. Tím je myšlen zdroj, jehož spektrum vlnových délek je široké v rozmezí až stovek  $nm$ . Nejedná se tedy o koherentní zdroj a výsledné pole nepodléhá interferenci jednotlivých vlnových délek.

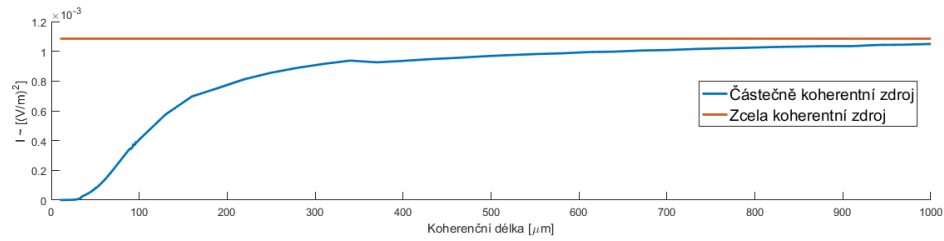
Nakonec je v této kapitole zkoumán vliv neklasicky polarizovaného osvětlujícího svazku.

### 6.1 Částečně koherentní osvětlující svazek

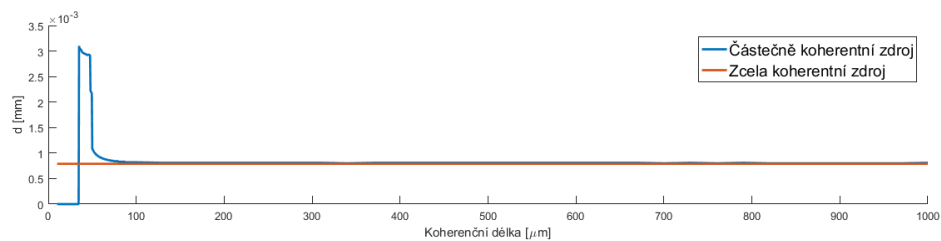
Z provedených experimentů[9] plyne, že strukturovaný svazek je generován i při osvětlení zdroje s krátkou koherentní délkou v řádu stovek  $\mu m$  a to na velké vzdálenosti. Tato skutečnost plyne z geometrie paprsků, jež tvoří interferenční pole strukturovaného svazku. Protnou-li se totiž dva paprsky ve velké vzdálenosti od generátoru, tak urazily téměř totožnou optickou dráhu. Aby spolu mohly interferovat, postačí jim tedy i světelný zdroj s výrazně krátkou koherentní délkou.

Byly provedeny simulace dávající do souvislosti koherentní délku a vlastnosti interferenčního pole strukturovaného svazku, jako je Průměr jádra, intenzita v centru a poměr intenzity jádra a jeho hranice. Jako model byl použit generátor definovaný v kapitole 5.1.1. Ovšem vzdálenost mezi zobrazovací a kulovou čočkou byla nastavena na  $L_L = 70,4mm$ . Generovaný svazek byl posléze promítán do vzdálenosti  $L = 20m$ . Z obrázku 6.1 je zřejmé, že optická intenzita má exponenciální závislost na koherentní délce. Ačkoli se již od hodnoty  $l_C = 300\mu m$  blíží intenzitou ideálně koherentnímu zdroji, tak následně již velice pomalu konverguje. Oproti tomu závislost poměru intenzit centra jádra a jeho hranice se již při hodnotě  $l_C = 200\mu m$  dostane

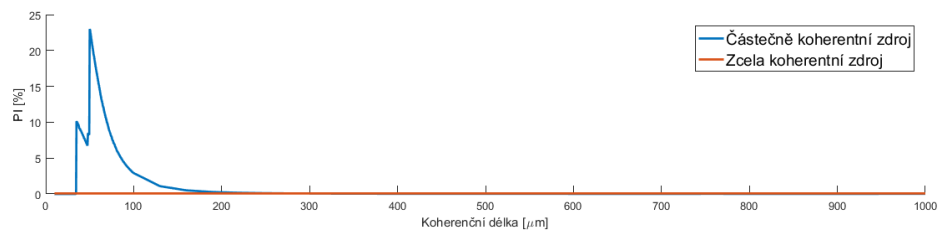
na hodnotu ideálního zdroje. A průměr centrálního jádra je již s koherentní délkou  $l_C = 10\mu m$  srovnáný s hodnotou z koherentního zdroje.



Obrázek 6.1: Závislost intenzity v centru strukturovaného svazku na koherentní délce.



Obrázek 6.2: Závislost průměru jádra strukturovaného svazku na koherentní délce.



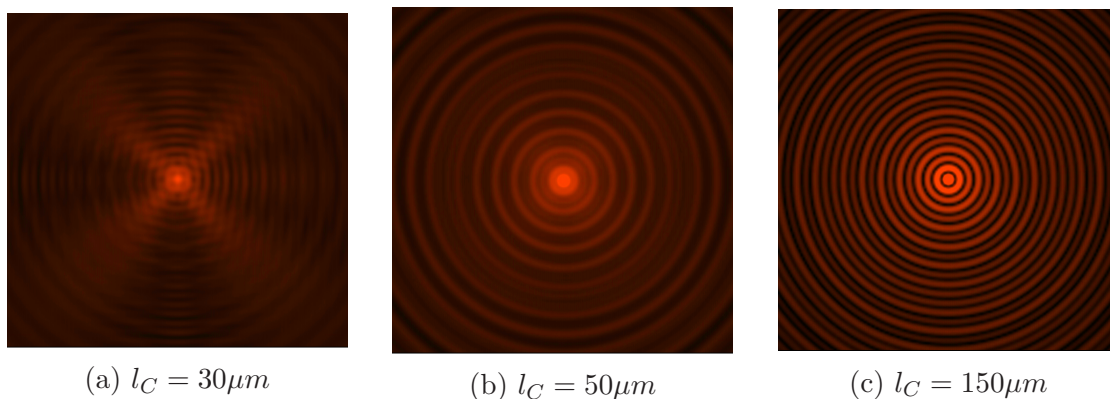
Obrázek 6.3: Závislost poměru intenzit jádra svazku na jeho hranici.

Zajímavé jsou dále profily pole v transverzální rovině pro různé koherentní délky. Výsledky simulací těchto polí jsou zobrazeny v obrázku 6.4. Je evidentní, že při koherentní vzdálenosti  $l_C = 30\mu m$  je struktura interferenčního pole velice špatná. ve vzdálenosti  $l_C = 50\mu m$  jsou již patrné obecné rysy strukturovaného svazku. Ovšem jádro s vysokou intenzitou a vysokým kontrastem s jeho hranicí tvořeno zatím není. Ovšem při hodnotě  $l_C = 150\mu m$  již existuje plnohodnotný strukturovaný svazek.

