



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií



Simulace generace nedifraktujících optických svazků

Bakalářská práce

Studijní program: B2612 – Elektrotechnika a informatika
Studijní obor: 2612R011 – Elektronické informační a řídicí systémy
Autor práce: **Kryštof Polák**
Vedoucí práce: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.





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



Simulation of generation of nondiffracting optical beams

Bachelor thesis

Study programme: B2612 – Electrical Engineering and Informatics
Study branch: 2612R011 – Electronic Information and Control Systems
Author: **Kryštof Polák**
Supervisor: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.



ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Kryštof Polák**
Osobní číslo: **M13000068**
Studijní program: **B2612 Elektrotechnika a informatika**
Studijní obor: **Elektronické informační a řídicí systémy**
Název tématu: **Simulace generace nedifraktujících 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. Osvojte si základy práce s programem VirtualLab
2. Seznamte se s generací nedifraktujících optických svazků pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu
3. Proveďte simulace elektromagnetických políesselovských a Airiho svazků vytvořených axicony a dalšími optickými prvky
4. Porovnejte výsledky těchto simulací s publikovanými a naměřenými vlastnostmi svazků
5. Simulujte generátory nedifraktujících optických svazků nově navržené pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu
6. Porovnejte simulace s výsledky měření a diskutujte přesnost simulací

Rozsah grafických prací: dle potřeby
Rozsah pracovní zprávy: 50 - 60 stran
Forma zpracování bakalářské práce: tištěná/elektronická
Seznam odborné literatury:

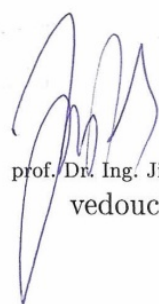
- [1] Saleh, B. E. A. - Teich, M.C.: Základy fotoniky I,II , MATFYZPRESS, Praha, 1994-95
- [2] Malý P., Optika, Karolinum, 2008, ISBN: 9788024613420
- [3] Hernández-Figueroa H., Zamboni-Rached M., Recami E., Non-Diffracting Waves: An Introduction, 2013, ISBN-13: 978-3527411955
- [4] VirtualLab User's manual, dostupné z <http://www.lighttrans.com/>
- [5] Z. Bouchal, J. Wagner, and M. Chlup, 'Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam', Opt. Commun., vol. 151, no. 4-6, pp. 207-211, Jun. 1998.
- [6] D. Giovannini, J. Romero, V. Potocek, G. Ferenczi, F. Speirits, S. M. Barnett, D. Faccio, and M. J. Padgett, 'Spatially structured photons that travel in free space slower than the speed of light', Science, vol. 347, no. 6224, pp. 857-860, Feb. 2015.

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.
Katedra fyziky

Datum zadání bakalářské práce: 20. října 2015
Termín odevzdání bakalářské práce: 16. května 2016


prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.
děkan




prof. Dr. Ing. Jiří Maryška, CSc.
vedoucí ústavu

V Liberci dne 20. října 2015

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou bakalářskou 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 bakalářské práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li bakalářskou 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.

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

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

Datum: 13. 5. 2016

Podpis: *Paluš*

Poděkování

Rád bych poděkoval doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi, Ph.D. za odborné vedení, cenné rady v probírané problematice a ochotu pro přípravu experimentů. Dále bych rád poděkoval Bc. Janu Křížkovi rovněž za cenné rady v probírané problematice a v oblasti uživatelského rozhraní programu VirtualLab. V poslední řadě patří mé poděkování i Denise Jínové za výpomoc při konstrukci experimentů.

Abstrakt

Tato Bakalářská práce se zabývá dvěma metodami generaceesselovských svazků a zhodnocuje vlastnosti generovanýchesselovských svazků, jako jsou dosah, průběh intenzity v píku či úhlová divergence. První použitou metodou je generaceesselovského svazku pomocí axiconu. Mimo zkoumání vlastnostíesselovského svazku z axiconu osvětleného jak rovinnou vlnou, tak gaussovským svazkem, je práce zaměřena i na chováníesselovského svazku, jemuž byla do cesty vložena překážka a zkoumá tak jednu z nejpozoruhodnějších vlastností nedifraktujících optických svazků a to samo-obnovení. Druhá metoda generaceesselovských svazků je zcela nová. Spočívá v osvětlení soustavy tlustých čoček s vysokým indexem lomu, což vytváří specifickou vlnoplochu. Práce se zaměřuje na možné konfigurace tlustých čoček a na závislost charakteru výstupního svazku na změnu konfigurace čoček. Práce dále prezentuje, jak je možné upravitesselovský svazek generovaný tlustými čočkami do podoby více se blížící ideálnímuesselovskému svazku. Mimo samotná elektromagnetická pole je práce zaměřena i na vlnoplochy generovaných svazků a jejich tvarování. Veškeré generaceesselovských svazků, probíhaly v podobě simulací prováděných v programu VirtualLab. Ze simulací vlnoploch aesselovských svazků generovaných axiconem je v práci podáno i krátké porovnání s experimenty.

Klíčová slova:esselovský svazek, axicon, tlusté čočky, VirtualLab, vlnoplocha, simulace, samo-obnovení

Abstract

This Bachelor thesis deals with two methods of generation of Bessel beam and evaluates the characteristics of generated Bessel beam, such as is outreach, the course of the peak intensity and angular divergence. The first used method is the generation of Bessel beam by using axicon. In addition to studying the properties Bessel beam of axicon illuminated both plane wave and Gaussian beam, the thesis is focused on the behavior Bessel beam, which was inserted into the path of obstruction and thus examines one of the most remarkable properties nondiffraction optical beams and self-reconstructing. The second method of generation of Bessel beam is completely new. It consists in the lighting system of thick lenses of high refractive index, which creates a specific wavefront. The thesis focuses on possible configurations of thick lenses and on the dependence of character of the output beam on the change of the lenses. The thesis also presents how it is possible to adjust the Bessel beam generated by the thick lenses into more approaching the ideal Bessel beam. The thesis is focused on wavefront of generated volumes and shaping. All generations of Bessel beam, was in the form of simulations carried out in the program VirtualLab. The thesis presents also a short compare with experiments.

Keywords: Bessel beam, axicon, thick lenses, VirtualLab, wavefront, simulation, self-reconstructing

Obsah

Poděkování	7
Abstrakt	8
Abstract	8
Obsah.....	9
Seznam obrázků	11
Seznam symbolů.....	14
Seznam zkratek.....	15
1 Úvod	16
2 Teorie.....	17
2.1 Základní pojmy	17
2.1.1 Optika	17
2.1.2 Vlnová rovnice	17
2.1.3 Helmholtzova rovnice.....	19
2.1.4 Paraxiální Helmholtzova rovnice	19
2.1.5 Interference	20
2.1.6 Difrakce.....	22
2.2 Optické svazky a jejich vlastnosti	22
2.2.1 Gaussovský svazek.....	23
2.2.2 Besselovský svazek	24
2.2.3 Airyho svazek.....	26
2.3 Optické prvky a jejich vlastnosti	27
2.3.1 Axicon	27
2.3.2 Tlusté čočky	29
2.4 O VirtualLab.....	31
3 Simulace generace besselovských svazků, včetně popisu výsledků.....	33
3.1 Vlnoplochy	33
3.1.1 Axicon	33
3.1.2 Tlusté čočky	37
3.2 Besselovské svazky tvořené axiconem	41
3.2.1 Besselovský svazek z rovinné vlny	42
3.2.2 Besselovský svazek z gaussovského svazku.....	50
3.3 Generace besselovského svazku s překážkou vloženou do trajektorie	52
3.3.1 Kruhové stínítko	53

3.3.2	Více překážek za sebou.....	59
3.3.3	Další tvarové možnosti překážky	64
3.3.4	Použití apertury propouštějící ohraničenou šířku svazku	70
3.4	Besselovský svazek tvořený tlustými čočkami.....	71
3.4.1	Dvě koule s indexem lomu $n = 2$	72
3.4.2	Dvě koule s indexem lomu $n = 1,8$	76
3.4.3	Vzájemná vzdálenost 2,8 mm.....	77
3.4.4	Vzájemná vzdálenost 2 mm.....	79
3.5	Překážka v trajektorii.....	82
3.5.1	Překážka vložená svazku do cesty na počátku jeho trajektorie	85
4	Zhodnocení výsledků porovnání s teorií a skutečností	89
4.1	Vlnoplochy	89
4.1.1	Princip Shack-Hartmanovi metody.....	89
4.1.2	Experimentální výsledky	90
4.2	Generované besselovské svazky	91
4.2.1	Besselovské svazky generované axiconem.....	91
4.2.2	Besselovské svazky generované pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu.....	92
5	Závěr	94
6	Použitá literatura a zdroje převzatých obrázků ilustrací	96
7	Přílohy.....	97
7.1	Přiložené CD	97
7.1.1	Text bakalářské práce	97
7.1.2	Výsledky simulací.....	97

Seznam obrázků

Obrázek 2.1 - Vzájemné protínání dvou rovinných vln pod úhlem θ . Zdroj: [5]	21
Obrázek 2.2 - Interferenční obrazec po interferenci dvou rovinných vln.	22
Obrázek 2.3 - Příčné rozložení intenzity gaussovského svazku.	23
Obrázek 2.4 - Besselova funkce prvního druhu nultého řádu.	24
Obrázek 2.5 – Kvadrát Besselovy funkce, tedy průběh intenzityesselovského svazku v příčném směru.	25
Obrázek 2.6 – Transverzální profil poleesselovského svazku.	25
Obrázek 2.7 - Airyho funkce bez a se členem zajišťujícím konečnost energie, $a_0 = 0,1$	26
Obrázek 2.8 – Kvadrát Airyho funkce, tedy průběh intenzity bez a se členem zajišťujícím konečnost energie.	27
Obrázek 2.9 - Ilustrační foto axiconu. Pro názornost tvaru, má axicon větší úhel α než byl použit při simulacích, či experimentech. Zdroj: [8]	27
Obrázek 2.10 - Model znázorňující princip fungování axiconu, díky kterému mohou vznikatesselovské svazky. Povšimněme si, že do axiconu vstupuje gaussovský svazek, ovšem zrovna tak lze použít pro osvětlení rovinnou vlnu. Zdroj: [9].....	28
Obrázek 2.11 – Ilustrace pro popis sférické vady. Zdroj: [6]	29
Obrázek 2.12 - Ukázka uživatelského rozhraní.....	31
Obrázek 3.1 - Model optické soustavy. Rovinná vlna osvětluje axicon, z něhož jdou paprsky do VS... ..	33
Obrázek 3.2 - Vlnoplocha bezprostředně za axiconem. Jednotky svislé osy jsou radiány.....	34
Obrázek 3.3 - Vyznačení úhlu γ , jenž je svírán vlnoplochou a příčnou rovinnou.	34
Obrázek 3.4 - Vlnoplocha v polovině délky generovanéhoesselovského svazku.....	35
Obrázek 3.5 - Zobrazení fázových skoků.	36
Obrázek 3.6 - Plošné rozložení fáze v transverzální rovině.	37
Obrázek 3.7 - Vlnoplocha optického svazku ve vzdálenosti, kde jižesselovský svazek byl nahrazen svazkem prsténkového charakteru.	37
Obrázek 3.8 - Model optické soustavy. Rovinná vlna osvětluje tlustou čočku ve tvaru koule a paprsky dále míří do VS.....	38
Obrázek 3.9 - Vlnoplocha bezprostředně za kuličkovou čočkou o indexu lomu $n = 2$	38
Obrázek 3.10 - Vlnoplocha bezprostředně za kuličkovou čočkou o indexu lomu $n = 1,8$	39
Obrázek 3.11 - Model optické soustavy. Rovinná vlna osvětluje tlustou čočku ve tvaru koule, vycházející paprsky vstupují do druhé tlusté čočky ve tvaru koule a následně míří do VS.....	39
Obrázek 3.12 - Vlnoplochy v různých vzdálenostech pro situaci, kdy jsou 2 koule o indexu lomu $n = 2$ ve vzájemném dotyku	40
Obrázek 3.13 - Mění se vlnoplocha v závislosti na velikosti mezery mezi koulemi při $n = 1,8$	41
Obrázek 3.14 - Model optické soustavy, ve které je axicon, osvětlen svazkem s charakterem rovinné vlny ze zdroje Plane Wave. VS je umístěn ve vzdálenosti 240mm od axiconu.	42
Obrázek 3.15 – Snímky transverzálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.	46
Obrázek 3.16 - Řez BS přes celou jeho šířku i délku. Jednotky na x-ové ose představují milimetry.....	48
Obrázek 3.17 – Podélný průběh intenzity v píku BS tvořeného axiconem.	49
Obrázek 3.18 - Intenzitní profil osvětlující rovinné vlny.....	49

Obrázek 3.19 – Snímky transversálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.	51
Obrázek 3.20 - Podélný řez svazkem	52
Obrázek 3.21 - Průběh intenzity píku	52
Obrázek 3.22 – Model optické soustavy, ve kterém je BS do cesty vloženo stínítka. V situaci na obrázku je VS vzdálen od stínítka (Stop) 150mm.....	53
Obrázek 3.23 – Snímky transversálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.	58
Obrázek 3.24 - Řez svazkem, kterému byla do cesty vložena překážka.....	58
Obrázek 3.25 - Podélný řez svazkem za stínítkem s vyznačenými směry šíření vlnoploch	59
Obrázek 3.26 - Průběh intenzity v píkuesselovského svazku, který byl přerušen a znovu se složil... ..	59
Obrázek 3.27 - Model optické soustavy - 3 překážky jsou rozloženy po 50 mm BS do cesty	60
Obrázek 3.28 – Snímky transversálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.	63
Obrázek 3.29 - Podélný řez svazkem, jemuž byli do cesty vloženy 3 překážky.....	63
Obrázek 3.30 - Průběh optické intenzity v píku podél svazku.....	63
Obrázek 3.31 – Snímky transversálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.	65
Obrázek 3.32 - Průběh intenzity v píku	66
Obrázek 3.33 - Snímky světla zaznamenané pomocí VS v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru. 2. a 3. Snímek světla jsou stejné, liší se v příčném profilu intenzity. Ve 2. snímku je profil intenzity zachycen přes úhlopříčku, zatímco ve 3. Snímku rovnoběžně se spodní hranou detektoru.....	67
Obrázek 3.34 - průběh intenzity v píku	68
Obrázek 3.35 – Snímky světla zaznamenané pomocí VS v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru. 2. a 3. Snímek světla jsou stejné, liší se v příčném profilu intenzity. Ve 2. snímku je profil intenzity zachycen přes úhlopříčku, zatímco ve 3. Snímku rovnoběžně se spodní hranou detektoru.....	70
Obrázek 3.36 - průběh intenzity v píku	70
Obrázek 3.37 - Podélný řez svazkem generovaným skrze aperturu.	71
Obrázek 3.38 - Podélný průběh intenzity v píku.	71
Obrázek 3.39 - Model optické soustavy. Generaceesselovského svazku pomocí dvou kuličkových čoček.....	72
Obrázek 3.40 - Přiblížení místa dotyku obou koulí. Ze vzájemného protínání protilehlých paprsků rozprostřeného v určité délce je patrná sférická aberace. Výřez představuje 1,5mm ve skutečnosti. ..	73
Obrázek 3.41 - Snímky světla zaznamenané pomocí VS v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru	75
Obrázek 3.42 - Průběh intenzity v píku svazku. Jednotka x-ové osy představuje 10mm.....	76

Obrázek 3.43 - Podélný řez svazkem. Zobrazená veličina je intenzita elektrického pole.	76
Obrázek 3.44 - Obrázky světelných polí, včetně příčných profilů intenzit.	78
Obrázek 3.45 - Řez svazkem.	79
Obrázek 3.46 - Průběh intenzity v píku svazku.	79
Obrázek 3.47 - Optická pole	81
Obrázek 3.48 - Řez svazkem. 0mm až 700 mm po 5 mm.	81
Obrázek 3.49 - Průběh intenzity v píku podél celého svazku.	82
Obrázek 3.50 - Výsledky světelných polí v různých vzdálenostech.	83
Obrázek 3.51 - Řez přerušeným svazkem.	84
Obrázek 3.52 - Průběh intenzity v píku svazku.	84
Obrázek 3.53 - Vlnoplocha v místě překážky.	85
Obrázek 3.54 - Průběh intenzity v píku. Na počátku je do cesty svazku vložena kruhová překážka o průměru 1mm.	86
Obrázek 3.55 - Vyhlazený průběh intenzity v píku. Průměr překážky jsou 2 mm.	86
Obrázek 3.56 - Snímky světelných polí.	88
Obrázek 3.57 - Řez svazkem, jemuž byla do cesty na jeho počátku vložena kruhová překážka o průměru 2mm.	88
Obrázek 3.58 - Vlnoplocha svazku, jemuž byla do cesty umístěna překážka.	88
Obrázek 4.1 - Konstrukční uspořádání jednotlivých komponent k provedení experimentu Shack-Harmanovi metody.	89
Obrázek 4.2 - Ukázka principu Shack-Hartmanovi metody. Zdroj: [12]	90
Obrázek 4.3 - Experimentálně naměřená vlnoplocha svazku vycházejícího přímo z axiconu.	90
Obrázek 4.4 - Vlnoplocha tvořená jednou kuličkovou čočkou.	91
Obrázek 4.5 - V experimentu generovaný BS pomocí axiconu.	92
Obrázek 4.6 - Výsledky experimentu, ve kterém byl BS vložen do cesty tenký drátek.	92

Seznam symbolů

$a(\mathbf{r})$	amplituda vlnové funkce
$A(\mathbf{r})$	komplexní obálka
$Ai(x)$	Airyho funkce
C_0	rychlost světla ve vakuu
C	rychlost světla v prostředí
d_a	průměr axiconu
d_h	podélná vzdálenost mezi stejnou fází středního a krajního paprsku svazku
d_p	délková perioda střídání míst téže intenzity vznikajících interferencí dvou rovinných vln
d_s	průměr osvětlujícího svazku
$\mathcal{E}$	intenzita elektrického pole
$\mathcal{H}$	intenzita magnetického pole
$I(\mathbf{r})$	intenzita elektromagnetického vlnění
J_m	Besselova funkce prvního druhu m-tého řádu
k	vlnové číslo
k_T	transverzální vlnové číslo
n	index lomu optického prvku
n'	index lomu prostředí
n_p	počet period vlny ve fázové rozsahu $\Delta\varphi$
R	poloměr čočky ve tvaru koule
s	normalizovaná příčná souřadnice
$u(\mathbf{r},t)$	vlnová funkce
$U(\mathbf{r})$	komplexní amplituda
$U(\mathbf{r},t)$	komplexní vlnová funkce
z_0	Rayleighova vzdálenost
$z_{\max}$	dosah generovaného besselovského svazku
z_p	polovina vzdálenosti dosahu generovaného besselovského svazku
α	charakteristický úhel axiconu
α'	úhel vůči kolmici k rozhraní prostředí při lomu paprsku na rozhraní dvou prostředí s různým indexem lomu
β	úhel, pod kterým se šíří rovinná vlnoplocha vůči směru šíření
γ	úhel, který svírá vlnoplocha s příčnou rovinou

$\Gamma(t)$	gama funkce
Δ	Laplaceův operátor
Δ_T	transverzální Laplaceův operátor
$\Delta\varphi$	fázový rozsah mezi středním a krajním paprskem svazku
ε_0	permitivita vakua
Θ	úhel, pod kterým se vůči sobě šíří 2 rovinné vlnoplochy
λ	vlnová délka
μ_0	permeabilita vakua
ξ	normalizovaná časová souřadnice
ρ	příčná vzdálenost od středu gaussovského svazku
$\varphi(\mathbf{r})$	fáze
ψ	obálka hledané vlnové funkce jako řešení Schrödingerovy rovnice

Seznam zkratk

BS	besselovský svazek
CCD	Charge Coupled Device
TUL	Technická univerzita v Liberci

1 Úvod

Nedifrakující optické svazky spadají do relativně nového odvětví klasické elektromagnetické optiky. Z vlnové podstaty není možné, aby se světlo šířilo bez úhlové divergence. Čili není možné, aby se světlo šířilo v paprsku omezené šířky, která by zůstávala se vzdáleností od zdroje konstantní. Přesto je snaha takové formy vlnění generovat a nejvíce se formám vlnění bez úhlové divergence blíží optické svazky, přičemž funkce, která je popisuje, je řešením tzv. paraxiální Helmholtzovi rovnice. Nejznámějším optickým svazkem je poté gaussovský svazek. Ten je pojmenován podle Gaussovy funkce, kterou je popsán příčný profil intenzity svazku. Gaussovský svazek je formou vlnění, která vystupuje z většiny laserů. Nicméně i gaussovský svazek podléhá úhlové divergenci.

Již od 40. let minulého století se několik autorů zmiňuje o matematicky odvozených formách světelného vlnění, které nepodléhají úhlové divergenci. Byli to například J. A. Startton v roce 1941 [1] nebo C. J. R. Sheppard a T. Wilson v roce 1978 [2]. Ovšem J. Durnin se svou prací z roku 1987 [3] je považován za zakladatele nedifrakujících optických svazků. Nalezl například řešení Helmholtzovi rovnice, které je popsáno pomocí Besselovy funkce. Takový svazek by tedy na základě teoretického popisu neměl vykazovat jakoukoli úhlovou divergenci. Na základě toho tedy Durnin zavedl pro dané formy optických svazků pojem nedifrakující optické svazky. Z podstaty vzniku nedifrakujících optických svazků pro ně byli předpovězeny i velmi zajímavé vlastnosti. Jedná se o již zmíněnou nedifrakčnost, samo obnovení se po projití přes překážku, spirální tok energie a tedy potenciální schopnost předávat mikročásticím moment hybnosti, nenulové zrychlení svazku v příčném směru, aj.

Pojem nedifrakující lze ovšem uplatnit pouze v rámci ideálních teoreticky odvozených svazků. Těch ovšem nelze v laboratořích dosáhnout a tak se jedná o pseudo-nedifrakující optické svazky. Znamená to tedy, že ona nedifrakčnost generovaných svazků není dokonalá, popřípadě se projevuje pouze po konečné délce svazku.

Jak název napovídá, tak tato práce se zabývá generací nedifrakujících optických svazků ve formě simulací. Ty probíhají ve velmi schopném programu VirtualLab Fusion, který se oproti většině konkurenčních komerčních programů liší svým pojetím optiky. Takže zatímco většina komerčních programů zabývajících se optikou generuje své výsledky na základě paprskové optiky, tak VirtualLab uvažuje v rámci elektromagnetické optiky.

Cíle této práce jsou generování besselovských svazků pomocí axiconu a pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu. Zhodnocení kvality vystupujícího besselovského svazku a jeho vlastnosti na základě konfigurace optické soustavy, která besselovský svazek generuje. Práce se zabývá i besselovskými svazky, kterým byly do cesty vloženy různé typy překážek, a zkoumá jejich chování za překážkou.

V práci je i kapitola věnována vlnoplochám a jejich modifikacím. Ukázalo se totiž, že z tvaru vlnoplochy, lze přepokládat výsledný charakter generovaného svazku. Na konci práce je krátké porovnání, některých výsledků simulací s experimenty.

2 Teorie

2.1 Základní pojmy

2.1.1 Optika

Na studium optiky lze nahlížet z několika úhlů pohledu, které jsou dány tím, jak se postupně vyvíjel názor na samou podstatu světla. Nejjednodušší pojetí světla je paprsková optika, která říká, že si světlo můžeme představit jako paprsky, které se šíří rovně prostředím, lámou se na rozmezí prostředí s rozdílnou optickou hustotou a lze je popsat jednoduchými geometrickými zákony. Ukázalo se ovšem, že tato představa je zcela nepostačující. Paprsková optika totiž nebyla schopna popsat jevy jako například difrakci, která způsobovala, že se světlo objevilo i tam, kde by dle geometrických zákonů být „nemělo“. Vznikla tedy vlnová optika, která světlo popisuje pomocí skalární funkce polohy a času neboli *vlnovou funkcí* a říká nám, že světlo je nutné chápat jako šířící se vlnu. Ukázalo se ovšem, že ani vlnová optika není zcela postačující například při popisu jevu polarizace a vznikla elektromagnetická optika, která nám říká, že viditelné světlo je jen úzkou částí širokého spektra elektromagnetických vln, které se navzájem liší svou frekvencí a tvoří je dvě složky, které jsou navzájem kolmé. Jedná se o elektrické a magnetické pole a chování světla tudíž podléhá Maxwellovým rovnicím. Ukázalo se, že ani elektromagnetická optika není dokonalým popisem světla. Podle současných představ se světlo šíří ve formě „balíčků“, kterým se říká fotony. To popisuje kvantová optika, ale to je již nad rámec této bakalářské práce.

2.1.2 Vlnové rovnice

Jak již bylo zmíněno výše, světlo se šíří ve formě vln. Optickou vlnu popíšeme již zmíněnou *vlnovou funkcí*, jejíž obecný tvar je $u = (\mathbf{r}, t)$, kde $\mathbf{r}$ je vektor označující polohu, který lze v kartézském souřadnicovém systému zapsat jako $\mathbf{r} = (x, y, z)$ a t je čas. Aby ovšem vlnová funkce popisovala vlnu, musí splňovat tzv. *vlnovou rovnici*, která má obecný tvar

$$\Delta u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad 2.1$$

ve které Δ představuje tzv. Laplaceův operátor, který má v kartézském souřadnicovém systému význam $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Vlnovou rovnici lze odvodit několika způsoby. Já zde uvádím odvození z Maxwellových rovnic. Uvažujme Maxwellovy rovnice ve vakuu. Rovnici

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad 2.2$$

kde $\mathcal{E}$ je vektor intenzity elektrického pole a $\mathcal{H}$ je vektor intenzity magnetického pole rozšíříme operátorem rotace zleva

$$\nabla \times (\nabla \times \mathcal{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 (\nabla \times \mathcal{H}). \quad 2.3$$

Levou část rovnice lze na základě vlastností operátoru rotace upravit do tvaru

$$\nabla \times (\nabla \times \mathcal{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathcal{E}) - \Delta \mathcal{E} \quad 2.4$$

ve kterém se výraz $\nabla \cdot \mathcal{E}$ rovná nule. Levou stranu rovnice 2.3 lze tedy zapsat

$$\nabla \times (\nabla \times \mathcal{E}) = -\Delta \mathcal{E}. \quad 2.5$$

Výraz $\nabla \times \mathcal{H}$ lze přepsat do tvaru

$$\nabla \times \mathcal{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}, \quad 2.6$$

takže pravá strana rovnice 2.3 bude mít tvar

$$-\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 (\nabla \times \mathcal{H}) = -\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2}. \quad 2.7$$

Nově vyjádřené obě strany rovnice 2.3 převedeme na jednu stranu a užijeme vztahu

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad 2.8$$

Ve kterém c_0 znamená rychlost šíření světla ve vakuu. Výsledný tvar vlnové rovnice odvozené z Maxwellových rovnic tedy vypadá

$$\Delta \mathcal{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = 0. \quad 2.9$$

Jelikož jsme vycházeli z Maxwellových rovnic pro vakuum, tak se tento tvar týká vlnění šířícího se ve vakuu. V různých prostředích se ovšem elektromagnetické vlnění šíří různě rychle, přičemž nikdy nepřesáhne rychlost c_0 . Pro zobecnění odvozené vlnové rovnice zavedeme tzv. *index lomu*, což lze chápat jako vlastnost daného prostředí, kterým se světlo šíří a jeho velikost je dána jako poměr rychlosti šíření světla ve vakuu a rychlosti šíření světla v daném prostředí. Index lomu značíme n a vztah pro odvození jeho velikosti tedy vypadá

$$n = \frac{c_0}{c}. \quad 2.10$$

S předpokladem, že místo $\mathcal{E}$ můžeme do odvozené vlnové rovnice dosadit vlnovou funkci a při zavedení indexu lomu, lze odvozenou vlnovou rovnici zobecnit na tvar rovnice 2.1.

2.1.3 Helmholtzova rovnice

Helmholtzova rovnice je rovnice, jejíž řešení je řešením vlnové rovnice. Výhoda a tedy i důvod zavedení Helmholtzovy rovnice je její časová nezávislost. Díky tomu je hledání řešení jednodušší. Helmholtzova rovnice má tvar

$$(\Delta + k^2)U(\mathbf{r}) = 0, \quad 2.11$$

kde k je tzv. vlnové číslo, které se rovná

$$k = \frac{2\pi f}{c} \quad 2.12$$

a $U(\mathbf{r})$ je tzv. komplexní amplituda.

Pro definování komplexní amplitudy si nejprve zavedeme vlnovou funkci pro monochromatickou vlnu. Je to známá rovnice popisující nejen optickou vlnu, ale jakékoli jiné harmonické vlnění či kmitání. Rovnice má tvar

$$u(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) \cos(2\pi f t + \varphi(\mathbf{r})), \quad 2.13$$

kde $a(\mathbf{r})$ značí *amplitudu vlnové funkce*, která se může, jak napovídá argument, s polohou měnit a $\varphi(\mathbf{r})$ značí *fázi*, rovněž s polohou proměnný. Na základě Eulerova vztahu, jehož obecný vztah je

$$e^{\pm jx} = \cos x \pm j \sin x \quad 2.14$$

můžeme usoudit, že $u(\mathbf{r}, t)$ je pouze reálnou částí nově zavedené *komplexní vlnové funkce* $U(\mathbf{r}, t)$, která má tedy tvar

$$U(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r})e^{j2\pi f t}e^{j\varphi(\mathbf{r})}. \quad 2.15$$

Součin časově nezávislých složek komplexní vlnové funkce $a(\mathbf{r})$ a $e^{j\varphi(\mathbf{r})}$ je námi hledaná komplexní amplituda $U(\mathbf{r})$.

Samotnou Helmholtzovu rovnici dostaneme tím, že dosadíme komplexní vlnovou funkci

$$U(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r})e^{j2\pi f t} \quad 2.16$$

do vlnové rovnice.

2.1.4 Paraxiální Helmholtzova rovnice

Paraxiální Helmholtzova rovnice je rovnice umožňující hledání řešení vlnové rovnice ve formě paraxiálních vln a má tvar

$$\Delta_T A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0, \quad 2.17$$

přičemž předpokládá, že se paraxiální vlna šíří po ose z . Parametr A je tzv. *komplexní obálka* a Δ_T je tzv. *transverzální Laplaceův operátor*, který počítá pouze s proměnnými napříč vůči směru šíření, čili

$$\Delta_T = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \quad 2.18$$

Obecně se komplexní obálkou nazývá funkce polohy $\mathbf{r}$ dosazená za amplitudu vlnové funkce. Nalezené řešení paraxiální Helmholtzovy rovnice dosadíme za amplitudu vlnové funkce a dostaneme komplexní amplitudu paraxiální vlny splňující Helmholtzovu rovnici a tedy i vlnová funkce samotné paraxiální vlny splňuje vlnovou rovnici.

Paraxiální vlna je vlna, jejíž vlnoplochy jsou téměř rovinné, čili taková vlna, která má velmi malou rozbíhavost. Pod pojmem vlnoplocha si představíme myšlenou plochu kolmou ke směru šíření, která má po celé své šířce stejnou fázi. Jelikož je komplexní obálka pomalu se měnící a předpokládáme šíření po ose z , můžeme vyjádřit komplexní amplitudu paraxiální vlny

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})e^{-jkz}, \quad 2.19$$

kde jsme členem e^{-jkz} nahradili člen $e^{j\varphi(\mathbf{r})}$. Musíme tedy najít takové řešení komplexní obálky $A(\mathbf{r})$, které udělá komplexní amplitudu $U(\mathbf{r})$ modulovanou komplexní obálkou, řešením Helmholtzovy rovnice.

Jelikož předpokládáme, že se komplexní obálka v závislosti na poloze z mění velmi pomalu, tak platí, že na vzdálenosti jedné vlnové délky je součin vlnového čísla a hodnoty komplexní obálky řádově větší než parciální derivace komplexní obálky podle proměnné z . Z toho plyne, že součin druhé mocniny vlnového čísla a komplexní obálky je řádově větší než druhá parciální derivace komplexní obálky podle proměnné z . Dosadíme-li s těmito předpoklady komplexní amplitudu popisující paraxiální vlnu do Helmholtzovy rovnice a zanedbáme-li příslušné parciální derivace, dostaneme paraxiální Helmholtzovu rovnici. Paraxiální Helmholtzova rovnice hraje v této práci důležitou roli, jelikož její řešení nám dává vlnové funkce popisující *optické svazky*.

2.1.5 Interference

Jednou ze základních vlastností světla je interference. Jedná se o jev, při kterém hodnota intenzity elektrického pole, v místě střetu dvou a více vln, nabývá vlivem vzájemného sčítání a odčítání v závislosti na fázi a amplitudě jednotlivých vln, různé hodnoty. Může se tak stát, že na stínítku, na které dopadá dvojce vlnění, pozorujeme tmavá místa, na které jako by vlnění nedopadalo, mluvíme o tzv. destruktivní interferenci a naopak jinde pozorujeme oblasti, kde je optická intenzita zesílena až na dvojnásobek součinu optických intenzit obou vlnění, čemuž se říká konstruktivní interference.

Pro intenzitu elektrického pole, která je popsána vlnovou funkcí platí princip superpozice. Budeme-li se zabývat situací interference dvou vlnění, tak výsledná intenzita elektrického pole

v daném místě a v daném čase je rovna součtu intenzit elektrického pole obou vlnění v daném místě a daném čase. Platí tedy že

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}, t). \quad 2.20$$

Pro optickou intenzitu poté platí, že její hodnota se odvíjí od kvadrátu vlnové funkce, kterou vlnění popisujeme. Z toho vyplývá skutečnost, že pro optickou intenzitu již neplatí princip superpozice. Optická intenzita v místě interference dvou vlnění, vyjádřena například zde [4] má tvar

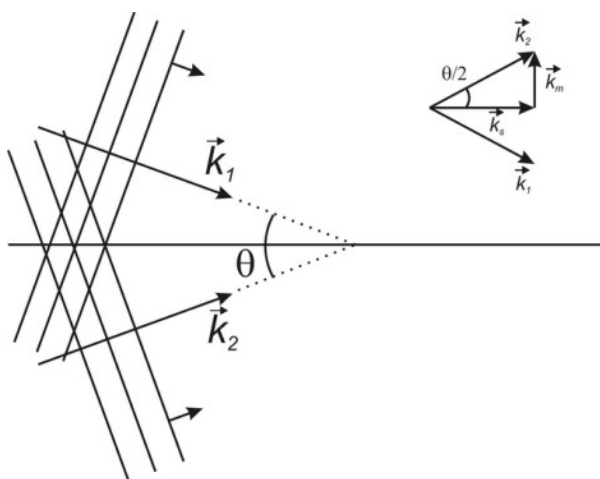
$$I(\mathbf{r}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi, \quad 2.21$$

kde ϕ reprezentuje vzájemný fázový posuv obou vlnění v daném místě. Na základě vzorce pro výpočet optické intenzity lze podat vysvětlení konstruktivní a destruktivní interference. Uvažujeme situaci, kdy se optické intenzity obou vlnění rovnají, tedy $I_1 = I_2 = I_0$. Poté můžeme vztah 2.21 přepsat do tvaru

$$I(\mathbf{r}) = 2I_0(1 + \cos \phi), \quad 2.22$$

načež je patrné, že při vzájemném fázovém posuvu obou vlnění o $\phi = 0$ je interference konstruktivní a výsledná optická intenzita se rovná čtyřnásobku optické intenzity jednoho vlnění a naopak při vzájemném fázovém posuvu $\phi = \pi$ dochází k destruktivní interferenci a optická intenzita v daném místě je nulová. Obecně lze tedy prohlásit, že je-li výraz $\cos \phi$ záporný, jedná se o destruktivní interferenci a je-li kladný, jedná se o konstruktivní interferenci.

Zajímavý případ je interference dvou rovinných vln, šířících se vůči sobě různoběžně pod úhlem θ . Situaci můžeme pozorovat na *Obrázek 2.1*. Vznikne interferenční obrazec zobrazený na *Obrázek 2.2*, na kterém můžeme pozorovat periodicky se střídající pruhy světla a pruhy tmy.



Obrázek 2.1 - Vzájemné protínání dvou rovinných vln pod úhlem θ . Zdroj: [5]



Obrázek 2.2 - Interferenční obrazec po interferenci dvou rovinných vln.

Je přirozené vyhodnotit, na čem a jak závisí délková perioda, s jakou se střídají pruhy téže optické intenzity na *Obrázek 2.2*. Budeme-li uvažovat, že obě rovinné vlny mají stejnou vlnovou délku, zjistíme, že perioda d_p vyjádřena zde [6], je závislá na vlnové délce λ a úhlu θ , pod kterým se vůči sobě šíří obě vlnoplochy. Vztah pro délkovou periodu má tvar

$$d_p = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad 2.23$$

2.1.6 Difrakce

Další základní vlastností světla je tzv. difrakce neboli ohyb světla. Pro světlo je to všudypřítomná vlastnost, ale nejvýraznějšího projevu se jí dostává, prochází-li světlo například skrze štěrbinu či je mu do cesty vloženo stínítko s ostrými hranami. Difrakce způsobí, že se světlo dostane i do oblasti geometrického stínu. Vysvětlit vznik difrakce můžeme pomocí Huygensova-Fresnelova principu, podle kterého se každý bod vlnoplochy stává novým zdrojem sekundárních vln, které vytváří novou vlnoplochu. To má za následek, že vlnoplocha tvořená světlem, které prošlo kolem překážky, je nyní tvořena i příspěvkem sekundárních vln, které se díky tomu, že každý bod vlnoplochy vycházející zpoza překážky se stává právě novým zdrojem vlnění šířícího se do všech směrů, dostanou i za překážku do geometrického stínu.

Difrakci můžeme rozdělit na Fraunhoferovu, která předpokládá, že světlo ohnuté vlivem difrakce pozorujeme ve velké vzdálenosti, tak že jeho vlnoplochu můžeme považovat za rovinnou a výsledný difrakční obrazec ani zdaleka nepřipomíná tvar překážky nebo apertury, kterou světlo prošlo. Druhý úhel pohledu, pod kterým lze zkoumat difrakci, je Fresnelova difrakce. Ta předpokládá, že světlo ovlivněné difrakcí pozorujeme v malé vzdálenosti za stínítkem či aperturou a tudíž výsledný difrakční obrazec se tvarem podobá právě onomu stínítku či apertuře, které bylo do cesty světlu vloženo. U Fresnelovy difrakce budeme ovšem pozorovat, že došlo ke změně rozložení optické intenzity.

2.2 Optické svazky a jejich vlastnosti

Hledáním a studováním takových forem světelného vlnění, které je schopno se šířit na velké vzdálenosti s minimální úhlovou divergencí se zabývá tzv. *svazková optika* a oněm formám vlnění se

říká *optické svazky*. Světelné vlnění můžeme nazývat optickým svazkem tehdy, když komplexní obálka její komplexní amplitudy je řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice.

2.2.1 Gaussovský svazek

Nezákladnějším a zřejmě nejznámějším řešením paraxiální Helmholtzovi rovnice je, tzv. gaussovský svazek. Jedná se o formu světla složeného z paraxiálních vln, jehož příčné rozložení intenzity popisuje Gaussova funkce. Takovouto formu příčného rozložení intenzity mají optické svazky vycházející z většiny laserů.

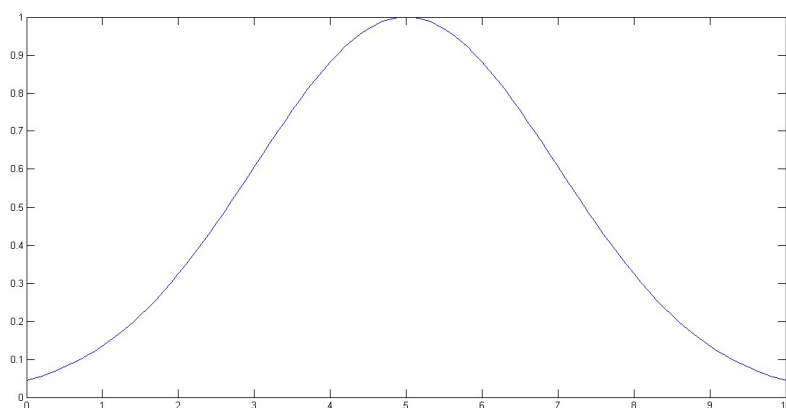
Komplexní amplituda má tedy tvar $U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})e^{-jkz}$, kde pro komplexní obálku $A(\mathbf{r})$ musí platit, že je řešením paraxiální Helmholtzovi rovnice. Řešení komplexní obálky $A(\mathbf{r})$, odvozené například zde [4], tedy vypadá

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{z} e^{-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}}, \quad 2.24$$

kde A_1 je konstanta, $\rho^2 = x^2 + y^2$, kde x a y představují příčné souřadnice a $q(z) = z + jz_0$, kde z představuje podélnou souřadnici a z_0 představuje tzv. Rayleighovu vzdálenost, což je vzdálenost od místa maximálního zúžení svazku do místa, kde plocha svazku nabývá dvojnásobné velikosti než v místě maximálního zúžení. [4]

Významným údajem pro popis gaussovského svazku je jeho poloměr, jehož dvojnásobku se také říká *waist*. Waist je definován, jako průměr oblasti, kterou se šíří 86 % výkonu gaussovského svazku.

Příčné rozložení intenzity gaussovského svazku je zobrazeno v *Obrázek 2.3*.



Obrázek 2.3 - Příčné rozložení intenzity gaussovského svazku.

2.2.2 Besselovský svazek

Besselovský svazek je jeden ze dvou nedifraktujících optických svazků, na jejichž simulace je zaměřena tato práce. Přízvisko besselovský bylo této formě nedifraktujícího svazku uděleno díky Besselově funkci, která popisuje příčné rozložení intenzity elektrického pole od osy šíření, kde svazek dosahuje největší intenzity. Prvně ho popsal J. Durnin v roce 1987 [3]. K matematickému vyjádření vycházíme z Helmholtzovy rovnice

$$\nabla_T^2 U + k_T^2 U = 0, \quad 2.25$$

kde k_T je transversální vlnové číslo, pro které platí $k_T^2 = k^2 - k_z^2$. Zavedeme válcové souřadnice, načež bude platit že $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, $z = z$ a diferenciální rovnici vyřešíme metodou separace proměnných. Pro komplexní amplitudu pak tedy dostaneme řešení

$$U = A_m J_m(k_T r) e^{-jm\varphi}, \quad 2.26$$

kde J je Besselova funkce prvního druhu a m je celočíselná proměnná vyjadřující řád Besselovy funkce. V této práci nás budou z besselovských svazků zajímat pouze svazky nultého řádu, tedy bude platit $m = 0$ a rovnici pro komplexní amplitudu lze přepsat do tvaru

$$U(r) = A_0 J_0(k_T r) e^{-jk_z z}. \quad 2.27$$

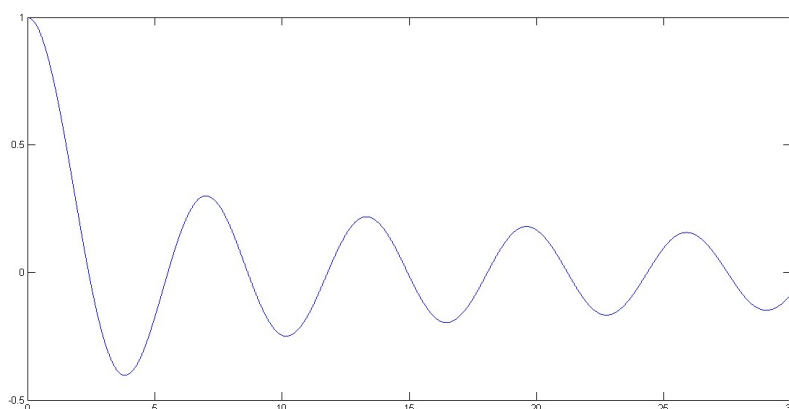
Tvar použité Besselovy funkce je

$$J_0(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! \Gamma(n+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2n}, \quad 2.28$$

kde Γ je tzv. gama funkce, pro kterou platí

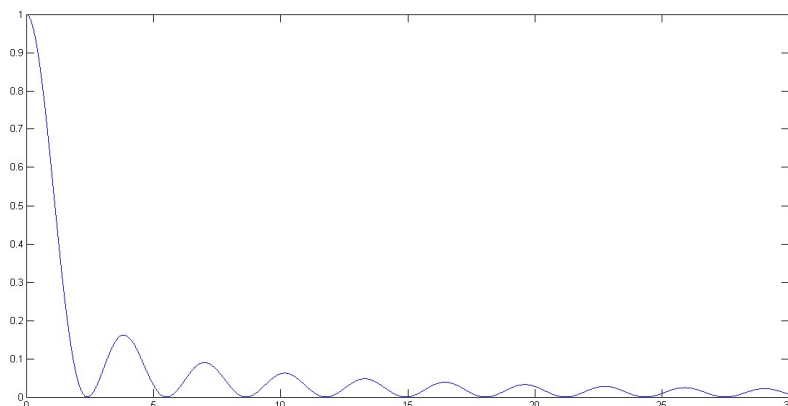
$$\Gamma(t) = \int_0^{\infty} x^{t-1} e^{-x} dx \quad 2.29$$

a průběh je zobrazen na *Obrázek 2.4*.



