

Využití strukturovaných optických svazků pro uspořádání optických prvků

Diplomová práce

N3901 – Aplikované vědy v inženýrství Studijní program: Studijní obor:

3901T055 – Aplikované vědy v inženýrství

Autor práce: Vedoucí práce:

Bc. Denisa Jínová doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.





Structured beams for optical elements alignment

Master thesis

Study programme:	N3901 – Applied Science in Technology
Study branch:	3901T055 – Applied Science in Technology

br: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.

Author: Supervisor:



Technická univerzita v Liberci Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií Akademický rok: 2018/2019

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení:	Bc. Denisa Jínová
Osobní číslo:	M16000193
Studijní program:	N3901 Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor:	Aplikované vědy v inženýrství
Název tématu:	Využití strukturovaných optických svazků pro uspořádání optických prvků

Zadávající katedra: Katedra fyziky

Zásady pro vypracování:

1. Prostudujte pokročilou literaturu o strukturovaných optických svazcích.

2. Seznamte se s generací přímky pomocí strukturovaných svazků a určete přesnost a stabilitu směru a polohy takovéto přímky.

3.Navrhněte možná uspořádání optických prvků a detektorů vzhledem k referenční přímce strukturovaného svazku a najděte metody určení jejich poloh vůči této přímce.

4. Určete přesnost takovýchto měření polohy.

5. Posuďte vlivy prostředí na směr strukturovaného svazku.

6. Prostudujte možnosti kompenzace nehomogenit indexu lomu vzduchu s použitím více strukturovaných svazků s různými vlnovými délkami.

7.Diskutujte přesnosti použitých metod.

Rozsah grafických prací:

Rozsah pracovní zprávy:

Forma zpracování diplomové práce: tištěná/elektronická

Seznam odborné literatury:

[1] Hernández-Figueroa H., Zamboni-Rached M., Recami E., Non-Diffracting Waves: An Introduction, 2013, ISBN-13: 978-3527411955 [2] Malý P., Optika, Karolinum, 2008, ISBN: 9788024613420 [3] Saleh, B. E. A. - Teich, M.C.: Základy fotoniky I, II , MATFYZPRESS, Praha, 1994-95 [4] Křížek Jan, "Study of non-diffracting beams", Diplomová práce, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze, 2016. [5] V. Kollárová, "Synteza_svetelnych_poli.pdf", 2011. Disertační práce Přírodovědecká fakulta Univerzity Palackého v Olomouc, katedra optiky, [Online] "Synteza_svetelnych_poli.pdf". Dostupné z: http://theses.cz/id/9sslk2/Synteza_svetelnych_poli.pdf. [Viděno: 05-10-2017]. [6] D. McGloin a K. Dholakia, "Bessel beams: diffraction in a new light", Contemp. Phys., roč. 46, č. 1, s. 15-28, 2005. [7] T. Aruga, S. Wing Li, S. Yoshikado, M. Takabe, and R.Li, "Nondiffracting narrow light beam with small atmospheric turbulence-influenced propagation", Applied Optics, 38 (15), 3152-3156, 1999 [8] W. Nelson, J. P. Palastro, C. C. Davis, and P. Sprangle, "Propagation of Bessel and Airy beams through atmospheric turbulence" Journal of the Optical Society of America A, Vol. 31 (3), 603-609, (2014) [9] P. Birch, I. Ituen, R. Young, and Ch. Chatwin,"Long-distance Bessel beam propagation through Kolmogorov turbulence", Journal of the Optical Society of America A, 32 (11), 2066-2073, 2015

[10] Odborné články podle doporučení vedoucího diplomové práce

Vedoucí diplomové práce:	doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.
	Katedra fyziky
Konzultant diplomové práce:	Ing. Štěpán Kunc
	Katedra fyziky
Datum zadání diplomové práce:	18. října 2018

Termín odevzdání diplomové práce: 30. dubna 2019

L.S.

prof. Ing. Zdeněk Plíva, Ph.D. děkan prof. Mgr. Jiří Erhart, Ph.D. vedoucí katedry

Prohlášení

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

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

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

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

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

Datum:

Podpis:

Poděkování

Ráda bych touto cestou poděkovala vedoucímu své diplomové práce doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi Ph.D. za odborné vedení, užitečné rady a především pak za zprostředkování stáže v CERN. Veliké díky patří celému oddělení EN, za veškerou pomoc a hlavně za to, že mě přijali mezi sebe. V neposlední řadě děkuji svým nejbližším, kteří mě podporovali během celého studia a poskytli mi potřebné zázemí.