## 6.2 Polychromatický zdroj osvětlení

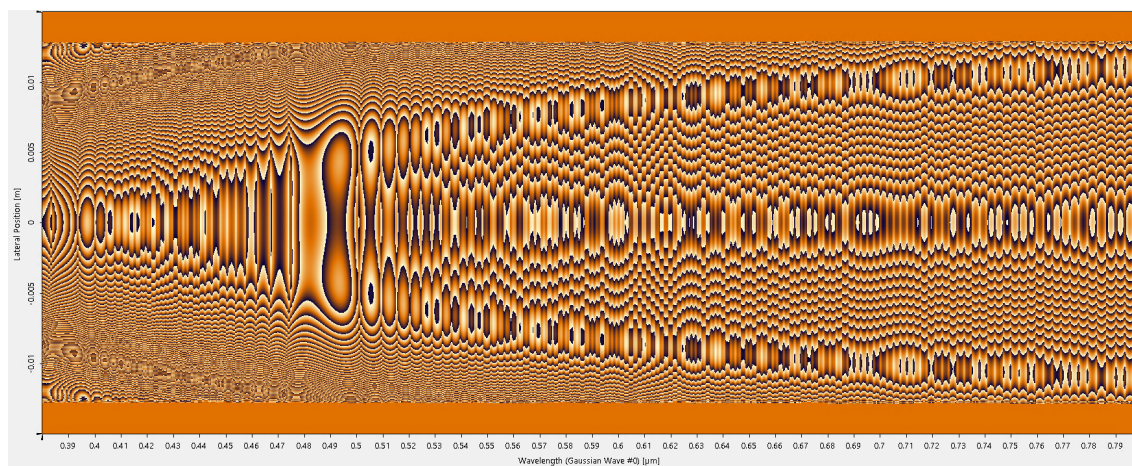
Motivací ke zkoumání vlivu monochromatickosti osvětlujícího svazku na generované interferenční pole za generátorem Strukturovaného svazku je závislost indexu lomu použitých optických komponent na vlnové délce světla. To má za následek separaci jednotlivých vlnových délek již na kulové čočce. Každá vlnová délka bude mít své





Obrázek 6.4: Transverzální pole strukturovaného svazku, při osvětlení svazkem s různou koherentní délkou.

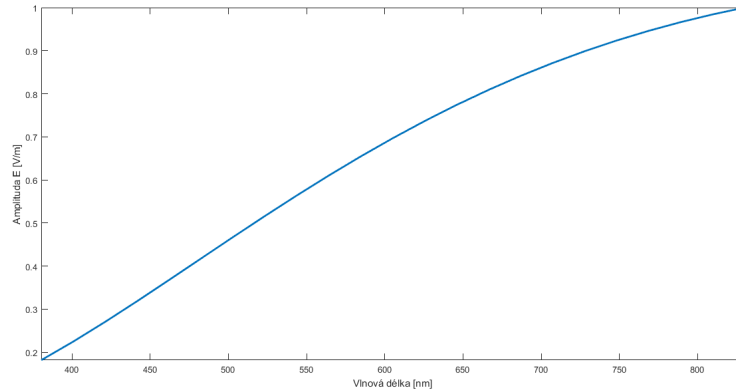
ohnisko v jiné podélné vzdálenosti, načež zobrazovací čočka bude generovat pro každou vlnovou délku jiné interferenční pole, charakteristické pozicí zobrazovací čočky, vůči paraxiálnímu ohnisku dané vlnové délky. To může být zřejmé z obrázku 6.5, kde je zobrazen vývoj vlnoplochy generovaného svazku bezprostředně za generátorem v závislosti na změně vlnové délky. Ta nabývá hodnot  $\lambda \in (380nm; 800nm)$ . Za generátor byla použita stejná optická sestava jako v kapitole 6.1.



Obrázek 6.5: Vývoj fáze bezprostředně za generátorem, při změně vlnové délky osvětlujícího svazku.

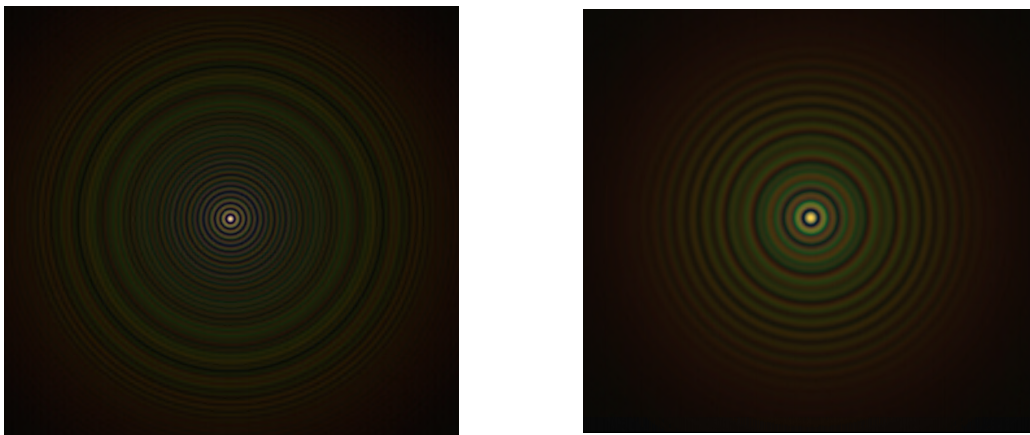
Následně byl generátor osvětlen zdrojem, který se svým spektrálním rozložením podobal žárovce s teplotou  $T = 2800K$ . Vlivem omezené propustnosti různých vlnových délek optickými skly, bylo spektrum oříznuto na oblast, která je zobrazena na grafu na obrázku 6.6.

Generovaná pole při osvětlení polychromatickým zdrojem o spektru uvedeném v obrázku 6.6 jsou zobrazena na obrázku 6.7. Je zřetelně vidět charakter strukturovaného svazku. Zajímavé jsou barevné přechody. V centru svazku je bílé jádro. To je způsobeno tím, že skutečně všechny vlnové délky se podílejí na vytváření středového



Obrázek 6.6: Spektrum polychromatického zdroje.

jádra.



(a) Interferenční pole strukturovaného svazku při osvětlení polychromatickým světlem ( $L = 10m$ ).

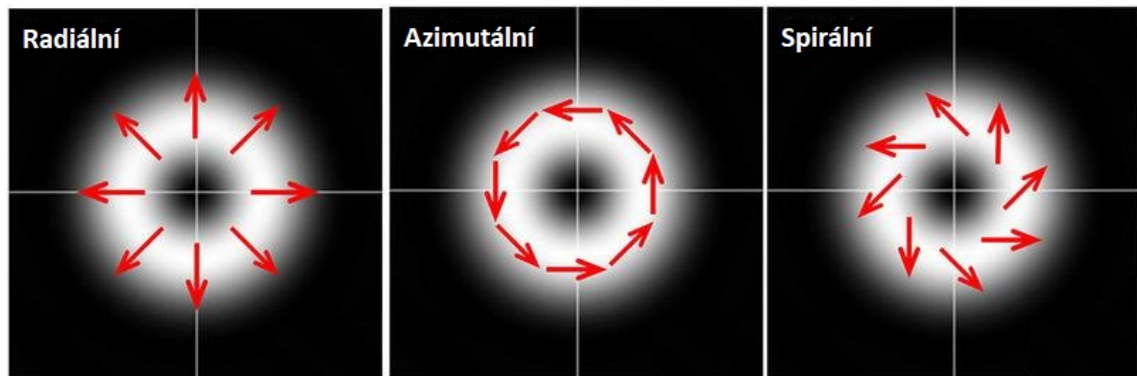
(b) Interferenční pole strukturovaného svazku při osvětlení polychromatickým světlem ( $L = 100m$ ).