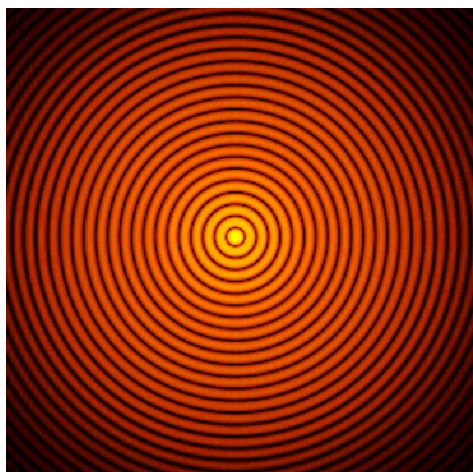
Obrázek 2.4 - Besselova funkce prvního druhu nultého řádu.

Průběh v *Obrázek 2.4*, tedy vypovídá o charakteru rozložení například intenzity elektrického pole v příčném směru. Zajímavé je, že se střídá znaménko. Optickou intenzitu poté získáme vytvořením kvadrátu z komplexní amplitudy a charakter popisující intenzitu besselovského svazku si můžeme prohlédnout na *Obrázek 2.5*.



Obrázek 2.5 – Kvadrát Besselovy funkce, tedy průběh intenzity besselovského svazku v příčném směru.

Charakter intenzity besselovského svazku přes celou vlnoplochu je poté dán rotací průběhu z *Obrázek 2.5* kolem osy y , čímž vznikne velmi vysoký a úzký hrb (dále ho budeme nazývat *pík*) s optickou intenzitou mnohonásobně převyšující okolo píku vzniklé kružnice, kterým se v rámci této práce říká besselovské kružnice. Optickou intenzitu v transverzální rovině můžeme pozorovat v *Obrázek 2.6*.



Obrázek 2.6 – Transverzální profil pole besselovského svazku.

Z odvozené komplexní amplitudy vyplívají zajímavé skutečnosti pro besselovský svazek. Jeho vlnoplocha je dokonale hladká a rovinná, z čehož vyplývá, že optická intenzita, kterou pozorujeme v *Obrázek 2.6*, se rozkládá do nekonečna. Besselovský svazek, tedy během svého šíření prostorem nepodléhá úhlové divergenci. To samozřejmě ale platí pouze pro ideální stav, který je nerealizovatelný. V laboratorních podmínkách jsme schopni vytvořit besselovský svazek v omezeně velkém prostoru, tedy v prostoru konečné délky a průřezu. Besselovské svazky generujeme například tak, že vytvoříme optický svazek vlnoplochy kuželovitého tvaru, která se svým postupem skládá do

sebe vlivem interference, která vytváří rozložení optické intenzity pozorovatelné na *Obrázek 2.6*, přičemž úhlová divergence vzniklého beselovského svazku je velice nízká a při použití kvalitních optických prvků ji lze, v jistých aplikacích nevyžadujících maximální možnou přesnost, považovat za nulovou. Kuželovitá vlnoplocha má omezenou velikost v závislosti na použitém optickém prvku, kterým jsme ji vygenerovali a tudíž po uplynutí konečné vzdálenosti beselovský svazek zmizí.

2.2.3 Airyho svazek

Druhým typem nedifrakujícího optického svazku, na jehož simulace je zaměřena tato práce, je Airyho svazek. Ten byl prvně teoreticky popsán M. V. Berryem a N. L. Balázsem v roce 1979 [7] a jeho název byl zvolen na základě Airyho funkce, pomocí které je popsán příčný profil intenzity elektrického pole Airyho svazku. Odvození ovšem nevychází z klasické vlnové rovnice, ale ze Schrödingerovy rovnice, jejímž řešením je stejně jako u vlnové rovnice funkce, popisující vlnění. Schrödingerova rovnice, ze které se v odvození vychází, má tvar

$$j \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} = 0, \quad 2.30$$

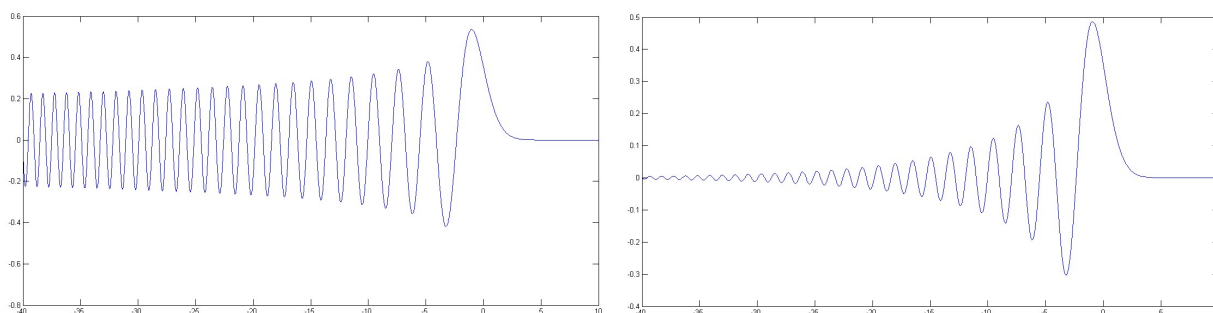
kde ψ představuje obálku hledané vlnové funkce, ξ je rovno z/kx_0^2 a představuje normalizovanou časovou souřadnici a s , které se rovná x/x_0 , představuje normalizovanou příčnou souřadnici. Člen x_0 , je tedy námi zvolené příčné měřítko. Řešení rovnice 2.31, tedy vypadá následovně

$$\psi(\xi, s) = Ai\left(s - \left(\frac{\xi}{2}\right)^2\right) e^{j\frac{s\xi}{2} - j\left(\frac{\xi^3}{12}\right)} e^{a_0 s}, \quad 2.31$$

kde člen $e^{a_0 s}$ je dodatečně přidáný, aby zajistil konečnou energii svazku, která by bez něj byla nekonečná a Ai představuje onu Airyho funkci, která má tvar

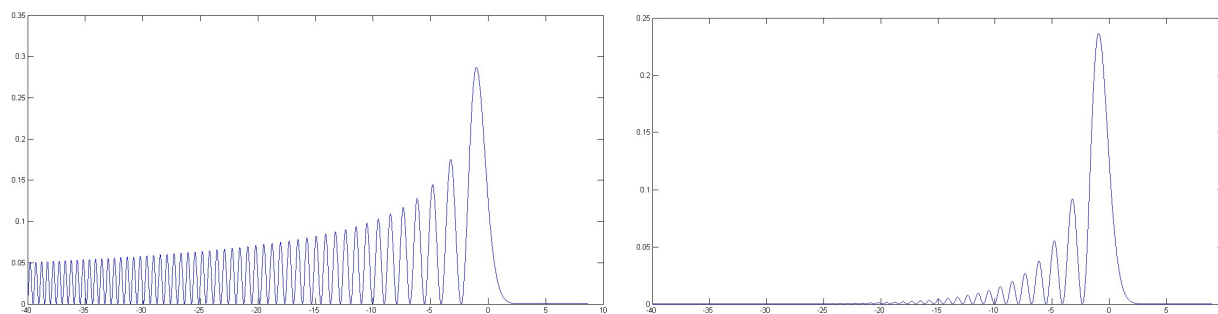
$$Ai(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos\left(\frac{t^3}{3} + xt\right) dt. \quad 2.32$$

Airyho funkce moduluje příčný profil veličiny popsané vlnovou funkcí, jako je třeba intenzita elektrického pole. Na *Obrázek 2.7* můžeme tedy pozorovat průběh standardní Airyho funkce a vedle průběh Airyho funkce modulované členem zajišťujícím konečnost energie.



Obrázek 2.7 - Airyho funkce bez a se členem zajišťujícím konečnost energie, $a_0 = 0,1$.

Charakter optické intenzity je poté dán kvadrátem intenzity elektrického pole a k nahlédnutí je na *Obrázek 2.8*.

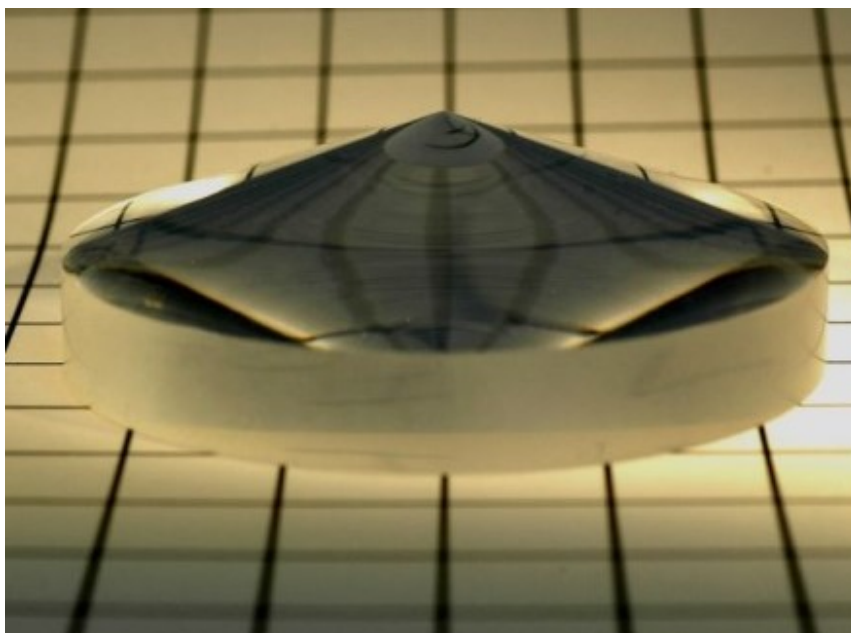


Obrázek 2.8 – Kvadrát Airyho funkce, tedy průběh intenzity bez a se členem zajišťujícím konečnost energie.

2.3 Optické prvky a jejich vlastnosti

2.3.1 Axicon

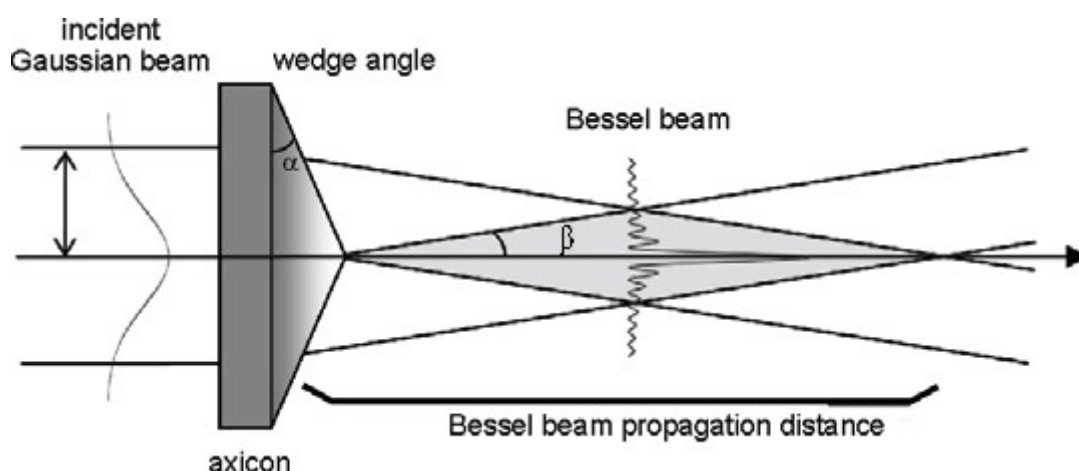
Jedním ze základních optických prvků sloužících ke generaci besselovských svazků je speciální čočka tzv. axicon, které se pro její kuželovitý tvar také někdy říká kónická čočka. Příklad takové čočky je v *Obrázek 2.9*. Pro co nejbližší přiblížení se ideálnímu besselovskému svazku, axicon do optické soustavy umístíme, tak že za vstup považujeme jeho rovinnou stranu, jejímž středem by měl kolmo procházet optický svazek. V ideálním případě by svazek vstupující do axiconu měl rovinnou vlnoplochu, rovnoměrně rozloženou intenzitu a průměr blízký se průměru axiconu. Jako světelný zdroj se používá laser, jehož výstup je většinou úzký svazek s Gaussovským rozložením intenzity. K přiblížení se k ideálnímu osvětlovacímu svazku se v laboratořích používají kolimační čočky či rozšiřovače svazků.



Obrázek 2.9 - Ilustrační foto axiconu. Pro názornost tvaru, má axicon větší úhel α než byl použit při simulacích, či experimentech. Zdroj: [8]

Jelikož je vstupní rovinná strana axiconu kolmo ke směru šíření, tak při vstupu světla do axiconu nedojde k jeho lomu. K tomu dojde až ve chvíli, kdy světlo začne opouštět axicon a to právě v daném místě. Znázornění lomu světla na rozhraní čelní strany axiconu je ukázáno v *Obrázek 2.10*. Pro naše zkoumání vlastností besselovského svazku tvořeného pomocí axiconu, je velice podstatný úhel vůči směru šíření, pod kterým zlomená vlnoplocha vystupuje z axiconu. Tomuto úhlu budeme říkat úhel β . Úhel β závisí na indexu lomu axiconu a na úhlu α , který je jednou ze základních vlastností, které charakterizují axicon.

Situaci, tak jak ji znázorňuje *Obrázek 2.10*, lze chápat jako 2D model, přičemž skutečný 3D model dostaneme rotací kolem osy, která je rovnoběžná se směrem šíření svazku a prochází vrcholem axiconu. Máme vstupující svazek, který se axiconem rozdělí na dvě různoběžně se šířící vlnoplochy, přičemž v místě, kde dochází k prolínání vlnoploch, dochází rovněž k interferenci, jejímž výsledkem je svazek, jehož intenzitu směrem od středu svazku lze popsat právě Besselovou funkcí. Oblast, ve které dochází k interferenci, je znázorněna kosočtvercem šedivé barvy. Povšimněme si, že od místa, ve směru šíření svazku, kde nabývá oblast interference největší šířky, se od sebe obě vlnoplochy začínají vzdalovat. Oblast vzájemné interference se zužuje, až nakonec vymizí, přičemž od tohoto místa je mezi vlnoplochami prázdná oblast. To bude mít za následek, jak později uvidíme, svazek, jehož zobrazení bude „prsténkového“ charakteru.



Obrázek 2.10 - Model znázorňující princip fungování axiconu, díky kterému mohou vznikat besselovské svazky. Povšimněme si, že do axiconu vstupuje gaussovský svazek, ovšem zrovna tak lze použít pro osvětlení rovinnou vlnu. Zdroj: [9]

To jak situaci modeluje *Obrázek 2.10*, nás nabádá k vytvoření matematického modelu. Šíření světla budeme aproximovat paprskovou optikou a situaci se tak pokusíme popsat za pomoci jednoduché geometrie. Nejprve si vyjádříme závislost úhlu β na indexu lomu n a úhlu α . Vidíme, že paprsek dopadá na čelní rozhraní axiconu vůči jeho kolmici pod úhlem α . Úhel vůči kolmici k čelní straně axiconu, pod kterým z axiconu vylézá paprsek, definujeme jako α' . Paprsek šířící se z axiconu, svírá s osou z námi hledaný úhel β , který se tím pádem rovná $\alpha' - \alpha$. K vyjádření úhlu α' použijeme *Snellův zákon* ve tvaru,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'} = \frac{n'}{n} \quad 2.33$$

kde n' symbolizuje index lomu prostředí, ve kterém se světlo šíří, jehož hodnotu budeme uvažovat jako rovnu jedné. Ze Snellova zákona si vyjádříme úhel α' , od kterého odečteme α , čímž dostaneme úhel β ve tvaru

$$\beta = \arcsin\left(\frac{n}{n'} \sin \alpha\right) - \alpha. \quad 2.34$$

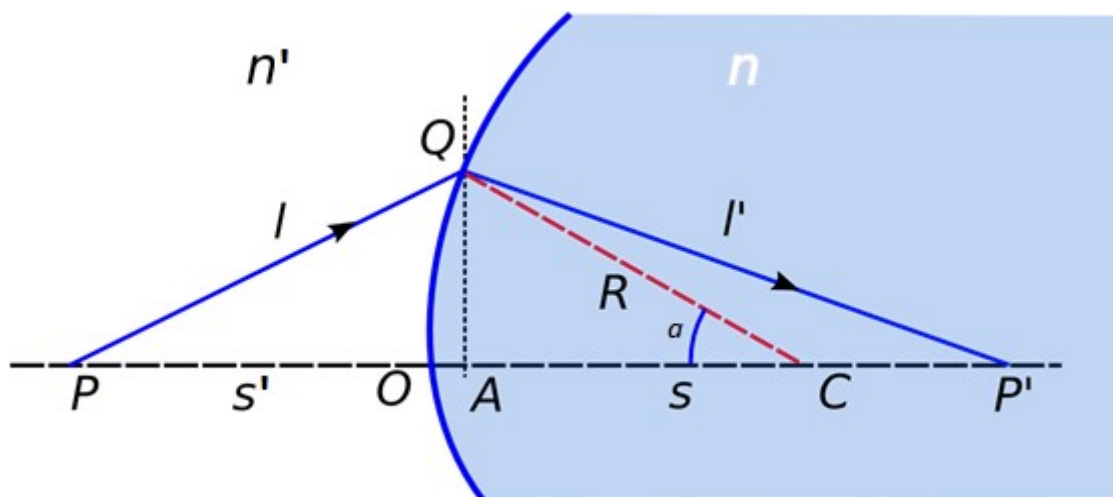
Dále bude výhodné znát maximální dosah vytvořeného besselovského svazku. K tomu budeme potřebovat znát i průměr svazku. Z goniometrických funkcí poté vyjádříme z_{max} , což pro nás bude znamenat právě námi hledaný maximální dosah vzniklého besselovského svazku. Nalezený vztah tedy vypadá

$$z_{max} = \frac{d_s}{2 \tan \beta'}, \quad 2.35$$

kde d_s symbolizuje průměr svazku vstupujícího do axiconu.

2.3.2 Tlusté čočky

Dalším optickým prvkem, který použijeme v této práci ke generaci besselovských svazků jsou tlusté čočky. Jedná se o novou metodu. O čočce hovoříme jako o tlusté tehdy, je-li poloměr křivosti jejích lámavých ploch menší, nebo srovnatelný s její tloušťkou. Pro generaci BS jsou zajímavé především tlusté čočky se sférickou vstupní a výstupní lámavou plochou. Z pohledu jednoduchosti konstrukčního řešení a cenové dostupnosti se simulace zabývali pouze tlustými čočkami ve tvaru koule.



Obrázek 2.11 – Ilustrace pro popis sférické vady. Zdroj: [6]

Standardně se průběh paprsků v čočkách, zobrazený na *Obrázek 2.11*, popisuje pomocí paraxiálního přiblížení. To znamená, že uvažujeme pouze paprsky blížící se ose šíření, která prochází středem čočky. Úhly pod kterými vstupují či vystupují paprsky do čočky, jsou tedy velmi malé a v rámci paraxiální aproximace lze prohlásit, že $\sin \alpha \approx \alpha$. Na základě toho lze upravit Snellův zákon do tvaru

$$\frac{a}{a'} = \frac{n'}{n}. \quad 2.36$$

Pro sférickou lámavou plochu lze za takových podmínek odvodit [6], že

$$\frac{n'}{s'} + \frac{n}{s} = \frac{n - n'}{Q}. \quad 2.37$$

Uvažovali bychom případ, kdy osvětlujeme sférickou lámavou plochu svazkem s rovinnou vlnoplochou, s by se blížilo nekonečnu, tudíž první člen rovnice 2.37 by vypadl a rovnice by byla přepsatelná do tvaru

$$s = \frac{nQ}{n - n'}. \quad 2.38$$

Dále zvolme index lomu prostředí $n' = 1$. Aplikujeme-li vzorec na čočku tvaru koule, dostaneme pro ohniskovou vzdálenost od středu koule vztah

$$f = \frac{nR}{2(n - 1)}, \quad 2.39$$

Kde R značí poloměr koule.

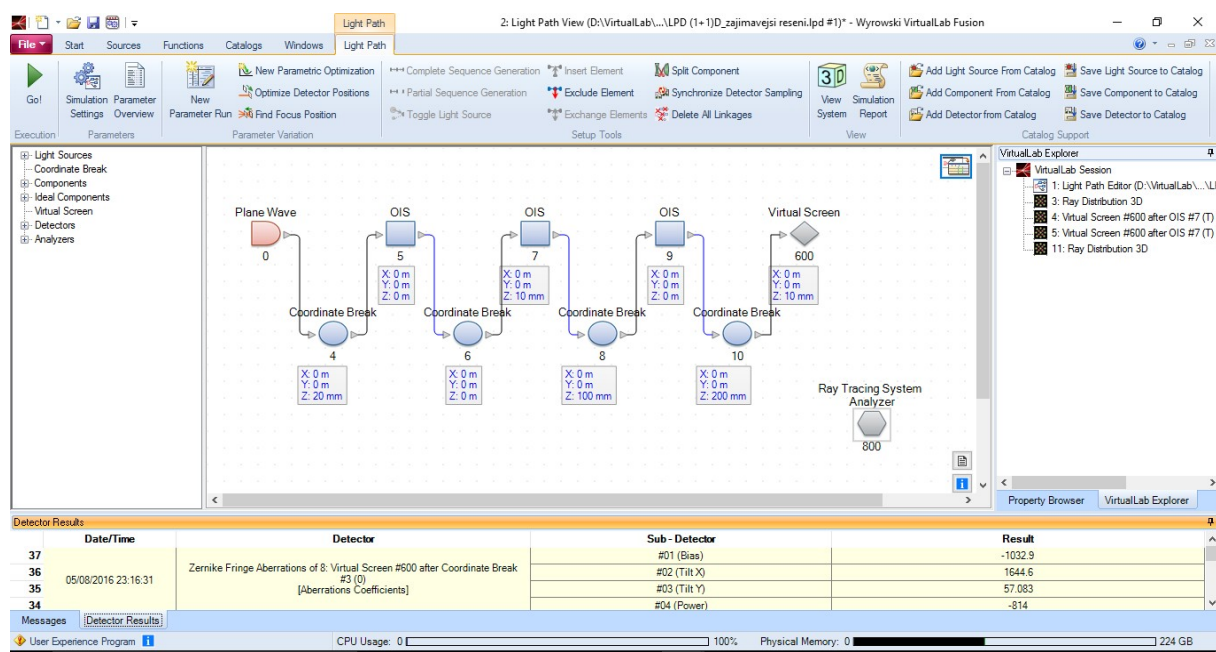
Ze vztahu 2.39 vyplívá velice zajímavá vlastnost, že při indexu lomu $n = 2$ by se všechny paprsky svazku s rovinnou vlnoplochou měli střetnout na ose šíření na výstupní sférické lámavé ploše z čočky. To ovšem, jak již bylo zmíněno, platí pouze pro paprsky, velmi blízko se šířící ose šíření. Čím více se paprsek šíří od osy šíření, tím větší se uplatňuje aproximační chyba z výrazu $\sin a \approx a$, který jsme odvodili právě pro paprsky blížící se ose šíření. Z toho vyplívá, že paprsky šířící se v různých příčných vzdálenostech od osy šíření svazku protnou osu šíření v různých podélných vzdálenostech. Tomuto jevu se říká sférická vada. Tato vlastnost se projevuje nejvýrazněji u tlustých čoček a to je právě důvod, proč jsou pro nás tlusté čočky z hlediska generace Besselovských svazků tak zajímavé. Díky sférické vadě není vlnoplocha svazku vycházejícího z čočky dokonale sférická, ale je jistým, pro nás zajímavým způsobem, deformovaná. O tom je zmíněno více v kapitole 3.1.2.

Z faktu, že ohnisko není fokusováno v jednom bodu, ale je rozptýleno po určité délce, vyplývají pro experimenty zásadní skutečnosti. Abychom mohli ovlivňovat tvar čelní vlnoplochy vystupujícího svazku, musíme mít možnost regulovat vzdálenost čelní lámavé plochy od ohniska, respektive volit si, jaký bod rozptýleného ohniska zvolíme za naše ohnisko. Proto je výhodné pro generaci besselovských svazků použití dvou tlustých čoček ve tvaru koule. Změnou vzájemné vzdálenosti čoček, je možno lehce ovlivňovat charakter výsledného besselovského svazku. Ovšem aby bylo možno libovolně ladit charakter výsledného BS změnou vzdálenosti mezi čočkami, je nutné brát v potaz omezení, které nám v tomto případě přináší index lomu. Jak již bylo zmíněno, pro index lomu $n = 2$ se paraxiální paprsky protnou s osou šíření přesně na výstupní sférické lámavé ploše. Ovšem paprsky šířící se dále od osy šíření se s osou šíření protnou dříve, a sice uvnitř čočky. Z toho vyplívá, že druhou čočku nebudeme moci zaostřit na část ohniska ležící uvnitř první čočky a byli bychom tak výrazně ochuzeni o část manipulativního prostoru pro regulaci vystupující vlnoplochy. Jako evidentní řešení se tedy nabízí používání čoček s indexem lomu menší než 2. V kapitole (3.1.2) je o tomto problému zmíněno více.

2.4 O VirtualLab

VirtualLab (dále jen VL), software na jehož výsledcích je založena tato práce, je v oblasti klasické elektromagnetické optiky velice schopným a všestranným prostředím pro simulaci nejrůznějších optických jevů. Za vývojem softwaru stojí firma LightTrans GmbH, která v roce 2014, předala duševní vlastnictví VL nově vytvořené firmě Wyrowski Photonics UG.

Modelování ve VL probíhá formou skládání funkčních bloků, které představují nejrůznější optické elementy, jako jsou zdroje osvětlení, čočky, zrcadla, čočková pole, modulátory světla, stopky, apertury, polarizátory, děliče svazků, detektory a nespočet dalších optických elementů. Uživatelské rozhraní VL je v podstatě koncipováno tak, že až na drobné výjimky eliminuje potřebu programátorské gramotnosti a řešitel se tedy může zabývat čistě fyzikální problematikou. V Obrázek 2.12 je zobrazena ukázka uživatelského rozhraní. Je tam patrný zdroj osvětlení Plane Wave (rovinná vlna) a Virtual Screen (dále jen VS), což je detektor elektromagnetického pole.



Obrázek 2.12 - Ukázka uživatelského rozhraní.

To, že VS vyhodnocuje výsledky elektromagnetického pole, vypovídá o způsobu fungování VL. Šíření světla je zde počítáno pomocí Maxwellových rovnic. Díky tomu se VL odlišuje od mnohých dalších komerčních softwarů pro simulování optických jevů, které uvažují pouze v rámci paprskové optiky. Díky uvažování vlnové, elektromagnetické povahy světla jsou do řešení šíření elektromagnetických polí zahrnuty jevy jako interference, difrakce, polarizace aj. Do výpočtů šíření světla jsou zakomponovány i základní vlastnosti kvantové optiky, jako je šíření elektromagnetického vlnění ve formě kvant neboli fotonů. VL je ovšem schopen počítat šíření světla v rámci paprskové optiky. Je to velice užitečné, neboť výpočty elektromagnetických polí vyžadují extrémně výkonnou hardwarovou konfiguraci a paprskové řešení problému je velice vhodné pro orientační, očekávané výsledky.

Pro intenzitu elektromagnetického vlnění platí

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon E^2 c, \quad 2.40$$

Z čehož vyplývá, že intenzita elektromagnetického vlnění, je závislá na kvadrátu intenzity elektrického pole. Prezentované výsledky elektromagnetických polí budou tedy prezentovány jednak v jednotkách intenzity elektrického pole, tedy V/m a jednak v jednotkách kvadrátu intenzity elektrického pole, tedy V^2/m^2 . Jednotky kvadrátu intenzity elektrického pole budou využity pro prezentaci výsledků intenzity elektromagnetického vlnění.

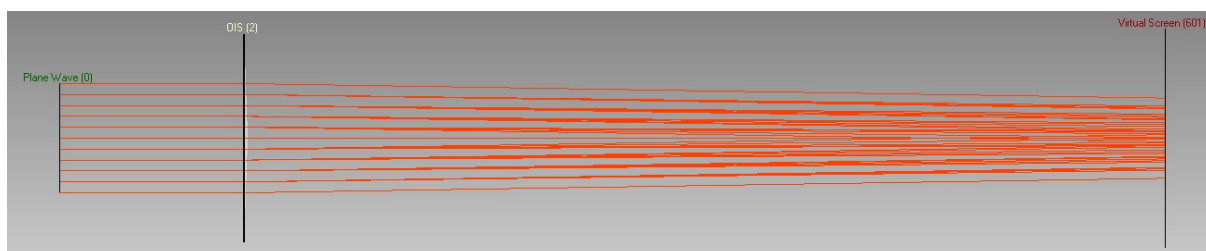
3 Simulace generace bessellovských svazků, včetně popisu výsledků

3.1 Vlnoplochy

Vlnoplocha a její charakter je z pohledu zkoumání vlastnosti bessellovského svazku, který má být vytvořen, velice podstatným údajem. Vypovídá o dosahu generovaného bessellovského svazku, o tloušťce bessellovských kružnic či o vzdálenosti za překážkou, ve které bude bessellovský svazek obnoven. Vlnoplochám je proto věnována celá tato kapitola. Jsou zde zahrnuty simulace vlnoploch optických svazků vystupujících jak z axiconu, tak z tlustých čoček.

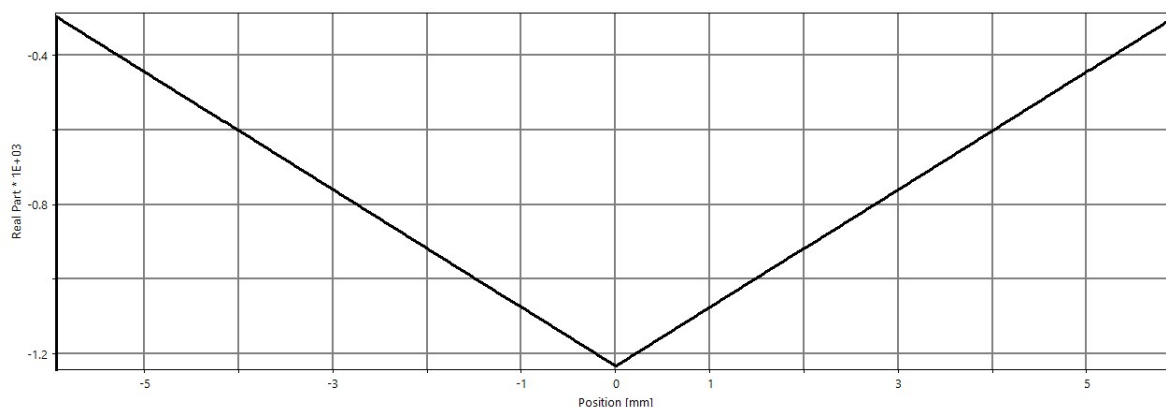
3.1.1 Axicon

Nejprve se zaměříme na svazek, jehož vlnoplocha byla upravena axiconem. Z teoretického popisu víme, že by vlnoplocha měla mít tvar kuželu. Její příčný řez, procházející středem, tedy bude ve tvaru písmene V s vrcholovým úhlem, daným charakteristickým úhlem axiconu a jeho indexem lomu pro danou vlnovou délku. K simulacím, byl použit axicon s charakteristickým úhlem 2° , indexem lomu 1,455 a osvětlujícím svazkem byla rovinná vlna s vlnovou délkou 632,8nm. Model optické soustavy, včetně předpokládaného průběhu paprsků, je zobrazen v *Obrázek 3.1*.



Obrázek 3.1 - Model optické soustavy. Rovinná vlna osvětluje axicon, z něhož jdou paprsky do VS.

Prvně bylo simulováno rozložení čelní vlnoplochy ve vzdálenosti bezprostředně za axiconem. Výsledek simulace je na *Obrázek 3.2*. Na vodorovné ose je zobrazen příčný rozměr čelní vlnoplochy. Svislá osa představuje fázi a její jednotky jsou radiány. Je důležité mít na paměti, že hodnoty fáze z grafu neodpovídají hodnotám fázového zpoždění od zdroje osvětlujícího svazku, ale slouží pouze k posouzení fázového zpoždění mezi jednotlivými body v rovinném příčném řezu svazku. Výsledky fází některých simulací poté mohou divoce přecházet ze záporných hodnot do kladných. To je způsobeno tím, že VirtualLab snímá výhradně čtvercovou oblast. Zkoumaný svazek je ale kruh. Ve snímané oblasti jsou poté v rozích místa, které nejsou součástí optického svazku, ale může se v nich vyskytovat velmi silný fázový šum, který následně posouvá stupnici hodnot fáze.



Obrázek 3.2 - Vlnoplocha bezprostředně za axiconem. Jednotky svislé osy jsou radiány.

Na *Obrázek 3.2* tedy pozorujeme vlnoplochu, která svým tvarem odpovídá teoretickému předpokladu. Graf nás ovšem informuje pouze o tvaru, fázovém zpoždění a šířce svazku. Může být ovšem důležité znát i podélnou hloubku vlnoplochy či úhel, který vlnoplocha svírá s příčnou rovinou. Hloubku vlnoplochy můžeme odvodit ze znalosti fázové hloubky vlnoplochy, kterou vyčteme z grafu a z vlnové délky svazku. Je patrné, že svazek nabývá přes celou svou šířku celkového fázového rozsahu $\Delta\varphi = 947\text{rad}$. Počet period poté vypočteme ze vztahu

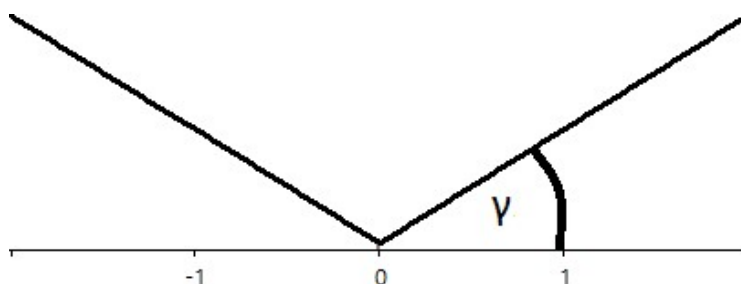
$$n_p = \frac{\Delta\varphi}{2\pi}. \quad 3.1$$

Známe-li počet period, tak výslednou podélnou hloubku vlnoplochy d_h poté zjistíme vynásobením počtu period vlnovou délkou, tedy

$$d_h = n_p \lambda = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \lambda = \frac{947}{2\pi} 632,8 = 95,37\mu\text{m}. \quad 3.2$$

Podélná hloubka vlnoplochy tedy nabývá hodnoty $d_h = 95,37\mu\text{m}$.

Úhel, který svírá vlnoplocha s příčnou rovinou, zjistíme pomocí funkce tangens a označíme ho symbolem γ . Jeho vyznačení je zobrazeno na *Obrázek 3.3*.



Obrázek 3.3 - Vyznačení úhlu γ , jenž je svírán vlnoplochou a příčnou rovinou.

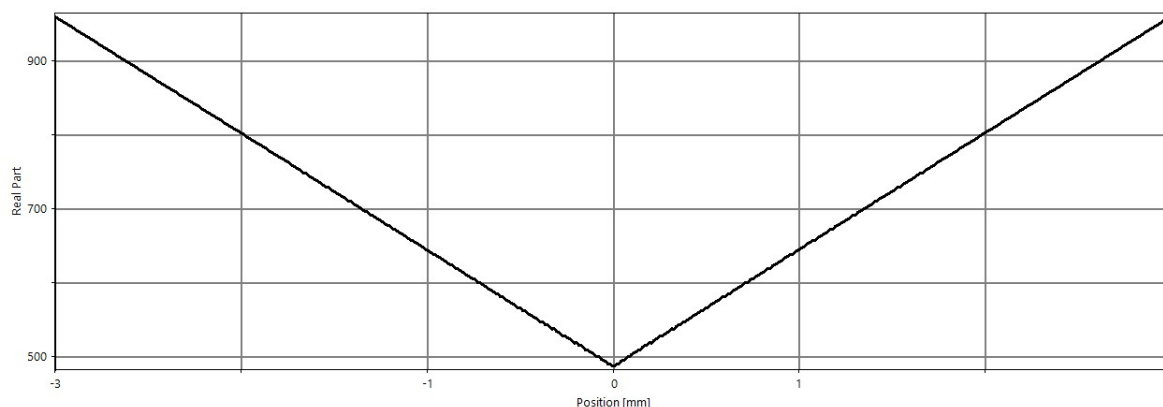
Pro výpočet úhlu γ potřebujeme tedy znát podélnou hloubku vlnoplochy a odpovídající příčný rozměr d , který pro danou situaci činní polovinu průměru svazku, tedy 6 mm. Platí tedy

$$\tan \gamma = \frac{d_p}{d} = \frac{95,37}{6000} = 0,0159. \quad 3.3$$

Úhel γ se poté rovná $\arctan(0,0159) = 0,912^\circ$.

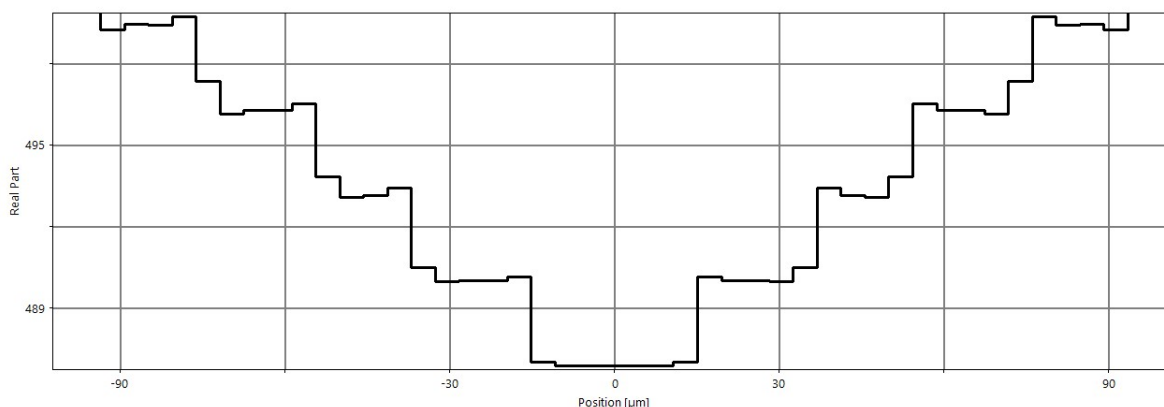
S úhlem γ jsme se nesetkali poprvé, jen jsme ho uvažovali na jiném místě, kde dvě roviny svírají vždy stejný úhel s úhlem γ . Jedná se o úhel β , který jsme si definovali v kapitole 2.3.1. To přirozeně nabádá ke konfrontaci závěrů ze simulací s teoreticky vypočtenou hodnotou. Po dosazení příslušných hodnot do rovnice 2.34 a jejím následném vyčíslení dostaneme výsledek $\beta = 0,912^\circ$. Výsledky simulace a teoretického výpočtu se tedy v daném případě naprosto shodují.

Další simulace byla provedena ve vzdálenosti 160 mm od axiconu, což je zhruba v polovině délky generovanéhoesselovského svazku, tedy v místě, kdeesselovský svazek nabývá největší šířky. Jak můžeme pozorovat na *Obrázek 3.4*, tvar zůstává stejný jako u svazku bezprostředně za axiconem. Za použití vzorců vyjádřených v předchozím případě můžeme vyčíslit hodnotu úhlu γ , který má hodnotu $0,903^\circ$. Charakter vlnoplochy, je tedy velmi obdobný vlnoploše bezprostředně za axiconem. Pro vyčíslenou hodnotu podélné hloubky vlnoplochy poté platí, že $d_h = 47,44\mu m$.



Obrázek 3.4 - Vlnoplocha v polovině délky generovanéhoesselovského svazku.

Při bližším zkoumání nasimulované vlnoplochy narazíme na velmi zajímavý jev, který tato vlnoplocha vykazuje. V tomto měřítku sice pozoruje relativně hladký průběh vlnoplochy, ovšem zvětšíme-li měřítko o dva řády, tak jak je to znázorněno v *Obrázek 3.5*, uvidíme zcela názorně, že fáze vlnoplochy se nemění spojitě, ale skokově. Šířka schodů činí zhruba $20\mu m$, což odpovídá polovině délky periody, s jakou se směrem od středu svazku vyskytujíesselovské kružnice. K fázovým skokům, tedy dochází vždy na rozhraní meziesselovskými a tmavými kružnicemi. Výška schodů odpovídá hodnotě zhruba $3,14\text{rad}$. To vypovídá o tom, že se fáze mění o π po půl periodě intenzity.

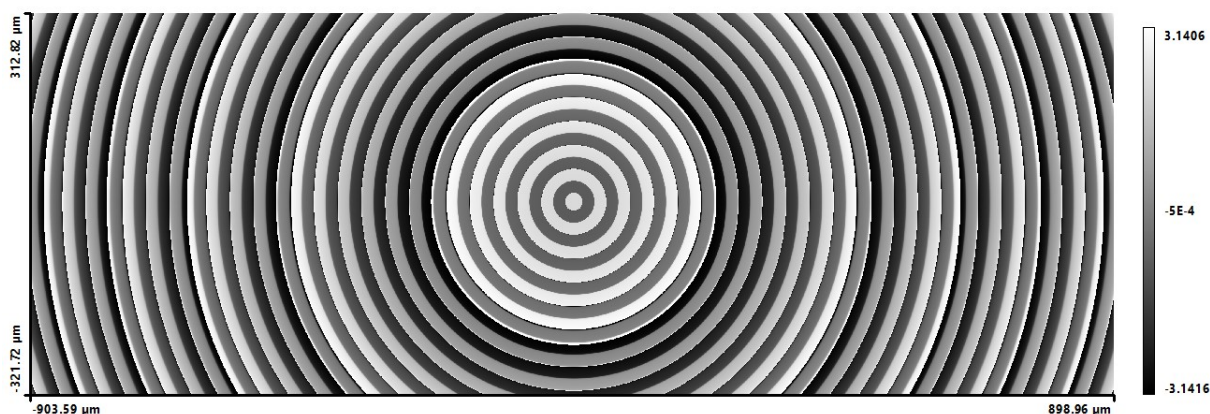


Obrázek 3.5 - Zobrazení fázových skoků.

Přímé vysvětlení tohoto jevu zatím není. Lze tedy na jev nahlížet ze dvou úhlů pohledu. Za prvé by se mohlo jednat o chybu VL, způsobenou například nedokonalým vzorkováním, či kvantováním hodnot. To se ovšem jeví jako nepravděpodobné, neboť program dokáže pracovat s difrakčními šterbinami o velikosti jednotek μm , či uvažuje vzájemné posuvy čoček o jednotky μm . Jev se navíc vyskytoval opakovaně i u dalších simulací vlnoploch. Pravděpodobně se tedy jedná o skutečný fyzikální jev, který bude řešením více fyzikálních jevů současně. Je zde předložena hypotéza, která v sobě skrývá potenciál vysvětlit pozorovaný jev fázových skoků. Není ovšem podložena žádnými výpočty či experimentem. Jedná se pouze o velmi okrajový teoretický popis, jehož další zkoumání by přesahovalo intelektuální rámec této práce

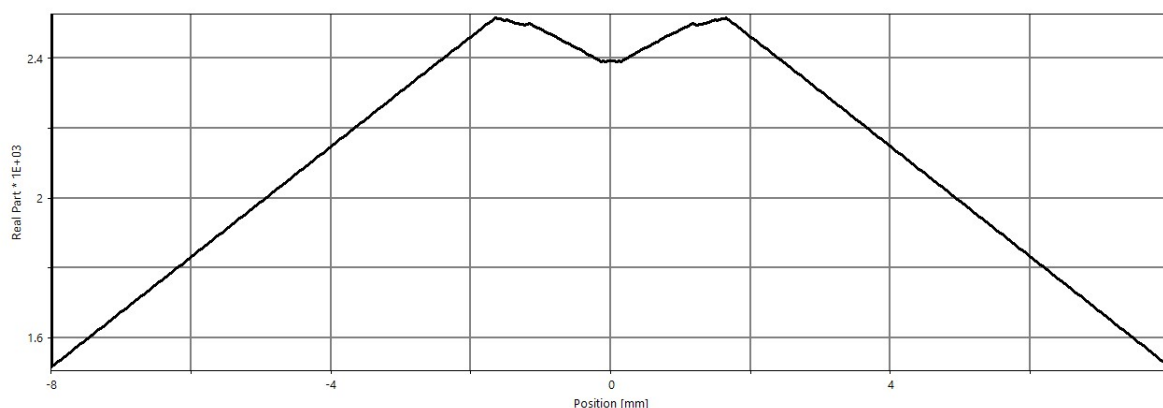
V roce 2014 vyšla práce [10], která se zabývá jevem, kdy při šíření ohraničené formy vlnění, jako je například gaussovský čiesselovský svazek, dochází k tomu, že některé fotony se šíří standardní rychlostí světla, ale některé se šíří pomaleji než rychlostí světla. Index lomu je definován jako $n = c/v$, kde c je rychlost světla ve vakuu a v rychlost světla v prostředí. V již zmíněných ohraničených formách světelného vlnění platí, že $v < c$. Tudíž lze uvažovat, že v oblastech uvnitř píku či uvnitřesselovských kružnic je index lomu větší než 1. V příčném řezuesselovského svazku by se tak skokově měnila hodnota indexu lomu v závislosti na tom, zda jsme v píku čiesselovské kružnici, kde by měl být index lomu větší než 1, nebo zda jsme v temné kružnici nevykazující známky přítomnosti elektromagnetického pole, kde index lomu zůstává roven 1. Existuje tzv. Goosův–Hänchenův efekt popsáný například zde [11], který se týká jevu, kterému podléhá světlo na rozhraní dvou prostředí s různým indexem lomu a který vykazuje právě boční posuv světla. Jak je pozorovatelné na *Obrázek 3.5*, k fázovým skokům dochází právě na rozhraní tmavých a světlýchesselovských kružnic.