Abstrakt

Tato diplomová práce (DP) se zabývá uspořádáním a zarovnáním optických prvků pomocí nového typu laserového svazku, který vznikl díky spolupráci mezi Evropskou organizací pro jaderný výzkum a Ústavem fyziky plazmatu. Tento nový typ laserového svazku nese v DP pracovní název strukturovaný svazek (SS). SS disponuje několika unikátními vlastnostmi, díky kterým má potenciál být aplikován do různých odvětví výzkumu a průmyslu. V této práci je představena nová metoda zarovnávání optických komponentů pomocí SS, popsána její přesnost a uveden návrh na případné využití seberegenerační schopnosti svazku. Dále práce popisuje stabilitu SS, která je klíčová pro aplikace vyžadující vysoké přesnosti a nebyla doposud stanovena.

Klíčová slova

Strukturované svazky, nedifrakční svazky, zarovnávání komponentů, seberegenerační schopnost, stabilita laserových svazků

Abstract

This master thesis (MT) deals with alignment of optical components using new type of laser beam, which was invented thanks to cooperation between the European Organization for Nuclear Research and the Institute of Plasma Physics. This new type of laser beam is in MT called Structured beam (SB). SB has several unique properties, which has potential to be applied in different researches and industries. This MT presents a new alignment method using SB, it describes accuracy of this method and proposal of possible use of self-healing property. Further, the thesis describes SB stability, which is crucial for applications requiring high precision and was not determined yet.

Key words

Structured beams, non-diffractive beams, alignment, self-healing, laser beam stability

Obsah

Ab	strakt		2
Ab	stract		3
Ob	osah		9
Se	znam obra	ázků	11
Se	znam graf	ů	12
Úv	rod		14
Те	oretická č	ást	16
1.	Tvarova	ání optických svazků	16
2.	Svazky	s jiným než gaussovským intenzitním profilem	16
	2.1. Ne	difrakční svazky	16
	2.1.1.	Difrakce	16
	2.1.2.	Divergence	17
	2.1.3.	Ideální nedifrakční svazky	17
	2.1.4.	Experimentální nedifrakční svazky	18
	2.1.5.	Besselovy svazky	18
	2.1.6.	Strukturované svazky	19
	2.2. El€	ementy pro tvarování optických svazků	19
	2.2.1.	Axicon	19
	2.2.2.	Kulové čočky a uplatnění optických aberací	20
	2.2.3.	Jiné způsoby generování	23
3.	Index lo	omu	24
	3.1. Pů	vod indexu lomu	25
4.	Stabilita	a optického svazku	26
	4.1. Mo	odifikace optického svazku	26
	4.2. Šíř	ení svazku v prostředí s nehomogenním indexem lomu	26
	4.3. Eli	minování působení indexu lomu	27
5.	Uspořá	dání a zarovnání komponentů	27
	5.1. Ко	nvenční metody	27

5.2.	Limity zarovnávání	28
5.3.	Měření přesnosti laserové přímky	28
Praktick	á část	29
6. Ger	erování strukturovaného svazku	29
6.1.	Uspořádání experimentu a použité komponenty	29
6.2.	Tvorba SS a porovnání SS a BS	30
6.3.	Podélný posun čočky vůči kuličce	31
6.4.	Příčný posun čočky vůči kuličce	34
7. Zar	ovnávání komponentů pomocí SS	35
7.1.	Uspořádání experimentu a použité komponenty	35
7.2.	Příčný posun retroreflektoru	36
7.2.	1. Vyhodnocení posunu	37
8. Seb	eregenerace SS a vliv překážky na rovnost dráhy SS	38
8.1.	Uspořádání experimentu a použité komponenty	39
8.2.	Příčný posun clony	39
8.2.	1. Míra nedifrakční vlastnosti SS	41
8.3.	Seberegenerace SS za rovnou překážkou	42
8.3.	1. Seberegenerace za překážkou jako poziční detektor	45
9. Sta	oilita strukturovaných svazků	46
9.1.	Uspořádání experimentu a použité komponenty	46
9.2.	Vliv průměru centrálního maxima na stabilitu	46
Závěr		48
Seznam	literatury	50