Obrázek 6.7: Světelná pole vzniklá osvětlením generátoru strukturovaného svazku polychromatickým zdrojem.

### 6.3 Neklasicky polarizovaný osvětlující svazek

Jak bylo zmíněno v kapitole 1.3, polarizaci určuje orientace vektoru intenzity elektrického pole. Gaussovský svazek vystupující z většiny laserů je lineárně polarizovaný. Tato kapitola je věnována výzkumu vlivu různých neklasických polarizací osvětlujícího svazku na generované interferenční pole strukturovaného svazku. Konkrétně se jedná o radiální, azimutální a spirální polarizaci. Jak vypadá rozložení jednotlivých polarizací je zobrazeno na obrázku 6.8. Na první pohled je zřejmý rozdíl mezi klasickou a neklasickou polarizací. V klasicky polarizovaném poli se vektor intenzi-

ty elektrického pole chová v každém bodě transverzální roviny stejně. Oproti tomu v neklasicky polarizovaném poli závisí vývoj vektoru intenzity elektrického pole na poloze v transverzální rovině pole.



Obrázek 6.8: Ukázka polí s neklasickou polarizací [2]

Generace svazku s polarizací neklasického charakteru není triviální. Například v článku [2] je zmíněna metoda využívající speciální polarizační komponenty a technologii LCD. V rámci této práce je uvažována metoda syntézy světelných polí popsána v [12], jež není tak náročná. Ovšem nese s sebou jisté úskalí, a sice netradiční rozložení intenzity v transverzální rovině tak, jak je zobrazeno na obrázku 6.8 či pro větší detail na obrázku 6.9. Svazek s takovýmto rozložením intenzity je v zahraniční literatuře [12][2] nazýván Donut. Na obrázku 6.10, kde je zobrazen vývoj optické intenzity vedoucí napříč skrze střed svazku, je vidět, že uprostřed svazku je optická intenzita nulová.

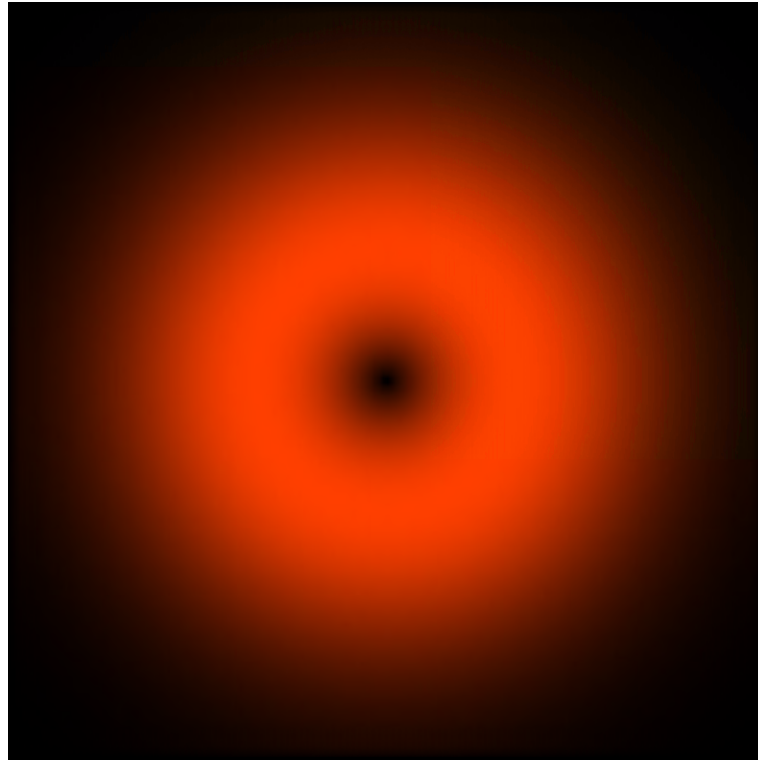
Dané rozložení optické intenzity v transverzální rovině ovšem při vhodné konfiguraci neovlivní charakter generovaného strukturovaného svazku, jelikož koresponduje se středovou oblastí na vlnoploše tak, jak je vidět na obrázcích 2.7 či 5.4. Paprsky vycházející z daného místa jsou totiž rozbíhavé a nepodílejí se generování interferenčního pole strukturovaného svazku. Výjimkou je bod přesně uprostřed svazku, který se při osvětlení standardním Gaussovským svazkem či rovinnou vlnou podílel na kmitání vývoje intenzity v centrálním jádru[10]. Jak ovšem bude ukázáno v podkapitolách níže, takový stav je žádoucí.

### 6.3.1 Radiální polarizace

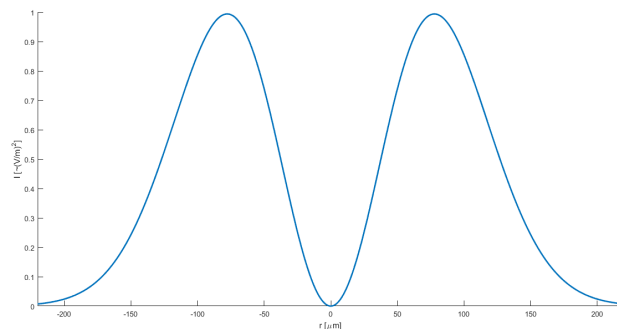
Radiálně polarizovaný svazek představuje situaci, kdy vektory intenzit elektrického pole v každém bodě kmitají v rovině procházející optickou osou tak, jak je znázorněno na obrázku 6.8. Dalším důležitým aspektem radiálně polarizovaného svazku je, že všechny body v transverzální rovině, ve stejné radiální vzdálenosti mají stejnou fázi.

Takový svazek je možné vytvořit syntézou Hermitovských-Gaussovských svazků módu  $(0,1)$  a  $(1,0)$ , které jsou popsány v [8][12]. Dále musí být oba svazky lineárně polarizované ve směru rozladění tak, jak je to uvedeno na obrázcích 6.11a a 6.11b.





Obrázek 6.9: Transverzální rozložení intenzity neklasicky polarizovaného pole.

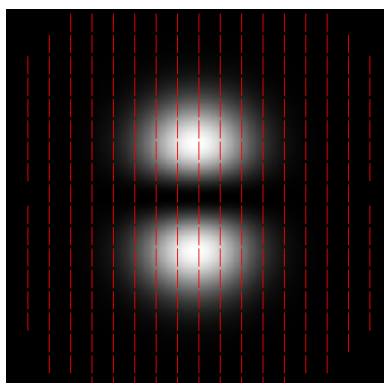


Obrázek 6.10: Příčný profil neklasicky polarizovaného pole.

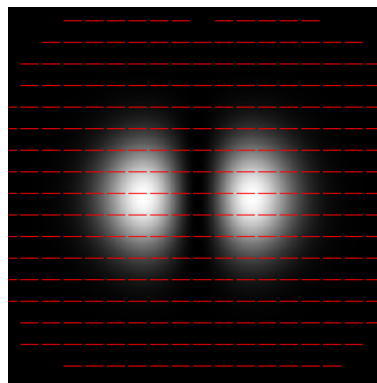
Syntézou polí docílíme vektorového součinu intenzit elektrického pole za vzniku kýženého Donut svazku s radiální polarizací, viz obrázek 6.12.