K doplnění představ o skokových změnách fáze v dané situaci je k tématu uveden *Obrázek 3.6*. Ten je strukturován tak, že stupnice rozsahu fázových hodnot je v rozmezí $-\pi$ až π . Kdyby se tedy fáze měnila spojitě, tak k jediným kontrastním skokům by docházelo pouze mezi absolutně černou a bílou, jelikož jejich hodnota fáze je stejná, a sice posunutá o 2π . Pozorujeme ovšem kontrastní skoky mezi šedou a bílou, mezi šedou a černou nebo mezi různými odstíny šedi. Jedná se tedy o zcela zřetelné zobrazení fázových skoků.



Obrázek 3.6 - Plošné rozložení fáze v transverzální rovině.

Třetí a poslední oblast podléhající zájmu simulací se nachází ve vzdálenosti 500 mm od axiconu. V této oblasti již bessellovský svazek neexistuje a místo něho má svazek podobu prstýnku. Z teoretického předpokladu tušíme, že již došlo k prolnutí i okrajové vnější části kuželovité vlnoplochy a ta se nyní rozšiřuje. Charakter kuželovité vlnoplochy zůstává zachován, ovšem má jakoby odříznutou špičku. Příčný řez vlnoplochy je zobrazen v *Obrázek 3.7*.

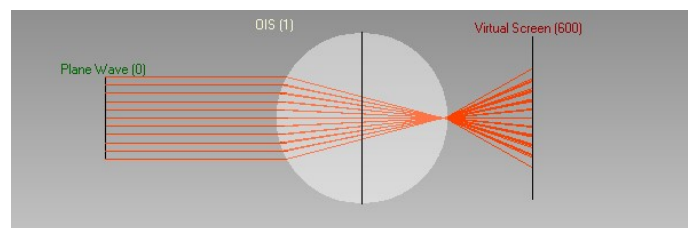


Obrázek 3.7 - Vlnoplocha optického svazku ve vzdálenosti, kde již bessellovský svazek byl nahrazen svazkem prsténkového charakteru.

3.1.2 Tlusté čočky

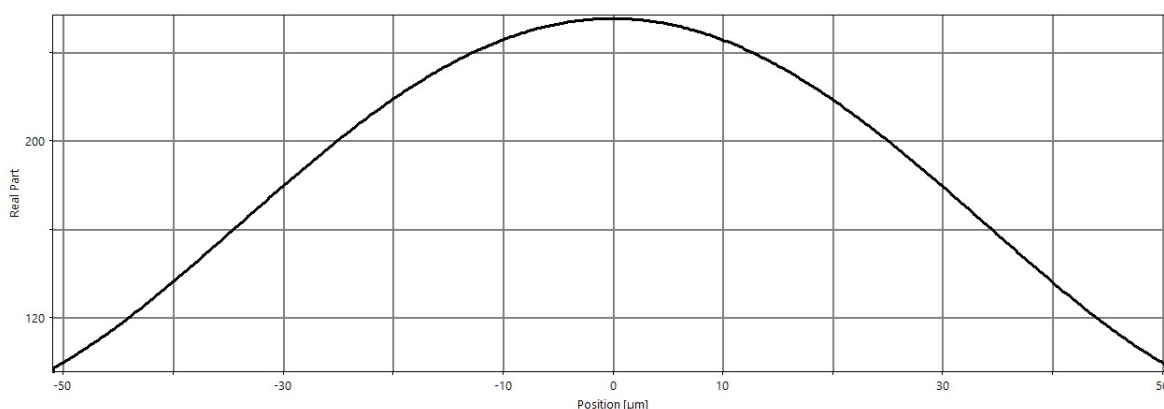
Mnohem rozmanitější co do modelování tvaru vlnoplochy, či její podélné hloubky je metoda generace bessellovských svazků pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu. Sférická vada čoček modifikuje vlnoplochu procházejícího svazku, přičemž charakter vlnoplochy svazku vycházejícího ze soustavy čoček vykazuje velmi citlivou závislost na podélné vzdálenosti vstupní a výstupní sférické lámavé plochy soustavy čoček.

Jelikož jsou pro danou metodu charakteristické čočky ve tvaru koule, vyšetříme nejprve vlnoplochy vycházející z jedné kuličkové čočky v závislosti na jejím indexu lomu. Uvažujme optickou soustavu, ve které má osvětlující rovinná vlna o vlnové délce 632,8 nm průměr 4 mm. Průměr kuličky činí 10 mm. Model soustavy je znázorněn na *Obrázek 3.8*.



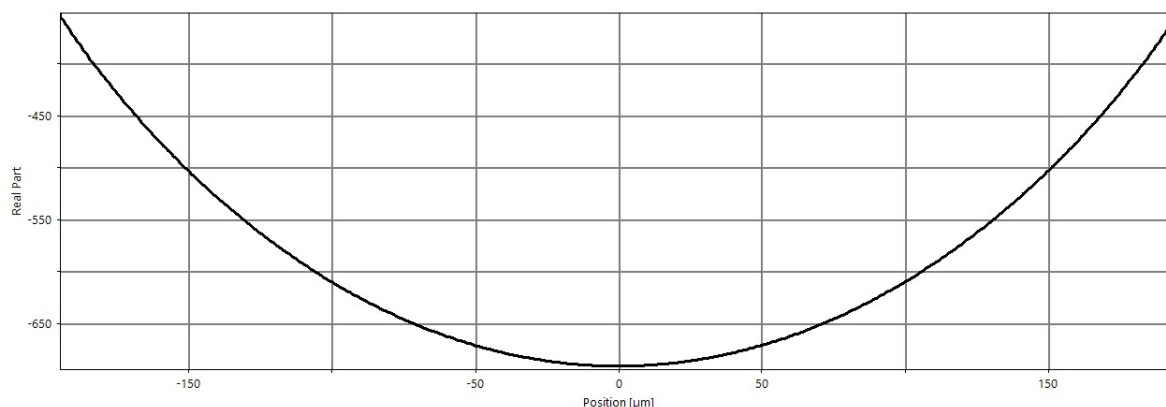
Obrázek 3.8 - Model optické soustavy. Rovinná vlna osvětluje tlustou čočku ve tvaru koule a paprsky dále míří do VS

Uvažujme nejprve index lomu $n = 2$. Dle teoretického předpokladu neuvažujícího sférickou vadu, by se v bezprostřední vzdálenosti od čočky měly všechny paprsky protnout a vlnoplocha by zde měla mít zanedbatelný rozměr. To ovšem na výsledku simulace, zobrazené v *Obrázek 3.9*, pozorovatelné není. Vlnoplocha zde nabývá šířky $100\ \mu\text{m}$ a tvar vlnoplochy, respektive její, vůči směru šíření svazku, záporný rádius vypovídá o skutečnosti, že došlo již k protnutí drtivé většiny paprsků a na výstupu z koule se tedy paprsky rozbíhají.



Obrázek 3.9 - Vlnoplocha bezprostředně za kuličkovou čočkou o indexu lomu $n = 2$

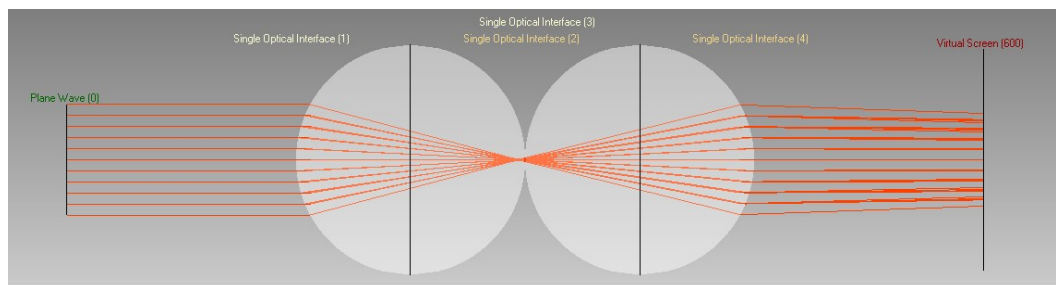
Nyní uvažujme situaci, ve které se index lomu $n = 1,8$, což je v této práci nejčastěji používaný index lomu pro simulace besselovských svazků pomocí tlustých čoček. Podle vzorce 2.39 bychom měli očekávat místo protnutí paprsků ve vzdálenosti $625\ \mu\text{m}$ od kuličkové čočky. Je tedy očekávaná vlnoplocha s opačným prohnutím, než v předchozím případě. To nám *Obrázek 3.10*, který prezentuje řez příčného profilu vlnoplochy vycházející z čočky, potvrdil. Nedošlo tedy zatím k žádnému protnutí a ty se k sobě stále přibližují.



Obrázek 3.10 - Vlnoplocha bezprostředně za kuličkovou čočkou o indexu lomu $n = 1,8$

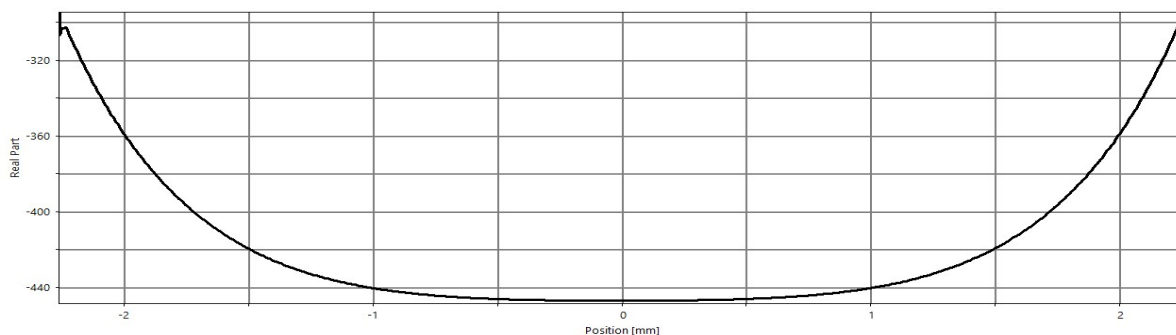
Je vhodné znát, jak pozmění jedna kuličková čočka vlnoplochu svazku. Pro generaci *besselovského* svazku musíme ovšem použít kuličky 2. Uvažujme tedy následující situaci. Máme optickou soustavu skládající se ze dvou kuličkových čoček průměru 10 mm a osvětlovací rovinnou vlnu průměru 4 mm a vlnové délky 632,8 nm. Ukážeme si, jak vypadají výsledky simulací vlnoplochy optických svazků v závislosti na změně podélného rozměru soustavy čoček či na změně indexu lomu.

Z teoretického hlediska, je zajímavé simulovat situaci, kdy obě koule mají index lomu $n = 2$ a jsou ve vzájemném dotyku. Takovou situaci můžeme pozorovat na *Obrázek 3.11*.

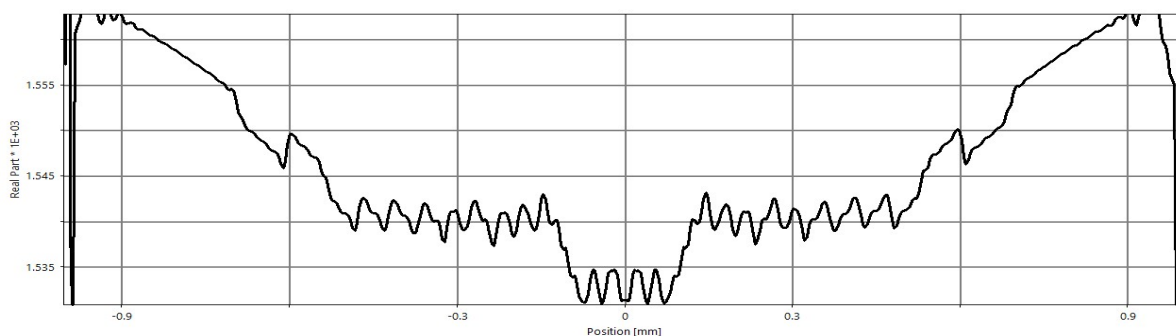


Obrázek 3.11 - Model optické soustavy. Rovinná vlna osvětluje tlustou čočku ve tvaru koule, vycházející paprsky vstupují do druhé tlusté čočky ve tvaru koule a následně míří do VS

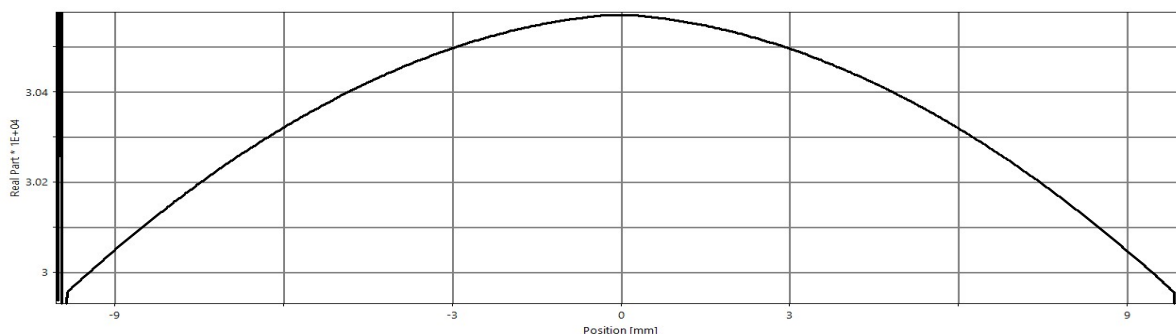
Byly nasimulovány průběhy vlnoplochy ve třech příčných rovinách. Výsledky jsou zobrazeny v *Obrázek 3.12*. První snímek je vytvořen v bezprostřední vzdálenosti za soustavou kuličkových čoček a představuje tedy vlnoplochu, kterou vytváří daná konfigurace použitých čoček. Je patrné, že směrem od středu se velmi pomalu mění fáze, ovšem rychlost změny fáze se vzdáleností od středu svazku roste. To je v souladu s teoretickým předpokladem. Druhý snímek prezentuje rozložení vlnoplochy v místě, kde vzniklý *besselovský* svazek dosahuje nejvyšší intenzity. Fáze na tomto snímku velmi prudce kolísá, až lze usuzovat na skutečnost, že vlnoplocha obsahuje rovněž jako u situace s *axiconem*, fázové skoky. I přes silné fázové skoky, je pozorovatelný celkový průhyb vlnoplochy a tudíž je zřejmý s orientační přesností i směr paprsků, které se ve větší míře v dané oblasti stále sbíhají dohromady. Na posledním snímku, který je vytvořen ve vzdálenosti 1 m od soustavy čoček je již vlnoplocha opět hladká a pozorujeme, že se prohnutí vlnoplochy oproti prvním dvěma snímkům obrátilo, tedy že paprsky se již rozbíhají od sebe.



1. snímek; $z = 0\text{mm}$



2. snímek; $z = 110\text{mm}$

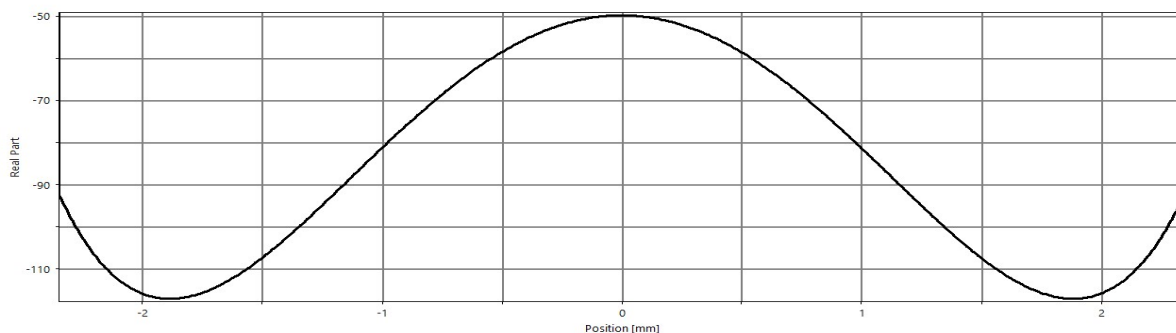


3. snímek; $z = 1000\text{mm}$

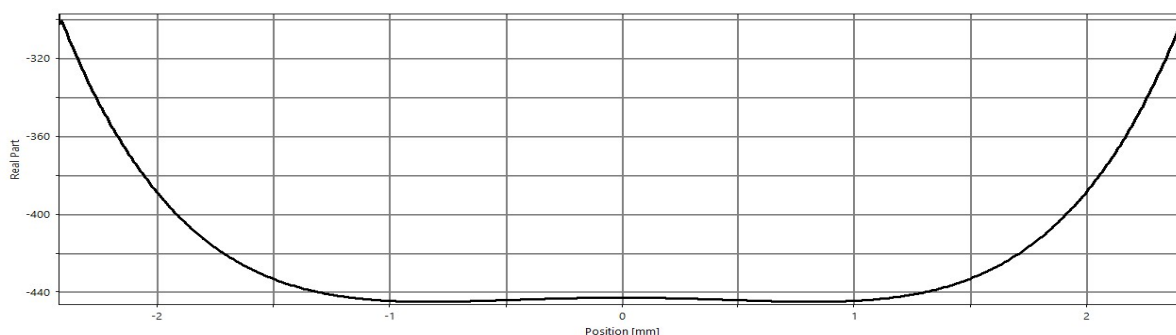
Obrázek 3.12 - Vlnoplochy v různých vzdálenostech pro situaci, kdy jsou 2 koule o indexu lomu $n = 2$ ve vzájemném dotyku

Je také zajímavé sledovat, jak se mění vlnoplocha v závislosti na vzájemné podélné vzdálenosti obou koulí. Výsledky této simulace prezentuje *Obrázek 3.13*, na kterém je zřetelně pozorovatelná změna charakteru vlnoplochy, ke které dojde při změně vzájemné vzdálenosti obou koulí o pouhých $0,8\text{ mm}$. Simulace jsou tvořeny z optické soustavy, kde obě koule měly index lomu $n = 1,8$. První snímek je vytvořen ze situace, kdy jsou od sebe obě koule vzdáleny 2 mm . Jedná se mimochodem o takovou konfiguraci optické soustavy, při které se dosah *besselovského* svazku pohybuje v řádech kilometrů. Hrb na vlnoploše uprostřed prvního snímku má fázovou výšku téměř 70 rad . Při okrajích vlnoplocha přechází do opačného prohnutí, které je ovšem výrazně menší než hrb uprostřed vlnoplochy. Situace na prvním snímku vypovídá o zajímavé skutečnosti, že paprsky se ve středu svazku již rozbíhají od sebe, ale na okrajích se naopak sbíhají. Zvětšíme-li vzdálenost mezi koulemi o pouhých $400\text{ }\mu\text{m}$, změní se vlnoplocha do podoby, který je na druhém snímku. Vidíme, že hrb uprostřed svazku téměř zanikl a jeho fázová výška se pohybuje již jen v jednotkách radiánů.

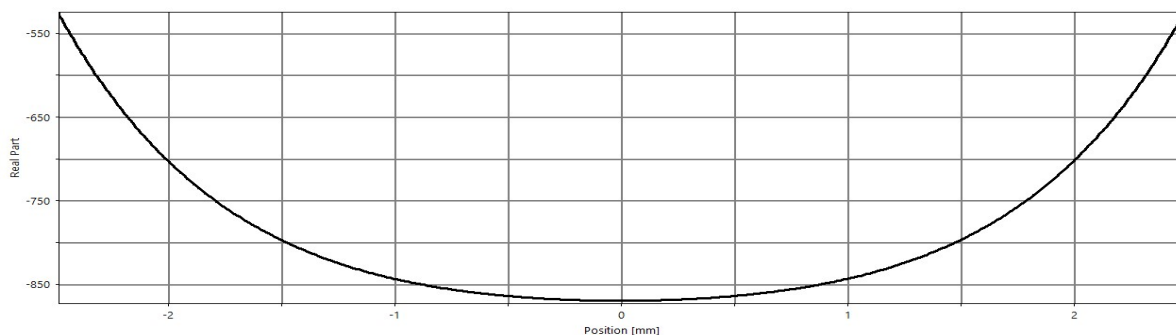
Naopak postranní části vlnoplochy se výrazně zvedly a dosahují fázové hloubky přes 140 rad. Na třetím snímku, při kterém jsou koule od sebe vzdáleny 2,8 mm, se již nevyskytují známky hrbu uprostřed svazku a vlnoplocha má již sférický charakter. Její fázová výška se zvýšila na zhruba 350 rad.



1. snímek; $z = 2\text{mm}$



2. snímek; $z = 2,4\text{mm}$



3. snímek; $z = 2,8\text{mm}$

Obrázek 3.13 - Mění se vlnoplocha v závislosti na velikosti mezery mezi koulemi při $n = 1,8$

3.2 Besselovské svazky tvořené axiconem

Nejprve se tedy zaměříme na simulace generace besselovských svazků pomocí axiconu. Pro osvětlení axiconu byly v této práci uvažovány dva druhy svazků. Jedním byl Gaussovský svazek a druhým rovinná vlna. Na tom jaký zdroj osvětlení zvolíme, je závislý charakter generovaného BS, tedy především tvar průběhu intenzity v píku. Pro generaci BS jsou zde představeny oba osvětlovací

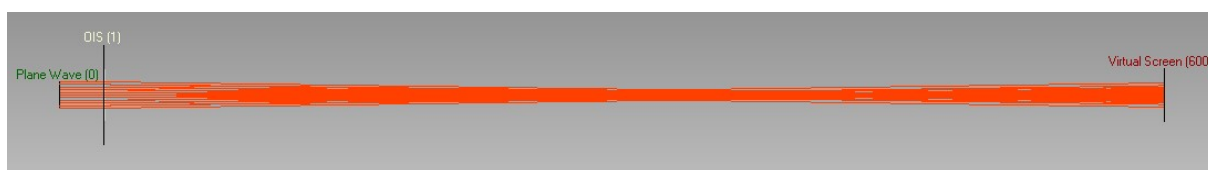
svazky, nicméně pro další simulace s BS vytvořenými axiconem byla k osvětlování výhradně používána rovinná vlna.

3.2.1 Besselovský svazek z rovinné vlny

Jako první použijme k osvětlení axiconu rovinnou vlnu. Z teoretického předpokladu z kapitoly 3.1.1 očekáváme, že se bude axiconem generovaný besselovský svazek postupně rozšiřovat, až jeho šířka dosáhne maxima a následně se bude svazek opět zužovat, až zcela zmizí a od tohoto místa se svazek bude šířit ve formě kroužku. Předmětem našeho zájmu v této kapitole tedy bude zjistit na základě nasimulovaných hodnot dosah besselovského svazku, hodnotu největší šířky besselovského svazku, abychom mohli hodnoty porovnat s teoretickým předpokladem, či průběh intenzity v píku BS.

Parametry simulace

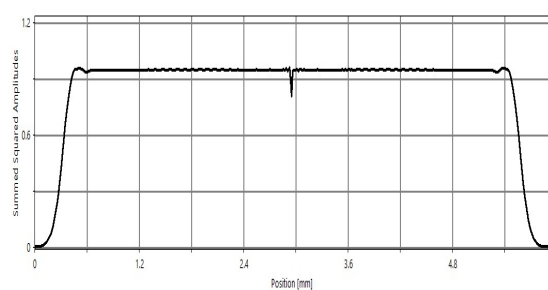
Začneme tím, že si ve VL vytvoříme model optické soustavy, kterou následně nasimulujeme. Jako zdroj je v daném případě použita rovinná vlna o průměru $d_s = 5\text{mm}$ a vlnové délce $\lambda = 632,8\text{nm}$. Průměr axiconu je $d_a = 22,9\text{mm}$, jeho charakteristický úhel $\alpha = 2^\circ$ a index lomu $n = 1,4$. Model této soustavy nám ilustruje *Obrázek 3.14*, který nám představuje pouze orientační průběh světelných paprsků, jejichž barva ovšem odpovídá vlnové délce 632,8nm.



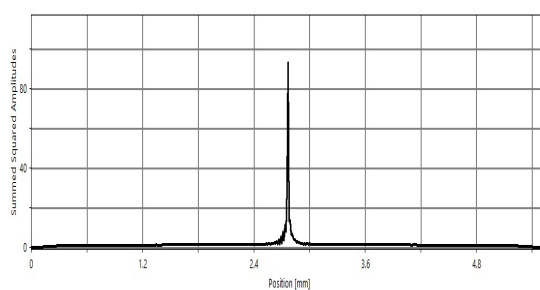
Obrázek 3.14 - Model optické soustavy, ve které je axicon, osvětlen svazkem s charakterem rovinné vlny ze zdroje Plane Wave. VS je umístěn ve vzdálenosti 240mm od axiconu.

Transverzální profil pole

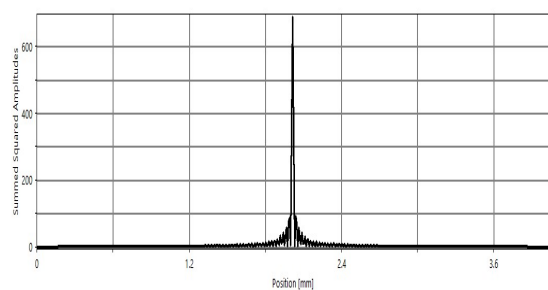
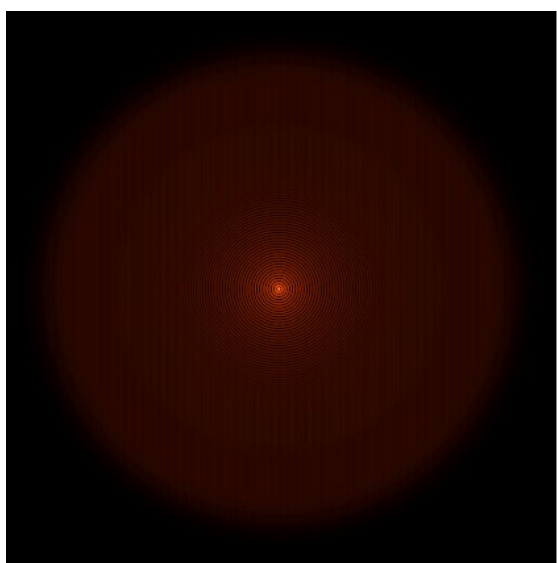
Dále bylo vytvořeno několik snímků, které se jeví zajímavé z hlediska popsání generovaného besselovského svazku. Jednotlivé snímky nám předkládá *Obrázek 3.15*. Při porovnávání jednotlivých snímků mezi sebou je důležité mít na paměti, že snímky zachycené funkčním blokem VS předkládají pouze subjektivní zobrazení intenzity dopadajícího světla. Při porovnávání intenzit na dvou různých snímcích si tedy nevystačíme pouze se subjektivně vnímanou hladinou jasu, ale budeme potřebovat znát konkrétní číselný údaj. Zároveň je výhodné znát profil intenzity v příčném směru. To je schopen VL vygenerovat. Takové profily optických intenzit můžeme pozorovat rovněž v *Obrázek 3.15*. Jednotlivé snímky, tedy obsahují optické rozložení svazku v dané vzdálenosti v příčné rovině, příčný profil rozložení intenzity svazku v dané vzdálenosti a k popisu snímku jsou vypsány hodnoty z , značící podélnou vzdálenost od axiconu a d vyjadřující délku strany čtvercového detektoru, kterým byl obraz svazku zaznamenán. Jelikož se světlo skládá z magnetického pole a intenzity elektrického pole přičemž platí, že intenzita elektrického pole je c krát větší než magnetické pole, budeme jako veličinu popisující optickou intenzitu světla používat kvadrát veličiny intenzity elektrického pole, tedy V^2/m^2 .



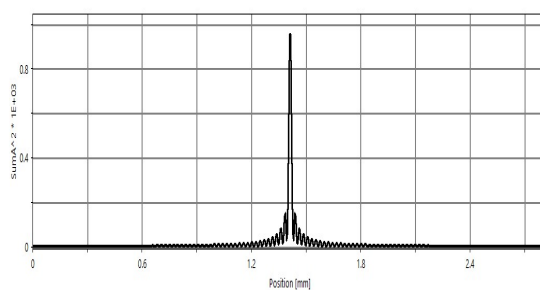
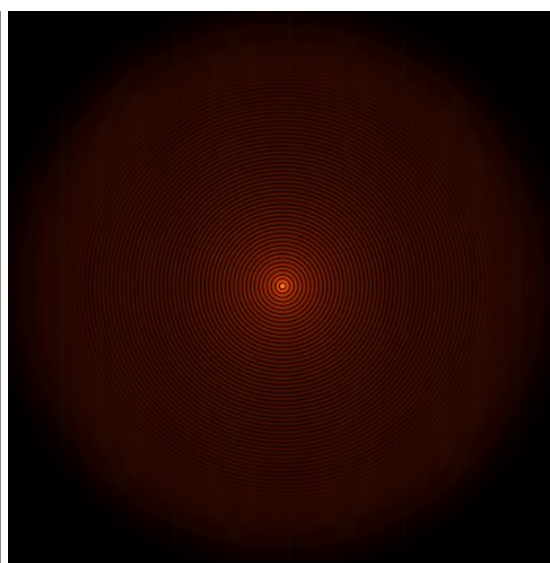
1. snímek; $z = 0\text{mm}$; $d = 6\text{mm}$



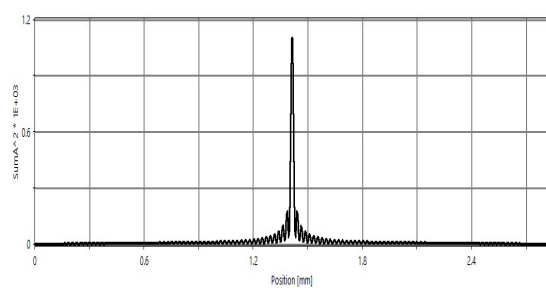
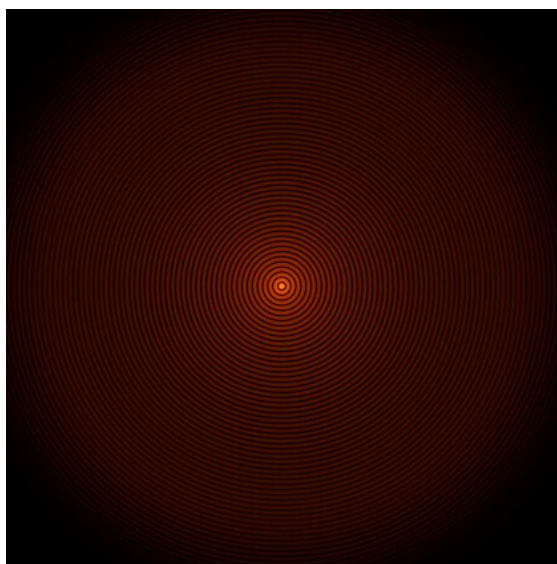
2. snímek; $z = 10\text{mm}$; $d = 5,9\text{mm}$



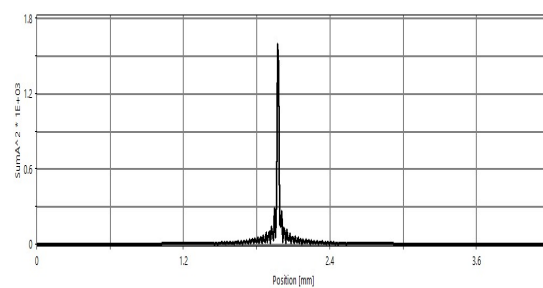
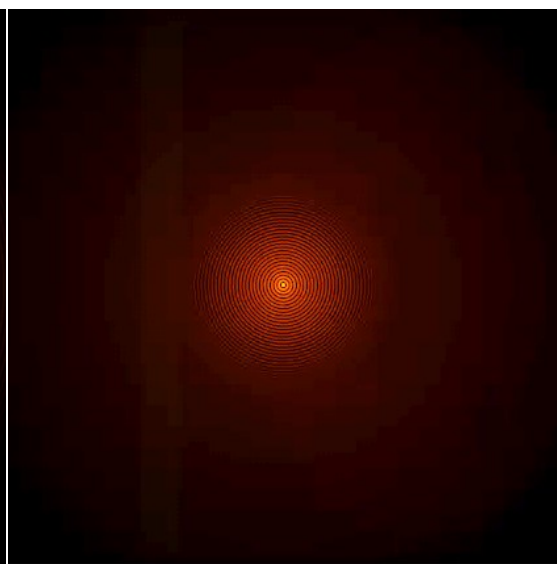
3. snímek; $z = 60\text{mm}$; $d = 4,4\text{mm}$



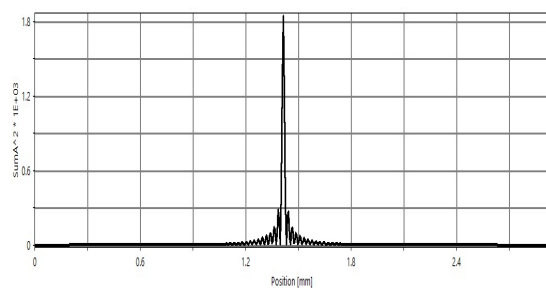
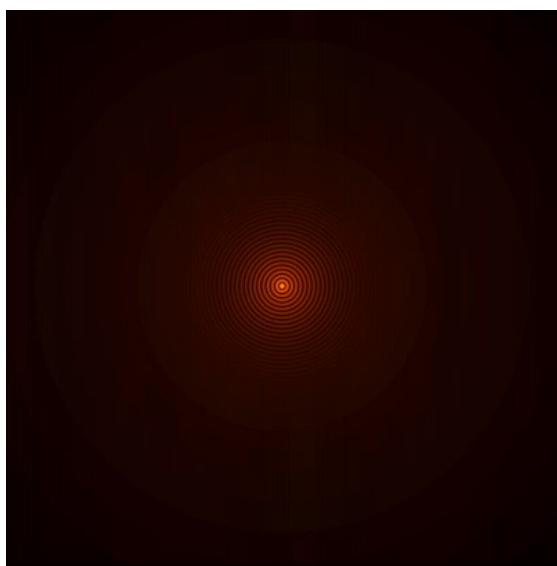
4. snímek; $z = 90\text{mm}$; $d = 3,2\text{mm}$



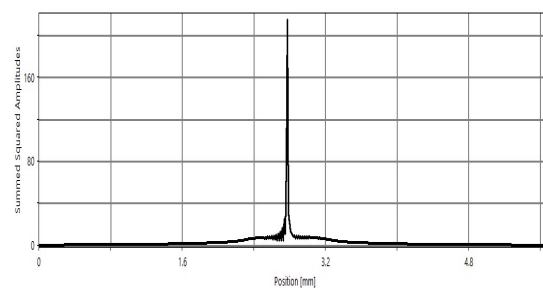
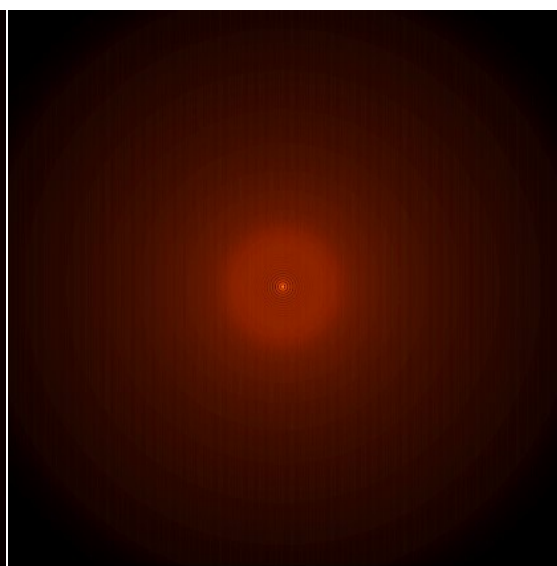
5. snímek; $z = 104\text{mm}$; $d = 2,5\text{mm}$



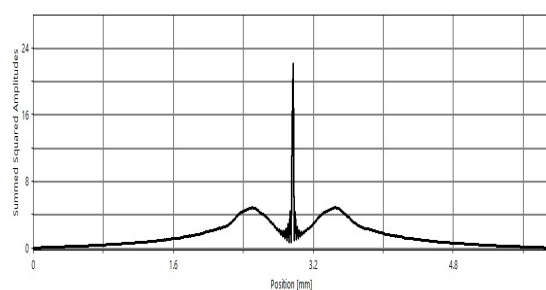
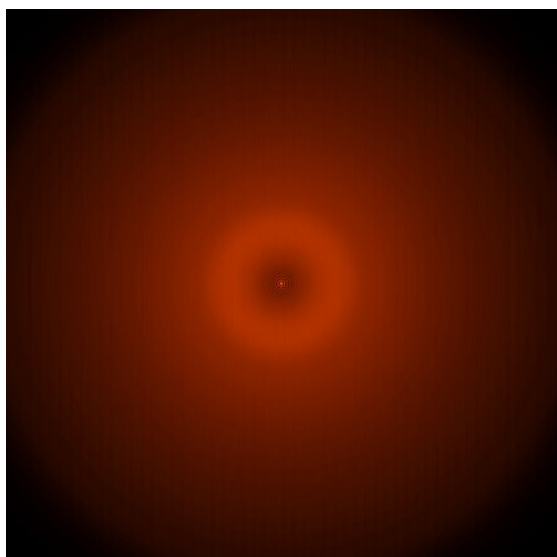
6. snímek; $z = 160\text{mm}$; $d = 3,6\text{mm}$



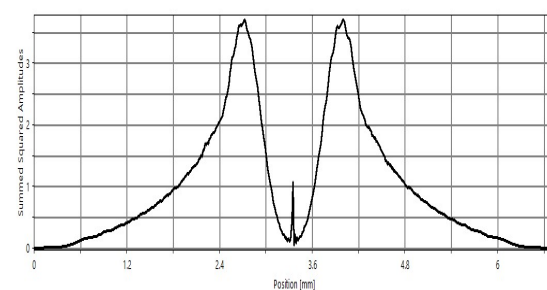
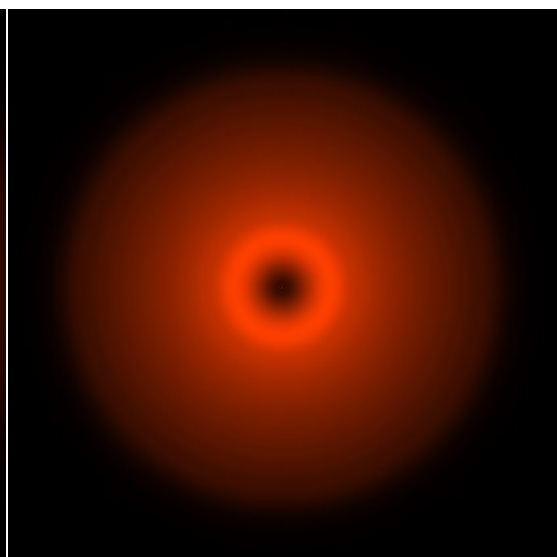
7. snímek; $z = 180\text{mm}$; $d = 2,9\text{mm}$



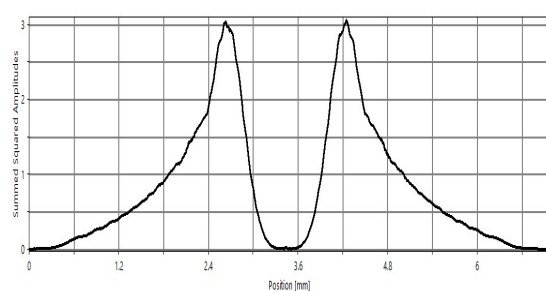
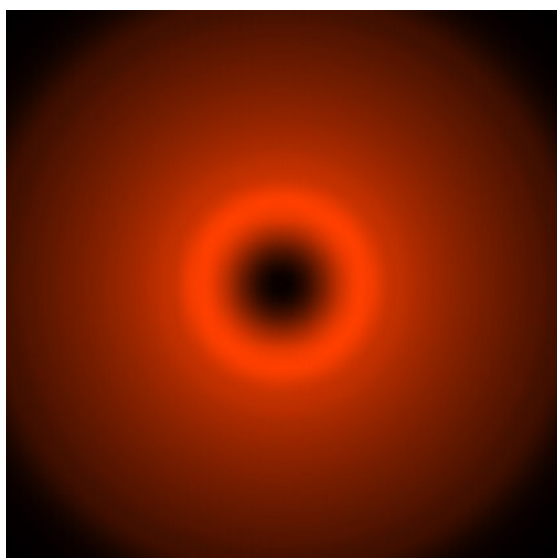
8. snímek; $z = 200\text{mm}$; $d = 4,7\text{mm}$



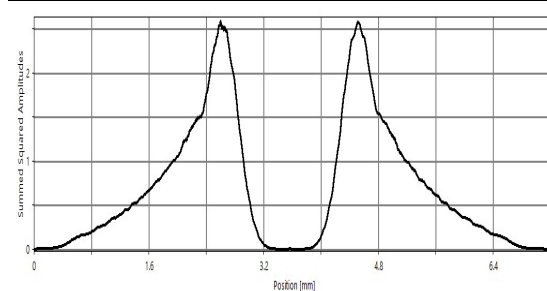
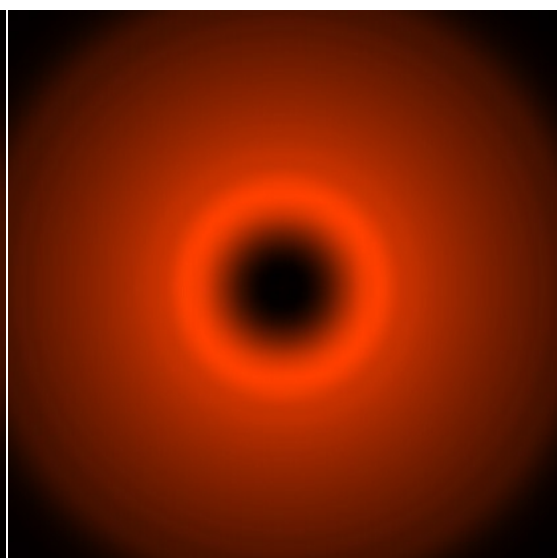
9. snímek; $z = 210\text{mm}$; $d = 5\text{mm}$



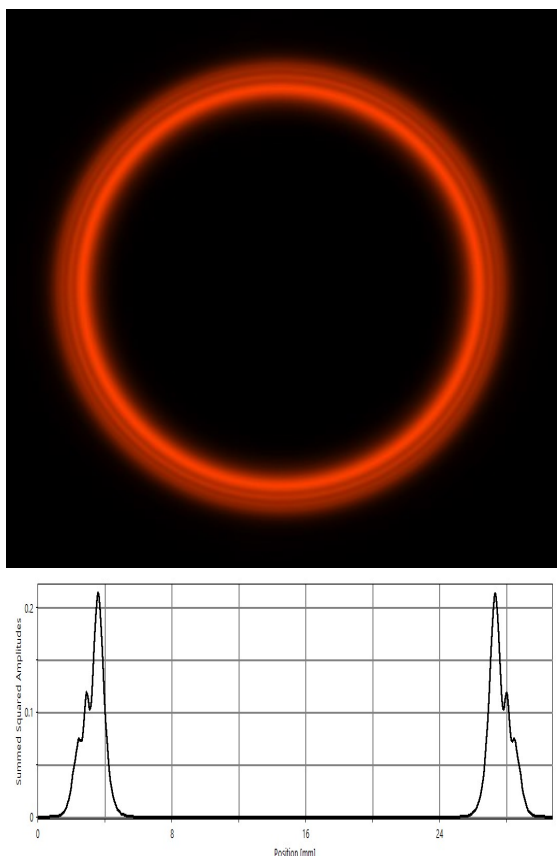
10. snímek; $z = 220\text{mm}$; $d = 7,4\text{mm}$



11. snímek; $z = 230\text{mm}$; $d = 5,4\text{mm}$



12. snímek; $z = 240\text{mm}$; $d = 5,7\text{mm}$



13. snímek; $z = 1000\text{mm}$; $d = 33,5\text{mm}$

Obrázek 3.15 – Snímky transversálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.