Seznam obrázků

Obr. 1: Parametry gaussovského svazku.	17
Obr. 2: Besselova funkce prvního druhu nultého řádu (vlevo), intenzita BS (vpravo)	19
Obr. 3: Grafické znázornění generace nedifrakčního svazku pomocí axiconu	20
Obr. 4: Obrys BS zaznamenaný za dosahem axiconu (vlevo); příklad BS zaznamenanéh	10
na dosahu axiconu, kde se kvůli jemné struktuře projevuje moiré efekt (vpravo)	20
Obr. 5: Zobrazení čočkou se sférickou aberací	21
Obr. 6: Zernikovy polynomy	22
Obr. 7: Tvar vlnoplochy SS	23
Obr. 8: Durninův způsob generace nedifrakčního svazku	24
Obr. 9: Grafické znázornění prostupu záření z prostředí do jiného prostředí	25
Obr. 10: Sada senzorů, pomocí kterých bylo dosaženo doposud nejvyšší přesnosti	
v zarovnávání komponentů	28
Obr. 11: Grafické znázornění difrakce na otvoru, za kterým vzniká Airyho disk	28
Obr. 12: Set up sestavený z laserové diody (532 nm), kuličky (d=10mm), čočky (f=25,4	1
mm) a CMOS kamery (vlevo). Strukturovaný svazek (vpravo)	29
Obr. 13: Záznam vzniku SS	30
Obr. 14: Záznam SS pole detektorem s vyšším dynamickým rozsahem	31
Obr. 15: Strukturovaný svazek, který vznikl ozářením pouze poloviny kuličky	31
Obr. 16: Set up pro generování SS	32
Obr. 17: Čtyři příklady SS s různými počty kroužků (seřazeny od nejnižšího po nejvyš	śí)
a jejich intenzitní profil	33
Obr. 18: Centrální maximum SS vytvořeno pomocí čočky s ohniskovou vzdáleností	
f =25,4 mm (vlevo) a pomocí čočky s f=50 mm (vpravo)	33
Obr. 19: Set up pro generování SS skládající se z laserové diody (635 mn), expandéru,	
kuličky (d=10mm), čočky (f=75 mm) a CMOS kamery	34
Obr. 20: Záznam příčného posunu čočky vůči kuličce od 0 po 12 mm	35
Obr. 21: Set up pro zarovnávání komponentů pomocí SS	36
Obr. 22: Geometrické znázornění funkce retroreflektoru (vlevo); překryv dvou záznar	nů
SS posunutých vůči sobě o 200 μm (vpravo)	36
Obr. 23: Set up pro záznam seberegenerace SS za překážkou	39
Obr. 24: Záznam stínu clony (vlevo) v příčné vzdálenosti 3200 μm. Obnovený SS (vpra	ıvo)
1,5 m za clonou	41
Obr. 25: Obnovení SS za překážkou	43
Obr. 26: Jednoduché grafické znázornění superpozice paprsků tvořících SS	44

Obr. 27: Set up pro posouzení stability SS, který se skládá z laserové diody,	, generátoru SS,
kamery CMOS a zdroje gradientu indexu lomu	

Seznam grafů

Graf 1: Znázornění poměru posunu retroreflektoru ku posunu na kameře v závislosti	na
vzdálenosti	
Graf 2: Průměrné hodnoty posunu na jednotlivých vzdálenostech a rozptyl hodnot	
Graf 3: Příklad měření se clonou na 3 m	
Graf 4: Příklad měření se clonou na 8 m	40
Graf 5: Příklad měření se clonou na 15 m	40
Graf 6: Závislost vychýlení SS z původní dráhy na pozici překážky	42
Graf 7: Vzdálenost překážky a znovu obnovené pole SS	44
Graf 8: Závislost vychýlení SS na pozici překážky	45
Graf 9: Graf obsahující střední hodnoty vychýlení svazku z původního směru šíření	47

Seznam symbolů a zkratek

θ	úhlová rozbíhavost
λ	vlnová délka
w	pološířka gaussovského svazku
Z_R	Rayleighova vzdálenost
k	vlnový vektor
β	podélná konstanta
J_m	Besselova funkce
Z _{max}	dosah axiconu
n	index lomu
Z_n^m , R_n^m	Zernikovy polynomy, Radiální polynomy
С, V	rychlost světla ve vakuu, v prostředí
f	ohnisková vzdálenost čočky
BS	besselovský svazek

	,
CLIC	kompaktní lineární urychlovač
DP	diplomová práce
GS	gaussovský svazek
KPS	kapacitní poziční senzor
NS	nedifrakční svazek
OPS	optický poziční senzor
RMSD	root mean square deviation
SS	strukturovaný svazek

Úvod

Při konstrukci každého nového zařízení je zásadní uspořádání a zarovnání jeho jednotlivých komponentů, protože právě to určuje výslednou přesnost celého zařízení. Všechny jeho složky je nutné zarovnat vůči nějaké konkrétní referenci. V současné době se v praxi jako referenční přímka používá natažený drát, vodní hladina nebo kombinace obojího. Stávající konvenční metody mají své limity, svá úskalí a do budoucna je třeba hledat přesnější a praktičtější cesty.

Velkou motivací pro zlepšení metod zarovnávání je například mezinárodní projekt *CLIC* o jehož realizaci se uvažuje v CERN, Ženeva. Tento akronym skrývá název *The Compact Linear Collider*. Jedná se o kompaktní lineární urychlovač, jehož požadavek na přesnost sestrojení je 10 µm na vzdálenosti 200 m, což doposud nebylo splněno žádnou metodou.