### Generovaný strukturovaný svazek

Z teoretické úvahy plyne, že strukturovaný svazek generovaný pomocí radiálně polarizovaného svazku by mohl mít zajímavé vlastnosti. Jelikož vždy do daného bodu na optické ose dopadají paprsky ze stejné radiální vzdálenosti, tedy vlna všech paprsků má v daném bodě stejnou amplitudu, fázi i úhel natočení vektoru intenzity elektrického pole ku optické ose, dojde k situaci, jež je vyjádřena na obrázku 4.9. Tedy, že dojde k vektorovému součtu intenzit elektrického pole a v daném bodě vznikne vek-

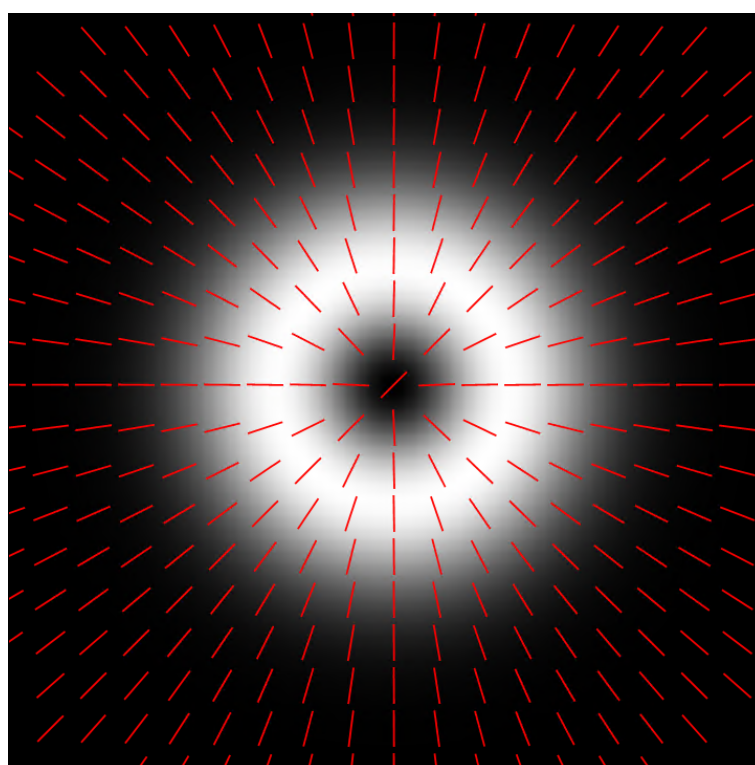


(a) Hermitovský-Gaussovský svazek (0,1)



(b) Hermitovský-Gaussovský svazek (1,0)

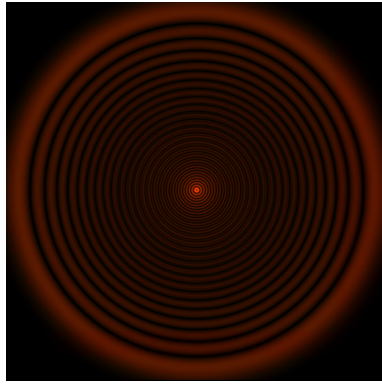
Obrázek 6.11: Hermitovské-Gaussovské svazky



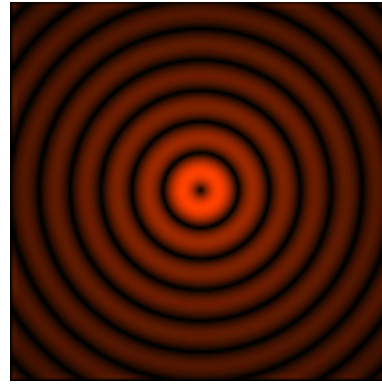
Obrázek 6.12: Donut svazek s radiální polarizací

tor intenzity elektrického pole, jež bude kmitat na přímce shodné s optickou osou. Vznikne tedy svazek, jež bude místy podélně polarizován. Takový svazek je zobrazen na obrázku 6.13.

To, že jsou v interferenčním poli strukturovaného svazku místa, kde je vektor intenzity elektrického pole podélně polarizován má zajímavé důsledky. Obzvláště je to názorné na obrázku 6.13b. V centru svazku, kde při osvětlení klasicky polarizovaným svazkem dosahovala optická intenzita i o několik řádů vyšších hodnot než okolí, je nyní oblast bez optické intenzity. Ovšem ze simulací vychází nenulová intenzita



(a) Celé pole



(b) Detail centrálního jádra

Obrázek 6.13: Transverzální obraz pole strukturovaného svazku generovaného radiálně polarizovaným Donut svazkem