Na prvním snímku je zaznamenána situace bezprostředně za axiconem. Vidíme, že intenzita po celé ploše čela vlnoplochy je téměř konstantní, což se shoduje s naším teoretickým předpokladem, dle kterého by ve vzdálenosti bezprostředně za axiconem nemělo docházet k interferenci. Oproti tomu na druhém snímku, který je vytvořen pouhých 10mm od axiconu je již situace jiná. V prostředku svazku se již vytvořil intenzivní střed, kolem něhož je umístěno pár besselovských kružnic. Intenzita středu tu dosahuje zhruba $90 \text{ V}^2/\text{m}^2$ a průměr besselovského svazku v dané místě činí kolem 0,5mm. Další, tedy třetí snímek, nám ukazuje, jak se do vzdálenosti 60mm od axiconu vyvinul BS. Z profilové intenzity vidíme, že hodnota ve středu svazku se vyšplhala již na $700 \text{ V}^2/\text{m}^2$ a že okrajová vlnějšší besselovská kružnice má průměr kolem 1,5mm.

Velmi zajímavé jsou pro nás čtvrtý a pátý snímek. Ty nám představují na první pohled rozpor mezi teoretickou hodnotou vypočtenou z předpokladu aproximace optické soustavy na paprskovou optickou soustavu a hodnotou dosaženou při uvažované vlnové, elektromagnetické povaze světla. Čtvrtý snímek vytvořený v 90mm od axiconu prezentuje oblast kde by dle teoretického výpočtu měl být BS nejširší. K hodnotě 90mm dospějeme tak, že do rovnice 2.35 dosadíme příslušné hodnoty a vydělíme ji dvěma, protože maximum šířky besselovského svazku by dle Obrázek 2.10, mělo nastat právě v polovině dosahu besselovského svazku, čili

$$z_p = \frac{z_{max}}{2} = \frac{d_s}{4 \tan \beta} = \frac{0,005}{4 \tan 0,8} \doteq 90mm \quad 3.4$$

kde z_p je poloviční vzdálenost teoreticky vypočteného dosahu, d_s je průměr vstupujícího svazku do axiconu a β je úhel vypočtený rovnicí 2.34. BS dosahuje šířky 2,2mm a intenzita ve středu asi $950 \text{ V}^2/\text{m}^2$. Rovněž si všimněme, že na čtvrtém snímku nedosahujíesselovské kružnice až okrajů celého svazku. Kraj celého svazku je v daném místě tvořen asi 0,2mm širokým pruhem světla nevykazujícího známky interference. Tento pruh zmizí až ve vzdálenosti 104mm od axiconu, čili ve vzdálenosti, ve které je vytvořen pátý snímek a to je oblast, ve které nabývá BS vytvořený axiconem největší šířky. Besselovské kružnice jsou tak rozloženy po celém průřezu svazku a okrajová vnější kružnice má průměr asi 2,5 mm. Intenzita středu v této oblasti je kolem $1,1 \text{ kV}^2/\text{m}^2$. Je vidno, že hodnota vzdálenosti, kde svazek nabývá maximálního průřezu, se oproti vypočtené hodnotě vzdálenosti liší o téměř 13,5 %. Tento nesoulad je následně vysvětlen v podkapitole o podélném profilu intenzity píku.

Následující šestý snímek vytvořený 160mm od axiconu je vystaven, jako ukázka opětovného zužování seesselovského svazku. Ten zde nabývá průměru kolem 1,2mm, takže vidíme, žeesselovský svazek opravdu jako by opět mizel. Ovšem je nutné si povšimnout, že ačkoli seesselovský svazek již zužuje, tak intenzita v jeho středu neustále roste. V této oblasti nabývá intenzita hodnoty kolem $1,6 \text{ kV}^2/\text{m}^2$.

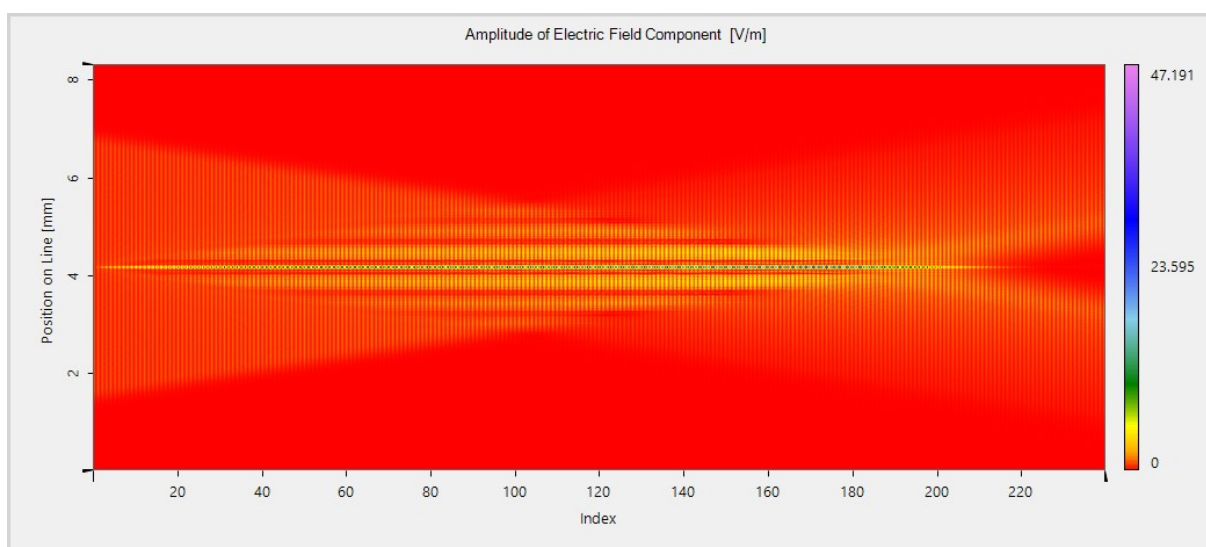
Dále nás bude zajímat, s jakou přesností odpovídá teoreticky vypočtená hodnota dosahu generovaného BS, hodnotě vzdálenosti dosahu odvozené ze simulací. Teoreticky odvozená vzdálenost odpovídá hodnotě spočtené v rovnici 3.4 násobené dvěmi. To činí zhruba 180mm a v této vzdálenosti je vytvořen sedmý snímek. Vidíme, žeesselovský svazek zde dosahuje průměru 0,7mm, což je celých 28% z jeho maximální šířky a jeho střed má intenzitu $1,85 \text{ V}^2/\text{m}^2$. Spočtená hodnota dosahu BS tedy opět neodpovídá simulacím, ovšem vysvětlení je rovněž podáno v kapitole o podélném profilu intenzity píku. Jak je vidět na osmém snímku, tak ani ve vzdálenosti 200mm nedošlo k zániku BS. Ten zde účinkuje s průměrem 0,3mm. Ovšem i když se průměresselovského svazku zmenšil na o něco méně než polovinu, tak intenzita ve středu svazku klesla na hodnotu $215 \text{ V}^2/\text{m}^2$, tedy na méně než jednu sedminu.

Následují snímky devátý, desátý jedenáctý a dvanáctý, z nichž každý je od předchozího vzdálen 10 mm. Rozmezí těchto snímků je tedy od 210 mm do 240 mm. V tomto rozmezí dojde k zániku BS. Na ten ovšem lze nahlížet ze dvou úhlů pohledu. Jednak z pohledu intenzity středu BS. Ta od vzdálenosti 180 mm od axiconu velmi strmě klesá a mezi osmým a devátým snímkem, které jsou od sebe vzdáleny 10 mm klesla intenzita o řád na $22 \text{ V}^2/\text{m}^2$ a na desátém snímku ve vzdálenosti 220 mm od axiconu vidíme, že intezita středuesselovského svazku je $1,2 \text{ V}^2/\text{m}^2$, což je třetinová hodnota oproti intenzitě světla ohraničující BS. V rámci technického uplatnění by byl takovýto BS ve spoustě případů nedostačující, tudíž z tohoto pohledu by se dal považovat devátý snímek ve vzdálenosti 210 mm za místo dosahu BS. Mohou se ovšem najít aplikace, které by dokázaly využít BS s intenzitou nižší, než jeho okolí, pro něž by tedy dosah BS znamenal vzdálenost ve které zmizí střed BS a na jeho místě se začne objevovat oblast na kterou nedopadá světlo. Takové místo je zhruba 230 mm od axiconu. Při podrobném zkoumání sice zjistíme, že uprostřed se stále drží pozůstatkyesselovského svazku, konkrétně tedy jeho střed, ale je tak nepatrné intenzity, že tentokrát ho již lze zanedbat.

Ve středu jedenáctého snímku tedy vidíme kruhovou oblast širokou asi 0,4 mm, do které dopadá tak málo světla, že intenzitu uvnitř můžeme považovat za nulovou. Tento střed se se vzdáleností od axiconu nadále rozšiřuje. Na dvanáctém snímku vytvořeném ve vzdálenosti 240mm má temný střed šířku 0,6 mm. Třináctý snímek je poté vytvořen ve vzdálenosti 1 m. charakter svazku se již nezměnil, pouze jeho průměr, který čítá zhruba 33 mm a temný kruh uvnitř svazku má šířku 20 mm.

Intenzitní řez svazkem

Pro plnou představu a znázornění je velmi zajímavé zkoumat řez besselovským svazkem přes celou jeho délku i šířku. Můžeme pozorovat postupné rozšiřování svazku a jeho opětovné zúžování. Snadno určíme místo jeho maximálního rozšíření, místo jeho záníku či vrcholový úhel kuželu, který svírají vlnoplochy vycházející z axiconu.



Obrázek 3.16 - Řez BS přes celou jeho šířku i délku. Jednotky na x-ové ose představují milimetry.

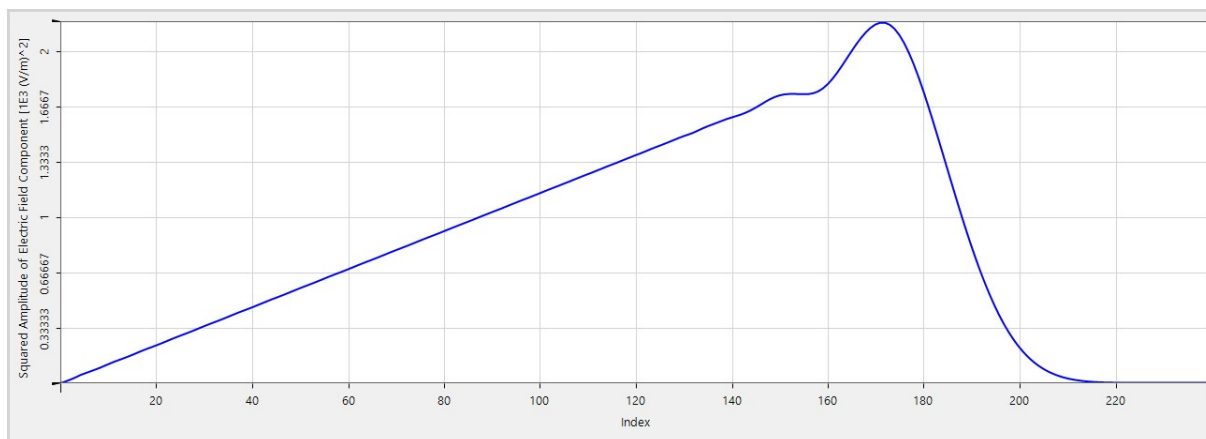
Jak již bylo zmíněno v kapitole 2.3.1, představme si *Obrázek 3.16* jako 2D model šíření svazku, v němž došlo k nahrazení kuželovité formy světelného svazku vycházejícího z axiconu dvěma vlnoplochy, které se navzájem protínají, přičemž v místech průniku se vlivem interference rozkládá intenzita v transversální rovině do besselovské funkce. Povšimněme si, že graf na obrázku jako by se skládal ze svisle a vodorovně orientovaných pruhů. Svislé pruhy jsou pro nás z fyzikálního hlediska nezajímavé. Aby totiž bylo možno sestavit takovýto podélný řez svazkem, je nutné zaznamenávat po určitých vzdálenostech rozložení intenzity elektrického a magnetického pole, z čehož se interpolací určí celkový průběh intenzity elektrického a magnetického pole. A ony svislé pruhy představují místa, ve kterých byla zaznamenána intenzita elektrického a magnetického pole.

Podstatně zajímavější jsou pro nás ovšem vodorovné pruhy. Ty se vyskytují v místech, kde se protínají obě vlnoplochy, tedy v místech, kde vzniká pro BS charakteristické rozložení intenzity. Při zkoumání vodorovných pruhů narazíme na relativně nezávažný nedostatek VL. Vodorovné pruhy žluté barvy by totiž měli odpovídat jednotlivým besselovským kružnicím, kterých je v místě největšího rozšíření zhruba 60, čili vodorovných pruhů by mělo být asi 120. K vidění v grafu jich je ale pouze 7. To je způsobeno aliasingem. Nicméně při našem zkoumání podélného řezu to závažnější komplikace způsobovat nebude. Stojí za povšimnutí, že intenzita je v celé oblasti srovnatelná a na celkovém

použitém rozsahu barevné škály se drží na velice nízkých hodnotách s výjimkou bodového středu BS, kde hodnota intenzity nabývá řádově vyšších hodnot než okolí.

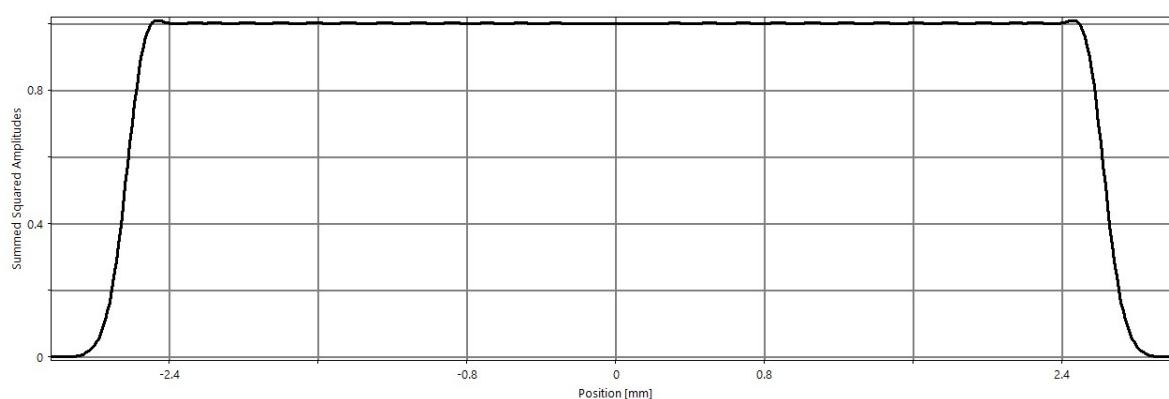
Podélný profil intenzity v píku

Při popisu jednotlivých snímků z *Obrázek 3.15*, jsme se zabývali změnou intenzity v píku. Bylo by tedy dobré znát celkový průběh intenzity v píku. Ten je vykreslen *Obrázek 3.17*.



Obrázek 3.17 – Podélný průběh intenzity v píku BS tvořeného axiconem.

Průběh je velice zajímavý. Jednak pozorujeme, že intenzita směrem od axiconu lineárně roste. To je v souladu s teoretickým předpokladem, jelikož intenzita v píku se skládá z jednotlivých intenzit na stejné vrstevnici kuželovité vlnoplochy a její průměr se se vzdáleností lineárně zvětšuje. Lineární růst je poté zakončen jakoby zakmitáním průběhu. To má jednoduché vysvětlení. VL totiž negeneruje zcela ideální rovinnou vlnu a nedochází tedy na krajích ke skokové změně intenzity na nulu, ale dochází tam k jakému si zakolísání a nepatrnému vyvýšení hodnoty intenzity, což se více přibližuje rovinným vlnám generovaným v laboratořích. Ono vyvýšení lze pozorovat na *Obrázek 3.18* po obou stranách průběhu.



Obrázek 3.18 - Intenzitní profil osvětlující rovinné vlny.

Obrázek 3.18 v sobě skrývá také vysvětlení, proč nám z výsledků transversálního profilu pole vzájemně nekorespondovali teoretické předpovědi založené na paprskové optice a nasimulované hodnoty. Konkrétně tedy dosah BS. Z obrázku lze vyčíst, že jeho šířka není ve skutečnosti hodnota, kterou jsme zadali, tedy 5 mm, ale čítá zhruba 5,8 mm. Z rovnice 2.35 poté můžeme vypočítat, že

dosah generovaného BS má být 208 mm a místo kde BS nabývá největší šířky, odpovídá vzdálenosti 104 mm. Tyto hodnoty jsou již výrazně blíže nasimulovaným hodnotám.

Maximální hodnota intenzity píku BS odpovídá místu, kde dochází ke vzájemné interferenci oněch nepatrně intenzivnějších míst na okraji svazku, o nichž již byla řeč. Je to ve vzdálenosti zhruba 175 mm, což odpovídá rozpětí intenzivnějších míst na okraji svazku, tedy zhruba 4,9 mm.

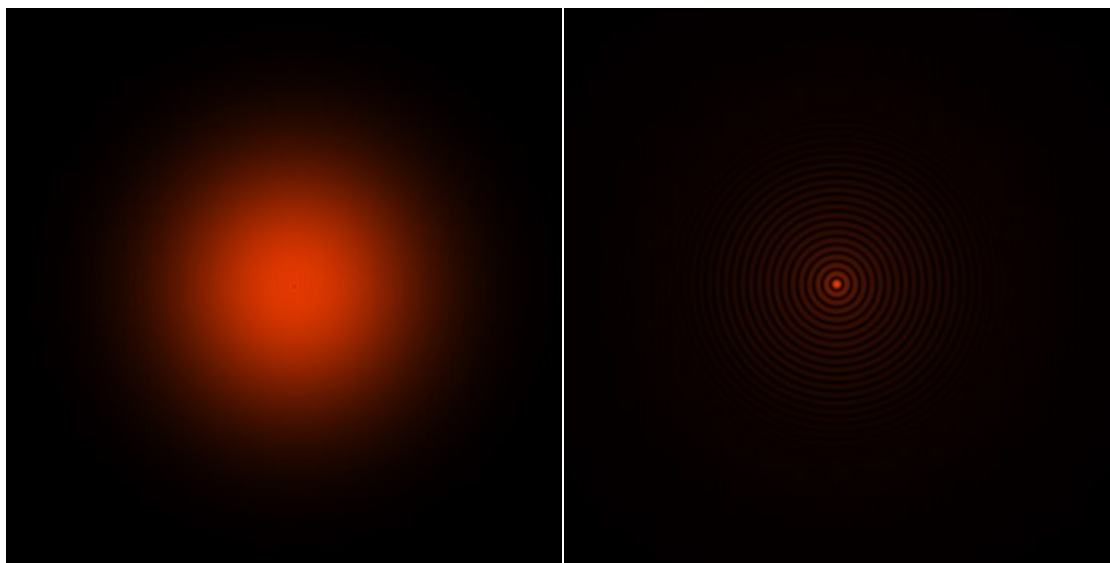
3.2.2 Besselovský svazek z gaussovského svazku

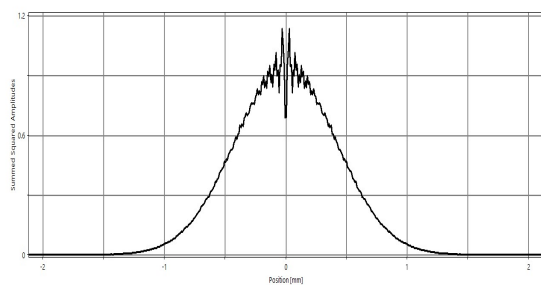
Nyní uvažujeme stejnou konfiguraci optické soustavy, jako v předchozím případě, jen s rozdílem, že axicon budeme osvětlovat Gaussovským svazkem. Šířka gaussovského svazku, která se definuje pomocí waistu byla nastavena na 834,34 nm, což je hodnota, při které VL vyhodnocuje celkovou šířku svazku včetně postranních oblastí s velmi nízkou intenzitou na 5 mm, což je stejný průměr jako byl průměr rovinné vlny. Maximum intenzity v píku gaussovského svazku je opět rovno $1 \text{ V}^2/\text{m}^2$.

Transverzální profil pole

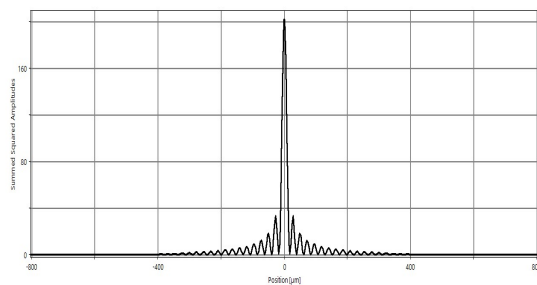
Nyní si ukážeme výsledky za simulací. V *Obrázek 3.19* jsou zobrazeny 4 snímky transverzálního profilu pole. Na prvním můžeme pozorovat svazek vystupující z axiconu. Evidentně si drží charakter gaussovského svazku a v jeho středu dochází k nepatrným interferencím. Druhý snímek je vytvořen ve vzdálenosti pouhých 30 mm od axiconu, přičemž můžeme již pozorovat perfektní rozložení besselovských kružnic. Je to místo, kde svazek dosahuje maxima své intenzity, která je o dva řády nižší než maximum intenzity BS tvořeného rovinnou vlnou. To je ovšem mimo jiné způsobeno tím, že oproti osvětlení rovinnou vlnou je celkový přenášený výkon výrazně nižší.

Ve vzdálenosti 180 mm, ve které je vytvořen třetí snímek, se situace jeví, že již BS neexistuje a místo něho je opět svazek prsténkového charakteru. Ve skutečnosti tam besselovský svazek je, ale je tvořen postranním obvodem osvětlujícího gaussovského svazku, který má ovšem tak mizivou intenzitu, že se ani vlivem konstruktivní interference nedokáže intenzita vyvýšit na zaznamatelné hodnoty. Prsténkový charakter svazku již zůstává, což můžeme pozorovat na čtvrtém snímku.

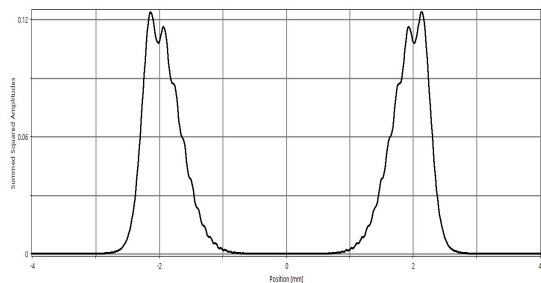
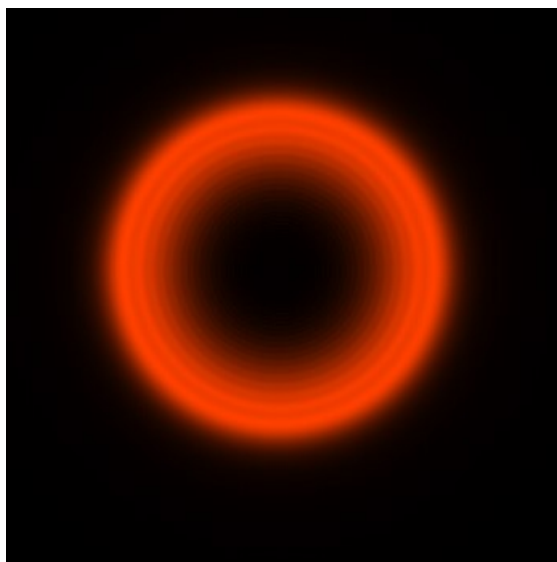




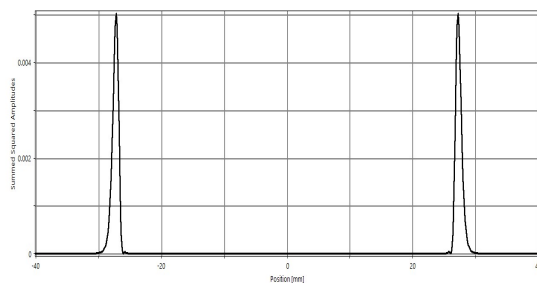
1. snímek; $z = 0\text{mm}$; $d = 4\text{mm}$



2. snímek; $z = 30\text{mm}$; $d = 1,6\text{mm}$



3. snímek; $z = 180\text{mm}$; $d = 8\text{mm}$

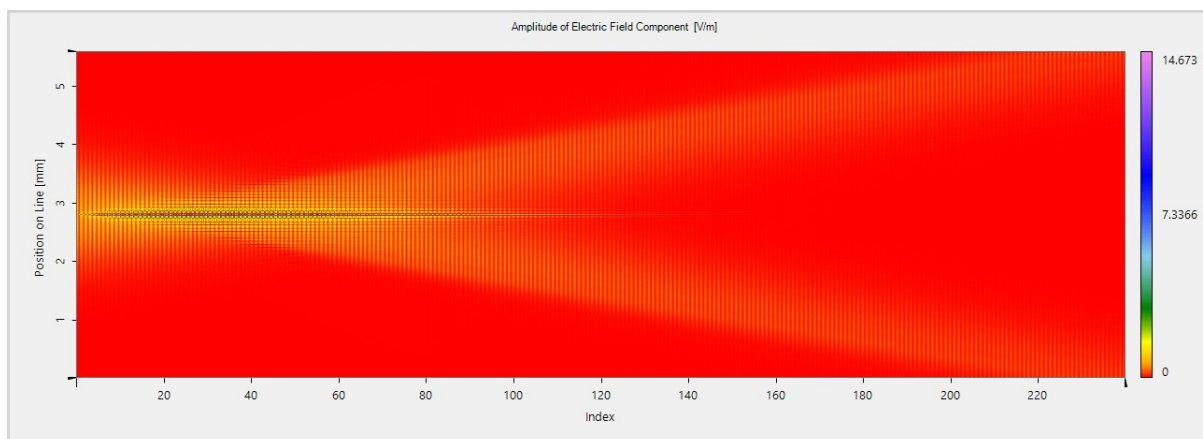


4. snímek; $z = 2000\text{mm}$; $d = 40\text{mm}$

Obrázek 3.19 – Snímky transversálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.

Intenzitní řez svazkem

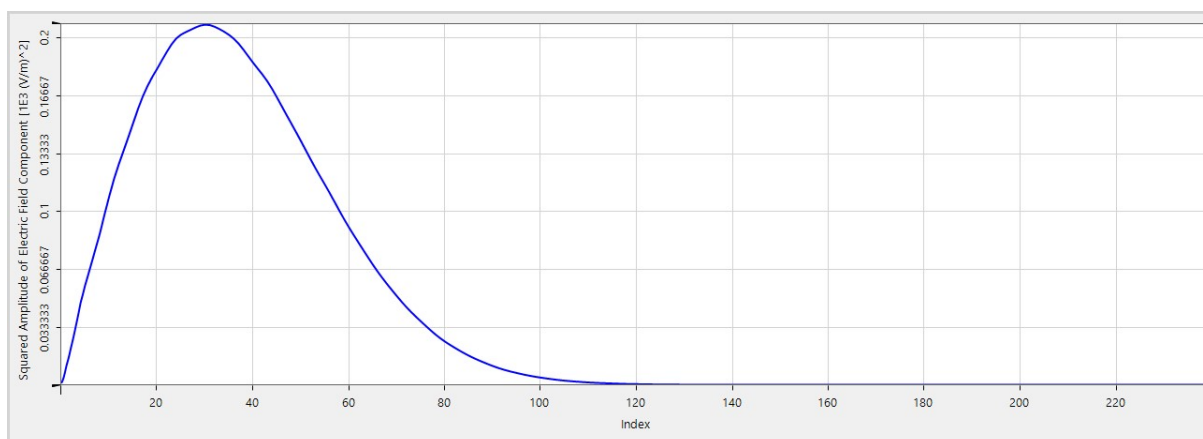
Očekávané podoby nabývá intenzitní řez svazkem. Je patrné, že ačkoli celková šířka svazku čítá 5 mm, tak intenzita pozorovatelných hodnot nabývá i v logaritmickém, měřítku, ve kterém je graf na *Obrázek 3.20* zobrazen se pohybuje v rozmezí 0,5 mm okolo středu. To lehce převyšuje waist o hodnotě 0,83 mm. Můžeme si, také povšimnout, že svazek prsténkového charakteru, který lze uvažovat zhruba od 140 mm, má relativně ostrý vnější okraj, zatímco intenzita vnitřního okraje klesá jakoby do ztracena. To odpovídá teoretickému předpokladu, vycházejícího z principu generace BS pomocí axiconu, kde se původně střed osvětlovacího svazku dostává po zániku BS na okraj prsténkového svazku.



Obrázek 3.20 - Podélný řez svazkem

Podélný profil intenzity v píku

Velmi zajímavý je podélný profil intenzity v píku. Jeho charakter se ani vzdáleně nepodobá charakteru profilu při osvětlení rovinou vlnou. Ostatně je to očekávané, jelikož maximum intenzity gaussovského svazku je soustředěno právě v jeho středu, který podlehne interferenci nejdříve. Pozorujeme, že intenzita se zpomalením velmi strmě narůstá, až ve vzdálenosti 30 mm dosáhne svého maxima, načež začne opětovně klesat ovšem již ne s takovou strmostí, s jakou proběhl nárůst intenzity.



Obrázek 3.21 - Průběh intenzity píku

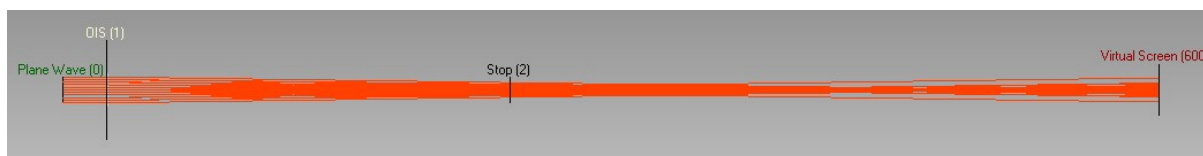
3.3 Generace besselovského svazku s překážkou vloženou do trajektorie

Tato kapitola je zaměřena na zkoumání jedné z nejzajímavějších vlastností BS a to vlastnosti obnovení svého charakteru po přerušení překážkou. Jedná se o očekávanou vlastnost. BS se sice šíří prostorem bez úhlové divergence a rovnoběžně s osou šíření, z čehož na základě paprskové optiky lze usoudit, že se světlo nikdy nedostane za překážku, která je svazku vložena do cesty, ovšem paprsky kuželovité vlnoplochy, které BS tvoří, mají vůči ose šíření nenulový sklon. Z toho tedy i na základě paprskové optiky plyne, že po určité vzdálenosti dojde k obnovení BS.

Je přirozené zabývat se vzdáleností, ve které dojde k obnovení svazku. Jedná-li se o kruhovou překážku umístěnou přesně v centru, tak je výpočet jednoduchý. Uvažujme paprsky, které bezprostředně míjejí takovou překážku. Uvažujme vzdálenost mezi takovými protilehlými paprsky a použijme ji ve vzorci 2.35, místo d_s . Dostaneme teoreticky vypočtenou hodnotu vzdálenosti, ve které by se měl BS znovu obnovit. Tento teoretický výpočet ovšem neuvažuje difrakční jevy. Jaká tedy bude situace ve skutečnosti, to předvádí následující podkapitola. V dalších podkapitolách jsou poté prezentovány a popsány výsledky simulací, situací kde byla použita kruhově nesymetrická překážka, excentricky umístěná kruhová překážka, překážka přesahující napříč celou šířku svazku a více umístěných kruhových překážek za sebou.

3.3.1 Kruhové stínítko

Uvažujme situaci, kdy je BS vložena do cesty kruhová překážka v místě, kde BS nabývá největší šířky tedy ve vzdálenosti 104 mm od axiconu. Konfigurace optické soustavy pro generaci BS byla použita totožná jako konfigurace pro generaci BS rovinnou vlnou. Tedy průměr svazku 5 mm, vlnová délka 638,8 nm, charakteristický úhel axiconu 2° a index lomu 1,4. Kruhové stínítko mělo průměr 1 mm. Model optické soustavy, je znázorněn na *Obrázek 3.22*.



Obrázek 3.22 – Model optické soustavy, ve kterém je BS do cesty vloženo stínítko. V situaci na obrázku je VS vzdálen od stínítka (Stop) 150mm.

Transverzální profil polí

Jako v předchozích případech bylo vytvořeno několik transverzálních profilů optických polí pro prezentaci simulovaného svazku. Jednotlivé snímky polí, které jsou k vidění na *Obrázek 3.23*, jsou tvořeny od místa vložení překážky. Na prvním snímku je tvořen bezprostředně za překážkou je tak jasně patrný tvar a rozměr překážky, která zakryla, pro besselovský svazek charakteristický, střed s vysokou intenzitou. Na části svazku prošlé přes stínítko jsou zřetelně pozorovatelné charakteristické besselovské kružnice, které se rozpínají, až přes celou šířku svazku.

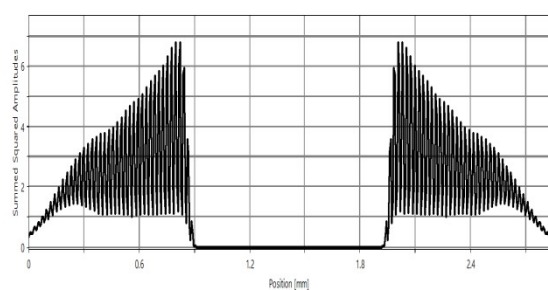
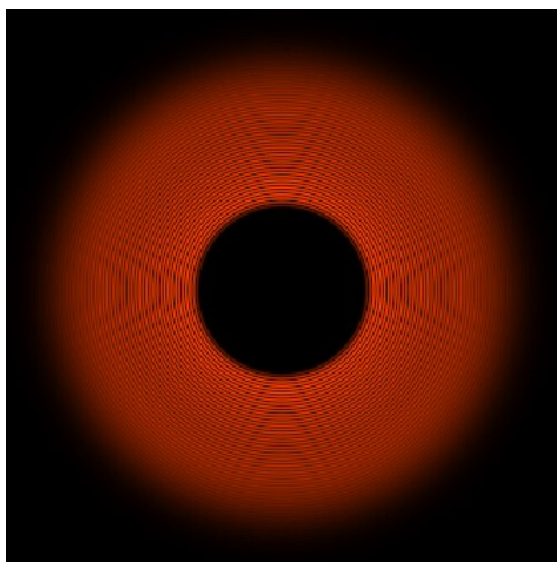
Vlivem směru vlnových vektorů ve všech bodech vlnoplochy v rovině, ve které leží překážka, se začne se vzdáleností od stínítka kruhová oblast, na kterou nedopadá světlo, postupně zavírat. To je znatelné již na druhém snímku, na kterém je ovšem k vidění i další zajímavost. Kolem neosvětleného středu se vytvořil pás světla, ve kterém nedocházelo k interferenci. To bylo způsobeno tím, že do daného místa vlivem přítomnosti překážky nedopadala protější odpovídající složka potřebná k interferenci. Přesto je na druhém snímku přesně v jeho středu, čili v geometrickém stínu, k vidění velmi nepatrně osvětlený bod. To je zřejmě způsobeno interferencí malé části světla, které se do oblasti dostalo díky difrakci na překážce. Světlo se po projití kolem překážky dostalo vlivem Huygensova principu do oblasti geometrického stínu. Mělo ovšem velmi slabou intenzitu a k jeho nepatrnému projevu mohlo tedy dojít až v prostředku, tedy v místě, kde vlivem interference vzniká, při porovnání s okolím, vysoce intenzivní bodová oblast charakteristická pro BS. Tuto vzdálenost, tedy 20 mm od překážky, lze proto označit za místo, ve kterém se začíná BS opět skládat dohromady.

Na třetím snímku vzdáleném 30 mm od stínítka je dobré si povšimnout, že kolem středu se již vytvořila oblast široká zhruba 0,3 mm, kde je názorný, nově zrekonstruovaný,esselovský svazek. Kolem této oblasti je již zmíněný pás světla, který nepodleh interferenci a kolem tohoto pásu se vyskytují ještě zbývající kružnice po původním BS. Oblast, ve které se vyskytují současně nově vytvořený BS, a poškozený BS začíná zhruba ve vzdálenosti 20 mm a pokračuje až do situace, kdy světelná vlna tvořící esselovskou kružnici na okraji svazku ztratí kvůli překážce příslušnou protilehlou vlnu, bez které nemůže dojít k interferenci a zmizí tak i poslední kružnice. To je zhruba ve vzdálenosti 40 mm, což je vzdálenost, ve které byl pořízen čtvrtý snímek. Na tomto snímku je jednak k vidění rozšíření zrekonstruovaného esselovského svazku, jehož průměr činí již kolem 0,6 mm a dále se kolem středu vytvořil temný pruh, s vnitřním průměrem zhruba 0,9 mm, široký 0,3 mm s velmi nízkou až nulovou intenzitou, který bude svazek doprovázet až po zbytek jeho cesty. Za vznik tohoto pruhu může opět překážka, která svým umístěním v této oblasti vytváří geometrický stín. Vnitřní okraj tohoto pruhu tedy můžeme považovat za vnější hranici nově vzniklého esselovského svazku, protože oblast světla kolem temného pruhu ovlivní svazek uvnitř pruhu zcela minimálně.

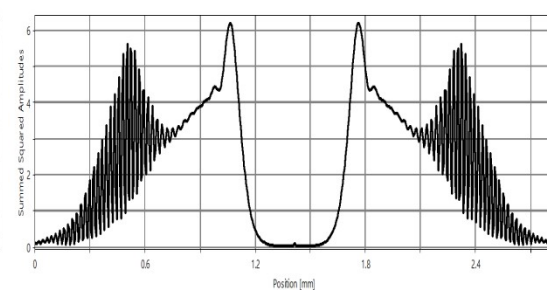
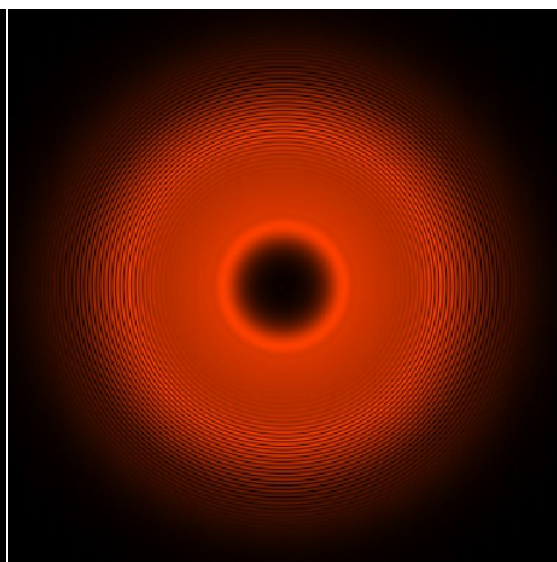
U pátého a šestého snímku, jsem využil nově definovanou hranici ohraničenou temným pruhem a obsah snímků tedy zachycuje pouze zrekonstruovaný esselovský svazek bez zbytků světla po původním svazku. Pátý snímek je vytvořen ve vzdálenosti 70 mm od stínítka v oblasti maximálního zúžení svazku, tedy v místě kde esselovský profil nabývá největší šířky. V tomto místě se tedy vyskytuje velmi znatelný, ostrý a čistý, BS. O 20 mm dále na šestém snímku si již můžeme povšimnout, že průměr BS opět klesá a za poslední kružnicí se opět vyskytuje světelný svazek, který již neinterferuje.

Na sedmém, osmém, devátém a desátém snímku je znázorněné, jak se svazek dále vyvíjí se vzrůstající vzdáleností a v podstatě pozorujeme přechod z BS do svazku tvaru prstýnku. Zatímco na sedmém snímku lze vidět stále ještě, v porovnání s okolím, jasný střed, tak na desátém snímku, je intenzita středu velmi nepatrná. Na všech čtyřech snímcích je velice názorný temný pruh a na snímku devátém a desátém si můžeme povšimnout, že jím probíhají esselovské kružnice, které ačkoli jsou v geometrickém stínu, vyskytují se na daném místě opět vlivem difrakce. To že jsou názorně pozorovatelné právě až na devátém a desátém snímku, neznamená, že se nevyskytovali po celou dobu, co temný pruh pozorujeme, ale až když zeslábla intenzita středu na nízké hodnoty, tak VL mohl využít pro zobrazení okolních intenzit větší část stupnice rozsahu.

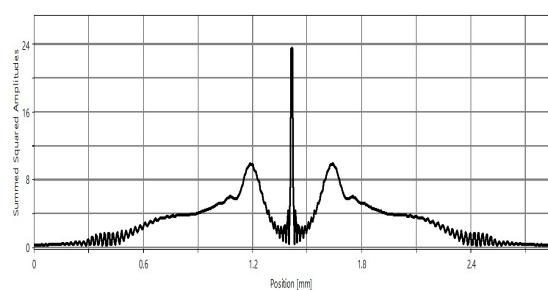
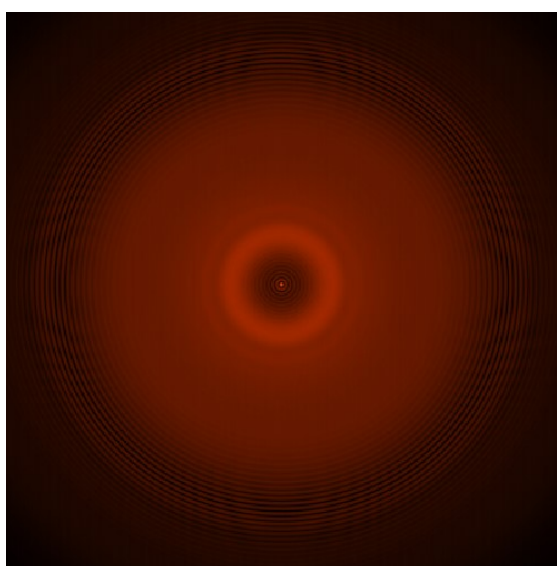
Poslední snímek se vyskytuje již ve vzdálenosti jednoho metru od stínítka. Pozorujeme, že se stejně jako na desátém snímku jedná o svazek prsténkového charakteru. V tomto případě je ovšem průměr svazku roven zhruba 34 mm. Pozorujeme, že temný pruh je sice méně výrazný oproti předchozím snímkům, ale přesto prstýnek poznamenal snížením intenzity v jeho pruhu.