Nejnadějnější přístup je použití kombinace více metod. Metoda, která má velký potenciál přispět, je vytvoření referenční přímky pomocí laserového optického svazku. Nejběžnějším laserovým optickým svazkem je gaussovský svazek (GS). Gaussovský svazek lze relativně dobře použít pro polohování na malé vzdálenosti, ale s rostoucí vzdáleností činí velký problém jeho úhlová rozbíhavost. Proto se nabízí aplikace nedifrakčních optických svazků, které jsou schopny zachovat velikost své stopy i na velké vzdálenosti, teoreticky do nekonečna.

Nedifrakční optika je relativně mladý směr fyziky, který se zabývá nedifrakčními optickými svazky. Termín nedifrakční svazek (NS) přivedl do optiky James E. Durnin v roce 1987. J. E. Durnin publikoval článek, ve kterém je prezentováno řešení skalární vlnové rovnice pro nedifrakční svazky [1]. Na své teoretické poznatky navázal praktickou realizací [2]. Matematická teorie NS představuje řešení vlnové rovnice, která se šíří do nekonečna bez úbytku energie. Tyto ideální NS nesou nekonečnou energii, což samozřejmě nelze experimentálně vytvořit. Reálný dosah známých NS je omezen velikostí jejich aparatury. Tato DP se zabývá novým typem laserového optického svazku, který se svými vlastnostmi řadí mezi NS, ale svým dosahem je výrazně předčí. Tento nový typ svazku nese v této DP pracovní název strukturovaný svazek (SS).

Jak již bylo zmíněno, požadavky na přesnost zarovnávání jsou velice vysoké a je nesnadné jich dosáhnout. Při takto vysokých přesnostech nelze zanedbat působení prostředí, ve kterém měření probíhá, a to se ještě umocňuje se vzdáleností, kterou musí svazek urazit. Veličina charakterizující prostředí je index lomu. Nehomogenní a případně fluktuující index lomu způsobuje odchýlení svazku od směru šíření. Proto je klíčovým parametrem laserového svazku jeho stabilita.

Strukturovaný svazek je nový a tedy i málo zmapovaný typ optického svazku, proto si tato DP klade za cíl přispět k jeho poznání a charakterizování. Stěžejním úkolem práce je navržení metody zarovnávání komponentů pomocí strukturovaných svazků. Dále se práce zabývá vlastnostmi SS, konkrétně jeho úhlovou rozbíhavostí a schopností seberegenerace. Velmi důležitým parametrem při použití laserového svazku jako referenční přímky pro zarovnávání je stabilita, která nebyla pro SS doposud definována. Proto dalším cílem práce je ji posoudit a porovnat se známým gaussovským svazkem. Intenzitní profil SS se na první pohled velmi podobá BS, ale není totožný, proto tato DP chce ukázato rozdíl a také porovnat princip vzniku SS a BS.

Teoretická část

1. Tvarování optických svazků

Většina laserových zdrojů emituje záření, jehož intenzitní příčný profil popisuje Gaussova funkce. Takové záření nazýváme gaussovským svazkem. Pro některé aplikace je žádoucí tvarovat tento svazek a získat tak jiné rozložení intenzity. Tvarování optických svazků je proces, při kterém dochází k přetvoření distribuce záření a tím ke změně tvaru daného optického svazku. Tímto procesem se také mění fáze svazku. Teoreticky lze dosáhnout libovolných optických svazků různých tvarů. Nejjednodušším způsobem tvarování optického svazku je použití obyčejných čoček a zrcadel.

Tato práce se zaměřuje na tvarování gaussovského svazku pomocí sférických čoček vykazujících optické aberace. Jednoduchým příkladem aplikace, pro kterou je výhodné tvarovat svazek emitovaný laserem, je řezání materiálu. Pro tuto technologii by bylo ideální použít optický svazek s rovnoměrným rozložením intenzity. Gaussovský svazek lze tvarovat na tzv. *flattop beam*, který se vyznačuje rovnoměrným profilem se strmými okraji [3].

2. Svazky s jiným než gaussovským intenzitním profilem

Tvarováním optických svazků lze získat intenzitní pole s určitou strukturou, která určuje některé vlastnosti svazku. Touto charakteristikou se vyznačuje celá skupina nedifrakčních svazků, kterou se zabývá následující kap. 2.1. Dále mají strukturovaná intenzitní pole také například vírové svazky, které jsou charakteristické šroubovitým tvarem vlnoplochy [4]. Tato práce se zabývá novým typem laserového svazku se strukturovaným intenzitním polem, který zde nese pracovní název *strukturovaný svazek*.