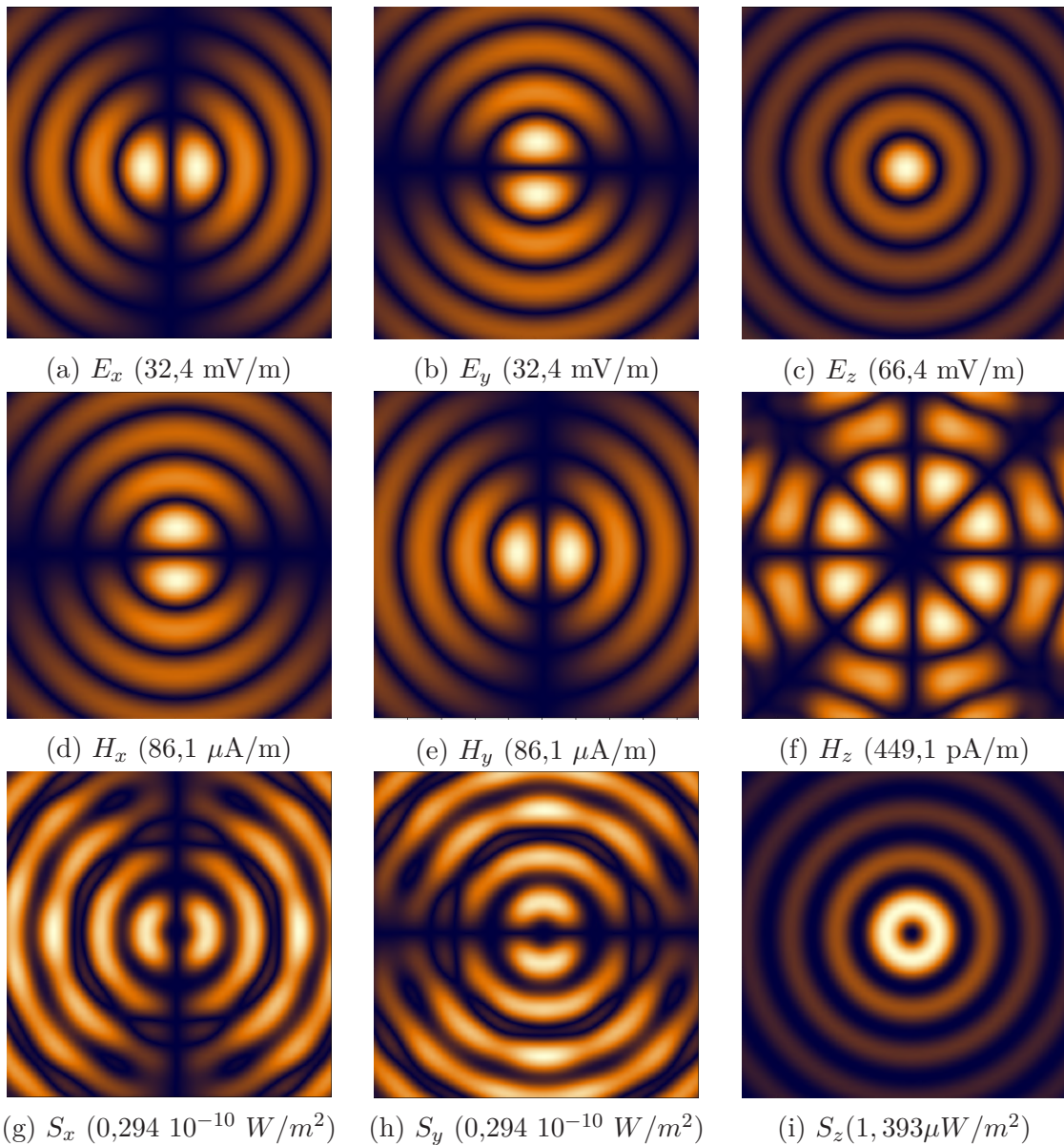
elektrického pole v podélném směru, jak je znázorněno na obrázku 6.14c. Tento jev plyne ze skutečnosti, která byla popsána v kapitole 1.3.3. Tedy, že obecný detektor optického vlnění je citlivý na optickou intenzitu, která je dána Poyntingovým vektorem. Poyntingův vektor je definován ve vztahu (1.39), jakož to vektorový součet intenzity elektrického a intenzity magnetického pole. Z amplitud projekcí intenzity elektrického pole do všech tří os kartézského souřadnicového systému z obrázku 6.14 je v centru svazku nenulová pouze podélná složka, což potvrzuje hypotetický předpoklad o podélně polarizovaném poli. Z amplitud projekcí intenzit magnetického pole plyne, že v centru svazku je nulová velikost intenzity magnetického pole. To je způsobeno tím, že při radiální polarizaci se v centru strukturovaného svazku setkají vždy protilehlé vlny, které mají vektory intenzit magnetického pole orientovány proti sobě, takže se navzájem odečtou. Vektorový součin intenzit elektrického a magnetického pole je tedy v centru svazku nulový.

Závislost amplitudy elektrického pole v centrálním jádru, je následně vynesena do grafu v obrázku 6.15. Vývoj amplitudy elektrického pole má hladký nekmitavý průběh. To se ovšem shoduje s teoretickými předpoklady, jelikož v systému chybí paprsek v centru svazku, který zapříčiňuje kmitání průběhů.

### 6.3.2 Azimutální polarizace

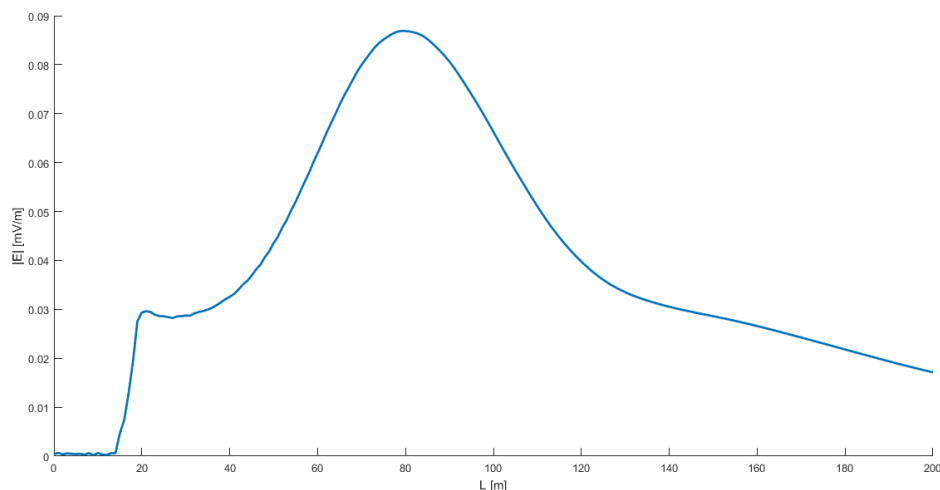
Svazek s azimutální polarizací lze vytvořit obdobně, jako svazek s polarizací radiální. Opět tedy bude uvažován případ syntézy dvou optických polí. Bude se jednat o Hermitovské-Gaussovské svazky v prvním módu. Na obrázcích 6.16a a 6.16b jsou zobrazeny svazky s požadovanou orientací a polarizací. Po syntéze těchto svazků, vznikne Donut svazek s azimutální polarizací zobrazený na obrázku 6.16c.

Při použití osvětlujícího svazku s azimutální polarizací je generováno interferenční pole s totožným transversálním profilem optické intenzity, jako tomu bylo při osvětlení svazkem s radiální polarizací. Jedná se o pole na obrázku 6.13. Co se ovšem změní, jsou projekce vektorů elektromagnetického pole. Pro azimutální polarizaci, jsou tyto projekce zobrazeny na obrázku 6.17. Nasimulované výsledky

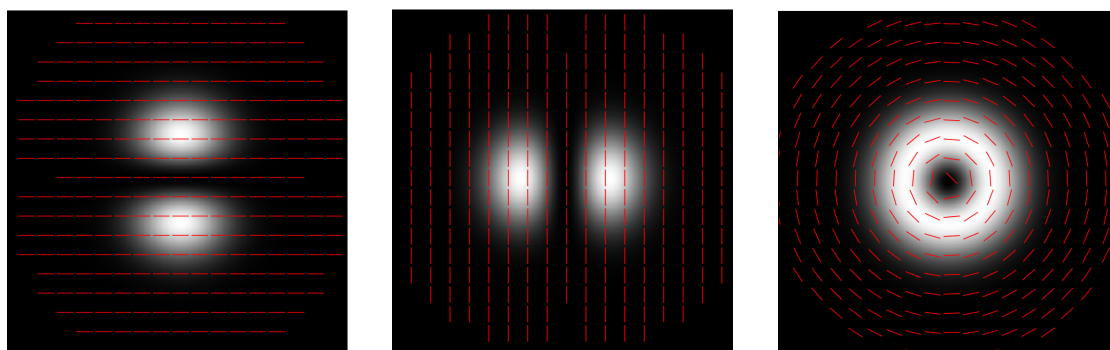


Obrázek 6.14: Projekce amplitudy intenzity elektrického pole, amplitudy intenzity magnetického pole a časově vystředovaného Poyntingova vektoru do všech tří os kartézského souřadnicového systému. Hodnoty v závorkách udávají maximální dosaženou hodnotu dané veličiny v daném místě a projekci.

odpovídají teoretickému předpokladu. Při azimutální polarizaci jsou vektory magnetického pole orientovány vždy radiálním směrem. Tedy při protnutí paprsků na optické ose dojde k součtu intenzit magnetického pole pomocí superpozice. Jelikož jsou při superpozici všechna pole ve fázi, dojde k zesílení intenzity magnetického pole a jeho výsledná orientace míří rovnoběžně s optickou osou. Z ostatních polí ovšem plyne, že vektorový součin intenzity elektrického a magnetického pole bude nulový, a tak v centru svazku bude opět tmavé místo bez optické intenzity.