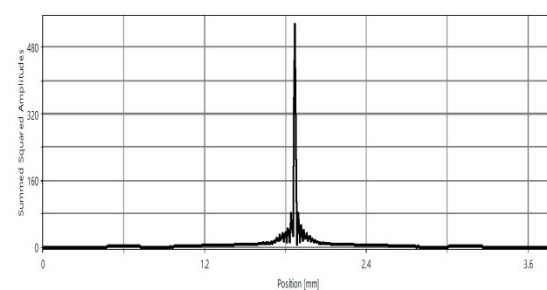
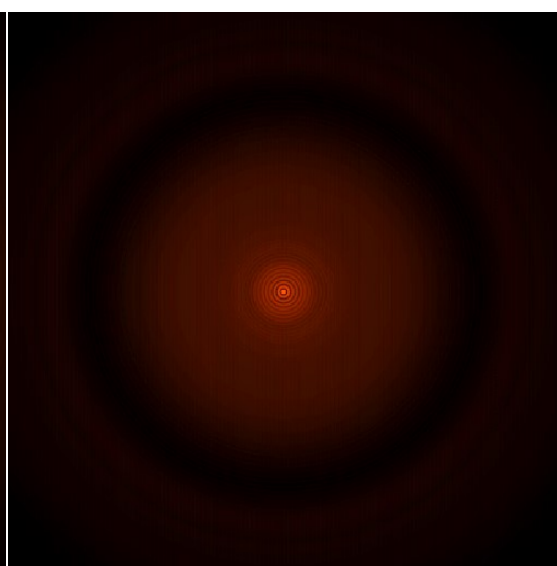
1. snímek; $z = 0\text{mm}$; $d = 3\text{mm}$



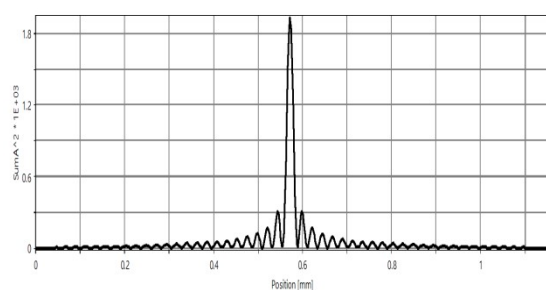
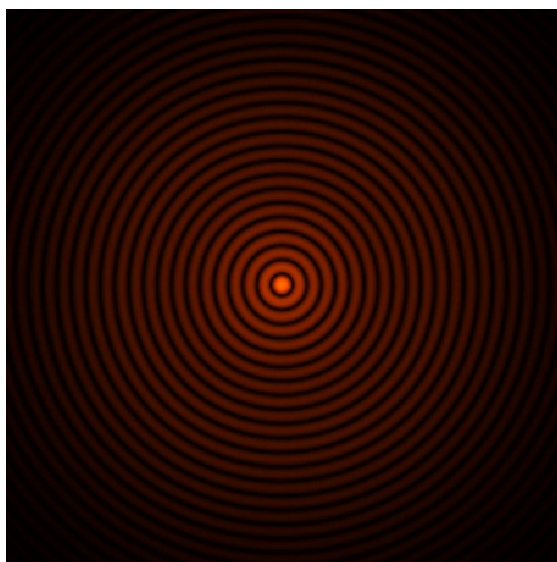
2. snímek; $z = 20\text{mm}$; $d = 3,2\text{mm}$



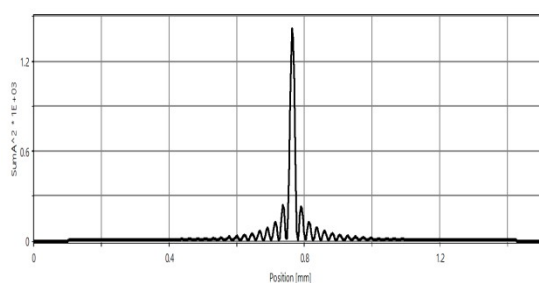
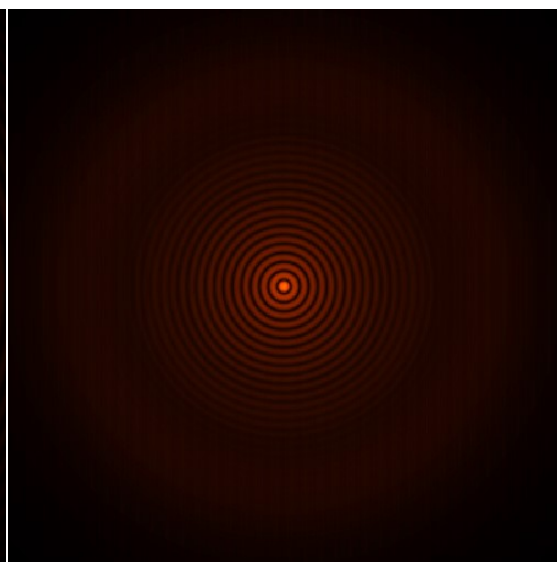
3. snímek; $z = 30\text{mm}$; $d = 2,6\text{mm}$



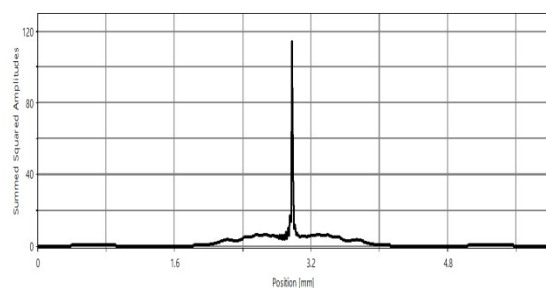
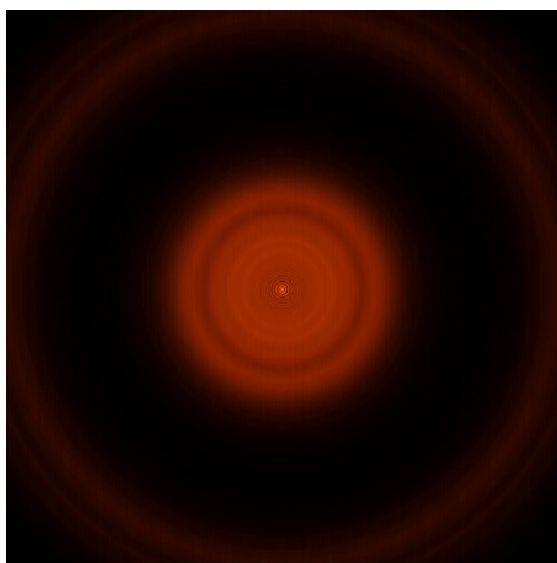
4. snímek; $z = 40\text{mm}$; $d = 3\text{mm}$



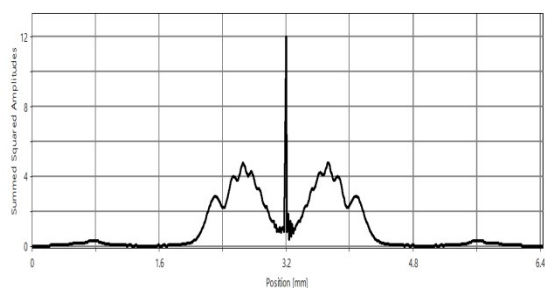
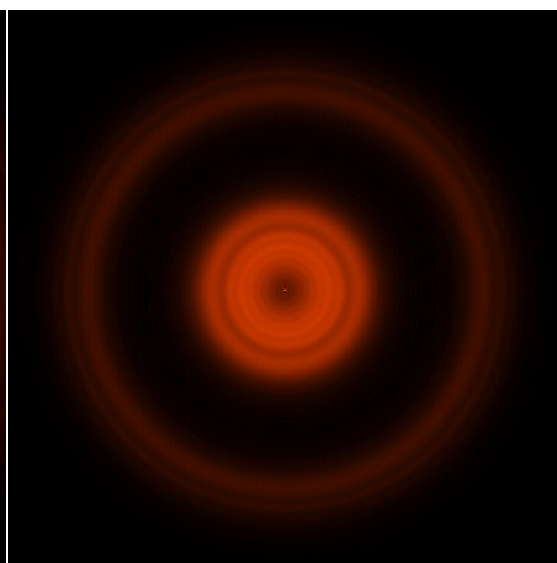
5. snímek; $z = 70\text{mm}$; $d = 0,9$



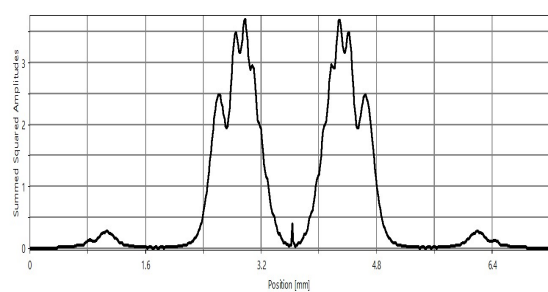
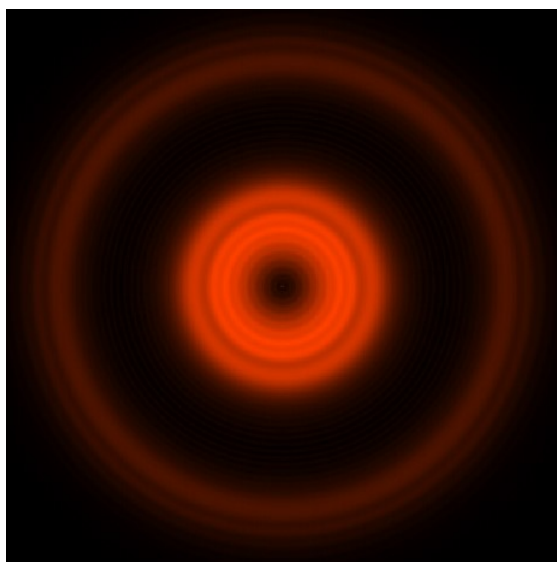
6. snímek; $z = 90\text{mm}$; $d = 1,4\text{mm}$



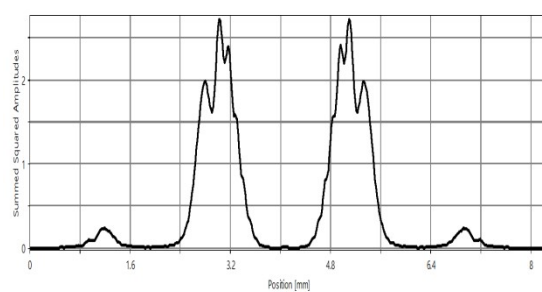
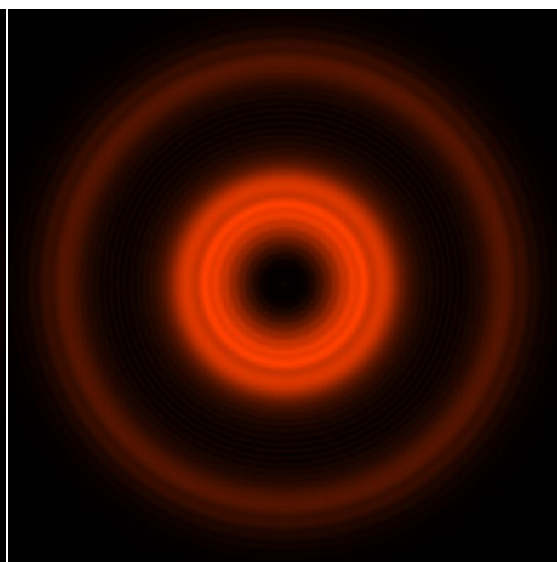
7. snímek; $z = 110\text{mm}$; $d = 4,6\text{mm}$



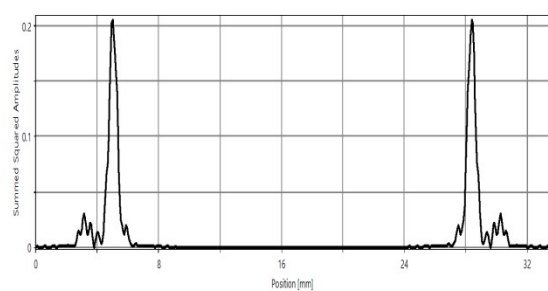
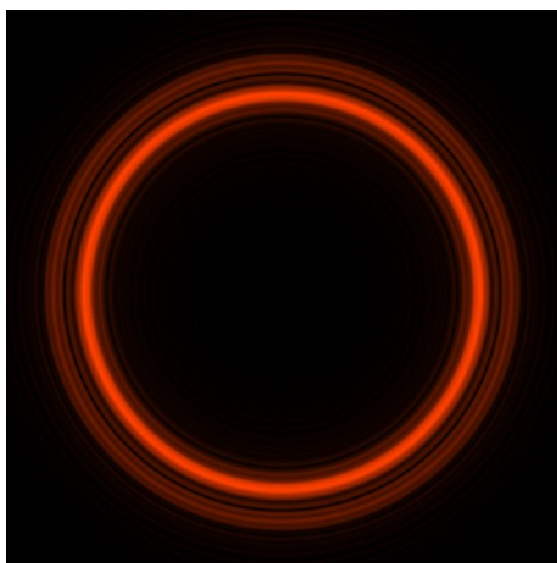
8. snímek; $z = 120\text{mm}$; $d = 6,4\text{mm}$



9. snímek; $z = 130\text{mm}$; $d = 7\text{mm}$



10. snímek; $z = 150\text{mm}$; $d = 7,4\text{mm}$

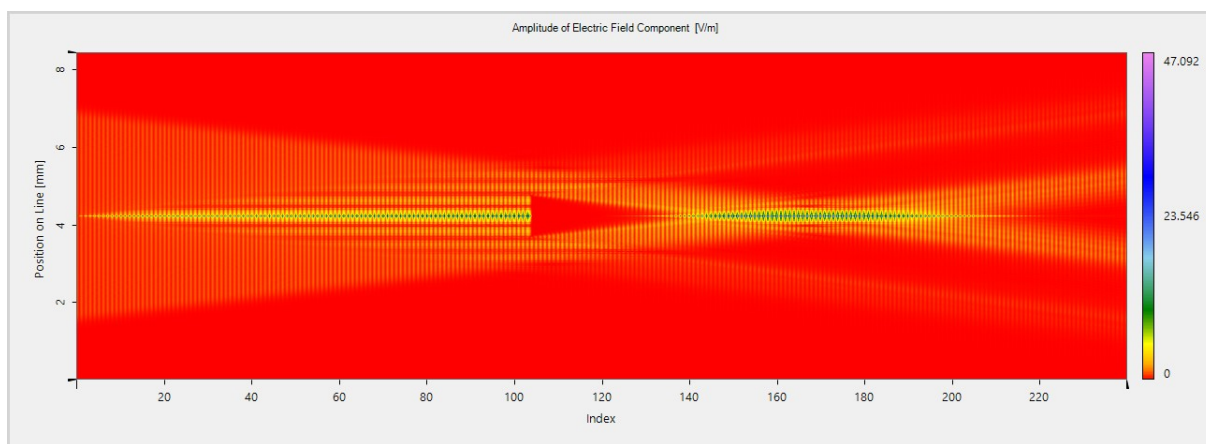


11. snímek; $z = 1000\text{mm}$; $d = 34\text{mm}$

Obrázek 3.23 – Snímky transversálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.

Podélný řez svazkem

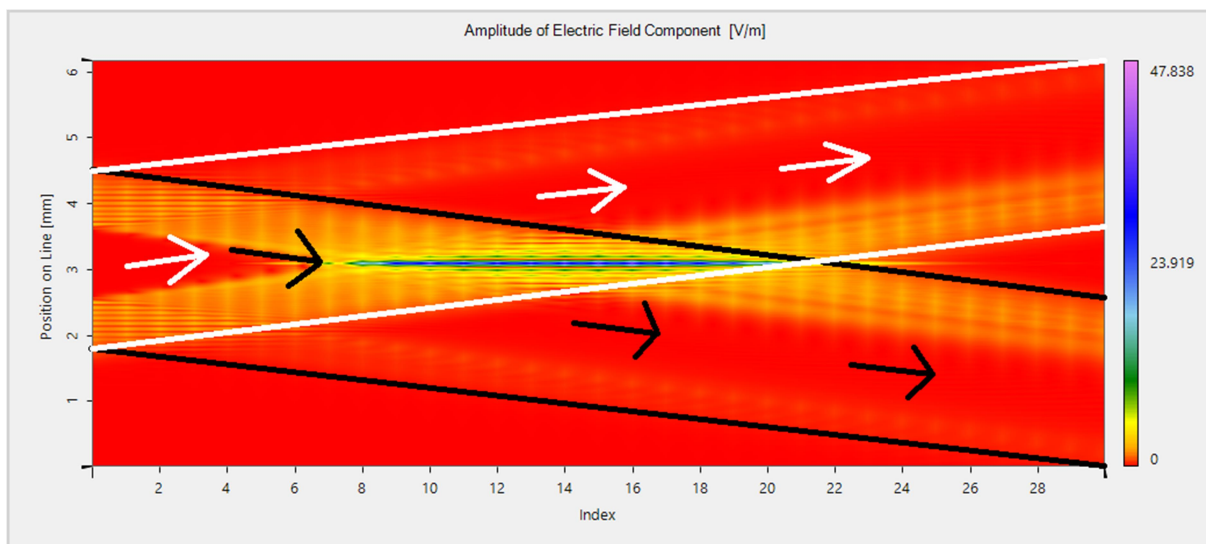
Pro plnou představu šíření svazku za překážkou a vysvětlení například vzniku temného pruhu je výhodné opět si zobrazit řez svazkem. Takový řez je zobrazen v *Obrázek 3.24*. Zřetelně můžeme pozorovat místo, kde byla svazku do cesty vložena překážka. Řez svazkem čistě jen za překážkou je poté zobrazen v *Obrázek 3.25* a jsou na něm načrtnuté rozsahy a směry protilehlých vlnoploch, což slouží k názornější představě, jak probíhá obnovení svazku.



Obrázek 3.24 - Řez svazkem, kterému byla do cesty vložena překážka.

S uvědoměním si faktů o směru vlnoploch, je možné vysvětlit vznik oblastí, ve kterých nedochází k interferenci a vznik temného pruhu, který je patrný v *Obrázek 3.24* i v *Obrázek 3.25* v oblasti uprostřed obou rozcházejících se vlnoploch jako místo bez intenzity elektrického pole. Jak již víme, tak rovinné vlnoplochy, ze kterých se BS skládá, vrhají v porovnání s BS téměř dokonalý stín. Tím pádem, byla-li vložena rovinné vlnoploše do cesty překážka, vzniká místo s absencí intenzity elektrického pole v dané vlnoploše a vlivem difrakce ji opouští až ve velkých vzdálenostech od překážky, kde je svazek již mimo oblast našeho zájmu. Oblasti, ve kterých nedochází k interferenci, tedy vznikají tak, že jedna vlnoplocha oblast osvíti naplno, ale druhá je stíněna stínítkem. Temný pruh se vyskytuje v oblasti, ve které již nedochází ke geometrickému průniku vlnoploch a současně leží v místě, kam vrhá stínítko osvětlené příslušnou vlnoplochou stín.

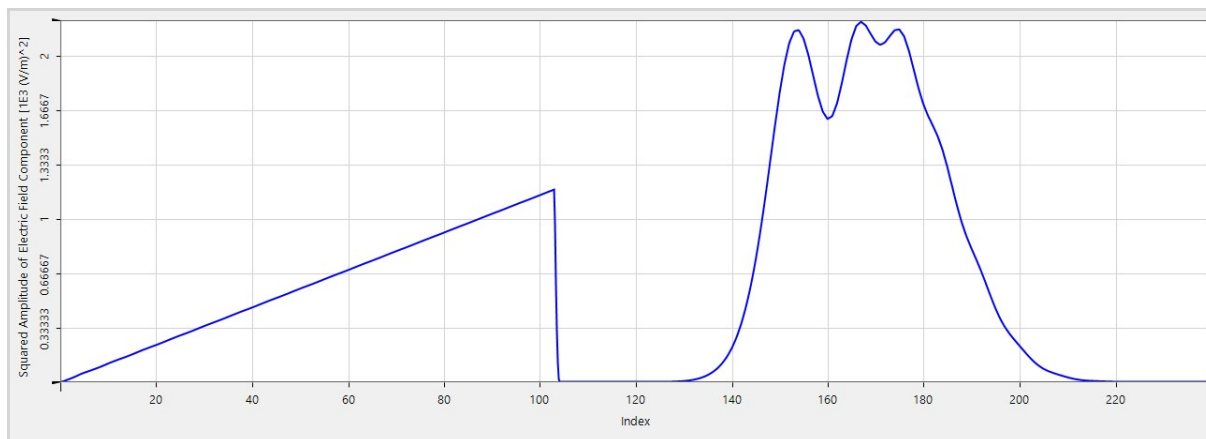
Na *Obrázek 3.25* si povšimněme, jak dochází k obnovení BS. Pozorujeme, že se vlnoplochy k sobě sbíhají pod úhlem vycházejícím z geometrické optiky. Zajímavé je, kde došlo k obnovení píku svazku. Je to zhruba v oblasti, která odpovídá na x-ové ose souřadnicím, mezi 4 až 5, tedy mezi 18 až 20 mm za stínítkem. Z rovnice 2.35 přitom vyplývá, že k obnovení svazku by mělo dojít až ve vzdálenosti 35,78 mm. Jedná se tedy o zcela názorný příklad přítomnosti difrakce. Za překážkou dochází k ohybu části světla směrem za překážku. Není to nikterak významná část světla, která na *Obrázek 3.25* není pozorovatelná, ovšem v oblasti píku dojde ke konstruktivní interferenci a výsledkem je oblast s tak vysokou intenzitou, že je již zaregistrovatelná.



Obrázek 3.25 - Podélný řez svazkem za stínítkem s vyznačenými směry šíření vlnoploch

Podélný průběh intenzity v píku

Opětovný nárůst intenzity můžeme pozorovat na *Obrázek 3.26*. Pozorujeme, že intenzita nejprve lineárně narůstá, což odpovídá výsledkům předchozích simulací. Poté je hodnota intenzity v píku skokově snížena na nulu. Zhruba 22 mm se drží na nule, načež pozorujeme její postupný strmý nárůst. Zajímavý je průběh intenzity v místě obnovení svazku. Difrakce způsobila, že homogenní rozložení intenzity v blízkosti středu kuželu vlnoplochy, se rozvlnilo, přičemž nepatrné rozdíly v rozložení intenzity jsou výrazně zesíleny vlivem konstruktivní interference a jsou tudíž pozorovatelné v podélném průběhu intenzity v píku. Ve vzdálenosti 50 mm od stínítka pozorujeme, že intenzita narostla do větší hodnoty, než kdyby svazku stínítka do cesty vloženo nebylo.



Obrázek 3.26 - Průběh intenzity v píku besselovského svazku, který byl přerušen a znovu se složil.

3.3.2 Více překážek za sebou

Poté co jsme si ukázaly samo obnovovací schopnost besselovských svazků, je přirozené zabývat se situací, kdy je besselovskému svazku vloženo do cesty více překážek za sebou. Máme situaci, zobrazenou na *Obrázek 3.27*. Axicon s charakteristickým úhlem 2° osvětluje rovinnou vlnou vlnové délky 632,8 nm a průměrem 5 mm. Za axiconem jsou svazku po 50 mm vloženy do cesty

v centru umístěné kruhové překážky s průměrem 1 mm. Vzdálenost 50 mm byla zvolena ze zkušenosti popsané v předchozí kapitole, kde jsme simulovali podobný případ, s jedním stínítkem průměru rovněž 1mm aesselovský svazek byl obnoven právě po 50mm.



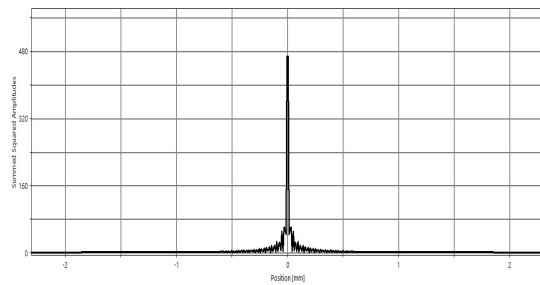
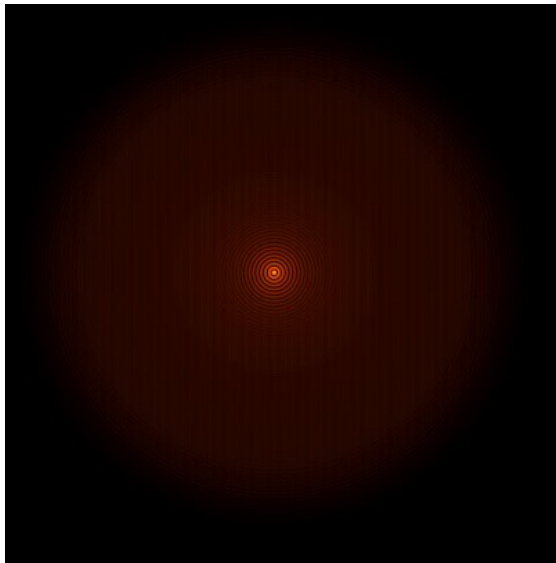
Obrázek 3.27 - Model optické soustavy - 3 překážky jsou rozloženy po 50 mm BS do cesty

Transverzální profily optických polí

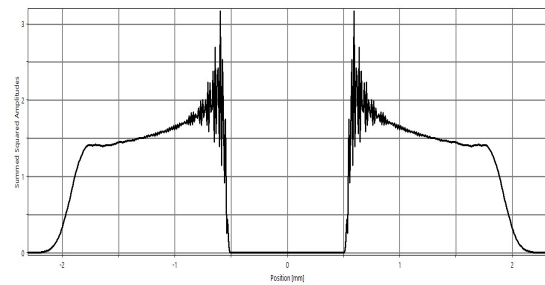
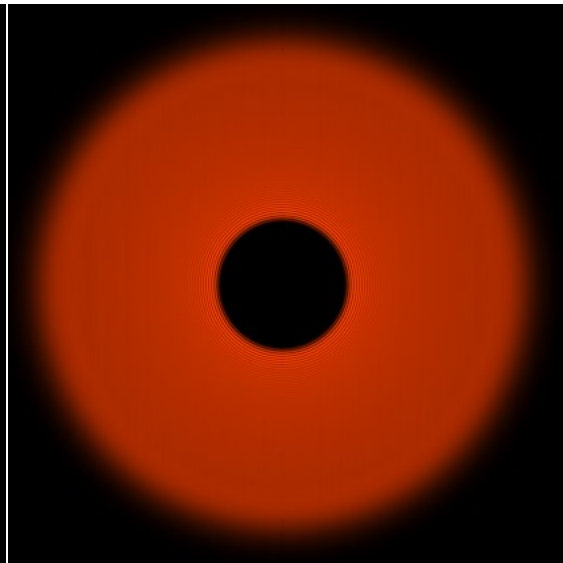
Představme si nyní zajímavé výsledky optických polí ze simulace. K vidění jsou na *Obrázek 3.28*. Na prvním snímku můžeme pozorovat BS v místě vložení první překážky. Je to ve vzdálenosti 50 mm od axiconu a zřetelně můžeme pozorovat pík s vysokou intenzitou a esselovské kružnice v nejbližším okolí. Druhý snímek je poté vytvořen ve stejné vzdálenosti ovšem bezprostředně za překážkou. K vidění nejsou žádné esselovské kružnice, jelikož překážka všechny zakryla. Nový BS se tedy složí ze zbytku svazku s dírou uprostřed, který pozorujeme.

Třetí a čtvrtý snímek zobrazují obdobnou situaci, jako první dva ovšem v oblasti 100 mm od axiconu, kde se nachází druhá překážka. Vidíme, že intenzita v oblasti druhé překážky dosáhla hodnoty přesahující $1,2 \text{ kV}^2/\text{m}^2$, čili první překážka nezpůsobila snížení intenzity v píku v dané oblasti. Průměr BS ovšem znovu nepřesáhl rozměr 1 mm a tak, jak je pozorovatelné na čtvrtém snímku překážka opět obnovený BS zakryje.

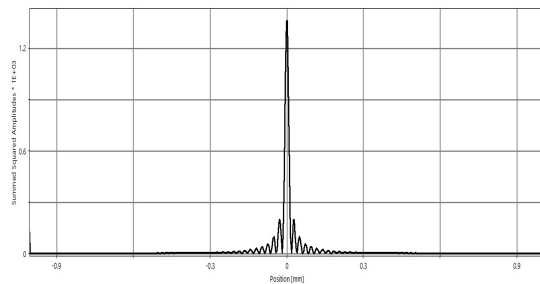
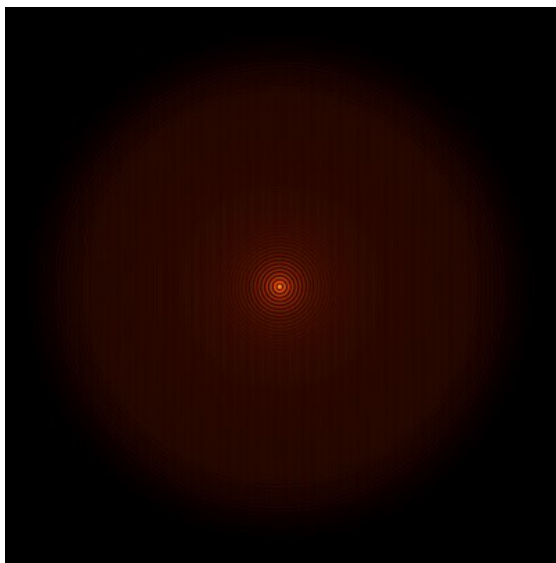
Pátý a šestý snímek představují analogii s předchozími čtyřmi snímky. Vidíme tedy situaci ve 150 mm od axiconu bezprostředně před a bezprostředně za překážkou. Na pátém snímku pozorujeme BS jehož intenzita v píku přesahující $2 \text{ kV}^2/\text{m}^2$ je opět nesnížena vlivem předchozích překážek. Na šestém snímku poté pozorujeme zajímavý úkaz. Vytvořil se tam temný pruh, který vytvořili první dvě překážky. Okolní pruh svazku s nízkou intenzitou je část světla, které prošla přes první překážku. Vnitřní pruh s výraznější intenzitou než vnější následně vytvoří další BS. Ten je k vidění na sedmém snímku, který je vytvořen ve vzdálenosti 197 mm od axiconu. Intenzita zde přesahuje hodnotu $400 \text{ V}^2/\text{m}^2$. To zhruba v daném místě odpovídá hodnotě intenzity BS, kterému nebyla do cesty vložena překážka. Poslední snímek je vytvořen 1 m od poslední překážky. Vidíme, že svazek má opět prstýnkový charakter.



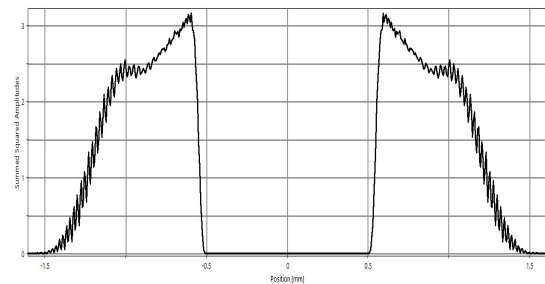
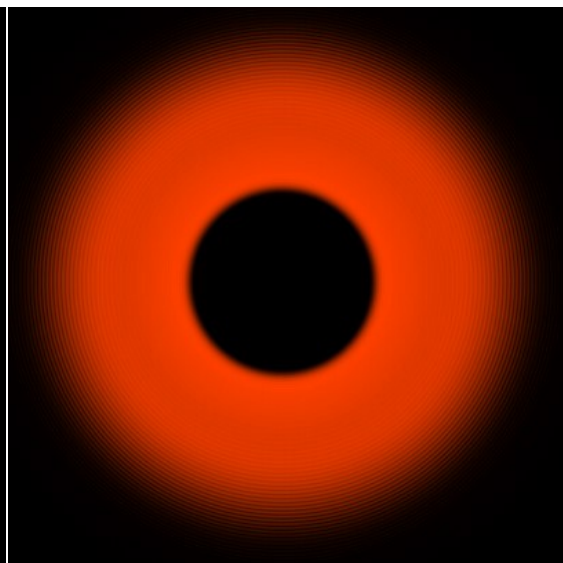
1. snímek; $z = 50$ mm; $d = 4,5$ mm



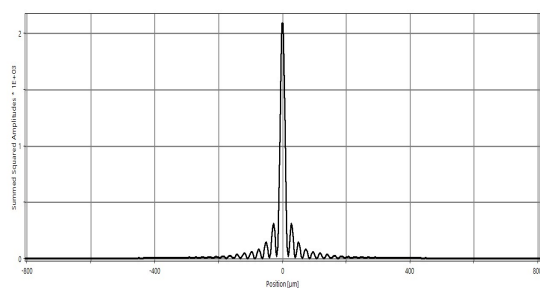
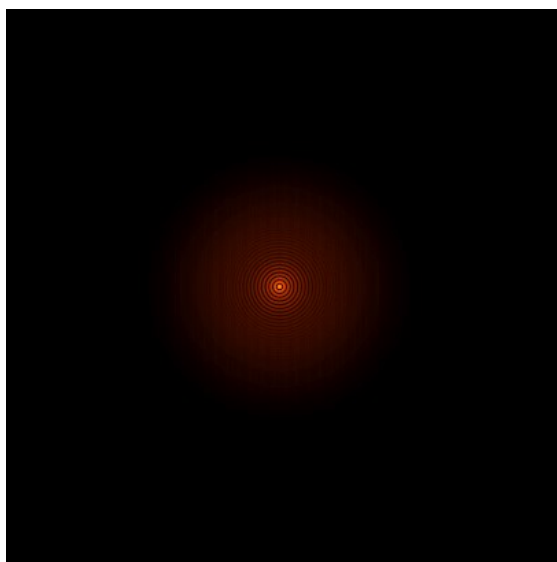
2. snímek; $z = 50$ mm; $d = 4,5$ mm



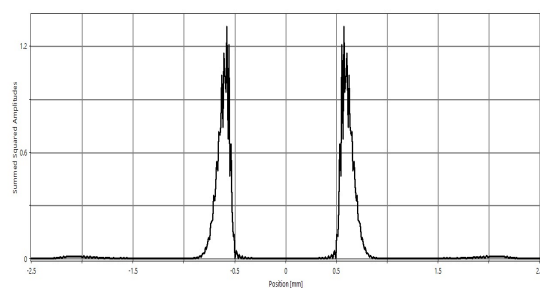
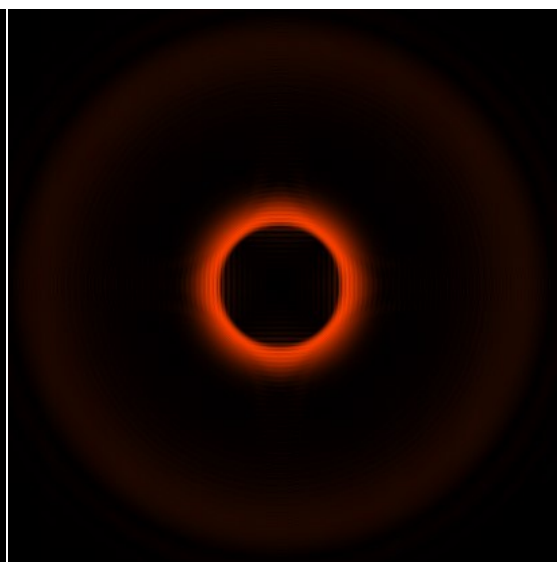
3. snímek; $z = 100$ mm; $d = 3$ mm



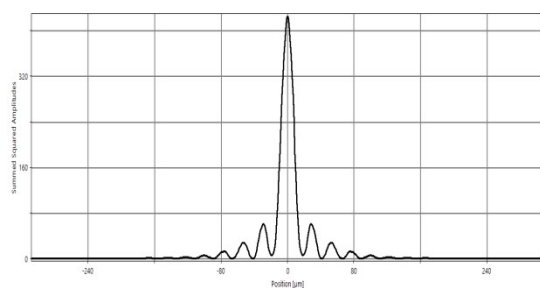
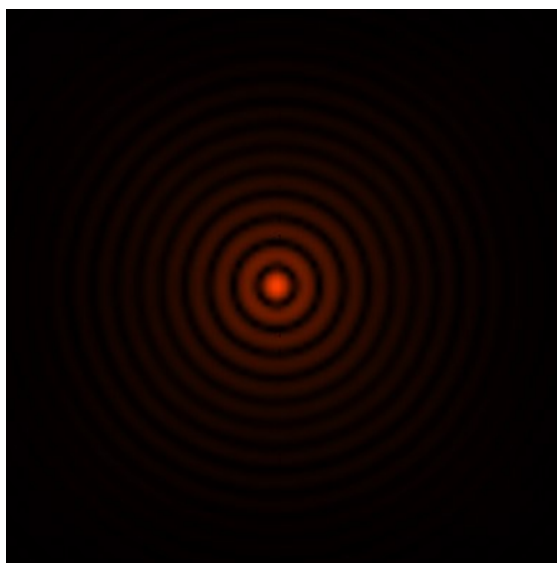
4. snímek; $z = 100$ mm; $d = 3$ mm



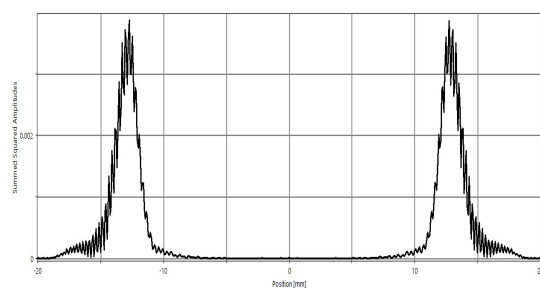
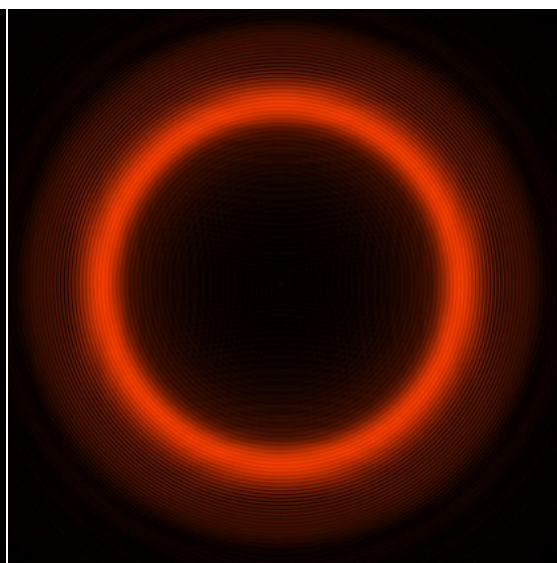
5. snímek; $z = 150$ mm; $d = 1,6$ mm



6. snímek; $z = 150$ mm; $d = 1,6$ mm



7. snímek; $z = 97$ mm; $d = 0,5$ mm

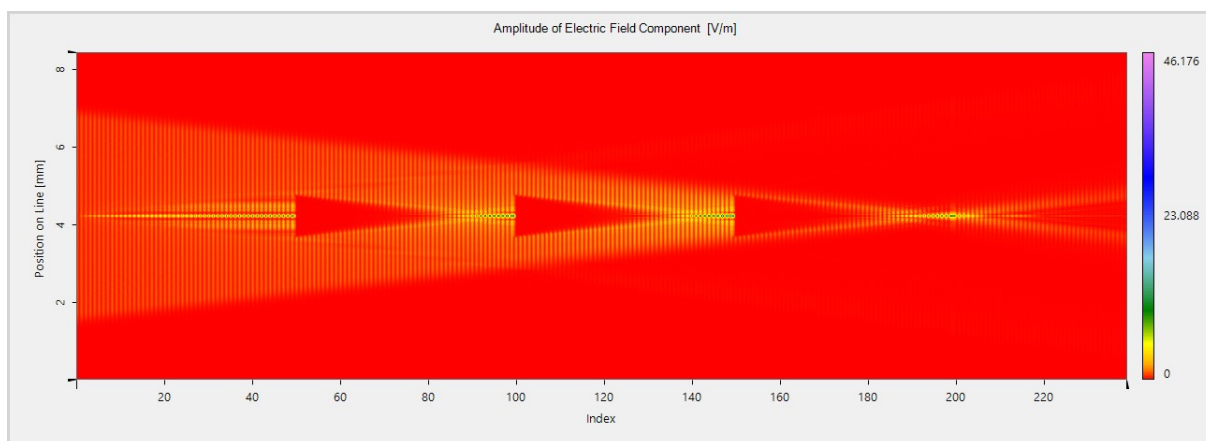


8. snímek; $z = 1$ m; $d = 40$ mm

Obrázek 3.28 – Snímky transversálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.

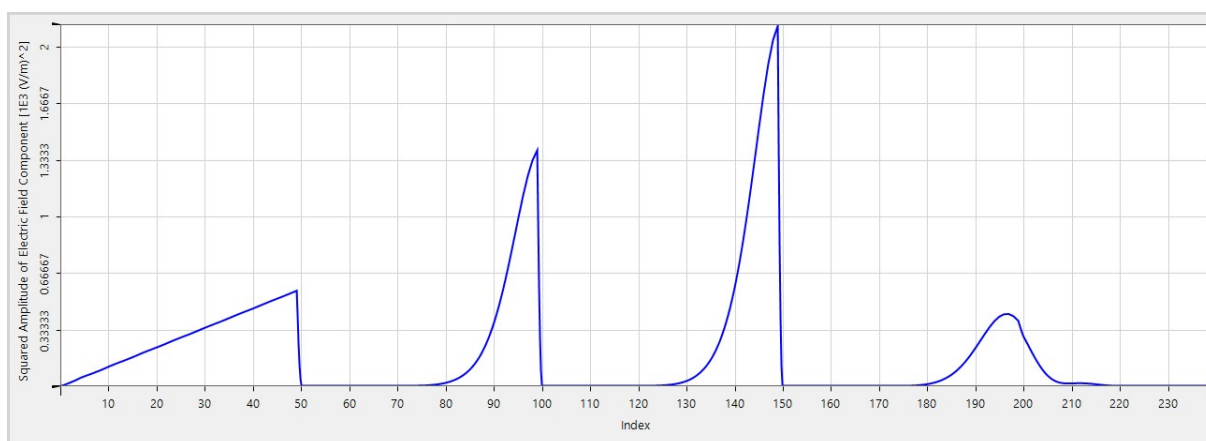
Podélný řez svazkem a profil intenzity v píku

Velmi zajímavý je podélný řez svazkem. Pozorovat ho můžeme na *Obrázek 3.29*. Pozorujeme, jak překážky každých 50 mm „odkrojí“ kus svazku, ale ten se přesto obnoví zpět. Pozoruhodné je velice tenký svazek šířící se zpoza třetí překážky, který je vlivem konstruktivní interference schopen vytvořit relativně vysoce intenzitní pík.



Obrázek 3.29 - Podélný řez svazkem, jemuž byli do cesty vloženy 3 překážky

Průběh intenzity v píku je k vidění v *Obrázek 3.30*. Můžeme si povšimnout, že se opět vlivem difrakce, už po necelých 30mm se vyskytuje intenzita elektrického pole v oblasti geometrického stínu a velmi rychle narůstá. Je zcela patrné, že v oblasti umístění druhé a třetí překážky je intenzita vlivem difrakce dokonce vyšší, než by měla být při nepřerušném lineárním růstu.



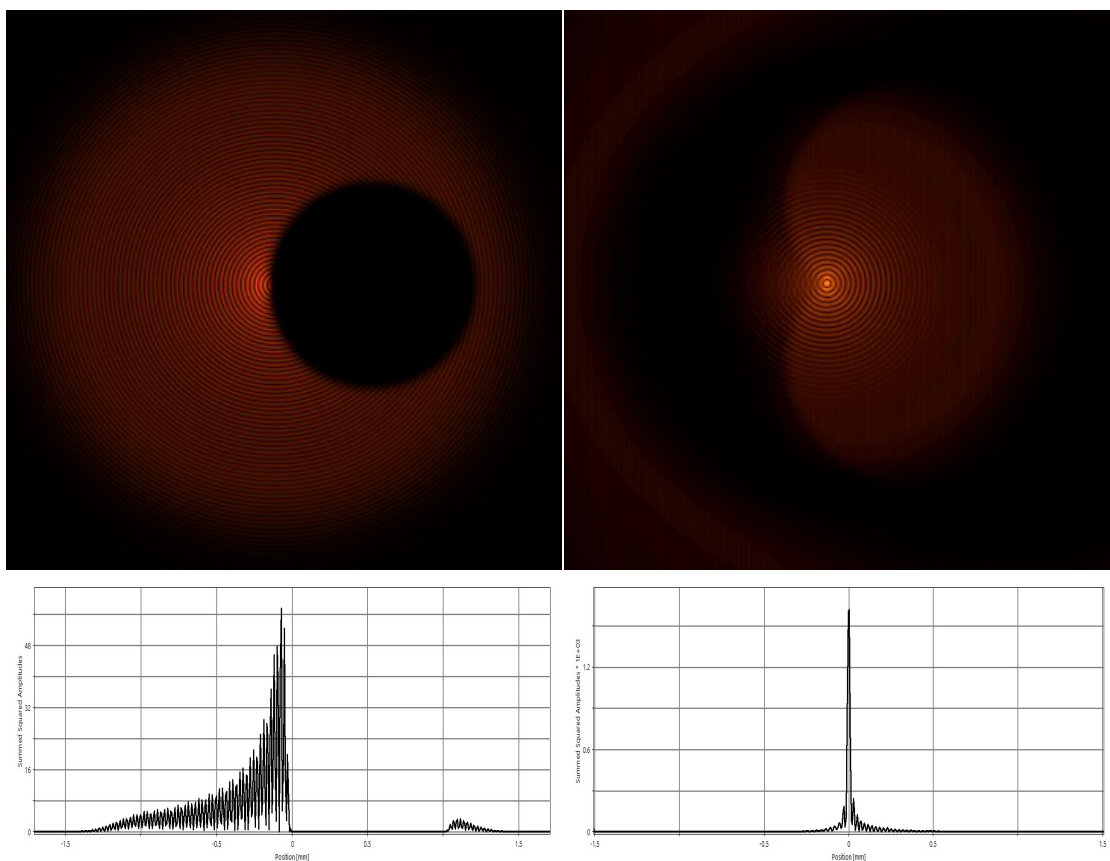
Obrázek 3.30 - Průběh optické intenzity v píku podél svazku

3.3.3 Další tvarové možnosti překážky

Prozatím jsme se zabývali pouze překážkami kruhového tvaru umístěnými přesně v centru besselovského svazku. Nyní se tedy budeme zabývat formami překážek, které jsou umístěny excentricky, či mají rotačně nesymetrický tvar.

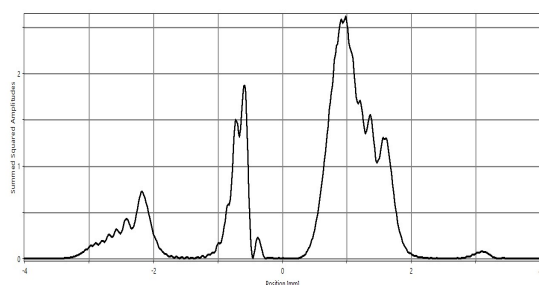
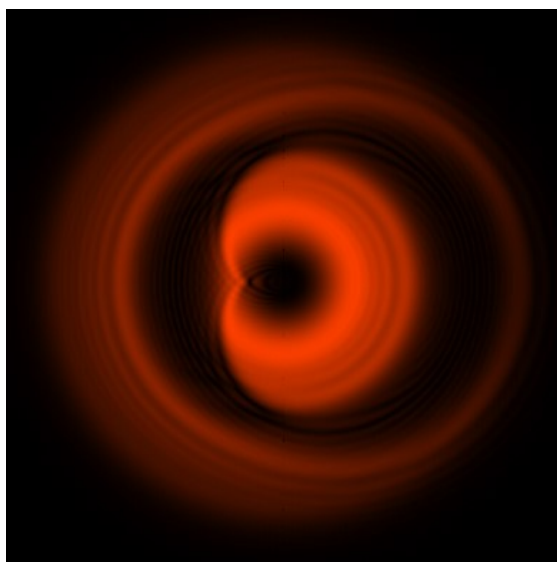
Excentricky umístěná kruhová překážka

Uvažujme situaci, při které použijeme opět stínítko tvaru kruhu, ale umístíme ho excentricky. V simulaci tedy situace vypadala tak, že stínítko bylo umístěno 104mm od axiconu, tedy v místě kde je generovaný besselovský svazek nejširší. Zároveň bylo stínítko umístěno co nejdále mimo osu, s důrazem na to, aby stále zakrývalo střed svazku. K osvětlení axiconu byla opět použita rovinná vlna průměru 5 mm a vlnové délky 632,8 nm.