2.1. Nedifrakční svazky

Nedifrakční svazky získaly svůj název díky své výjimečné vlastnosti – rezistenci vůči difrakci. Tato schopnost jim umožňuje seberegeneraci za překážkou. Ideální nedifrakční svazky jsou také odolné vůči divergenci, což zapříčiňuje jejich dalekodosahovost. Nejznámějším zástupcem jsou besselovské svazky, dále pak například airyho a mathieuvy svazky. Díky svým vlastnostem se do této skupiny může zařadit i strukturovaný svazek.

2.1.1. Difrakce

Difrakce se obecně definuje jako jakékoli vychýlení světla od přímočarého šíření. Jedná se o jev, díky kterému se světlo může dostat do oblasti geometrického stínu. Tento fakt nelze

popsat pomocí paprskové optiky a potvrzuje vlnový charakter světla. Difrakční obrazce vznikají při průchodu světla štěrbinou nebo kolem překážky. Difrakci podléhá známý gaussovský svazek, který se při potkání překážky "ohýbá" a tvoří difrakční obrazce. Nedifrakční svazek má schopnost seberegenerace za překážkou.

2.1.2. Divergence

Divergence neboli úhlová rozbíhavost je vlastnost optických svazků, která znemožňuje jejich šíření ve formě nekonečného válce. Gaussovský svazek se šíří prostředím ve formě kužele. Čím menší je počáteční průměr GS, tím větší je vrcholový úhel kužele. Úhlová rozbíhavost pro GS šířící se po ose *z* je definována vztahem:

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot w(0)} = \frac{w(0)}{z_R},$$

kde λ značí vlnovou délku, *w* pološířku neboli poloměr pasu svazku a z_R Rayleighovu vzdálenost. Poloměr svazku v z = 0 se nazývá pas svazku. Poloměr svazku roste s rostoucí vzdáleností. Pro $z \gg z_R$ poloměr roste lineárně:

$$w(z) = z \cdot \theta$$

Rayleighova vzdálenost je vzdálenost mezi pasem svazku a místem, ve kterém nabývá plocha svazku dvojnásobek plochy svazku v pasu. Poloměr GS ve vzdálenosti $z = z_R$ vzroste na $w(z = z_R) = \sqrt{2} \cdot w(0)$. GS se svými parametry je znázorněn na obr. 1.



Obr. 1: Parametry gaussovského svazku.

2.1.3. Ideální nedifrakční svazky

Ideální nedifrakční svazky představují přesná řešení Helmholtzovy rovnice, která má tento tvar:

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

kde $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ je Laplaceův operátor, $U(\mathbf{r})$ je komplexní amplituda vlny závislá na poloze $\mathbf{r} = (x, y, z)$ a nezávislá na čase, \mathbf{k} je vlnový vektor, pro který platí:

$$|\boldsymbol{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Detekovaná intenzita nedifrakčního svazku je nezávislá na vzdálenosti v ose z. Pro nedifrakční svazek má funkce $U(\mathbf{r})$ tvar:

$$U(\mathbf{r}) = u(x, y) \exp[-i\beta z],$$

kde β je tzv. podélná konstanta. Amplituda *u* závisí pouze na souřadnicích *x*, y a získá se pomocí metody separace proměnných v určitém souřadném systému. Volbou souřadného systému lze vypočítat různé svazky. Nejznámější Besselovy svazky se získají řešení rovnice (č. X Helmholtzova) ve válcových souřadnicích. Mezi zástupce nedifrakční optiky dále patří Mathieuvy svazky, které jsou řešením v eliptických válcových souřadnicích [5] a parabolické svazky, které jsou řešením v parabolických souřadnicích [6]. Superpozicí zmíněných nedifrakčních svazků vznikají další nedifrakční svazky.

2.1.4. Experimentální nedifrakční svazky

Nedifrakční svazky se dle jejich matematické teorie šíří do nekonečna bez ztráty energie. To je samozřejmě v praxi neproveditelné a experimentálně se tedy realizují tzv. pseudo-nedifrakční svazky. Jedná se o svazky získané tvarováním difrakčního svazku. Tato práce se zaměřuje na pseudonedifrakční svazky generované pomocí kulových čoček vykazujících optické aberace, pro které je v této práci používán výraz strukturované svazky. Generování těchto svazků je dále popsána v kapitole 2.2.2. Jedná se nový typ svazku, který se svým příčným intenzitním profilem nejvíce podobá besselovskému svazku. Proto bude besselovskému svazku věnována zvlášť následující kapitola 2.1.1.