Obrázek 6.15: Vývoj amplitudy elektrického pole v centrálním jádru v závislosti na podélné vzdálenosti od generátoru.



(a) Hermitovský-Gaussovský svazek (0,1)      (b) Hermitovský-Gaussovský svazek (1,0)      (c) Donut svazek s azimutální polarizací

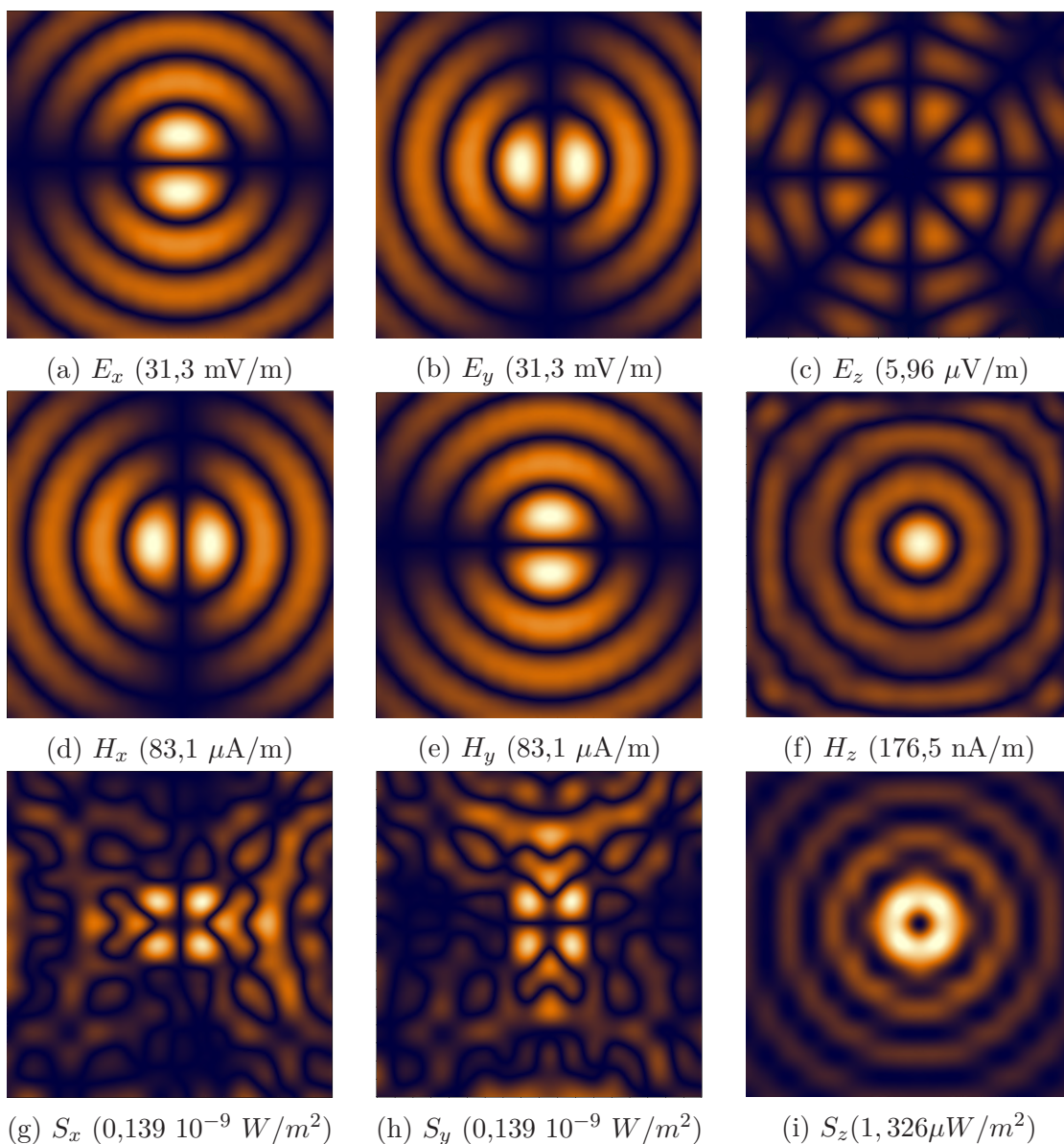
Obrázek 6.16: První dva svazky vytvoří po syntéze třetí Donut svazek

### 6.3.3 Spirální polarizace

Spirálně polarizované pole obecný případ v rámci neklasicky polarizovaných polí. Azimutální a radiální polarizace jsou mezní situace spirální polarizace. Vektor intenzity elektrického pole je tedy natočen vůči radiálnímu směru u úhel v rozmezí  $0^\circ - 90^\circ$ . Na Obrázku 6.18 je modelový případ, se kterým byly následně tvořeny simulace. Úhel natočení vektoru intenzity elektrického pole vůči radiálnímu směru činí  $45^\circ$ . Výsledné spirálně polarizované pole je následně opět tvořeno syntézou svazků na obrázcích 6.18a a 6.18b.

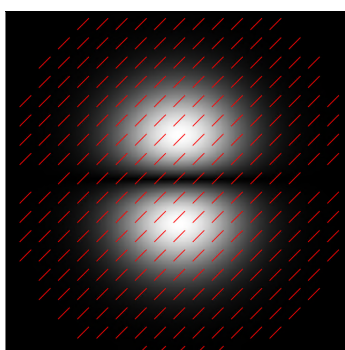
Jak je zřejmé z projekcí intenzit elektrického a magnetického pole a z projekcí Poyntingova vektoru zobrazených v obrázku 6.19, podélně polarizované jsou v tomto případě vektory obou intenzit tvořící elektromagnetické pole. Takto podélně polarizované jsou v centru svazku a jeho blízkém okolí. Jelikož se jedná o podélně polari-



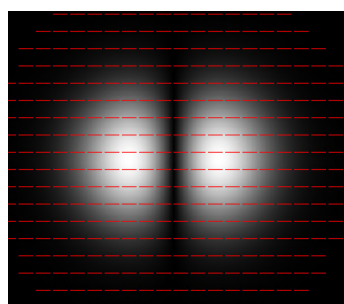


Obrázek 6.17: Projekce amplitudy intenzity elektrického pole, amplitudy intenzity magnetického pole a časově vystředovaného Poyntingova vektoru do všech tří os kartézského souřadnicového systému. Hodnoty v závorkách udávají maximální dosaženou hodnotu dané veličiny v daném místě a projekci.