1. snímek; $z = 0$ mm; $d = 3,4$ mm

2. snímek; $z = 71$ mm; $d = 3$ mm

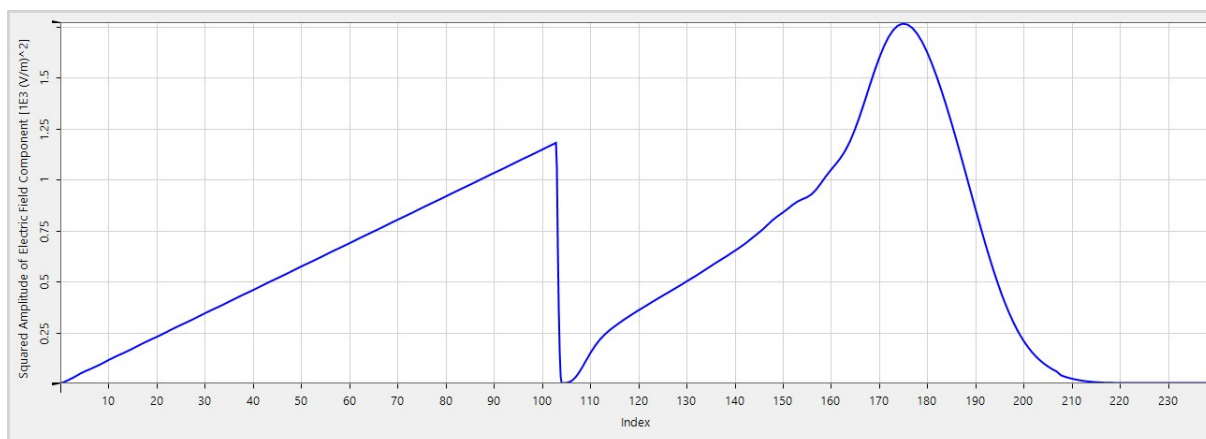


3. snímek; $z = 136\text{mm}$; $d = 8\text{mm}$

Obrázek 3.31 – Snímky transverzálních profilů pole v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru.

Z prvního snímku na *Obrázek 3.31* evidentně vyplývá pozice a tvar překážky. Další snímek je poté vytvořen ve vzdálenosti 71 mm od stínítka, což je vzdálenost, kde obnovený svazek dosahuje největší intenzity. Je evidentní, že intenzita, již nedosahuje hodnoty, které by měla dosáhnout, kdyby nestála v cestě překážka. Je to způsobeno tím, že na opětovném složení BS chybí příspěvek ze zakryté části svazku. Zároveň pozorujeme, že stín z prvního snímku se z pravé strany přesunul doleva. To je zcela očekávaný výsledek, protilehlé body se protínají. Na třetím snímku vytvořeném ve vzdálenosti 136 mm, již můžeme pozorovat neosvětlený střed svazku. Zároveň je patrné, že stín vlevo vlivem difrakce zmizel, ale výsledný svazek již zůstal nesymetricky zdeformován.

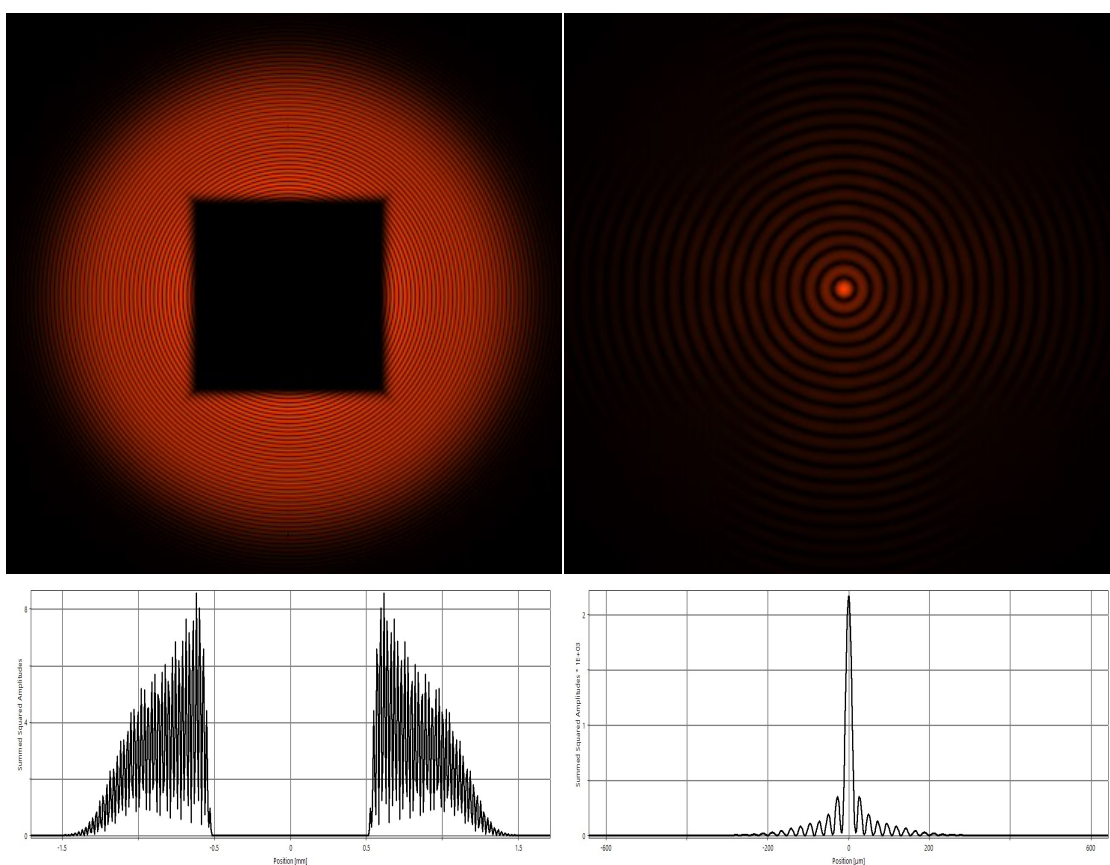
Zajímavý je průběh intenzity v píku zobrazený na *Obrázek 3.32*. Pík byl evidentně obnoven velice brzy. Jeho intenzita celkem lineárně narůstala ovšem bez příspěvků zakryté části svazku. Zhruba kolem hodnoty 160 na x -ové ose dochází velmi prudkému nárůstu intenzity. Je to místo, kde se na celkové intenzitě v píku začíná skládat i nezakrytá část napravo od stínítka.



Obrázek 3.32 - Průběh intenzity v píku

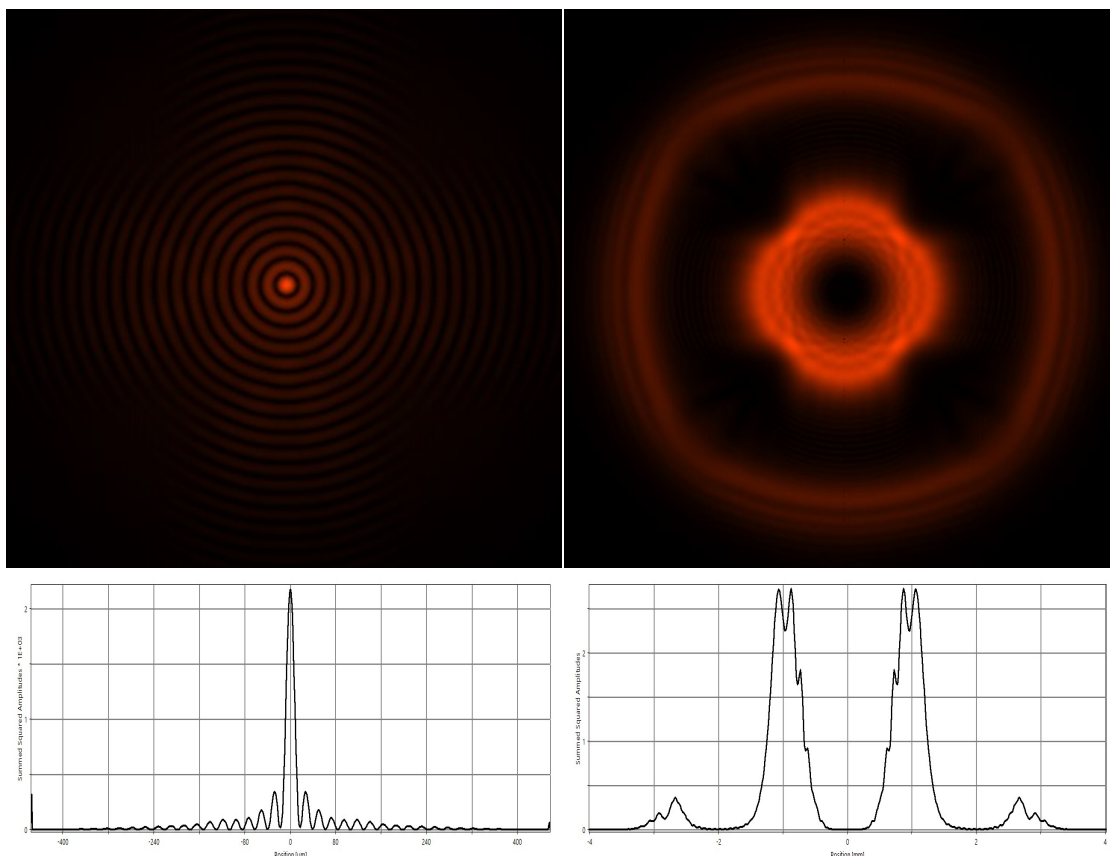
Překážka ve tvaru čtverce

Uvažujme situaci, kdy je bessellovskému svazku v místě, kde nabývá největší šířky vložena do cesty překážka tvaru čtverce. Parametry optické soustavy pro generaci BS jsou stejné, jako v předchozí simulaci. Čtverec je tak umístěn ve vzdálenosti 104 mm za axiconem. Délka strany čtverce byla nastavena na 1mm. V Obrázek 3.33, jsou prezentovány tři snímky světla v různých vzdálenostech včetně profilových intenzit pro popsání vývoje bessellovského svazku. Snímky světla číslo 2 a 3 jsou totožné, ovšem jejich profilové intenzity se liší. To je způsobeno právě onou kruhovou nesymetrií překážky.



5. snímek; $z = 0\text{mm}$; $d = 3,4\text{mm}$

6. snímek; $z = 64\text{mm}$; $d = 920\mu\text{m}$



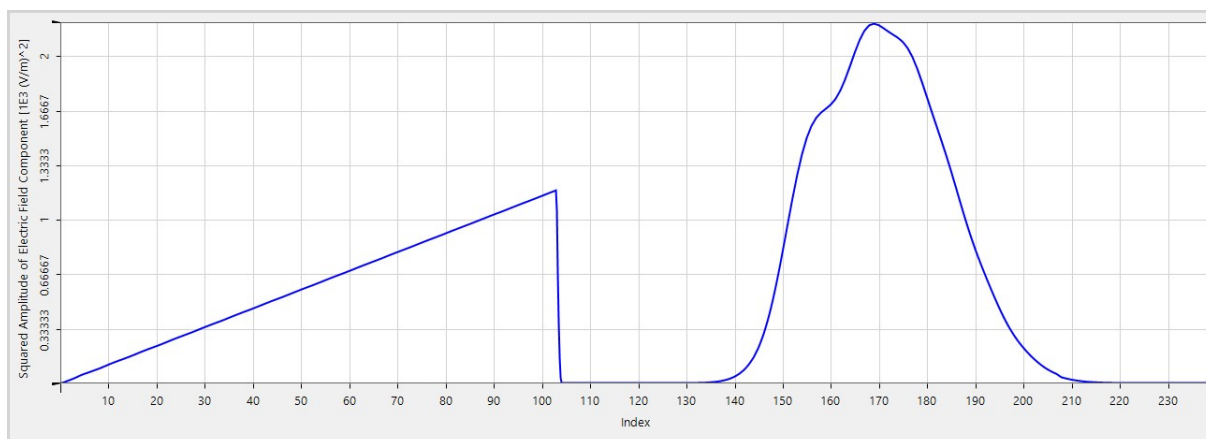
7. snímek; $z = 64\text{mm}$; $d = 920\mu\text{m}$

8. snímek; $z = 136\text{mm}$; $d = 7,5\text{mm}$

Obrázek 3.33 - Snímky světla zaznamenané pomocí VS v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru. 2. a 3. Snímek světla jsou stejné, liší se v příčném profilu intenzity. Ve 2. snímku je profil intenzity zachycen přes úhlopříčku, zatímco ve 3. Snímku rovnoběžně se spodní hranou detektoru.

Na prvním snímku, který byl vytvořen bezprostředně za překážkou, je zcela patrný čtvercový tvar překážky. Z profilu intenzity je evidentní, že stínítko má skutečně rozměr strany 1mm a je umístěno ve středu svazku. Rovněž si můžeme povšimnout husté struktury beselovských kružnic. Na druhém snímku již můžeme pozorovat jasné známky nesymetrie překážky. Ačkoli je střed svazku a jeho nejbližší okolí znovu obnoveno, tak je patrné, že beselovské kružnice jsou v místech blízkých rohům detektoru stále neobnovené. To je způsobeno tím, že je-li čtvercová překážka, „vyřízla“ jinak dlouhou podélnou či svislou část a jinak dlouhou část v úhlopříčkách. Ke složení svazku i zpoza rohů čtvercové překážky, dojde tedy později. Ačkoli nepatrně, tak přece, je tím ovlivněn tvar tečky v píku. Porovnáme-li profily intenzit druhého a třetího snímku, zjistíme, že šířka píku se různí. Na čtvrtém snímku je poté názorně vidět, že tvar překážky ovlivnil i tvar výsledného prsténkového svazku.

Zajímavý je průběh intenzity v píku na *Obrázek 3.34*. Ta se opět začíná objevovat ve vzdálenosti 30 mm od překážky a vykazuje velmi strmý nárůst. Kolem hodnoty 160 na x-ové ose dochází k zajímavé události. Je to oblast kde došlo ke chvilkovému ustálení prudkého nárůstu intenzity v píku, která se v daném místě skládá z příspěvků těsně kolem hran čtverce, ale stále se na celkové intenzitě píku nepodílejí části svazku přikryté rohy čtverce. Tato oblast je překonána při dalším strmém nárůstu intenzity. Obnovený BS svazek tedy opět dosahuje velmi vysoké intenzity, jejíž hodnota nebyla, vloženou překážkou výrazně ovlivněna.

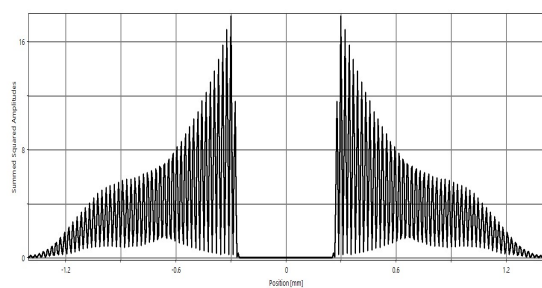
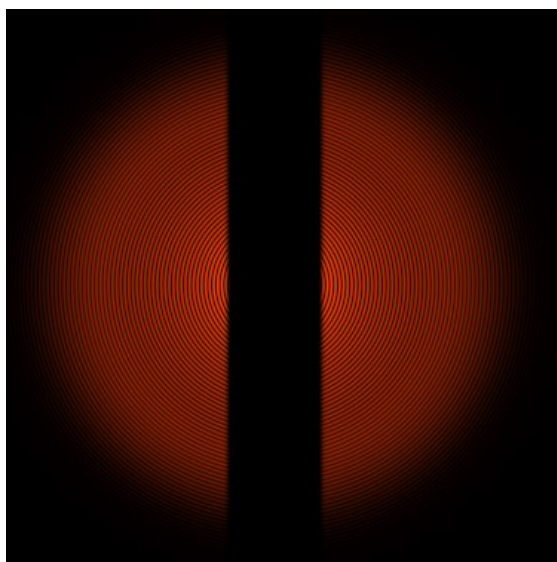


Obrázek 3.34 - průběh intenzity v píku

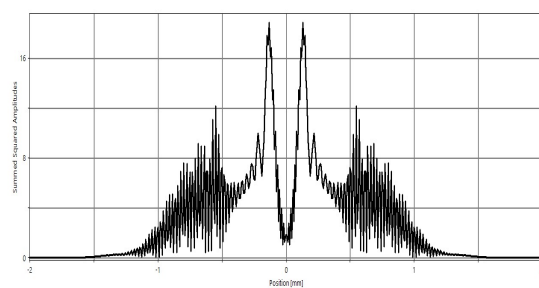
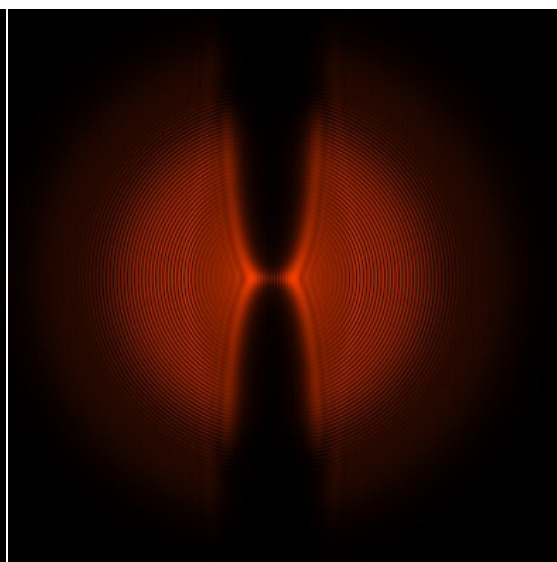
Překážka přesahující šířku svazku

Prozatím jsme se zabývali pouze případy, kdy se překážky vešly celou svou velikostí do svazku vycházejícího z axiconu. Nyní si předvedeme výsledky simulací, kdy bylo BS vloženo do cesty úzké stínítko, ale natolik dlouhé, že přesáhlo celou šířku svazku vycházejícího z axiconu. Parametry konfigurace optické soustavy pro generaci BS zůstali stejné, jako v předchozích případech. Šířka překážky vložené svazku do cesty ve vzdálenosti 104 mm, tedy opět v místě nejširšího rozsahu BS, činí 0,5 mm.

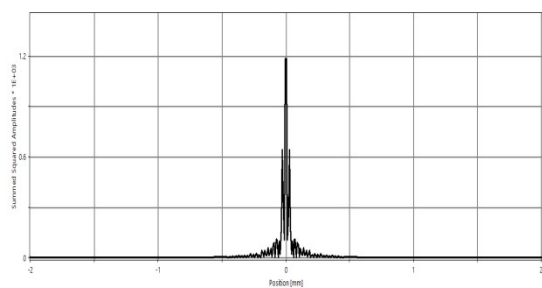
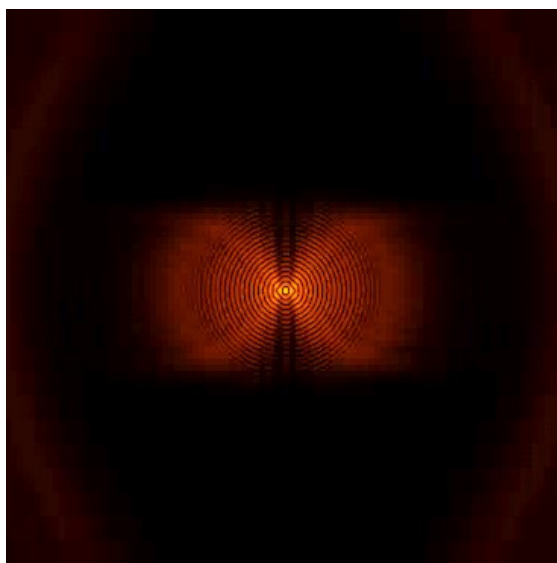
Následný vývoj svazku je zobrazen na *Obrázek 3.35*. Na prvním snímku ostré rysy překážky a zřetelnou hustou strukturu besselovských kružnic. Na druhém snímku vytvořeném pouhých 16 mm od překážky, je vidět, že ve středu svazku, již intenzita narostla a lehce přesahuje nulu. Nelze ovšem prohlásit, že by se ve středu svazku vytvořil pík. Ten se vytvoří po zhruba 20 mm a svého maxima dosáhne v 69 mm za překážkou, ovšem jeho hodnota činí jen $1,2 \text{ kV}^2/\text{m}^2$. Navíc je z třetího snímku, který je vytvořen právě ve vzdálenosti 69 mm patrné, že nedošlo k dokonalému obnovení BS. Pík sice narostl na vysokou hodnotu, ale uprostřed stále zůstává pruh bez přítomnosti intenzity elektrického pole. Poslední snímek, vytvořený ve vzdálenosti 136 mm od překážky ukazuje již snahu svazku formovat se do prsténkového charakteru, ale vložená překážka způsobila svazku tak zřetelnou újmu, že se mu to nepodařilo.



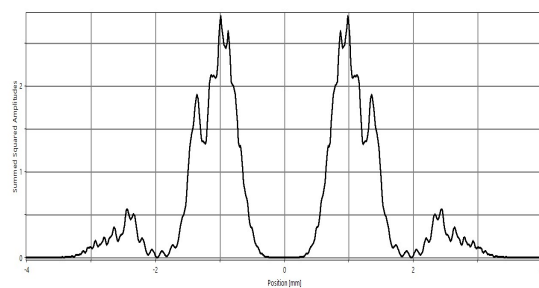
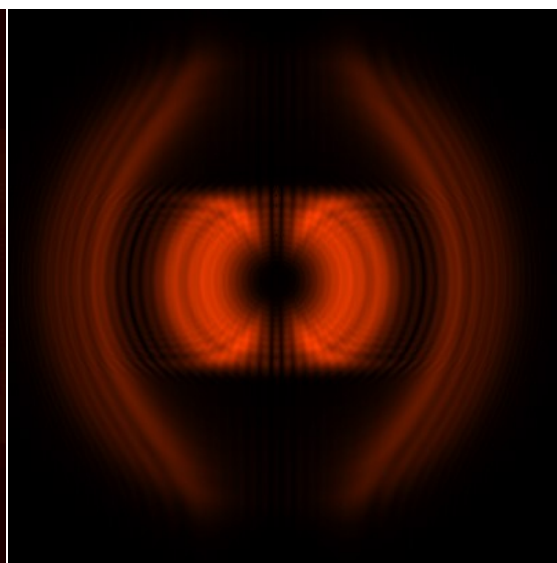
1. snímek; $z = 0\text{mm}$; $d = 3,4\text{mm}$



2. snímek; $z = 16\text{mm}$; $d = 4\text{mm}$



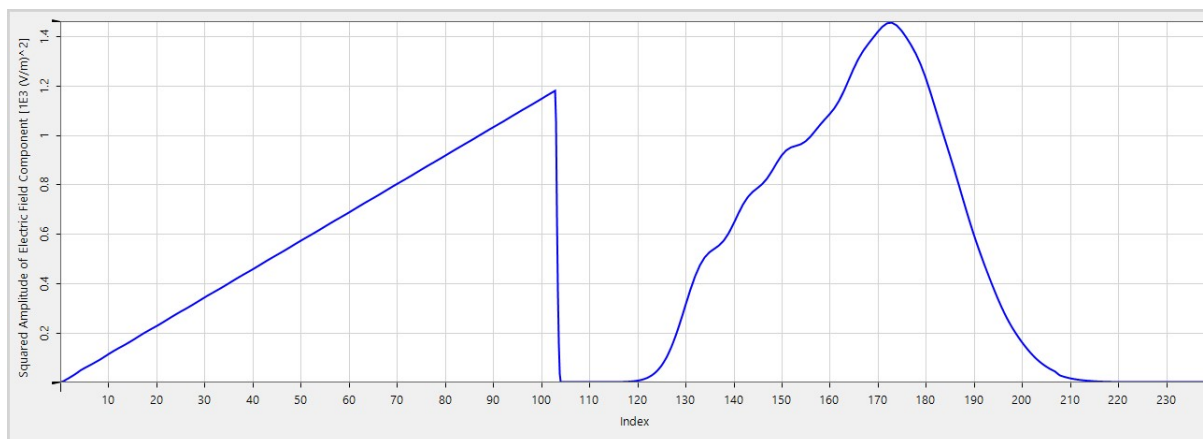
3. snímek; $z = 69\text{mm}$; $d = 4\text{mm}$



4. snímek; $z = 136\text{mm}$; $d = 8\text{mm}$

Obrázek 3.35 – Snímky světla zaznamenané pomocí VS v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru. 2. a 3. Snímek světla jsou stejné, liší se v příčném profilu intenzity. Ve 2. snímku je profil intenzity zachycen přes úhlopříčku, zatímco ve 3. Snímku rovnoběžně se spodní hranou detektoru.

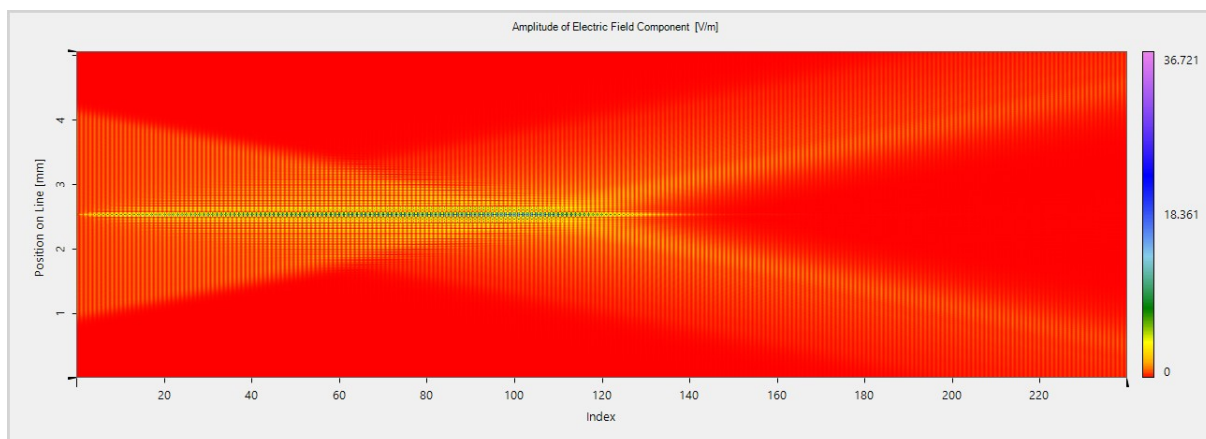
V podélném průběhu intenzity v píku, který je zobrazen na *Obrázek 3.36* je pozorovatelný, zcela evidentní výrazný pokles maximální dosažené intenzity ze všech simulací zabývajících se vložení překážky do cesty svazku. Je to způsobeno tím, že nedošlo ke složení svazku ze všech příspěvků na dané vrstevnici kuželovité vlnoplochy.



Obrázek 3.36 - průběh intenzity v píku

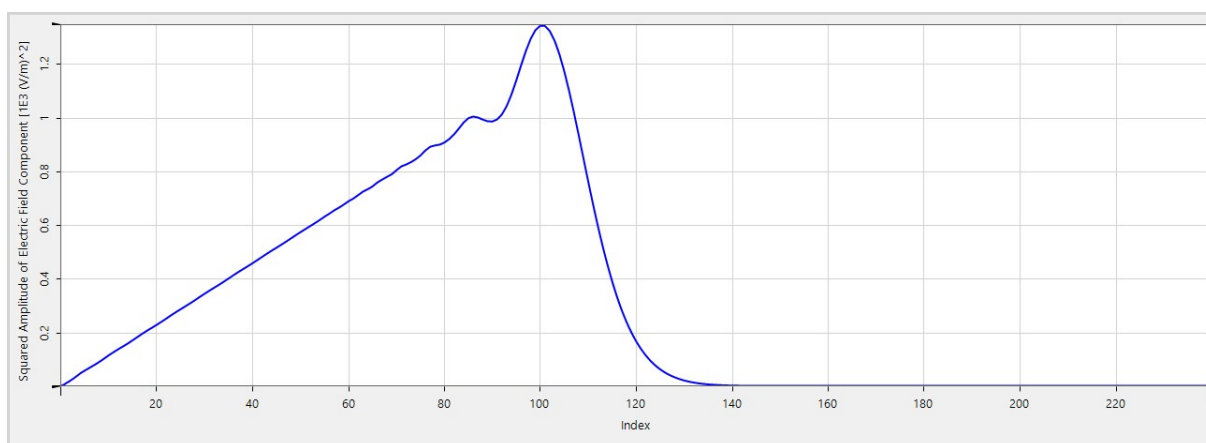
3.3.4 Použití apertury propouštějící ohraničenou šířku svazku

Za krátkou zmínku stojí situace, kdy je generovaný svazek omezen ve své šířce do cesty vloženou aperturou. Mějme tedy situaci, kdy je konfigurace optické soustavy pro generaci BS stejná jako v předchozích případech. Na výstupu z axiconu je umístěna apertura propouštějící svazek šířky 3 mm. Charakter simulovaných optických polí bude téměř totožný s výsledky simulací generace BS, jemuž nebyla do cesty postavena žádná překážka. Je zřejmé, že se nově generovaný BS skrze aperturu bude lišit svým dosahem. Tento předpoklad potvrzuje *Obrázek 3.37*, na kterém můžeme pozorovat evidentní dřívější zánik BS než u BS generovaného svazkem neprocházející aperturou.



Obrázek 3.37 - Podélný řez svazkem generovaným skrze aperturu.

K jisté změně ovšem dojde z pohledu podélného průběhu intenzity v píku, který je pozorovatelný na *Obrázek 3.38*. Svazek procházející skrze aperturu byl totiž ovlivněn difrakčními jevy a intenzita na okraji generovaného svazku byla zesílena. To má za následek výrazný vysoký hrb v místě, kde x-ová souřadnice dosahuje hodnoty 100.



Obrázek 3.38 - Podélný průběh intenzity v píku.

3.4 Besselovský svazek tvořený tlustými čočkami

Jak již bylo zmíněno v kapitole 2.3.2, vzniká nová metoda generace besselovských svazků pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu. V této kapitole se budeme zabývat generací besselovských svazků pomocí čoček ve tvaru koule. Veliký potenciál této metody je v ceně kuličkových čoček, která se pohybuje řádově níže než je cena například axiconu či fázového modulátoru světla. Další nespornou výhodou této metody je mnohem větší prostor pro manipulaci, tvarování a celkovou korekci besselovského svazku než při použití axiconu. Při použití dvou čoček je totiž charakter výsledného besselovského svazku silně závislý na vzdálenosti čoček od sebe

v podélném směru. Vzájemnou vzdáleností tak můžeme regulovat rozptyl svazku, na němž je závislý průběh intenzity v píku a jeho maximální hodnota.

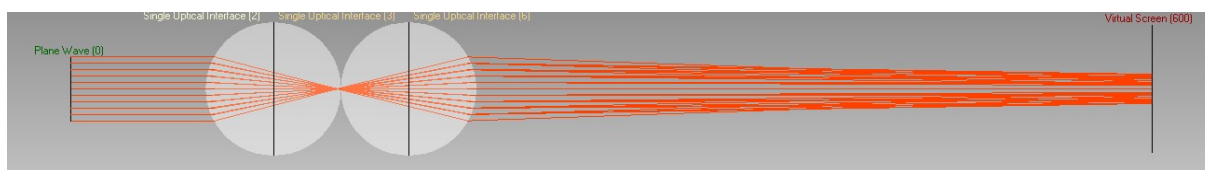
Použití tlustých čoček má ovšem i svá úskalí. Stejně jako u axiconu využívá tato metoda modulace fáze optickým prvkem. Oproti axiconu, který vytváří řádnou kuželovitou vlnoplochu, díky čemuž se vzniklý besselovský svazek, rozložením své intenzity, silně podobá ideálnímu BS, modulují používané tlusté čočky vlnoplochu způsobem, který jí dává zaoblení vzdáleně připomínající sférický tvar.

Z toho lze odvodit pár poznatků. Oproti axiconu, kde k interferenci dochází od středu svazku a šířka oblasti interference se s podélnou vzdáleností zvyšuje, vzniká u tlustých čoček besselovský svazek nejprve na okraji svazku a s podélnou vzdáleností proniká oblast interference až ke středu svazku, kde se vytvoří pík a výsledný besselovský svazek nemá takové rozložení intenzity, jaké bychom očekávali, z teoretického popisu. Je to způsobeno tím, že směrové vektory sousedících bodů na vlnoploše v oblasti u kraje svazku mezi sebou svírají méně ostrý úhel než směrové vektory u středu svazku, tudíž se elementární části vlnoplochy u kraje svazku spolu protnou dříve, než dojde k interferenci mezi elementárními částmi vlnoplochy okolo středu svazku.

V této kapitole se tedy budeme zabývat různými konfiguracemi soustavy kuličkových čoček a popisu výsledného svazku. BS totiž může mít v praxi různá uplatnění. Někde je požadována vysoká intenzita svazku, jinde naopak extrémní dosah. Pomocí kuličkových čoček, lze dosáhnout obojího, záleží ovšem na konfiguraci a vyžaduje to přesné nastavení. Následující výsledky simulací, tedy předvádějí potenciální možnosti, které použití kuličkových čoček pro generaci BS skrývá.

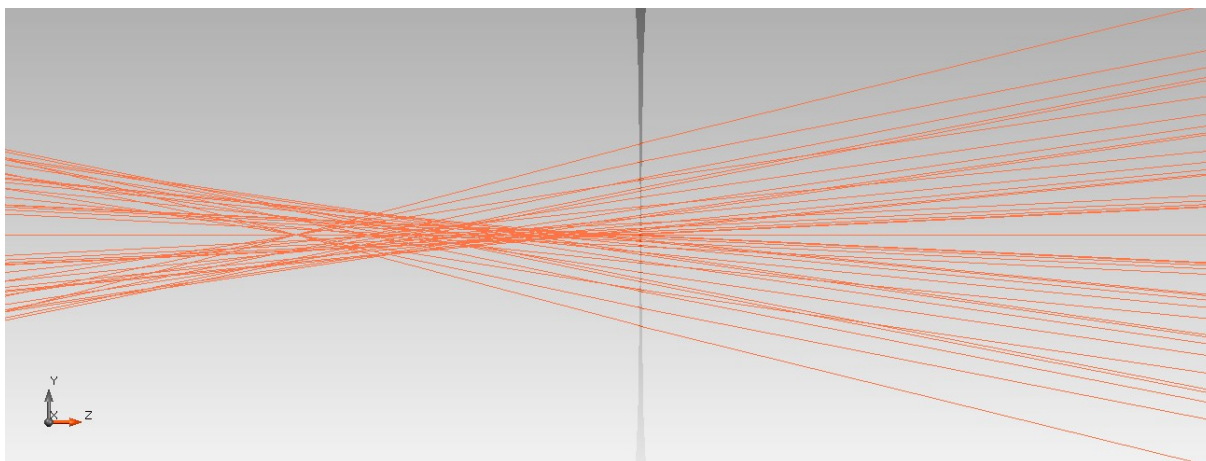
3.4.1 Dvě koule s indexem lomu $n = 2$

Uvažujme následující optickou soustavu. Osvětlující svazek je rovinná vlna s vlnovou délkou 632,8 nm a průměrem 4 mm. Osvětlujeme dvě stejné, dotýkající se koule s indexem lomu 2 a poloměrem křivosti 5 mm, umístěné v řadě za sebou, jak je znázorněno na *Obrázek 3.39*.



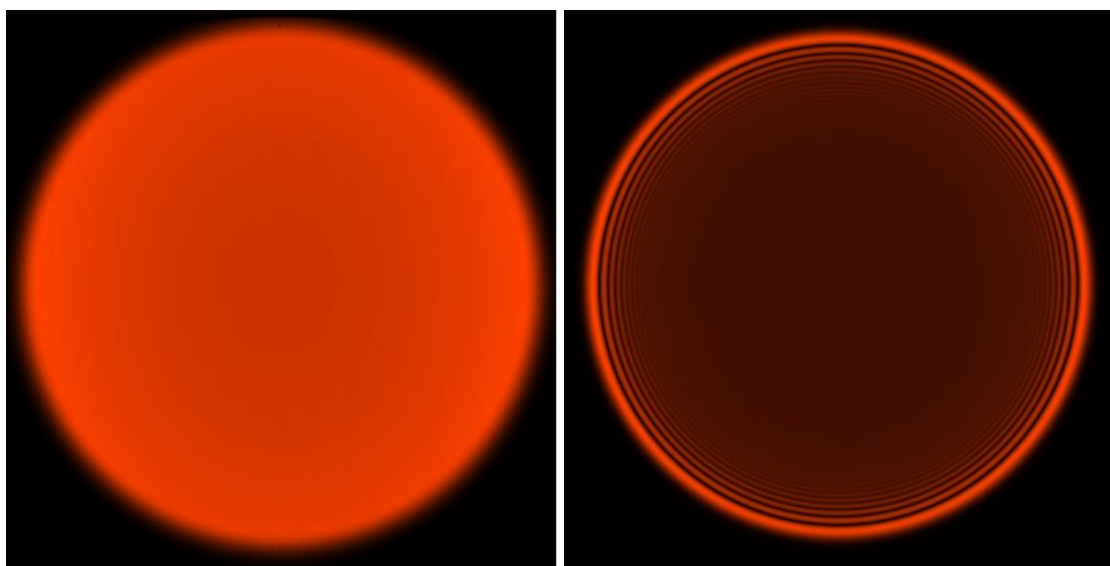
Obrázek 3.39 - Model optické soustavy. Generace besselovského svazku pomocí dvou kuličkových čoček

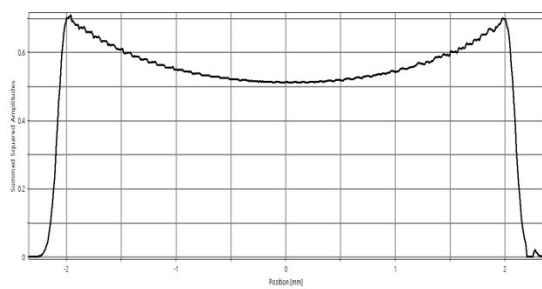
Záměrně byla vytvořena situace, ve které máme 2 koule s indexem lomu 2, které se dotýkají, abychom konfrontovali teoretický předpoklad vycházející z paraxiálního přiblížení s realitou, kterou má prezentovat simulace. Dle rovnice 2.39 by se při dané situaci měli paprsky sbíhat v místě dotyku obou koulí. Jak můžeme pozorovat na *Obrázek 3.40*, který přibližuje oblast vzájemného dotyku koulí, oblast protínání protilehlých paprsků má v daném případě délku zhruba 0,5 mm. To se může sice jevit jako nepatrná vzdálenost, nicméně to vypovídá o přítomnosti sférické vady a v následujících kapitolách si ukážeme, že změna vzdálenosti obou koulí o 0,5 mm má významný vliv na charakter výsledného svazku.



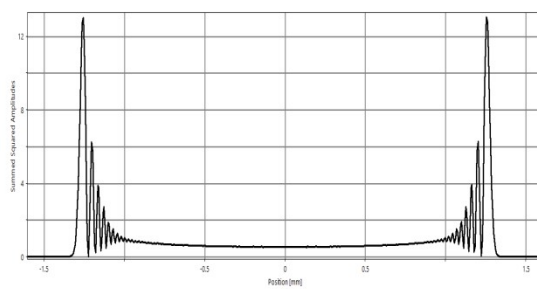
Obrázek 3.40 - Přiblížení místa dotyku obou koulí. Ze vzájemného protínání protilehlých paprsků rozptýřeného v určité délce je patrná sférická aberace. Výřez představuje 1,5mm ve skutečnosti.

Následně byla provedena simulace elektromagnetických polí. Výsledky, jež by bývaly k vidění na stínítku v reálném experimentu, jsou znázorněny v Obrázek 3.41. Na prvním snímku pozorujeme svazek vycházející z druhé koule v bezprostřední vzdálenosti. Je zřejmé, že tento svazek se velmi podobá osvětlujícímu svazku. Po 40 mm jsou již pozorovatelné první besselovské kružnice, tvořící se od kraje svazku. Následně na třetím snímku pořízeném ve vzdálenosti 70 mm můžeme pozorovat prolnutí besselovských kružnic až do středu svazku. Z jistého úhlu pohledu by se tedy tato vzdálenost od koulí dala považovat za místo vzniku besselovského svazku, ale intenzita středu je velmi nízká a celý vzniklý svazek má příčné rozložení intenzity takové, že směrem od středu intenzita narůstá. Ovšem intenzita píku roste velmi strmě a již ve vzdálenosti 110 mm dosahuje svého maxima, a sice hodnoty $560 \text{ V}^2/\text{m}^2$. BS v tomto místě dosahuje šířky 1,6 mm. Na šestém snímku pozorujeme znatelný úbytek besselovských kružnic a intenzita píku zde klesla na necelých $130 \text{ V}^2/\text{m}^2$. Ve vzdálenosti 1 m, kterou reprezentuje šestý snímek, je k vidění poslední besselovská kružnice. Pozůstatek besselovského svazku zde dosahuje šířky 2 mm a intenzita zde klesla na pouhých $6 \text{ V}^2/\text{m}^2$. Poslední snímek předkládá rozložení intenzity ve vzdálenosti 10 m. Šířka píku zde dosahuje 20 mm a maximum optické intenzity je zde o 2 řády nižší než byla intenzita osvětlujícího svazku.