2.1.5. Besselovy svazky

Besselovy svazky se získají řešením Helmholtzovy rovnice pomocí metody separace proměnných ve válcových souřadnicích (r, φ , z), $x = r\cos \varphi$, $y = r\sin \varphi$, z = z. Výsledkem je diferenciální rovnice, tzv. Besselova rovnice:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + (k^2 - \beta^2) \left(1 - \frac{m^2}{(k^2 - \beta^2)r^2}\right) = 0.$$

Funkce R(r) je rovna lineární kombinaci Besselovy funkce J_m a Neumannovy funkce N_m . Neumannova funkce má singularitu v nule, proto je dále zanedbána a výsledný zápis besselova svazku má tvar:

$$u_B(\mathbf{r}, \boldsymbol{\varphi}, \mathbf{z}) = J_m(\mathbf{r}) \exp[-i(\beta z + m\boldsymbol{\varphi})],$$

kde *m* je číslo z oboru přirozených čísel a J_m je Besselova funkce prvního druhu *m*-tého řádu. Obecně platí, že intenzita světla je úměrná druhé mocnině pole. Intenzita besselovských svazků je tedy dána kvadrátem Besselovy funkce. Besselova funkce prvního druhu nultého řádu a její kvadrát jsou zobrazeny níže, viz obr. 2.



Obr. 2: Besselova funkce prvního druhu nultého řádu (vlevo), intenzita BS (vpravo).

2.1.6. Strukturované svazky

Jelikož se jedná o nový typ svazků, neexistuje pro ně v této době ucelený matematický popis. Tvarování běžného svazku na strukturovaný svazek je popsáno v kap. 2.2.2.

2.2. Elementy pro tvarování optických svazků

2.2.1. Axicon

Axicon je speciální optický element, který se používá pro tvarování optického svazku na nedifrakční s besselovkým rozložením příčného intenzitního pole. Jedná se o čočku kuželovitého tvaru. Z rovinné strany tohoto kužele vstupuje ideálně rovinná vlna, která je ale pouze matematickým modelem. Pomocí kolimačních čoček nebo expandéru svazku se svazek vystupující z laseru rozšíří a stává se tak dobrou aproximací teoretické rovinné vlny. Tato vlna se při průchodu axiconem láme dle jeho vrcholového úhlu. Za axiconem vlny interferují a vzniklé interferenční pole tvoří nedifrakční svazek. Generace nedifrakčního svazku pomocí axiconu je znázorněna na obr. 3.



Obr. 3: Grafické znázornění generace nedifrakčního svazku pomocí axiconu.

Axicon je charakterizován několika parametry, mezi které patří průměr, vrcholový úhel, tloušťka, materiál a index lomu. Průměr axiconu limituje dosah nedifrakčního pole. Vzorec pro maximální vzdálenost nedifrakčního pole má tvar:

$$Z_{max} = \frac{r}{\alpha \cdot (n-1)^{n}}$$

kde *r* je poloměr svazku vstupujícího do axiconu, α vrcholový úhel a *n* index lomu. Ve vzdálenosti vyšší než Z_{max} se začne vytrácet střed pole a na velmi vzdáleném stínítku pak pozorujeme pouze obrys. Tento obrys a příklad besselovského pole zaznamenaného před vzdáleností Z_{max} jsou na obr. 4 [7].



Obr. 4: Obrys BS zaznamenaný za dosahem axiconu (vlevo); příklad BS zaznamenaného na dosahu axiconu, kde se kvůli jemné struktuře projevuje moiré efekt (vpravo).

2.2.2. Kulové čočky a uplatnění optických aberací

Novým způsobem generace optických svazků s nedifrakčními vlastnostmi je použití kulových čoček s vysokým indexem lomu vykazujících optické aberace. Při přechodu optického svazku z jednoho prostředí do druhého dochází k jeho lomu dle Snellova zákona. Paprsek, který dopadne pod úhlem α_1 na rozhraní z prostředí s indexem lomu n_1 do prostředí s indexem lomu n_2 , se láme pod úhlem α_2 a platí:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2.$$

Pro paprsky, které svírají s optickou osou velmi malé úhly, lze tento vztah zjednodušit na:

$$n_1\alpha_1=n_2\alpha_2,$$

protože pro velmi malé úhly platí sin $\alpha \approx \alpha$. Jedná se o první člen z Taylorova rozvoje funkce sinus [8]:

$$sin\alpha = \alpha - \frac{\alpha^3}{3!} + \frac{\alpha^5}{5!} - \frac{\alpha^7}{7!} + \frac{\alpha^9}{9!} - \cdots$$

Mezní velikost úhlu α se uvádí $\alpha = 2^{\circ}$. Toto zjednodušení se nazývá *paraxiální aproximace*. Paraxiální paprsky jsou fokusovány přesně do ohniska čočky a umožňují ideální zobrazení bez optických aberací. Obecně optické aberace způsobují nedokonalá zobrazení, která se projevují rozostřením obrazu, zhoršením kontrastu, změnou barvy, tvarovou deformací atd. Pro tvarování optických svazků v této práci je klíčová sférická a defokusační aberace.