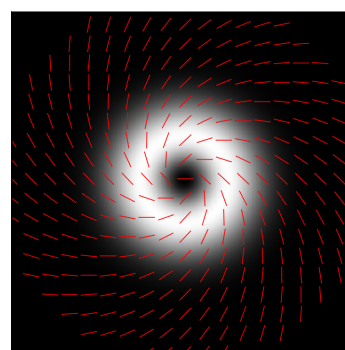
zace, tak je detektor není schopen zaznamenat. Tomu odpovídá obrázek 6.19i, jenž se transverzálním rozložením shoduje s detektorem měřícím optickou intenzitu.



(a) Hermitovský-Gaussovský svazek (0,1)

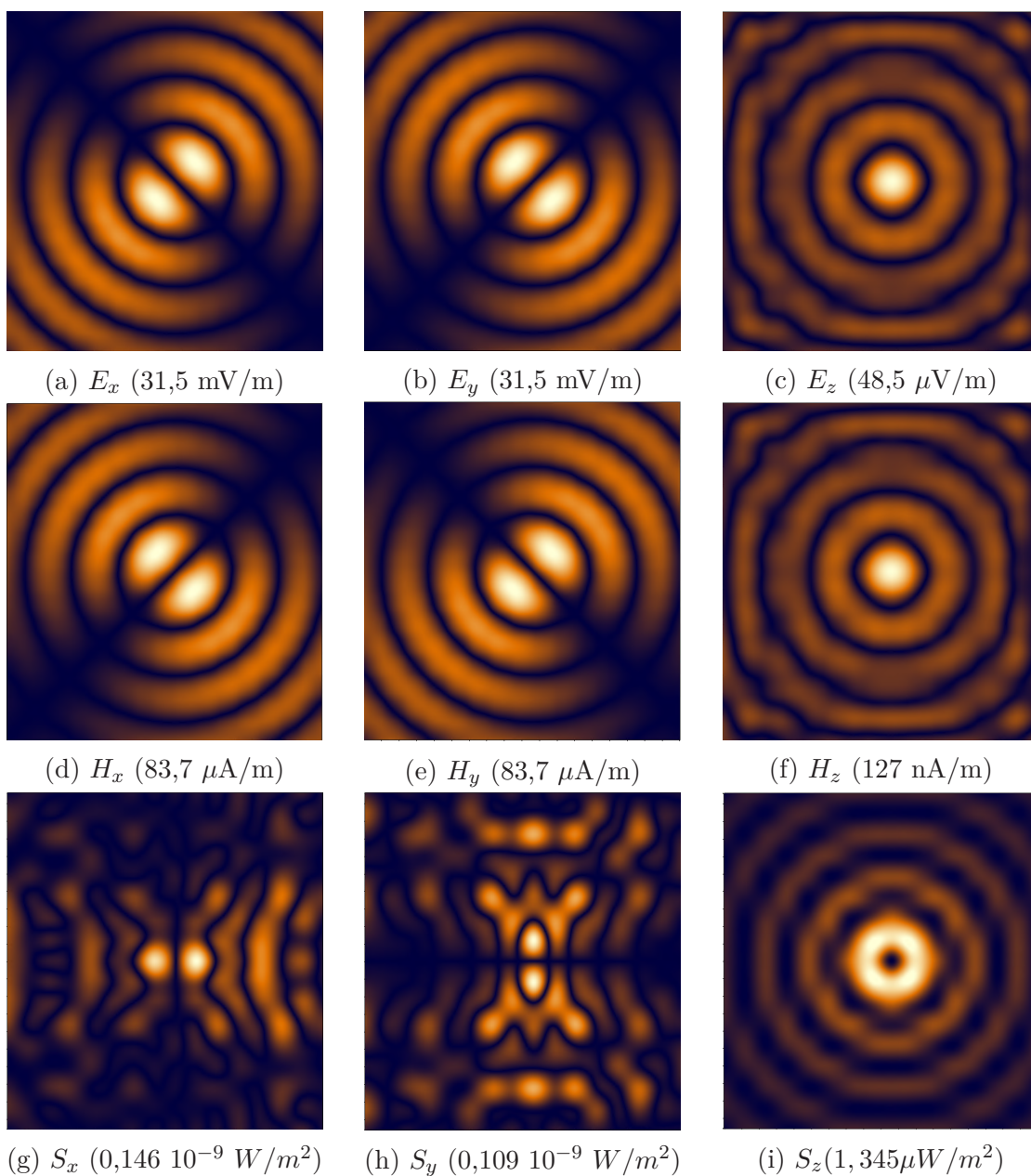


(b) Hermitovský-Gaussovský svazek (1,0)



(c) Donut svazek se spirální polarizací

Obrázek 6.18: První dva svazky vytvoří po syntéze třetí Donut svazek



Obrázek 6.19: Projekce amplitudy intenzity elektrického pole, amplitudy intenzity magnetického pole a časově vystředovaného Poyntingova vektoru do všech tří os kartézského souřadnicového systému. Hodnoty v závorkách udávají maximální dosaženou hodnotu dané veličiny v daném místě a projekci.



## Závěr

Jedním z cílů této diplomové práce byl návrh obecného optimalizačního postupu pro tvorbu generátoru požadovaných vlastností. Bylo tedy nutné vytyčit vlastnosti, na které byla optimalizace zaměřena. Byla tedy stanovena optimalizační kritéria. Prvním optimalizačním kritériem byla hodnota optické intenzity v centru jádra strukturovaného svazku. Druhým kritériem byl rozměr jádra v centru svazku. Třetím kritériem byl poměr intenzity jádra a jeho hranice. S využitím simulací v programu VirtualLab Fusion byl stanoven postup vedoucí ke generaci strukturovaného svazku požadovaných vlastností. Postup je založen na vlnoploše generovaného svazku, respektive na rozložení jeho fáze v bezprostřední vzdálenosti za generátorem. Rozložení vlnoplochy je popsáno polynomem 4. stupně. Jedná se o kombinaci sférické vady a optické vady rozostření. Takové vady je možno popsat v rámci paprskové optiky.

Změna vlnoplochy generovaného svazku může záviset na více podnětech, nicméně nejzásadnější význam při návrhu byl kladen na geometrickou konstrukci generátoru, jelikož ta představuje nejmenší omezení. V práci byly uvažovány 2 generátory. První byl tvořen více prvky. Kulovou čočkou s vysokým indexem lomu a zobrazovací čočkou. Druhý generátor představoval jednu tlustou čočku u kterého vstupní sférická lámavá plocha s velkým poloměrem tvoří sférickou vadu, načež výstupní sférická lámavá plocha přezobrazuje sférickou vadu a při správné tloušťce čočky vnáší do generovaného pole žádanou vadu rozostření. Nejvýznamnější parametr pro regulaci geometrické konstrukce je pro generátor s více prvky vzdálenost zobrazovací a kulové čočky a pro kompaktní generátor je to vzdálenost vstupní a výstupní lámavé sférické plochy. Touto vzdáleností je následně regulováno rozložení vlnoplochy svazku na výstupu z generátoru. Bylo zjištěno, že je-li paraxiální ohnisko zobrazovací čočky umístěno v paraxiálním ohnisku čočky kulové, jedná se o mezní stav, který určuje hranici mezi konfiguracemi, při které vznikne strukturovaný svazek s nekonečným dosahem, a při které již nikoli. Bude-li mírně snížena vzdálenost obou čoček od situace, kdy je přezobrazováno paraxiální ohnisko, bude dosaženo konfigurace, při které dosahuje jádro strukturovaného svazku maximální intenzity. Má ovšem v dané konfiguraci pouze jednu soustřednou kružnici a poměrně vysoký průměr jádra. Vlnoplocha, takto generovaného svazku, má uprostřed malé údolí a v malé radiální vzdálenosti kružnici odpovídající druhému lokálnímu extrému v rozložení fáze vlnoplochy. Při přibližování zobrazovací čočky ku kulové čočce poroste lineárně průměr kružnice lokálního extrému na vlnoploše a údolí v centru svazku se bude prohlubovat. Následně s konečným rozměrem apertury zobrazovací čočky přichází omezení pozice zobrazovací čočky z druhé strany. Pro generaci strukturovaného svazku je