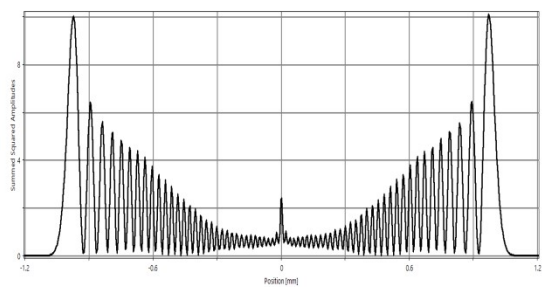
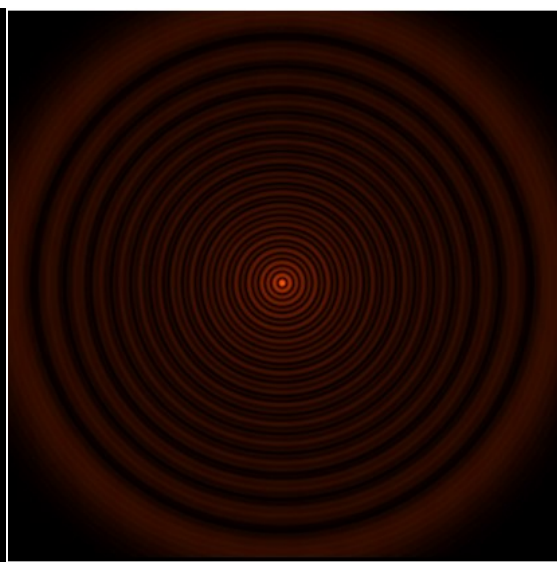
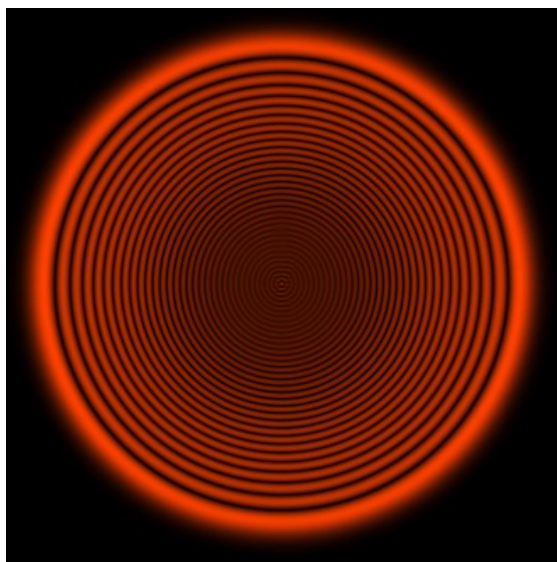




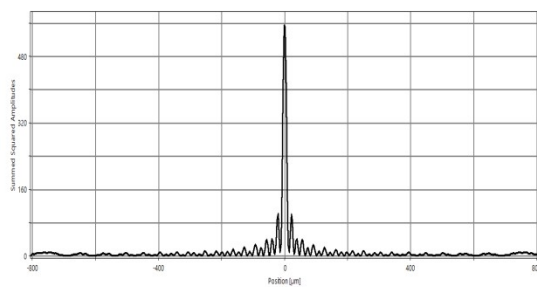
1. snímek; $z = 0\text{mm}$; $d = 4\text{mm}$



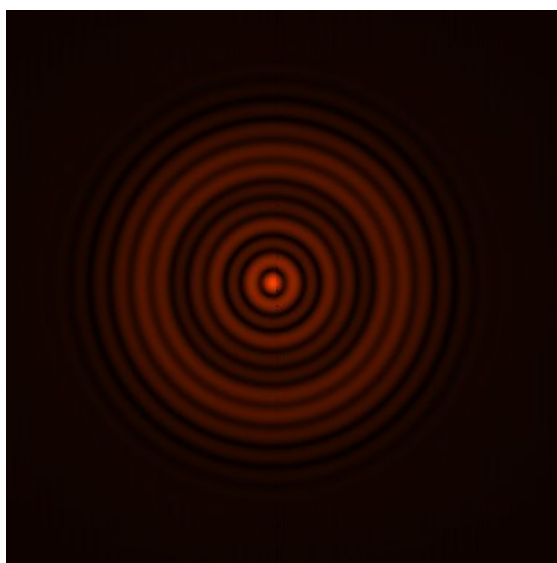
2. snímek; $z = 40\text{mm}$; $d = 2,6\text{mm}$

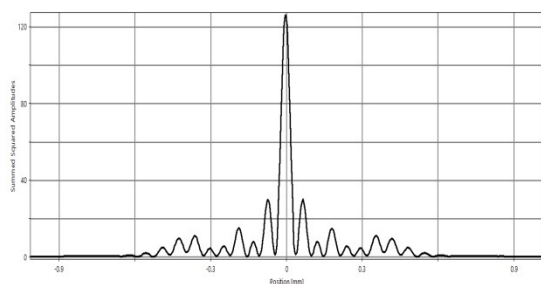


3. snímek; $z = 70\text{mm}$; $d = 2,2\text{mm}$

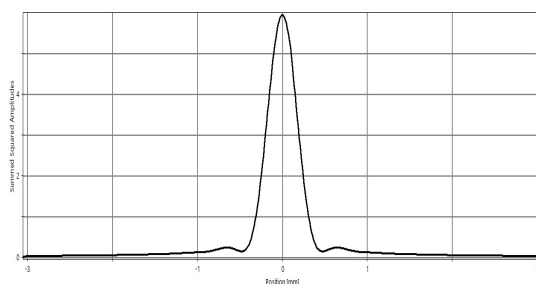


4. snímek; $z = 110\text{mm}$; $d = 1,6\text{mm}$

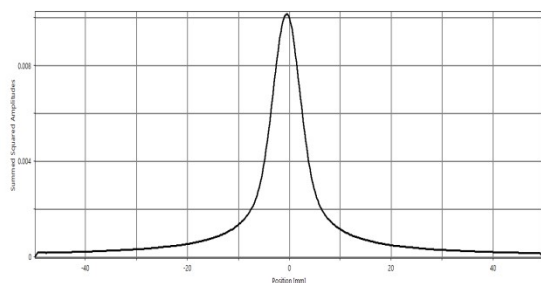
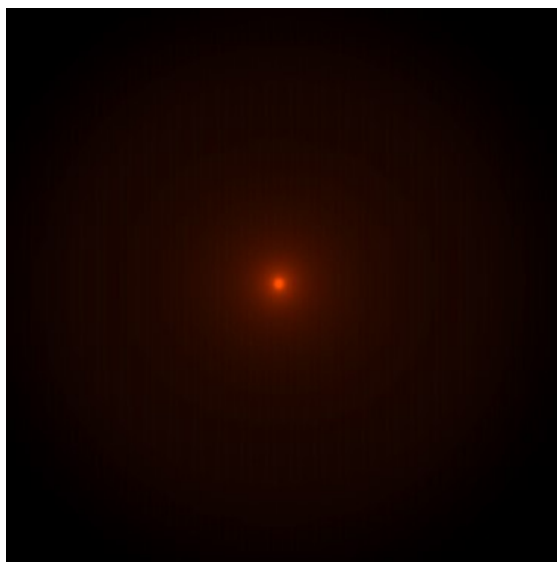




5. snímek; $z = 250\text{mm}$; $d = 1,8\text{mm}$



6. snímek; $z = 1000\text{mm}$; $d = 2\text{mm}$

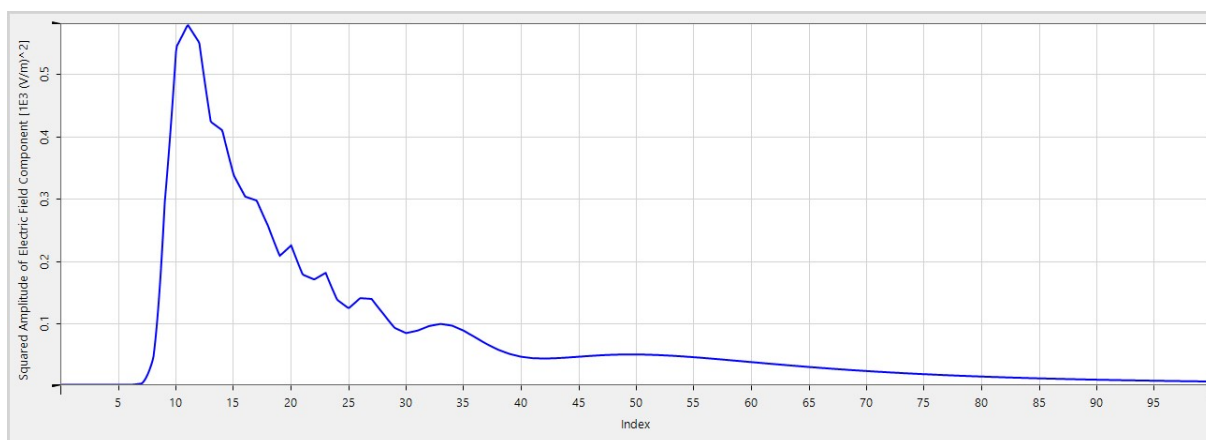


7. snímek; $z = 10\text{m}$; $d = 20\text{mm}$

Obrázek 3.41 - Snímky světla zaznamenané pomocí VS v různých vzdálenostech od stínítka. Každý takový snímek je doplněn o příčný profil intenzity. Jednotky jsou V^2/m^2 . Písmeno z značí vzdálenost příslušného snímku od stínítka a písmeno d značí šířku strany záběru čtvercového detektoru

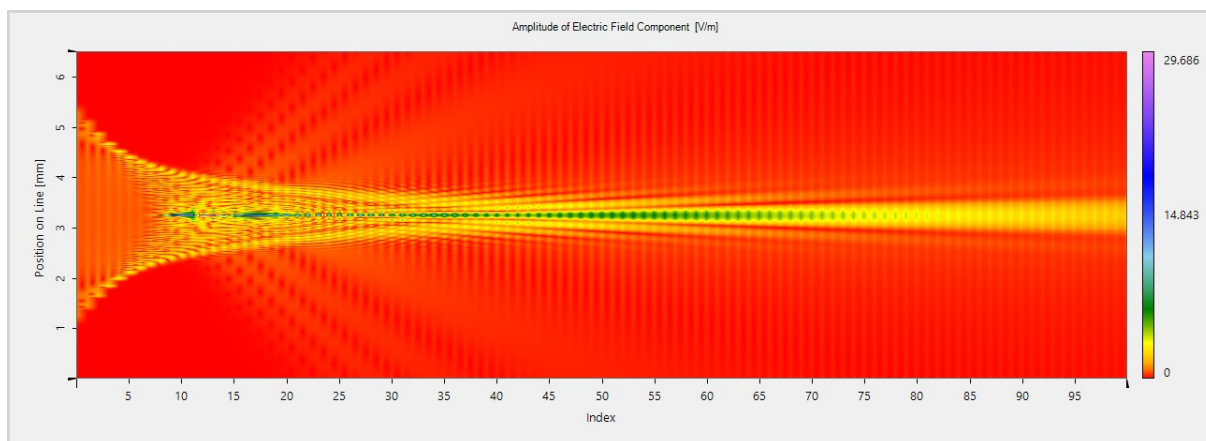
Na druhém a třetím snímku je velice výrazný onen jev vznikající při generaciesselovských svazků pomocí tlustých čoček, a sice výrazná intenzita krajníchesselovských kružnic, převyšující intenzitu středu. Na pátém snímku můžeme pozorovat dominantní intenzitu v píku. Je zde již patrný vliv zaoblené vlnoplochy vystupující z koulí. Obálka intenzitesselovských kružnic zde totiž hladce neklesá, jako tomu bylo u axiconu a jak bychom na základě teoretického popisuesselovského svazku požadovali, ale kolísá a přechází z nižších hodnot do vyšších a naopak. Tento jev můžeme výrazněji pozorovat i na dalším, pátém snímku. Na šestém snímku poté vidíme náznak posledníesselovské kružnice, která se již na sedmém snímku nevyskytuje.

Velice důležitým údajem je průběh intenzity v píku svazku. Ten je zobrazen v *Obrázek 3.42*. Zajímavý je velmi strmý nárůst, po němž intenzita dosáhne svého maxima. Při následném poklesu průběhu intenzity BS, pozorujeme, že intenzita kolísá. Ukáže se, že pro svazky generované pomocí kuličkových čoček, je to přirozený jev, o němž bude ještě řeč.



Obrázek 3.42 - Průběh intenzity v píku svazku. Jednotka x-ové osy představuje 10mm.

Pro úplnou představu, jak svazek prostupuje prostorem, byl opět nasimulován podélný řez svazkem. Řez byl proveden po délce 1m a je zobrazen v *Obrázek 3.43*. Z obrázku můžeme usoudit, že konfiguraci v jaké byly čočky v této simulaci nastaveny, není výhodné používat, chceme-li využít besselovský svazek ve vzdálenosti větší než 150 mm od čoček. Do vzdálenosti 110 mm, totiž míří všechny vlnové vektory čelní vlnoplochy k sobě, načež po přesáhnutí hranice 110 mm se dostanou do fáze, že míří od sebe. Dochází k velmi výraznému rozptylu energie do prostoru. Ve středu svazku se sice zachovává charakter BS až do vzdálenosti necelého jednoho metru, ale jeho intenzita výrazně klesá a naopak šířka píku se neustále zvětšuje.



Obrázek 3.43 - Podélný řez svazkem. Zobrazená veličina je intenzita elektrického pole.

3.4.2 Dvě koule s indexem lomu $n = 1,8$

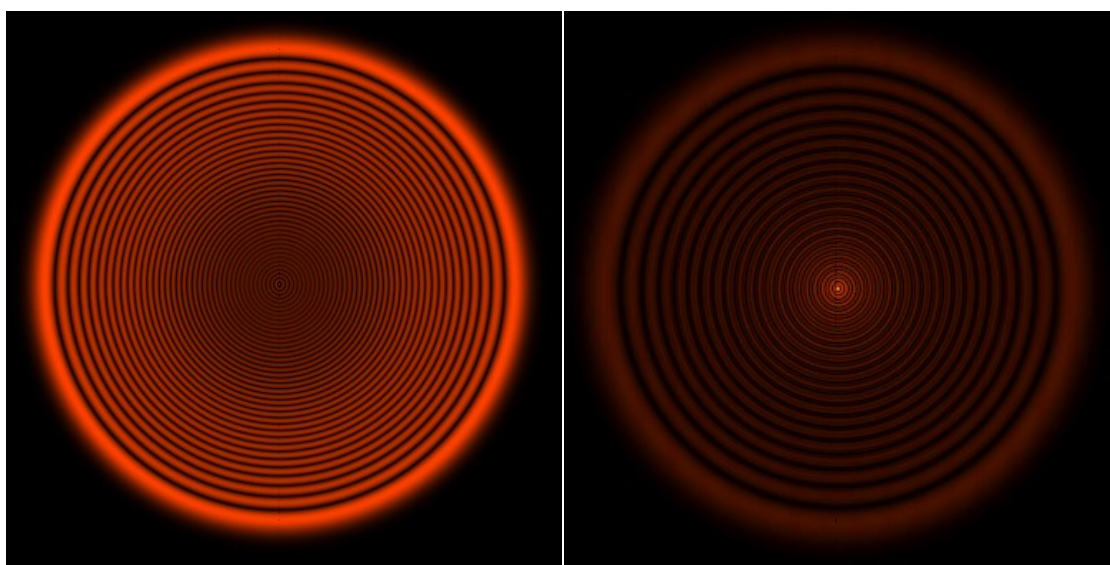
Výsledky ze simulací generace besselovského svazku pomocí dvou kuličkových čoček s indexem lomu 2 vypovídají o tom, že požití indexu lomu 2 není zcela nejšťastnější řešení. Záleží samozřejmě na požadovaném charakteru besselovského svazku, nicméně, jsou naše možnosti použití

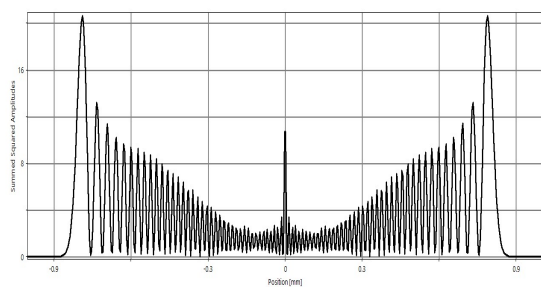
při daném indexu lomu poměrně omezené. Regulace vlnoplochy totiž spočívá v zaostřování druhé čočky na jednotlivé body, do kterých jsou fokusovány paprsky z první čočky. Vlivem sférické aberace je ovšem roztažená ohnisková oblast většinou své délky umístěna uvnitř první koule. To nám tedy způsobuje mechanické omezení při fokusaci druhé čočky právě na ohniska schovaná v první čočce. Při použití indexu lomu 2 máme možnost vzdalovat od sebe obě koule, což sice do určité vzdálenosti, velmi zesílí intenzitu v píku, ovšem jednotlivé paprsky budou o to více divergovat a vytvořenýesselovský svazek se výrazně zkrátí.

Je tedy příhodné použití čoček ve tvaru koule s indexem lomu menším než 2. Jako kompromis mezi dobrou regulovatelností a zároveň setrváním v používání vysokého indexu lomu byl v rámci simulací v této práci zvolen pro kuličkové čočky index lomu 1,8. V rámci ukázky regulace vlnoploch změnou vzdálenosti obou koulí budou převedeny dvě situace. V první bude vzdálenost mezi koulemi představovat 2,8 mm, což činí celých 28 % z průměru jedné koule. Ve druhém případě bude vzájemná vzdálenost změněna o pouhých 800 μm na 2 mm a zjistíme, že nově generovanýesselovský svazek, bude mít zcela jiné základní vlastnosti, jako je dosah či maximální dosažená intenzita.

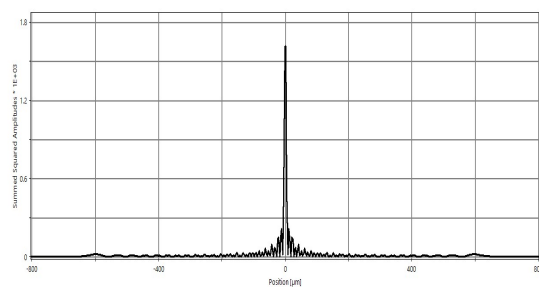
3.4.3 Vzájemná vzdálenost 2,8 mm

Uvažujme nyní situaci, kdy je BS tvořen dvěma koulemi s indexem lomu 1,8 a vzájemnou vzdáleností 2,8 mm. Průměr obou koulí činí opět 10mm. Kružnice BS se opět skládají směrem od vnějších okrajů ke středu. Na prvním snímku v *Obrázek 3.44* pořízeném ve vzdálenosti 52 mm, začíná vznikat charakteristický pík. Jeho intenzita velmi strmě narůstá a již ve vzdálenosti 68 mm od soustavy tlustých čoček, dosahuje svého maxima, jehož hodnota přesahuje 1,7 kV^2/m^2 . Od tohoto místa se začíná intenzita opět snižovat a začínají také mizetesselovské kružnice. Posledníesselovské kružnice je pozorovatelná na třetím snímku zhruba ve vzdálenosti 218 mm, kde intenzita píku dosahuje téměř 110 V^2/m^2 . Intenzita píku dále klesá a naopak jeho šířka a šířka celého svazku se zvětšuje. Ve vzdálenosti 1 m, kde je vytvořen poslední snímek intenzita píku dosahuje hodnoty 0,06 V^2/m^2 a průběh příčného rozložení intenzity zde lze popsat Gaussovou funkcí.

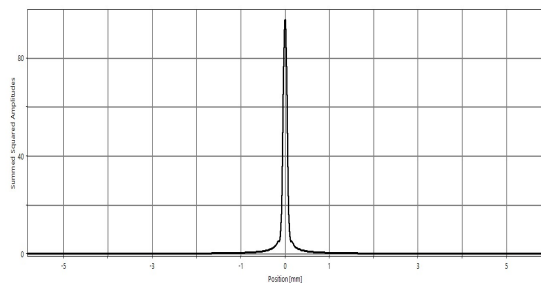
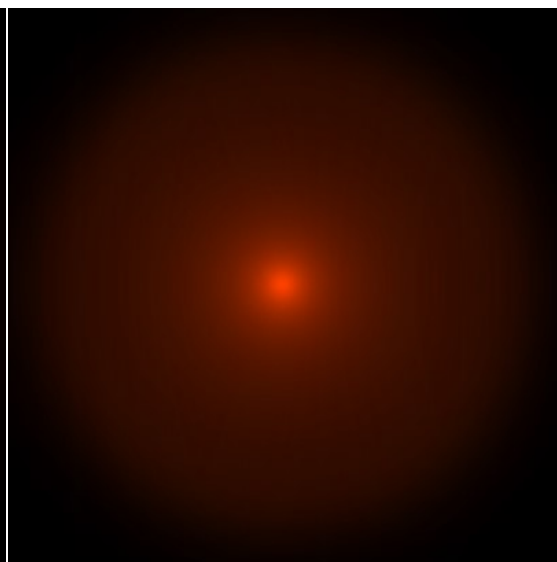
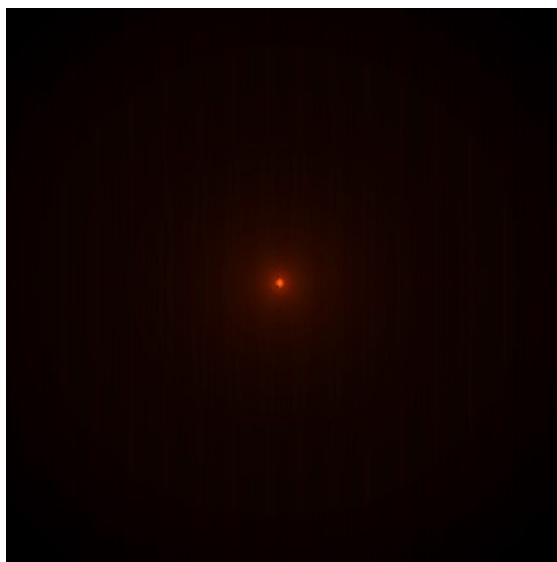




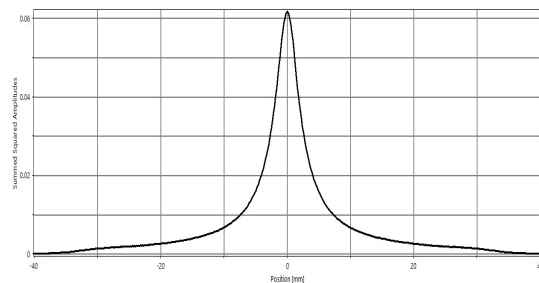
1. snímek; $z = 52\text{mm}$; $d = 2\text{mm}$



2. snímek; $z = 68\text{mm}$; $d = 1,6\text{mm}$



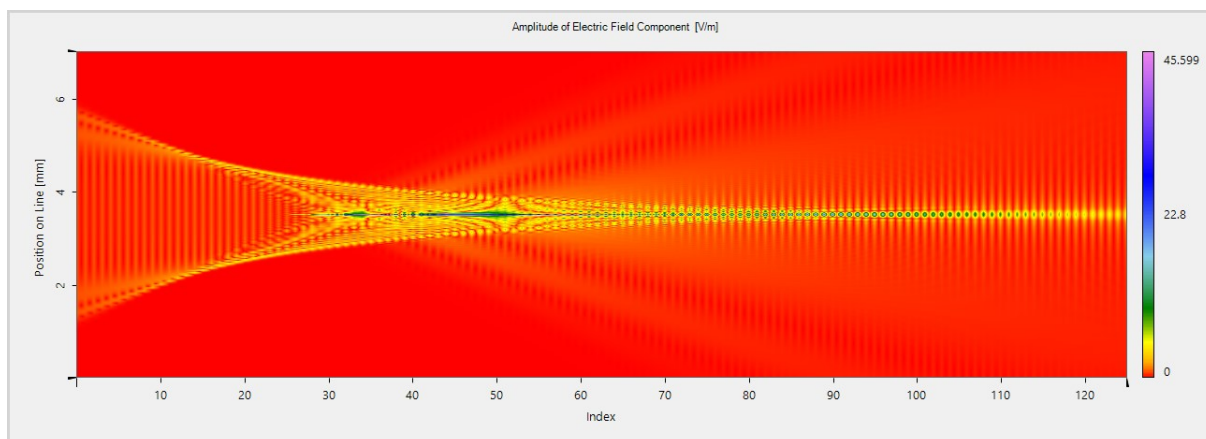
3. snímek; $z = 218\text{mm}$; $d = 11\text{mm}$



4. snímek; $z = 1\text{m}$; $d = 80\text{mm}$

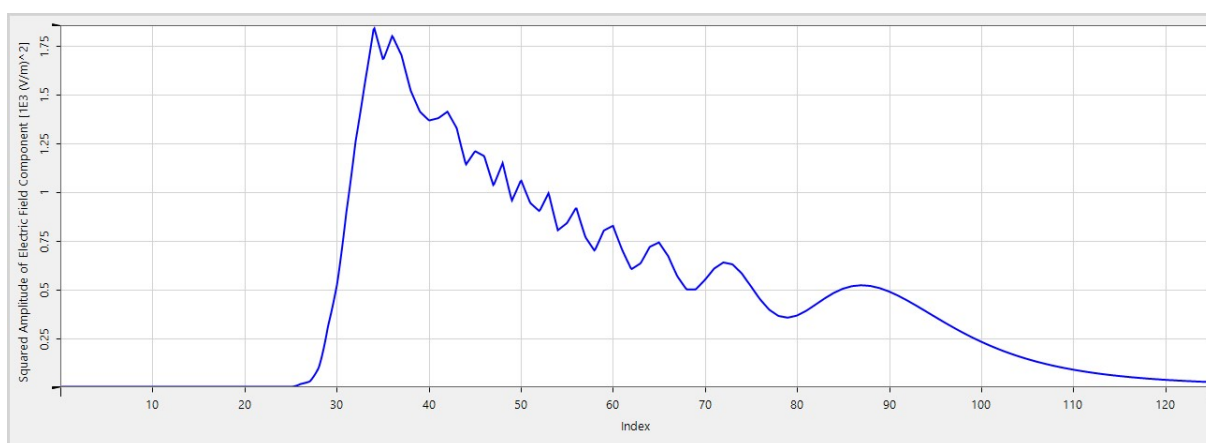
Obrázek 3.44 - Obrázky světelných polí, včetně příčných profilů intenzit.

Pro znázornění vzniku či následného zániku je v *Obrázek 3.45* opět k vidění řez svazkem podél jeho délky od počátku do vzdálenosti 250mm. Je tam patrné, že beselovské kružnice se opět formují od okrajů svazku směrem ke středu. Mezi hodnotou 30 a 60 se pak nachází oblast, ve které je zřejmý BS v píku a jeho okolí. Zároveň je ovšem dobré si povšimnout, že dochází k velké úhlové divergenci, části světla, což má za následek snížení celkové intenzity světla v BS. V poslední třetině délky můžeme pozorovat, že svazek již není beselovský ale má v porovnání s okolím intenzivní pík.



Obrázek 3.45 - Řez svazkem.

Průběh intenzity v píku podél celého zobrazeného svazku je znázorněn v *Obrázek 3.46*. Na něm pozorujeme, že skutečně od hodnoty zhruba 265, která odpovídá 52 mm, dochází k velmi prudkému nárůstu intenzity v píku. Poté se intenzita postupně snižuje, přičemž je snižování intenzity v píku opět doprovázeno jejím kolísáním.



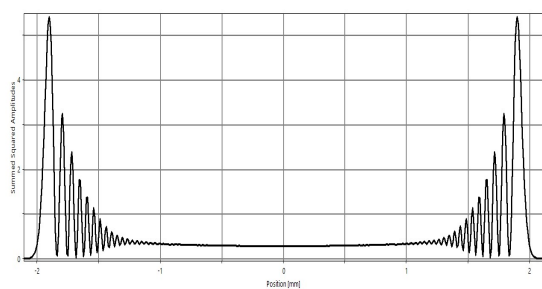
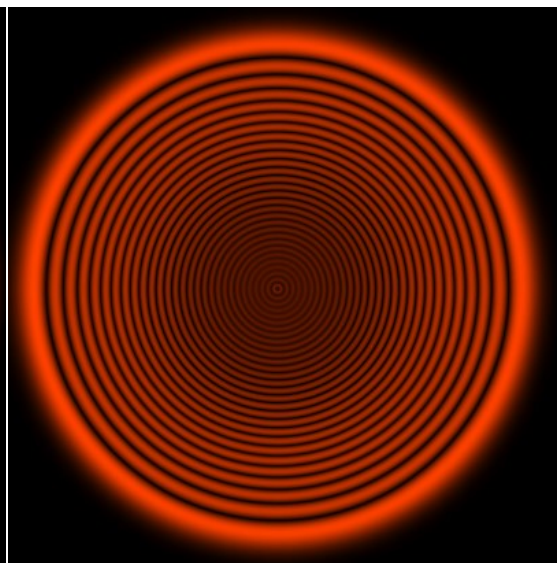
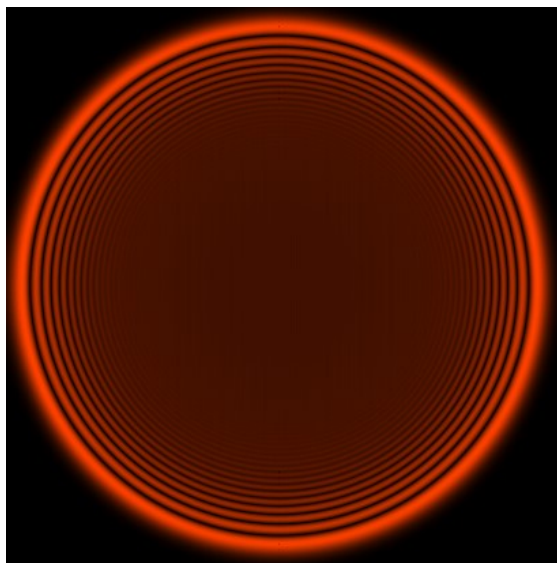
Obrázek 3.46 - Průběh intenzity v píku svazku.

Konfigurace tlustých čoček, v této simulaci vytváří BS, který dosahuje sice velmi vysoké intenzity, ale má velice krátký dosah.

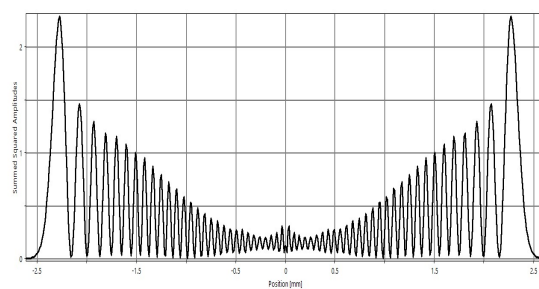
3.4.4 Vzájemná vzdálenost 2 mm

Nyní tedy uvažujeme situaci, kdy je vzájemná vzdálenost mezi koulemi, s indexem lomu 1,8, 2 mm. Na *Obrázek 3.47* můžeme pozorovat vývoj optického svazku v závislosti na vzdálenosti. Jak je vidět na prvním snímku, tak BS se opět skládá od okraje směrem ke středu. Na druhém snímku poté můžeme pozorovat počátek vzniku píku. Je to ve vzdálenosti 200 mm, což je 4x dále než v předchozí simulaci, kde bessellovský svazek v této vzdálenosti, již neexistoval. Své maximální hodnoty intenzita v píku dosahuje ve vzdálenosti 470 mm a její hodnota zde nabývá zhruba $30 \text{ V}^2/\text{m}^2$, což je o 2 řády méně než hodnota v předchozí simulaci. Intenzita v píku poté pozvolna klesá, ovšem charakter svazku zůstává zachován. Čtvrtý snímek je tak vytvořen ve vzdálenosti 1 km. Stále pozorujeme zachování

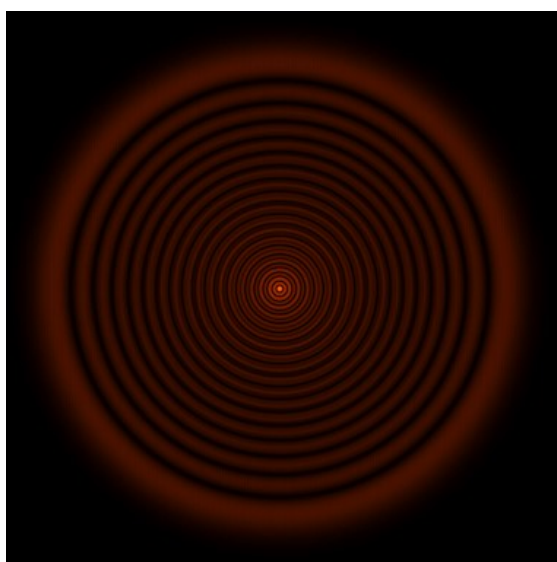
besselovských kružnic, celková šířka svazku zde ovšem nabývá hodnoty 12 m a intenzita v píku činí pouhých $10 \mu\text{V}^2/\text{m}^2$.

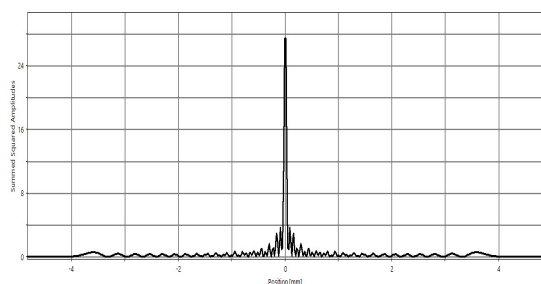


1. snímek; $z = 100 \text{ mm}$; $d = 4 \text{ mm}$

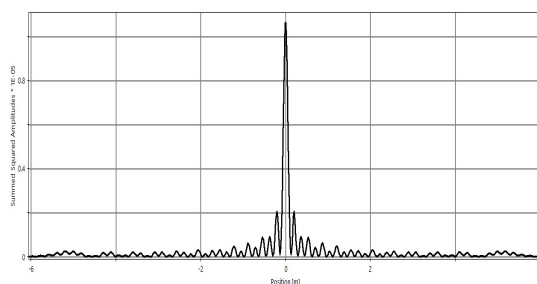


2. snímek; $z = 200 \text{ mm}$; $d = 5 \text{ mm}$





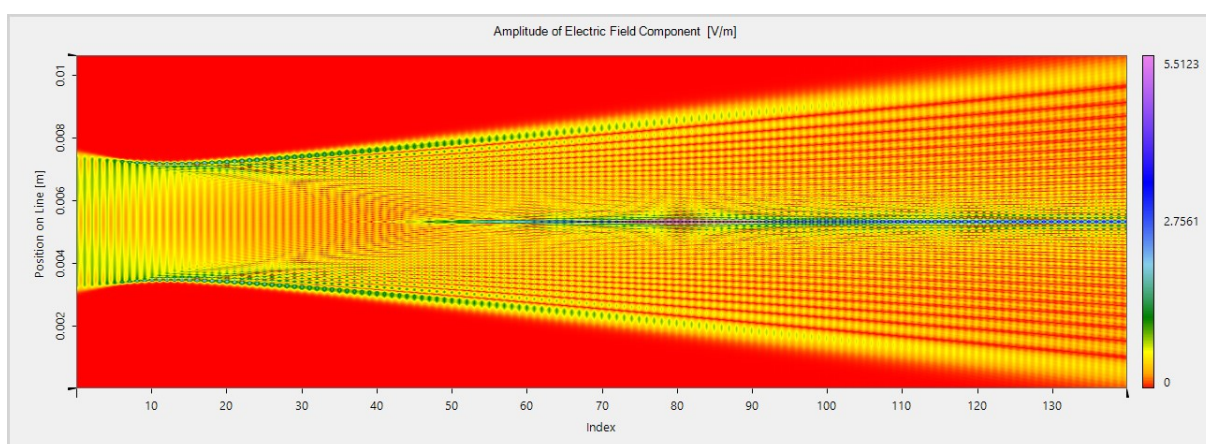
3. snímek; $z = 470 \text{ mm}$; $d = 12 \text{ mm}$



4. snímek; $z = 1 \text{ km}$; $d = 12 \text{ m}$

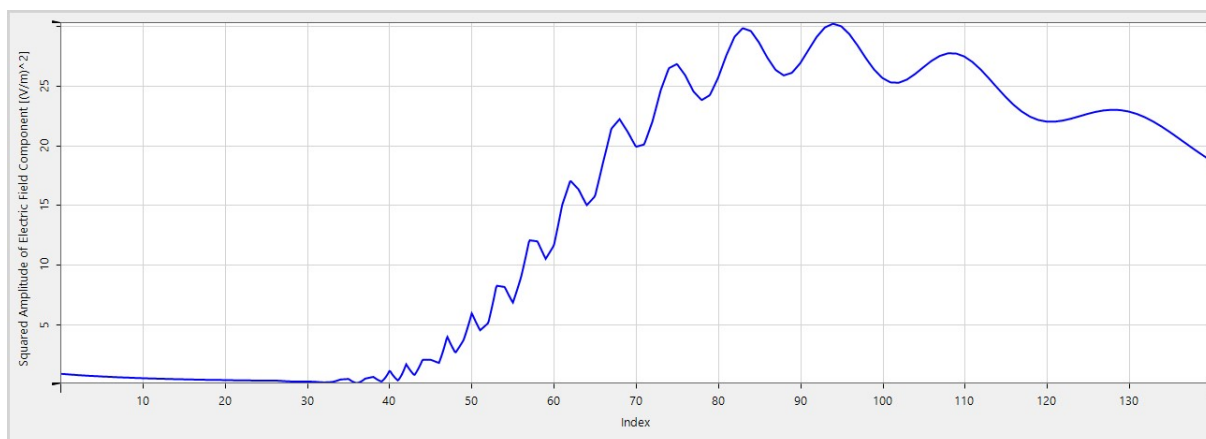
Obrázek 3.47 - Optická pole

Řez svazkem podél vzdálenosti od 0 mm do 700 mm je zobrazen v *Obrázek 3.48*. Je zřetelně pozorovatelné, že bessellovské kružnice se opravdu vytvářejí směrem od okraje svazku. Pozorujeme také, že bessellovské kružnice podléhají zvětšování svého poloměru, což má za následek, zřetelnou úhlovou divergenci celého svazku.



Obrázek 3.48 - Řez svazkem. 0mm až 700 mm po 5 mm.

Průběh intenzity v píku podél celého svazku, můžeme pozorovat v *Obrázek 3.49*. Vidíme, že až do vzdálenosti zhruba 200 mm od druhé koule je intenzita ve středu svazku velmi blízká nule. Poté ale narůstá a zhruba ve vzdálenosti 470 mm od druhé koule dosahuje intenzita maxima, které činí $30 \text{ V}^2/\text{m}^2$, což činí pouhých zhruba 1,8 % z maximální hodnoty intenzity při nastavení koulí na vzájemnou vzdálenost 22,8 mm. Pozornost opět vzbuzuje kolísavý průběh intenzity.



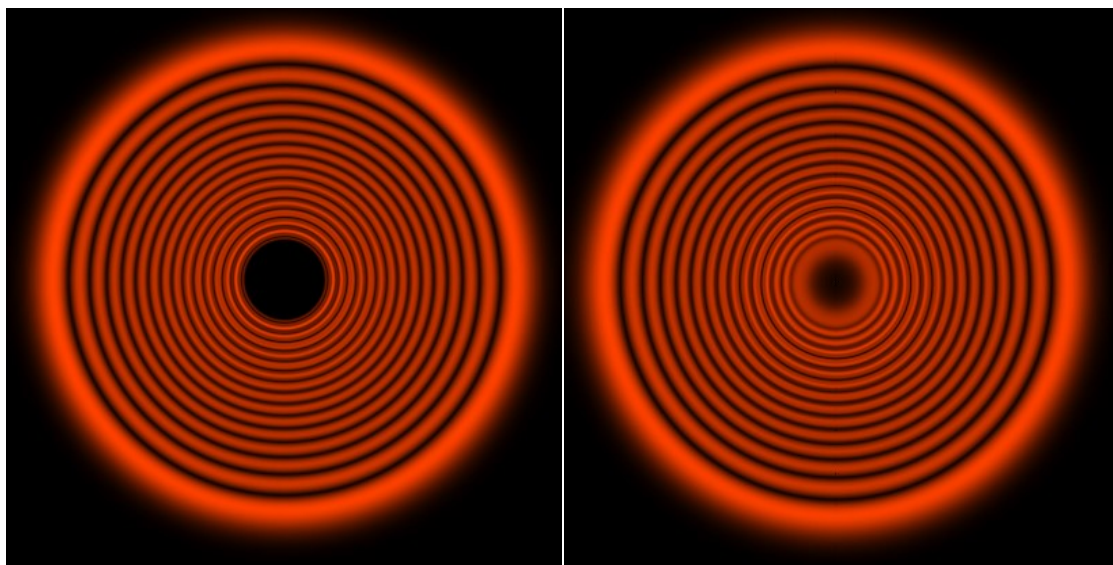
Obrázek 3.49 - Průběh intenzity v píku podél celého svazku.

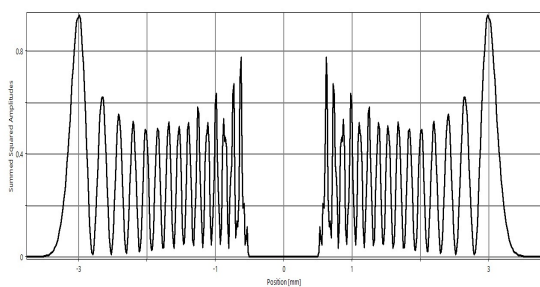
Použití této konfigurace pro generaci besselovských svazků nám zajistí obrovský dosah generovaného besselovského svazku. Ovšem jeho intenzita bude velmi slabá.

3.5 Překážka v trajektorii

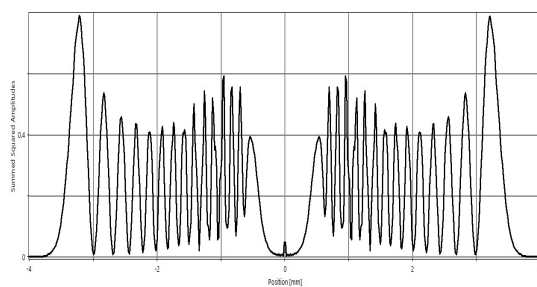
Přirozeně, vyvíjí-li se nová metoda generace besselovských svazků, je v popředí zájmu informace o samo obnovovací vlastnosti při použití této metody. V této kapitole si tedy ukážeme, jak se zachová besselovský svazek, bude-li mu do cesty vložena překážka.

Uvažujme stejnou konfiguraci optické soustavy, kterou jsme použili v předchozí kapitole, kde jsme pracovali s koulemi o indexu lomu 1,8, které byly, vzájemně vzdáleny 2 mm. Do vzdálenosti 350 mm za druhou koulí bylo vloženo kruhové stínítko o průměru 1mm.

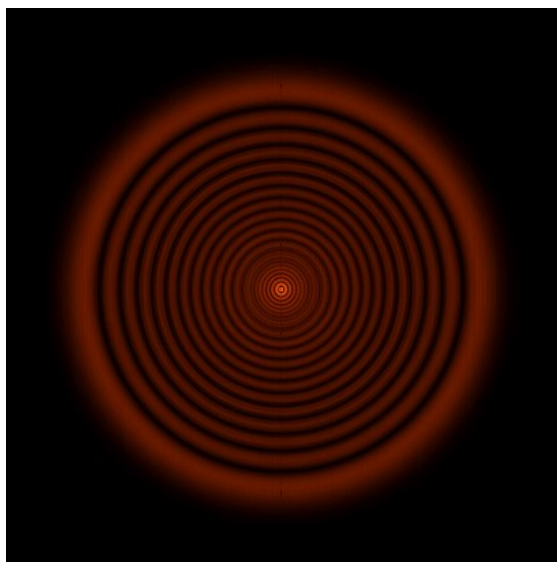




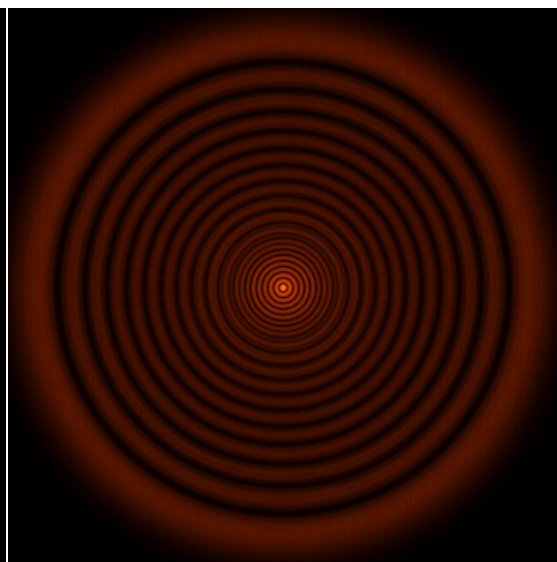
1. snímek; $z = 0\text{mm}$; $d = 7\text{mm}$



2. snímek; $z = 50\text{mm}$; $d = 8\text{mm}$



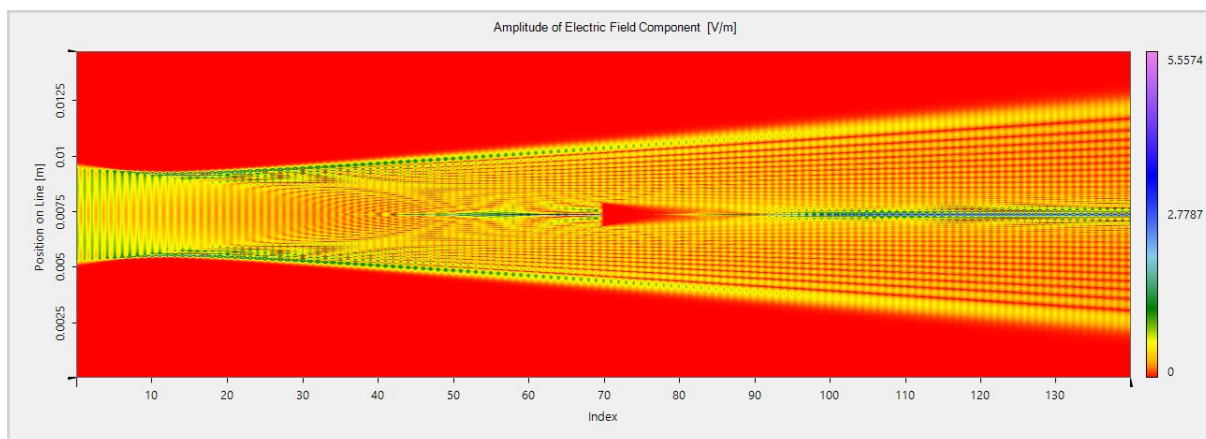
3. snímek; $z = 215\text{mm}$; $d = 11\text{mm}$



4. snímek; $z = 350\text{mm}$; $d = 11\text{mm}$

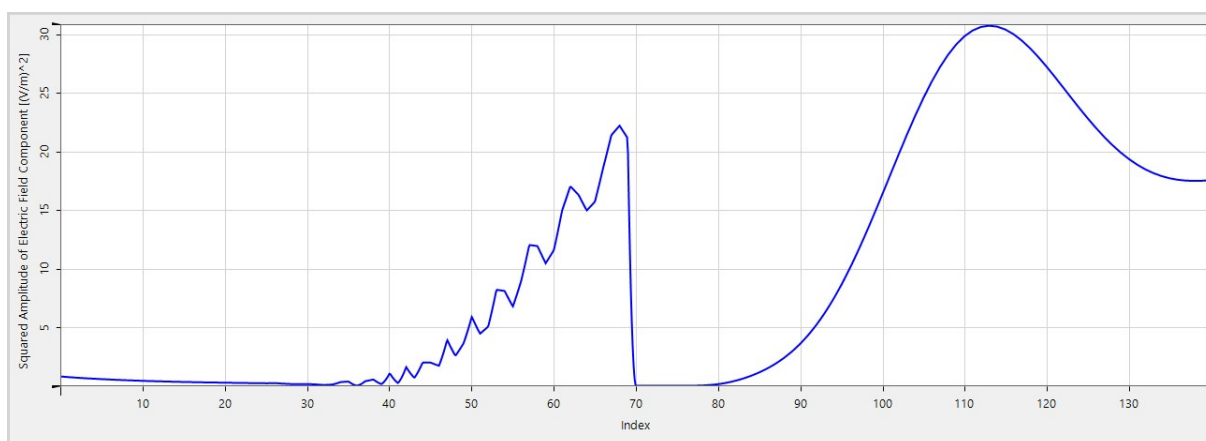
Obrázek 3.50 - Výsledky světelných polí v různých vzdálenostech

Na prvním snímku v *Obrázek 3.50*, který je vytvořen bezprostředně za překážkou, je vidět rozložení besselovských kružnic včetně neosvětleného středu. Ten se začíná znovu objevovat již ve vzdálenosti 50 mm, což prezentuje druhý snímek. Intenzita píku je ovšem zatím ve srovnání s okolními besselovskými kružnicemi velmi malá. Intenzita v píku dále od překážky postupně narůstá, až ve vzdálenosti 215 mm dosáhne maxima, kde hodnota intenzity přesahuje $30 \text{ V}^2/\text{m}^2$. Je zajímavé, že maximální hodnota, je v daném případě nepatrně vyšší, než maximální hodnota v průběhu ničím nepřerušovaného svazku, ale maxima je zde dosaženo o 95 mm dále. Poslední snímek vytvořený ve vzdálenosti 350 mm je zajímavý svým středem a okolím píku. Vyskytují se tam totiž oproti veškerým předchozím výsledkům ze simulací BS pomocí tlustých čoček, dokonalé besselovské kružnice, co do rozložení intenzity, tak do jejich šířky. Vysvětlením se zabývá text o dva odstavce níže.