Sférická aberace se projevuje jako odchýlení směru šíření okrajových paprsků od směru šíření paraxiálních paprsků. Paprsky dopadající na čočku dál od optické osy se lámou více a jejich ohniska tak vznikají blíž na optické ose, viz obr. 5. Míra sférické aberace je úměrná poloměru křivosti čočky a je nejvýraznější pro tzv. tlusté čočky. Tlustou čočkou se označuje čočka, jejíž tloušťka je větší než její poloměr křivosti. Čočka, která by fokusovala všechny svazky do jednoho ohniska, by musela být asférická.



Obr. 5: Zobrazení čočkou se sférickou aberací [9].

Pro čočku bez sférické vady se všechny na ni dopadající paprsky fokusují do jednoho ohniska, obrazem bodu je bod. Pro čočku se sférickou aberací se obrazem bodu stává ploška. Toto je představa vycházející z geometrické optiky, která zanedbává vlnové vlastnosti světla. Aberace v geometrické optice jsou tzv. aberace prvního řádu. Započtení pouze prvního řádu je stanoveno maximálně pro úhel $\alpha = 15^{\circ}$. Pro tyto úhly platí zjednodušení na dva členy Taylorova polynomu:

$$sin\alpha = \alpha - \frac{\alpha^3}{3!}.$$

Při přihlídnutí k vlnovým vlastnostem světla se dostáváme do vlnové optiky a zde hovoříme o aberacích vyššího řádu. Vlnové aberace způsobují deformace vlnoplochy. Odchylka reálné vlnoplochy od ideální se popisuje pomocí Zernikových polynomů. Zernikovy polynomy jsou definovány v polárních souřadnicích a obecně se dělí na sudé:

$$Z_n^m(\rho,\varphi) = R_n^m(\rho)\cos(m\varphi)$$

a liché:

$$Z_n^{-m}(\rho,\varphi) = R_n^m(\rho)\sin(m\varphi)$$

Zernikův polynom se obvykle uvádí s dvěma indexy. Dolní hlavní index *n* udává řád polynomu a horní vedlejší index *m* četnost maxim a minim. Jedná se o nezáporná čísla, která jsou vždy současně sudá nebo lichá. Uvedený předpis Zernikových polynomů je v polárních souřadnicích a skládá se z radiálního polynomu R_n^m a harmonické funkce cosinus nebo sinus. V této diplomové práci se při generování strukturovaných svazků uplatňuje deformace vlnoplochy sférickou a defokusační aberací. Pro sférickou aberaci nabývají čísla *m* a *n* hodnot *m* = 0, *n* = 4. Radiální polynom má potom tvar:

$$R_4^0(\rho) = 6\rho^4 - 6\rho^2 + 1.$$

Zernikův polynom pro sférickou aberaci se zapíše jako:

$$Z_4^0(\rho,\varphi) = 6\rho^4 - 6\rho^2 + 1.$$

Pro defokusační aberaci pro čísla *m* a *n* platí: m = 0, n = 2 a pro radiální polynom:

$$R_2^0(\rho) = 2\rho^2 - 1.$$

Zernikův polynom pro defokusační je popsán rovnicí:

$$Z_2^0(\rho, \varphi) = 2\rho^2 - 1.$$



Obr. 6: Zernikovy polynomy pro sférickou a defokusační aberaci [10].

Výsledná vlnoplocha vlnění procházející optickou sestavou je deformována všemi nedokonalými optickými prvky. V této práci jsou konkrétně použity dvě čočky, u první se

uplatňuje sférická aberace a u druhé defokusační aberace. Výsledná vlnoplocha je tedy dána těmito deformacemi, viz obr. 7.



Obr. 7: Tvar vlnoplochy: a) vlnoplocha deformovaná sférickou aberací, b) vlnoplocha deformovaná defokusační aberací, c) výsledná vlnoplocha po uplatnění sférické a defokusační aberace [11].

Tvarování běžného optického svazku na strukturovaný svazek se tedy neomezuje na paraxiální aproximaci, naopak využívá optických aberací dvou čoček. Svazek je nejprve deformován čočkou tvaru koule nebo polokoule s výraznou sférickou aberací. Vzniklé krátké pole na plošce ohniska čočky je kolimováno druhou čočkou. Intenzitní pole SS je složeno z centrálního maxima, kolem kterého se soustředí kružnice. Průměr centrálního maxima a počet kružnic se liší dle vzájemné vzdálenosti čoček. Hlavní výhodou použití tohoto generátoru svazků oproti použití axiconu je dalekodosahovost neomezená rozměrem generátoru. Experimentální uspořádání pro generaci SS touto metodou je popsáno v praktické části v kap. 6.