totiž nezbytná existence kružnice lokálního extrému rozložení fáze vlnoplochy. A při určitém přiblížení zobrazovací čočky ku kulové čočce dojde k oříznutí žádané oblasti vlnoplochy aperturou zobrazovací čočky. A právě vzdálenost před oříznutím odpovídá konfiguraci, při které je generováno interferenční pole strukturovaného svazku s minimálním průměrem jádra pro danou vlnovou délku.

V rámci výzkumu strukturovaného svazku byl odvozen analytický vztah pro nalezení geometrického počátku generovaného strukturovaného svazku. Ve skutečnosti svazek vlivem difrakčních jevů vznikne dříve, ovšem jeho intenzita prudce narůstá právě až v oblasti geometrického počátku. Rovněž byl odvozen analytický vztah pro přesný tendenční vývoj rozměru jádra generovaného strukturovaného svazku. Následně byly navrženy 4 generátory. Jedna dvojice generátoru byla optimalizována pro dosažení maximální intenzity, druhá pro dosažení minimálního rozměru centrálního jádra. V každé dvojici je jeden generátor tvořený více prvky a jeden kompaktní generátor. Jelikož většina návrhů a optimalizačních procesů spočívala ve využití programu VirtualLab Fusion, který numericky řeší implementované úlohy, bylo žádoucí provést experimentální ověření dosažených výsledků, jelikož numerické výpočty bývají zatíženy chybou. Bylo měřeno rozložení fáze. Před měřením byla vytvořena přesná simulace daného problému. Ze simulace byly vytyčeny oblasti, ve kterých by mělo experimentální měření podat kýžené výsledky. Měření následně proběhlo úspěšně, a byl tedy experimentálně ověřen tvar vlnoplochy, přičemž její rozměry odpovídaly modelu ze simulace s chybou 10%.

Dalším cílem této práce byl výzkum vlivu neklasicky polarizovaných stavů osvětlujícího svazku. Byly uvažovány 3 formy neklasického polarizačního stavu. Radiální polarizace osvětlujícího svazku zapříčinila generování podélně polarizovaného pole v jádru svazku. Pro azimutální polarizaci bylo generováno podélně polarizované magnetické pole. A při spirální polarizaci osvětlujícího svazku, která je obecným případem obou předchozích polarizací, došlo ke generování pole, v jehož jádru byly podélně polarizovány vektory intenzit obou veličin elektromagnetického pole. Vlivem podélné polarizace byla v daném bodě absence optické intenzity. To ovšem odpovídá definici Poyntingova vektoru, který je zodpovědný za zřakový vjem a který při podélné polarizaci alespoň jedné ze dvou veličin elektromagnetického pole nemůže být v podélném směru nenulový.

Zájem byl v této práci zaměřen i na vliv osvětlujícího svazku s nízkou koherentní délkou. Ukázalo se, že generované interferenční pole strukturovaného svazku vyžaduje v koherentní délku, alespoň  $l_C = 150\mu m$ . Je-li koherentní délka menší, tak jsou na generovaném svazku patrná charakteristická rozložení soustředných kružnic, ovšem jádro svazku v centru má nízkou intenzitu a nízký kontrast oproti první tmavé soustředné kružnici. Poslední oblastí zájmu byl vliv polychromatického generátoru se širokým spektrem vlnových délek, jako má například žárovka. Ze simulací vyplývá, že vzniklo interferenční pole celé řady strukturovaných svazků, jež vznikly vlivem disperze, takže každá vlnová délka produkuje strukturovaný svazek jiného charakteru. Jednotlivé strukturované svazky se tedy generují samostatně a vícero spolu neinterferují. Přesto má generované pole i na velké vzdálenosti velmi jasné a ostré jádro.

## Literatura

- [1] P. Malý, *Optika*. Karolinum, 2013.
- [2] I. Moreno and J. A. Davis, “Controlling vortex light beams,” *SPIE*, 2013.
- [3] H. E. Hernández-Figueroa, M. Zamboni-Rached, and E. Recami, *Non-diffracting Waves*. Wiley-VCH, 2013.
- [4] V. Kollárová, *Syntéza světelných polí*. PhD thesis, PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA, UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI, KATEDRA OPTIKY, 2011.
- [5] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. B.m.: Mcgraw Hill Book Company, 1941.
- [6] C. Sheppard and T. Wilson, “Gaussian-beam theory of lenses with annular aperutre,” *IEE Journal on Microwaves, Optics and Acoustics*, 1978.
- [7] J. Durnin, “Exact solutions for nondiffracting beams. i. the scalar theory,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 4, pp. 651–654, Apr 1987.
- [8] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Základy fotoniky, svazek 1*. Praha: MATFY-ZPRESS, 1994.
- [9] doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D., “osobní sdělení.”
- [10] K. Polák, “Simulace generace nedifraktujících optických svazků,” Master’s thesis, Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií, Technická univerzita v Liberci, 2016.
- [11] Z. Bouchal, “Netradiční světelné pole:současné trendy a aplikace,” *katedra optiky, Přírodovědecká fakulta UP Olomouc*, 2012.
- [12] W. P. UG, *Wyrowski VirtualLab User’s Manual*. LightTrans GmbH, 2018.
- [13] J. Křížek, “Study of non-diffracting beams,” Master’s thesis, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze, 2016.
- [14] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *Feynmanovy přednášky z fyziky 1*. FRAGMENT, 2013.
- [15] Doc. Ing. Ivan Štoll, CSc., *Dějiny Fyziky*. Prometheus, 2009.

- [16] F. Wyrowski and M. Kuhn, “Introduction to field tracing,” *Journal of Modern Optics*, 2001.
- [17] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Základy fotoniky, svazek 2*. Praha: MATFY-ZPRESS, 1994.
- [18] “Linear, circular and elliptical polarization animation in a single shot.” <https://www.youtube.com/watch?v=Q0qrU4nprB0>.
- [19] D. McGloin and K. Dholakia, “Bessel beams: diffraction in a new light,” *Contemporary Physics*, 2005.
- [20] “Shack-hartmann wfs - wfs150-5c.” <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=WFS150-5C>.

# Přílohy

## Kompaktní disk

- práce v elektronické podobě: *DiplomovaPrace2018KrystofPolak.pdf*
- sada zdrojových kódů pro modelování jednotlivých situací, řešených v této práci
- sada grafů a obrázků použitých v této práci
- výsledky simulací v původním formátu