Obrázek 3.51 - Řez přerušeným svazkem.

Obrázek 3.51 představuje řez svazkem. Zřetelně je vidět, kde je umístěno stínítko a kde se znovu začíná objevovat intenzivní pík. Je evidentní, že v obnovení píku, hrála svou roli difrakce. V řezu v oblasti obnovení, můžeme pozorovat, že kolem nově vzniklého píku se nevyskytuje oblast elektromagnetického pole. Ve skutečnosti tam je, ale nesmírně slabá. Dostala se tam právě vlivem difrakce a přesně ve středu se tato slabá elektromagnetická pole konstruktivně skládají a vytváří již viditelné zobrazení.

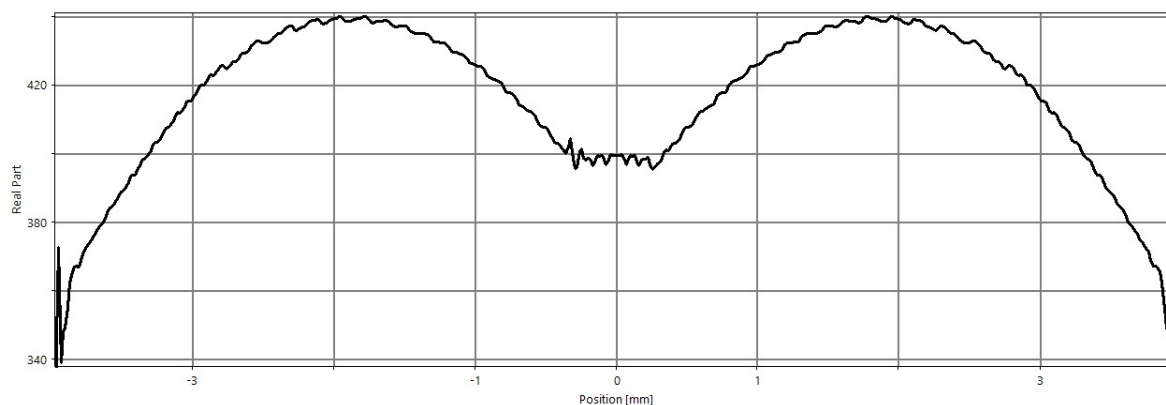


Obrázek 3.52 - Průběh intenzity v píku svazku

Velmi zajímavý je průběh intenzity v píku. Zatímco do oblasti přerušení překážkou je průběh kolísavý, což koresponduje s průběhem v předchozí kapitole, tak nově složený svazek má již hladký průběh. Nabízí se vysvětlení související s tvarem vlnoplochy. Vlnoplocha vytvořená pomocí sférické vady totiž zřejmě nebude zcela vhodným kandidátem pro generace besselovských svazků, které by se blížili teoretickému popisu. Jednak o tom vypovídá rozložení intenzity v besselovských kružnicích, při kterém nejkratnější kružnice nabývají v porovnání s ostatními velmi vysokých intenzit, dále jak je vidět na jednotlivých podélných řezech generovaných svazků, tak se se vzdáleností besselovské kružnice zcela zřetelně zvětšují, což znamená, že generované svazky postrádají jakékoli známky jejich základní vlastnosti, podle které se jmenují, nedifrakčnosti a v neposlední řadě odporují generované svazky teoretickému předpokladu, právě svým kolísavým průběhem v píku.

Vlnoplocha vycházející z optické soustavy, pro aktuální simulaci již byla zobrazena v kapitole o vlnoplochách na prvním snímku v Obrázek 3.13. Do vzdálenosti 350 mm, ve které byla umístěna

překážka, se tato vlnoplocha změnila do podoby zobrazené v *Obrázek 3.53*. Stínítkem rozměru 1 mm byl zakryt onen nerovný, kmitavý střed, který se tím pádem již nepodílel na interferenci v píku. Ten se tedy nově skládá z okolo středu ležících vlnoploch, které mají po vzdálenost zhruba 1 mm na obě strany relativně lineární sklon. To se podobá kuželovité vlnoploše z axiconu, které bylo do cesty vloženo stínítko. Nově vzniklý pík složený z této vlnoplochy má tedy hladký průběh.

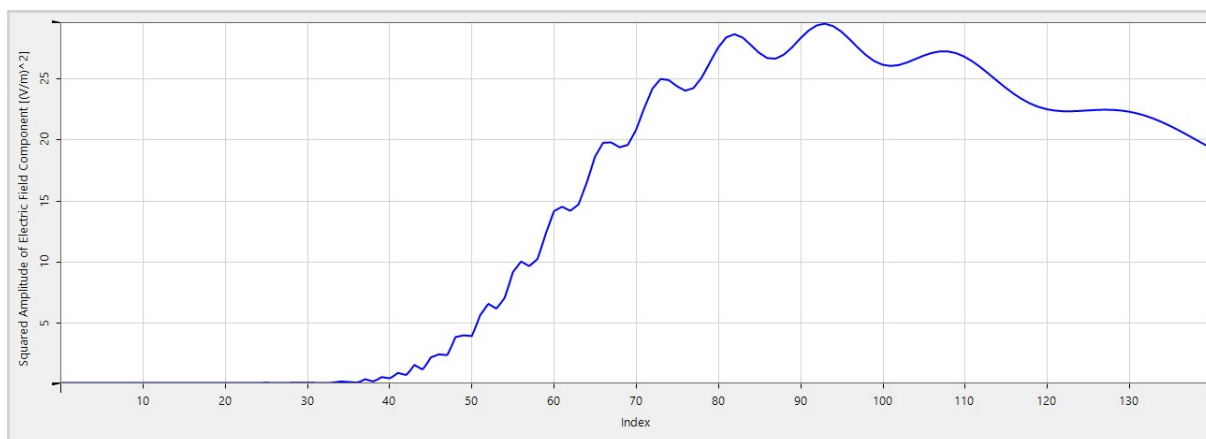


Obrázek 3.53 - Vlnoplocha v místě překážky

3.5.1 Překážka vložená svazku do cesty na počátku jeho trajektorie

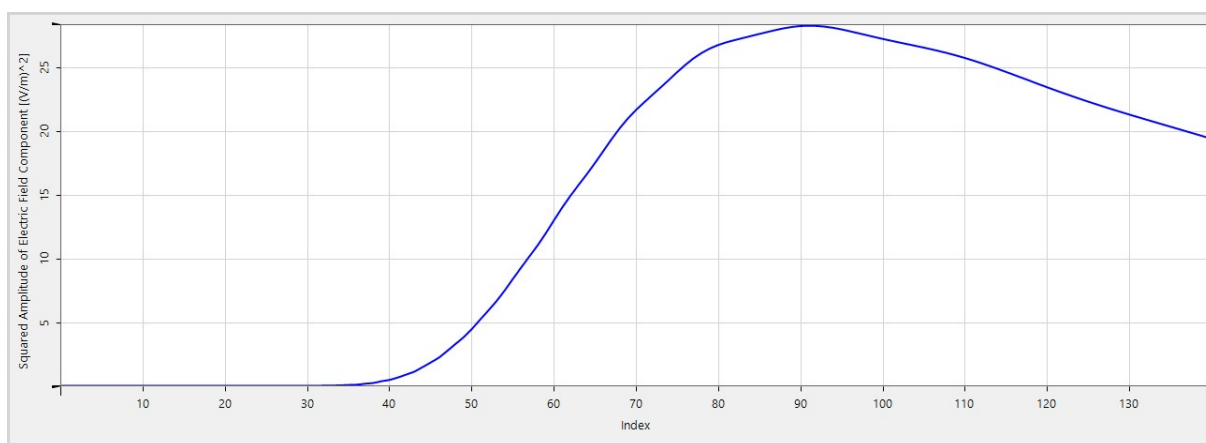
Z předchozí kapitoly vyvstává otázka, jak bude vypadat vývoj generovaného BS, umístíme-li překážku bezprostředně za soustavu tlustých čoček. Čili nyní je naší snahou přiblížit se charakterem BS generovaného pomocí tlustých čoček, více ideálnímu BS. Tedy vyhladit průběh intenzity v píku či zajistit, aby intenzitaesselovských kružnic klesala směrem od středu svazku, tak aby to odpovídalo teoretickému popisu. Pokusíme se k tomu tedy využít stínítko, které jak jsme zjistili v předchozí kapitole, má pro generaci ideálnějšíhoesselovského svazku blahodárné účinky.

Optickou soustavu použijeme stejnou, jako v předchozím případě, ovšem překážku umístíme bezprostředně za soustavu čoček. Stále se tedy jedná o kruhovou překážku průměru 1 mm umístěnou v centru generovaného svazku. Při dané konfiguraci kmitá průběh v menším rozsahu, než průběh intenzity svazku bez překážky v počátku, ovšem jeho kmitání jsme se nezbavili. Průběh si můžeme prohlédnout na *Obrázek 3.54*.



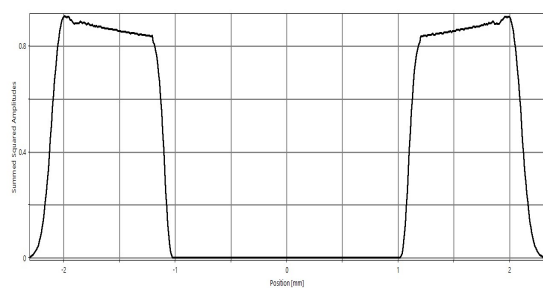
Obrázek 3.54 - Průběh intenzity v píku. Na počátku je do cesty svazku vložena kruhová překážka o průměru 1mm.

Dále byl tedy navýšen průměr stínítka na 2 mm. Výsledný průběh intenzity, je k vidění v *Obrázek 3.55*. Pozorujeme, že průběh je již vyhlazený a to v podstatě za velmi nízkou cenu, a sice snížení maximální dosažené intenzity o zhruba 7%.

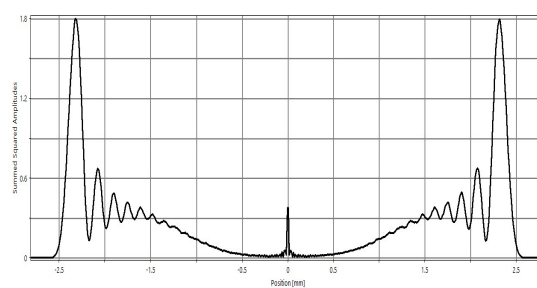
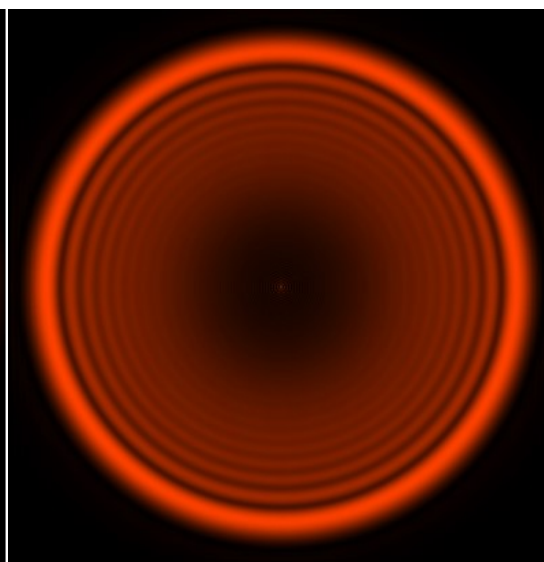


Obrázek 3.55 - Vyhlazený průběh intenzity v píku. Průměr překážky jsou 2 mm.

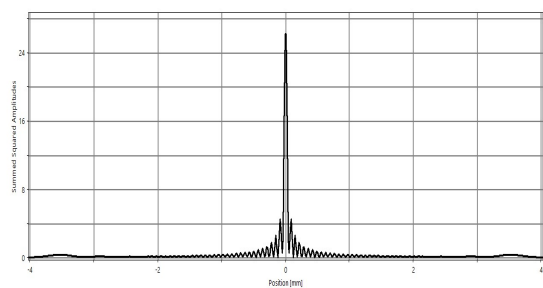
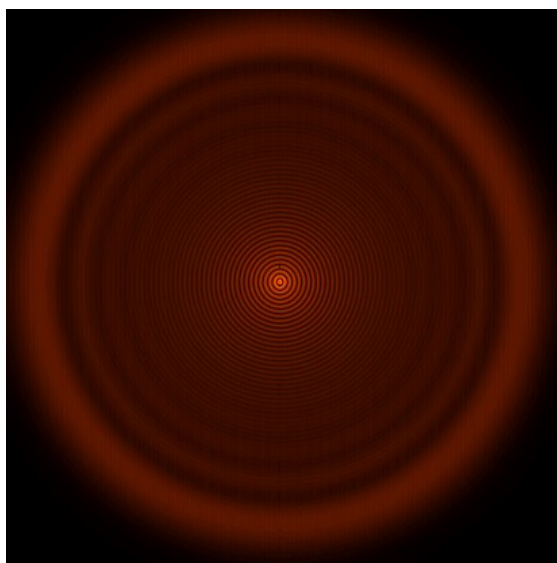
Zajímavý je poté vývoj pozorovatelného BS. Ten můžeme vidět na *Obrázek 3.56*. První snímek je vytvořen bezprostředně za čočkami. Zřetelně je na něm vidět tvar i rozměr překážky. Besselovské kružnice se opět skládají od krajů. Pík se potom začíná tvořit ve vzdálenosti zhruba 200 mm, což je zobrazeno na druhém snímku. Velmi zajímavým je pro nás třetí snímek, který byl vytvořen ve vzdálenosti 450 mm. V této vzdálenosti dosahuje intenzita v píku maxima. Zároveň je již pozorovatelná v okolí píku velmi jemná struktura besselovských kružnic, jejichž rozložení a příčný intenzitní profil, je přesně takový, jaký bychom od BS očekávali. Intenzita zde dosahuje hodnoty zhruba $26 \text{ V}^2/\text{m}^2$. Poslední snímek je vytvořen již ve vzdálenosti 1 km. Struktura svazku je zde velmi zajímavá. Vidíme, že „hezke“ besselovské kružnice se rozprostírají přes celou šířku svazku. Jak je ovšem vidět na stínítku i na příčném intenzitním profilu, tak obálka, kterou tvoří maximální hodnoty každé besselovské kružnice, je modifikována „nehezkými“ besselovskými kružnicemi vytvořenými čistě tlustými čočkami. Jsou to kružnice, které jsou pozorovatelné na druhém i na třetím snímku a které doprovází svazek po zbytek jeho cesty.



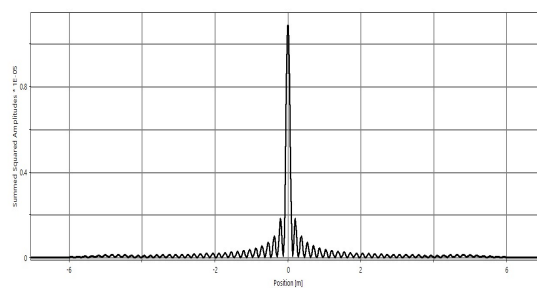
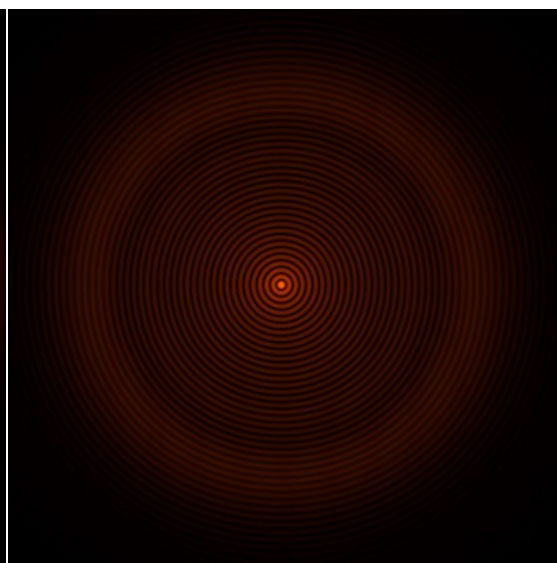
1. snímek; $z = 0$ mm; $d = 4$ mm



2. snímek; $z = 200$ mm; $d = 6$ mm



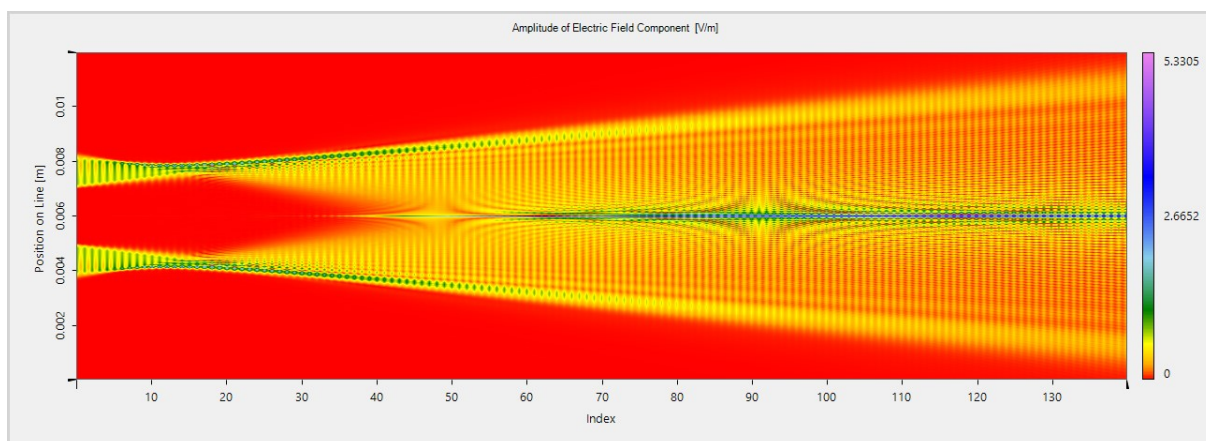
3. snímek; $z = 450$ mm; $d = 8$ mm



4. snímek; $z = 1$ km; $d = 12$ m

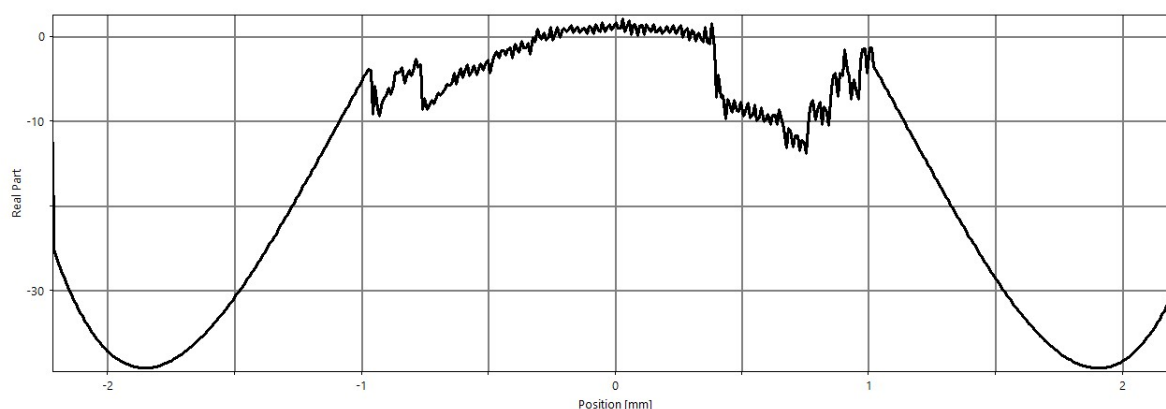
Obrázek 3.56 - Snímky světelných polí.

Řez svazkem je zobrazen na *Obrázek 3.57*. Zajímavé je, že za překážkou se svazek prsténkového charakteru nejprve zužuje a až teprve od hodnoty kolem 20 se prsténkový pruh začíná opět rozšiřovat. Je evidentní, že pík svazku je zde užší než u situace bez překážky v cestě. Vypovídá to o kvalitnějším charakteru besselovského svazku.



Obrázek 3.57 - Řez svazkem, jemuž byla do cesty na jeho počátku vložena kruhová překážka o průměru 2mm.

Pro úplnější představu co se tedy vlastně díky přidání stínítka změnilo je zde umístěn *Obrázek 3.58*. Na něm je zobrazena vlnoplocha svazku, jemuž bylo do cesty na počátku vloženo stínítko. Je očividné, že se tato vlnoplocha liší od vlnoplochy čistého svazku, která je k vidění v *Obrázek 3.13* svým jakoby odříznutým hrbem. Fázový šum, který pozorujeme mezi dvěma hladkými průběhy, nás nemusí zajímat, jelikož intenzita elektrického pole v této oblasti je díky překážce téměř nulová. Na konečné interferenci se tedy nepodílí část vlnoplochy ve středu hrbu. Za vznikem „nehezských“ besselovských kružnic stojí vzájemná interference mezi levou a pravou strání údolí, které na *Obrázek 3.58* pozorujeme vlevo i vpravo a vyskytuje se tedy kolem celého svazku. Za vznikem „hezských“ besselovských svazků poté stojí vnější stráně údolí, které tvoří kuželovitou vlnoplochu s odříznutou špičkou.



Obrázek 3.58 - Vlnoplocha svazku, jemuž byla do cesty umístěna překážka.

Za pomoci překážky se nám tedy podařilo vygenerovatesselovský svazek výrazně více se blížíící ideálnímu popisu, než byl svazek generovaný bez překážky. Jediné omezení, které tato metoda přinesla, bylo snížení maximální dosažené intenzity o zhruba 7 %.

4 Zhodnocení výsledků porovnání s teorií a skutečností

V této kapitole se pokusíme provést srovnání výsledků simulací se skutečnými hodnotami z experimentů. To se bude týkat vlnoploch a části BS tvořených axiconem. Metoda generace BS pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu je nová a výsledky simulací v této práci ukazují, jak se takto generované BS mohou chovat.

4.1 Vlnoplochy

Nejprve si ukážeme výsledky z experimentu, jež proběhl v laboratoři budovy TUL. Experiment proběhl s cílem zjistit za pomoci Shack-Hartmannovi metody výsledné vlnoplochy svazků generovaných, jednak pomocí axiconu a jednak pomocí dvou kuličkových čoček s vysokým indexem lomu. Na *Obrázek 4.1* je vyfoceno konstrukční uspořádání komponent k experimentu.



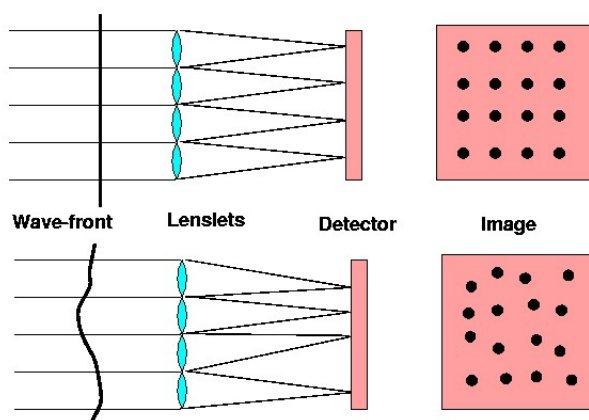
Obrázek 4.1 - Konstrukční uspořádání jednotlivých komponent k provedení experimentu Shack-Hartmannovi metody.

Zcela vlevo můžeme pozorovat detektor Shack-Hartmannovi metody, zhruba uprostřed je k vidění podélná komponenta úzkého válcovitého tvaru, stříbrné barvy. To je prvek, ve kterém jsou umístěny dvě kuličkové čočky. Zcela vpravo je poté generátor osvětlovacího svazku. Vlnová délka osvětlovacího svazku je 632,8 nm.

4.1.1 Princip Shack-Hartmannovi metody

Princip Shack-Hartmannovi metody spočívá v tom, že osvětlíme optický prvek, u něž nás zajímá jeho vliv na vlnoplochu vystupujícího svazku. Optickým svazkem, jehož vlnoplocha nás zajímá je osvětleno mikročočkové pole. Průměr jedné čočky bývá kolem 100 μm . V ohniskové vzdálenosti mikročoček je poté umístěna CCD kamera. Ta zaznamenává pozice jednotlivých bodů z každé čočky. Kdyby byla vlna rovinná, tak by rozložení bodů odpovídalo rozložení čoček v mikročočkovém poli.

Pozice všech bodů jsou tedy zaznamenány a na jejich základě je odvozen tvar vlnoplochy svazku. Názorně je to pozorovatelné na *Obrázek 4.2*. Mikročočkové pole a CCD kamera bývají obvykle součástí jednoho detektoru.

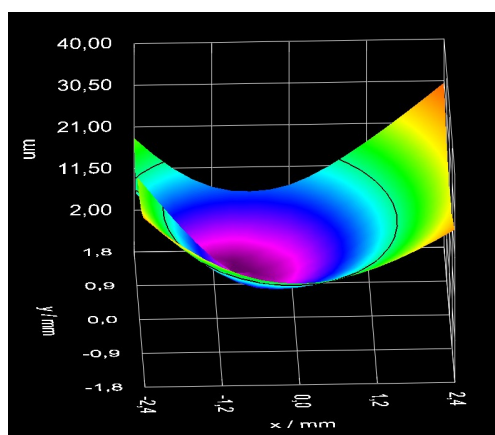


Obrázek 4.2 - Ukázka principu Shack-Hartmanovi metody. Zdroj: [12]

4.1.2 Experimentální výsledky

Axicon

Nejprve si představíme výsledky experimentu z axiconu použitý axicon měl index lomu 1,455 a charakteristický úhel 2° . Na *Obrázek 4.3* pozorujeme vrchol vlnoplochy, který má skutečně kuželovitý tvar. Nepozorujeme ovšem ostrý vrchol ale pouze zaoblený vrchol. Je to způsobeno konečným rozlišením mikročočkového pole. Software, který následně vyhodnocuje naměřené body, provede přirozeně interpolaci, a tudíž nelze zobrazit ostré hrany na vlnoploše.

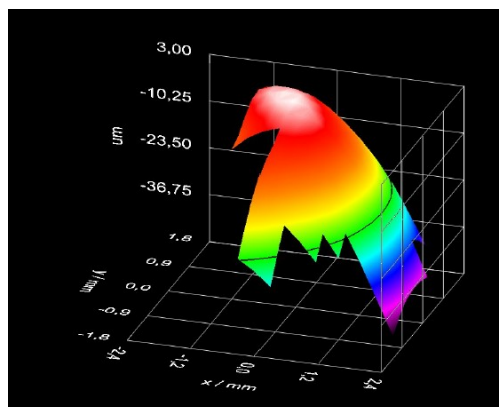


Obrázek 4.3 - Experimentálně naměřená vlnoplocha svazku vycházejícího přímo z axiconu.

Na základě konečného rozlišení a interpolace průběhu vlnoplochy mezi jednotlivými body vyplývá, lze uvažovat o tom, že se nepodaří zachytit ony fázové skoky, které jsme pozorovali na simulacích v kapitole o simulaci vlnoploch. Což se skutečně nepodařilo. Co se týče naměřených fázových skoků, nemáme poskytnuto žádné experimentální potvrzení.

Tlusté čočky

Experimentální měření tvaru vlnoplochy zobrazené na *Obrázek 4.4* bylo provedeno na optickém svazku, kterým byla osvětlena jedna kuličková čočka. Vlnoplocha evidentně není dokonale kulová, což vypovídá, že svazek skutečně podlehl sférické vadě čočky. Dále je zajímavé, že vlnoplocha je vyklenutá směrem nahoru. Vlnoplocha nebyla měřena bezprostředně za čočkou a výsledek tomu odpovídá. Z vyboulení směrem nahoru lze odvodit, že se paprsky od sebe oddalují, takže již prošli ohniskem.



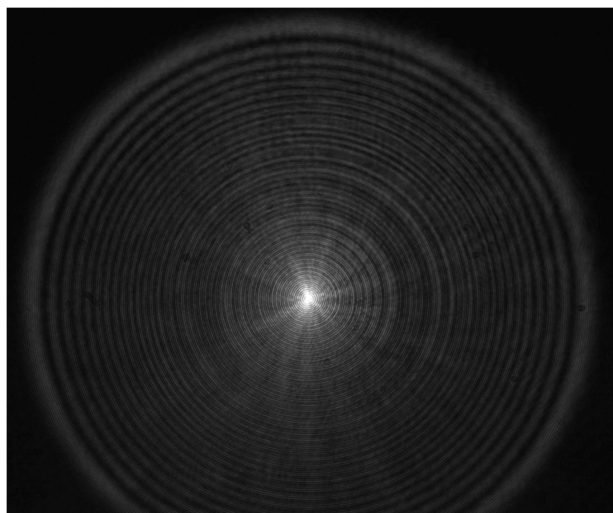
Obrázek 4.4 - Vlnoplocha tvořená jednou kuličkovou čočkou.

4.2 Generované bessellovské svazky

4.2.1 Besselovské svazky generované axiconem

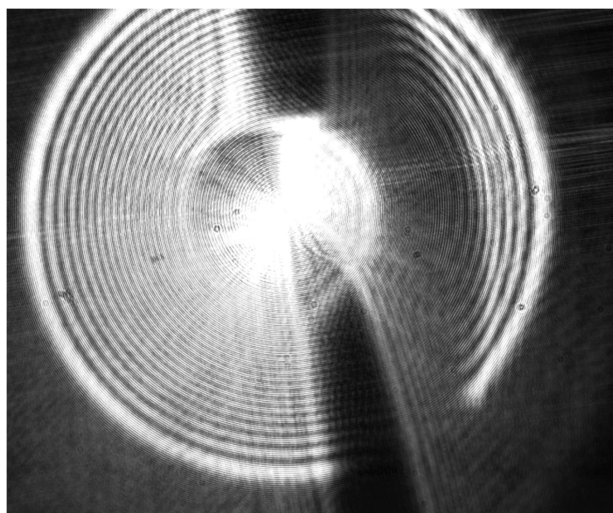
Experimenty pro generaci BS pomocí axiconu proběhli opět v laboratoři budovy TUL. Použitý axicon měl stejné parametry jako v případě experimentu pro měření vlnoplochy.

Nejprve je zde představen čistý BS, který je k vidění na *Obrázek 4.5*. Můžeme pozorovat velmi jemnou strukturu bessellovských kružnic a velmi intenzivní pík. Lze prohlásit, že simulace generace BS odpovídají experimentálnímu měření.



Obrázek 4.5 - V experimentu generovaný BS pomocí axiconu.

Zajímavější je situace, kdy byl v experimentu vložen svazku do cesty tenký drátek. Výsledek snahy svazku o obnovení sebe sama je pozorovatelný na *Obrázek 4.6*. Pozorujeme, že se svazek v centru jakoby spojil ale přesto je patrný pruh, který svazek nadále odděluje na dvě poloviny. To přesně odpovídá výsledku ze simulací.



Obrázek 4.6 - Výsledky experimentu, ve kterém byl BS vložen do cesty tenký drátek.

4.2.2 Besselovské svazky generované pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu

Simulace BS generovaných pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu nejsou podloženy žádnými experimenty. V této práci byla jejich simulace zaměřena na zhodnocení jejich vlastností na základě simulací. Bylo zjištěno, že pomocí tlustých čoček lze generovat poměrně širokou škálu tvaru vlnoploch, od kterých se následně odvíjí vlastnosti generovaného BS. Na základě simulací lze prohlásit, že není nevhodnějším řešením používat ke generaci BS kuličkové čočky o indexu lomu 2. Z paraxiální aproximace to může působit jako dobré řešení, jelikož by paprsky měli protínat ohnisko na rozhraní výstupní lámavé plochy první čočky a druhou by pak stačilo umístit bezprostředně za

první, abychom dostali svazek s velmi malou úhlovou divergencí. V simulacích bylo ovšem ukázáno, že tomu tak není. Paraxiální aproximaci v tomto případě uvažovat nelze a paprsky vstupující do první čočky tak budou protínat ohnisko ještě před výstupem z první čočky a chtěli bychom-li zaostřit druhou čočku na jednotlivé vzdálenosti ohnisek první, narazili bychom na mechanické omezení. Pomocí kuličkových čoček s indexem lomu 2 je možno generovat optický svazek podobající se BS, ovšem jen s velmi krátkým dosahem ale s velmi vysokou intenzitou v píku.

Jako vhodnější konfigurace se tedy na základě simulací jeví použití čoček s indexem lomu 1,8. Při zaostřování druhé čočky na ohniska první se již můžeme pohybovat v celém rozsahu. Můžeme tak vytvořit opět svazek podobný BS s velmi krátkým dosahem ale velmi vysokou intenzitou v píku. Velice mírnou změnou vzdálenosti čoček, lze poté zcela změnit charakter generovaného BS. Jeho intenzita sice poklesne, ale dosah se zvýší a může se pohybovat až v řádech několika kilometrů. Ovšem intenzita v této oblasti klesá až na jednotky $\mu\text{W}^2/\text{m}^2$, takže případné použití na takové vzdálenosti by vyžadovalo extrémně přesné podmínky.

Jako přirozený jev při generaci BS tlustými čočkami se ukázal kostrbatý podélný průběh intenzity v píku. Celkově se svou kvalitou besselovské svazky nerovnajícím svazkům generovaným pomocí axiconu. Jejich besselovské kružnice se se vzdáleností výrazně zvětšují a ani příčné rozložení jejich intenzity není ideální. Jako elegantní řešení se ovšem ukázalo použití překážky, která by odstínila střed svazku. Vlnoplocha generovaná soustavou čoček totiž není zcela vhodná pro tvorbu BS. Překáží tam střed vlnoplochy a jeho okolí, který se podílí na interferenci a nepříznivě moduluje generovaný BS. Kruhovou překážkou ve středu svazku ho ovšem odstraníme a na vzájemné interferenci se poté podílejí vnější části vlnoplochy, které mají relativně lineární průběh.

5 Závěr

Tato bakalářská práce byla zaměřena na modelování takových konfigurací optických soustav, aby byly schopny generovat nedifraktující optické svazky. Z rozsáhlé škály nedifraktujících optických svazků poté byla práce zaměřena výhradně naesselovské svazky. Bylo tedy potřeba osvojit si základy práce s programem VirtualLab ve kterém simulace probíhali. Hlavním důvodem proč byl zvolen k simulacím program VirtualLab byl jeho pokročilý systém výpočtu elektromagnetických polí. Modelování optických soustav spočívá ve skládání funkčních bloků, jejichž dodatečné vlastnosti, jako velikost, tvar či index lomu, lze jednoduše předdefinovat. Krom průběhu paprsků k orientační představě šíření světelného vlnění optickou soustavou bylo možné pozorovat světlo v oblastech našeho zájmu vypočtené na základě Maxwellových rovnic. To umožňovalo pozorovat jevy jako je difrakce, interference, fáze, polarizace, intenzitu elektrického pole, intenzitu magnetického pole, velikost a směr poyntingova vektoru a spoustu dalších veličin spjatých s klasickou elektromagnetickou optikou. V této práci jsme si ovšem v drtivé většině případů vystačili pouze s intenzitou elektrického pole a s fází. VirtualLab je schopen zobrazit profil pole v transverzální rovině všech veličin, které nás zajímali. Tedy intenzity elektrického pole včetně jejího kvadrátu a fáze. Z transverzálních profilů pole si lze extrahovat příčný průběh zobrazených hodnot. Dále je možno nechat si vykreslit podélný řez optickým svazkem či podélný průběh zvolené veličiny v jednom bodě transverzální roviny. VirtualLab dále nabízí celou sadu detektorů k popisu vlastností generovaných svazků, jako je poloměr jeho vlnoplochy, či Zernikovi polynomy. Toto vše probíhá ve VirtualLab v rámci jednoduchého intuitivního ovládání, které nevyžaduje programátorské schopnosti.

Generování esselovských svazků probíhá v rámci dvou metod. První z nich je známá a používaná. Je to metoda generace pomocí axiconu tedy čočky kuželovitého tvaru, která procházejícímu svazku udělí rovněž kuželovitý tvar jeho vlnoplochy. Zjistili jsme, že nasimulované hodnoty generovaného esselovského svazku se shodují s teoreticky vypočtenými hodnotami. Axicon byl postupně osvětlen dvěma druhy optických svazků. Rovinnou vlnou a gaussovským svazkem. Ukázalo se, že generované svazky se v závislosti na charakteru osvětlujícího svazku podstatně liší. Především v podélném průběhu intenzity elektromagnetického vlnění v píku. Zatímco při osvětlení rovinnou vlnou intenzita lineárně narůstá a poté prudce klesá, tak intenzita při osvětlení gaussovským svazkem prudce narůstá a po dosažení maxima pozvolna klesá.

Zajímavé se ukázali výsledky ze simulací, ve kterých byla esselovskému svazku do cesty vložena překážka. Jednak byla na základě simulací ověřena vlastnost esselovských svazků se opětovně složit po projití přes překážku a dále se ukázalo, že při opětovném skládání sehrává svou roli difrakce, jelikož podélný průběh intenzity v píku svazku za překážkou v určitých místech přesahuje hodnoty intenzity, které by v daných místech byly, kdyby svazek nebyl přerušen. Dále se ukázalo, že svazku nečiní problém obnovit se i po více násobném přerušení a že překážka může nabývat různých tvarů či může být umístěna libovolně excentricky. Ovšem přesahuje-li překážka přes celou šířku svazku, nedojde již k dokonalému opětovnému obnovení. Vytvoří se sice opět pík s vysokou intenzitou, ale esselovské kružnice kolem píku již nebudou uzavřeny.

Druhá metoda generace esselovských svazků využívá tlustých čoček s vysokým indexem lomu ve tvaru koule. Jedná se o metodu zcela novou a v práci jsou představeny možnosti konfigurace optické soustavy tlustých čoček k potenciálnímu využití založených na simulacích. Na rozdíl od

axiconu nabízí metoda použití tlustých čoček širokou škálu potenciálních generovaných charakterů bessellovských svazků. Na základě simulací bylo zjištěno, že generovaný bessellovský svazek může mít například velmi vysokou intenzitu v píku, ale velmi krátký dosah či naopak velmi daleký dosah, ale nízkou intenzitu v peaku. Výsledný charakter vykazuje velmi silnou závislost na vzájemné podélné vzdálenosti obou čoček. Z teoretického odvození vycházejícího z paraxiální aproximace se jeví jako velmi elegantní řešení použít dvě tlusté čočky ve tvaru koule s indexem lomu přesně 2. Paprsky by se poté měli protínat přesně v místě vzájemného dotyku obou koulí. To ovšem vlivem sférické aberace pozorováno nebylo a generovaný bessellovský svazek při této konfiguraci dosahoval velmi vysoké intenzity v píku a velmi krátkého dosahu.

Ať již byla konfigurace tlustých čoček jakákoli, výsledný bessellovský svazek vykazoval kmitavý podélný průběh intenzity v píku. Tento efekt byl potlačen přidáním kulaté překážky na počátek generovaného svazku. Překážka zabírala zhruba 25 % celkového obsahu generovaného svazku. Ten poté měl hladký nekmitavý průběh.

Do práce byla zakomponována i kapitola zabývající se tvary vlnoploch vystupujících z jednotlivých optických prvků. Ukázalo se, že axicon skutečně tvaroval vlnoplochu do kuželovitého tvaru. Tlusté čočky ovšem vytvářeli různé tvary vlnoploch v závislosti na podélné vzdálenosti obou čoček.

Nasimulované výsledky byly, rovněž experimentálně ověřeny. Ověření se týkalo tvaru vlnoploch svazku vycházejícího z axiconu a z tlustých čoček. Dále byl experimentálně ověřen transversální profil čistého bessellovského svazku a bessellovského svazku, kterému byla do cesty vložena překážka, která se rozpínala, přes celou výšku svazku. Výsledky experimentů odpovídají simulacím.

Program VirtualLab svými výsledky odpovídá výsledkům experimentů. Lze tedy prohlásit, že simulace jsou velice přesné.

Nebylo dosaženo absolutní shody se zadáním. Po konzultaci s vedoucím práce nedošlo k simulacím generace Airyho svazků. Bylo to vzhledem k rozsahu výsledků týkajících se bessellovských svazků. Ve všech ostatních bodech se výsledky práce shodují se zadáním.

6 Použitá literatura a zdroje převzatých obrázků ilustrací

- [1] ADAMS STRATTON JULIUS. *Electromagnetic Theory* [online]. B.m.: McGraw Hill Book Company, 1941 [vid. 2016-květen-11]. Dostupné z: <http://archive.org/details/electromagnetict031016mbp>
- [2] SHEPPARD, C. J. R. a T. WILSON. Gaussian-beam theory of lenses with annular aperture. *IEE Journal on Microwaves, Optics and Acoustics* [online]. 1978, roč. 2, č. 4, s. 105–112. ISSN 0308-6976. Dostupné z: doi:10.1049/ij-moa:19780023
- [3] DURNIN, J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory. *JOSA A*. 1987, roč. 4, č. 4, s. 651–654.
- [4] SALEH, B. E. A. a M. C. TEICH. Základy fotoniky, svazek 1-4. *Matfyzpress, Praha*. 1994, roč. 1996.
- [5] *optika_5-2.png (PNG obrázek, 640 × 502 bodů) - Měřítka (70%)* [online]. [vid. 2016-květen-15]. Dostupné z: http://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz_fyziky_pro_DS/display.php/optika/obrazky/pic/optika_5-2.png
- [6] MALÝ, Petr. *Optika*. B.m.: Karolinum, 2013.
- [7] BERRY, M. V. Nonspreading wave packets. *American Journal of Physics* [online]. 1979, roč. 47, č. 3, s. 264. ISSN 00029505. Dostupné z: doi:10.1119/1.11855
- [8] *Axicon_01.jpg* [online]. [vid. 2016-březen-15]. Dostupné z: http://www.luphos.com/uploads/pics/Axicon_01.jpg
- [9] DUOCASTELLA, M. a C.B. ARNOLD. Bessel and annular beams for materials processing. *Laser & Photonics Reviews* [online]. 2012, roč. 6, č. 5, s. 607–621. ISSN 18638880. Dostupné z: doi:10.1002/lpor.201100031
- [10] GIOVANNINI, Daniel, Jacqueline ROMERO, Vaclav POTOCEK, Gergely FERENCZI, Fiona SPEIRITS, Stephen M. BARNETT, Daniele FACCIO a Miles J. PADGETT. Spatially structured photons that travel in free space slower than the speed of light. *Science* [online]. 2015, roč. 347, č. 6224, s. 857–860. Dostupné z: doi:10.1126/science.aaa3035
- [11] BLIOKH, Konstantin Y. a Andrea AIELLO. Goos–Hänchen and Imbert–Fedorov beam shifts: an overview. *Journal of Optics*. 2013, roč. 15, č. 1, s. 14001.
- [12] *shwfs.gif (GIF obrázek, 606 × 433 bodů)* [online]. [vid. 2016-květen-15]. Dostupné z: <http://www.ctio.noao.edu/~atokovin/tutorial/part3/shwfs.gif>

7 Přílohy

7.1 Přiložené CD

7.1.1 Text bakalářské práce

bakalářská_práce_2016_Kryštof_Polák.pdf

bakalářská_práce_2016_Kryštof_Polák.docx

kopie_zadání_bakalářská_práce_2016_Kryštof_Polák.pdf

7.1.2 Výsledky simulací

Na CD se rovněž nalézají výsledky simulací. Nalézají se tam extrahované obrázky ze simulací ve formátu *png* a v plném rozlišení. Dále se na CD nalézají soubory formátu *lpd*, které lze otevřít pouze ve VirtualLab a které představují, zdrojový kód modelované situace ve formě složených funkčních bloků. Rovněž jsou na CD uloženy i výsledky průběhu paprsků. Ty lze otevřít také pouze ve VirtualLab a jsou ve formátu *rays*. Na CD se nacházejí i výsledky simulací elektromagnetických polí. Ty ovšem dosahují značné velikosti, tak byly vybrány pouze některé z představených výsledů v práci. V kapitole 3.3.3 nebyly v rámci úspory místa zobrazeny podélné řezy svazkem. Ty se rovněž nacházejí na CD.