2.2.3. Jiné způsoby generování

J. E. Durnin [2] uskutečnil tvorbu nedifrakčních svazků s besselovským rozložením příčného intenzitního pole pomocí prstencové štěrbiny a čočky. Rovinná vlna dopadá na prstencovou štěrbinu, která se dle Huygensova principu stává nových zdrojem vlnění. Čočka je umístěna v ohniskové vzdálenosti od prstencové štěrbiny. Tento princip generování nedifrakčního svazku je znázorněn na obr. 8. Nevýhodou tohoto způsobu generování je jeho nízká efektivita.



Obr. 8: Durninův způsob generace nedifrakčního svazku Na prstencovou štěrbinu dopadá rovinná vlna, která se dle Huygensova principu stává novým zdrojem vlnění a toto elementární vlnění je kolimováno čočkou.

Doposud zmíněné způsoby generování nedifrakčních svazků jsou založeny na tvarování svazku vycházejícího z laseru, typicky gaussovského svazku. Nabízí se možnost generovat nedifrakční svazek přímo laserem bez nutnosti použití dalších komponentů. Nedifrakční svazek produkovaný pevnolátkovým laserem popisuje článek [12]. Další možností tvorby nedifrakčního svazku je za využití holografie. Počítačem generovaný hologram může přímo modulovat amplitudu nebo fázi [13]. Přímá změna fáze lze uskutečnit také implementací prostorového světelného modulátoru [14].

3. Index lomu

Index lomu je definován jako poměr rychlostí šíření světla ve vakuu ku rychlosti šíření v jiném prostředí. Platí:

$$n = \frac{c}{v}$$

c je rychlost světla ve vakuu a *v* rychlost světla v prostředí s indexem lomu *n*. Rychlost světla nabývá ve vakuu konstantní hodnoty $c = 299792458 ms^{-1}$ a ve všech ostatních prostředích nižších hodnot. V prostředí s indexem lomu n_1 se světlo šíří rychlostí v_1 , v prostředí s indexem lomu n_2 se šíří rychlosti v_2 . Při přechodu z jednoho prostředí do druhého se světlo láme dle Snellova zákona. Lom světla na rozhraní je znázorněn na obr. 9.



*Obr. 9: Grafické znázornění prostupu záření z prostředí s indexem lomu n*₁*do prostředí s n*₂, pro $n_1 < n_2$ nastává lom ke kolmici, tedy $\alpha_1 > \alpha_2$.

Ve vakuu se šíří světlo o všech vlnových délkách rychlostí *c*, index lomu je konstantní a nabývá hodnoty n = 1. Přechodem světla do prostředí s vyšším indexem lomu se tedy snižuje jeho rychlost. To platí nejen pro rychlost světla ale také pro jeho vlnovou délku. Světlo v prostředí s indexem lomu *n* má *n*-krát kratší vlnovou délku než by mělo ve vakuu. Platí tedy:

$$\lambda = \frac{\lambda(c)}{n},$$

kde λ je vlnová délka v daném prostředí a $\lambda(c)$ je vlnová délka ve vakuu. Frekvence světla je na rozdíl od vlnové délky nezávislá na indexu lomu a při lomu světla se nemění. Index lomu je obecně konstantní pouze ve vakuu, z čehož vyplývá, že i vlnová délka je konstantní pouze ve vakuu. Měření probíhají převážně v atmosférických podmínkách, kde index lomu závisí hlavně na teplotě, tlaku, vzdušné vlhkosti a koncentraci CO₂.

Index lomu je kromě vlnové délky závislý také na intenzitě. Tuto závislost popisuje Kerrův jev. Jedná se však o jev uplatňující se v oblasti nelineární optiky, kde se počítá s velmi vysokými hodnotami intenzity, proto ho v této práci můžeme zanedbat.

3.1. Původ indexu lomu

Původ indexu lomu je způsoben interakcí elektromagnetické vlny s atomy prostředí, nejvíce s elektrony. Interakce na protonech je zanedbatelná kvůli jejich vysoké hmotnosti $(m_{proton} \approx 2000 \cdot m_{elektron})$. Vlna dopadající do prostředí rozkmitá elektrony, které se stávají dle Huygensova principu zdrojem nového vlnění. Část původní vlny projde a interaguje s vlnou od elektronů. Vznikne nová vlna, která rozkmitá elektrony dál v prostředí, atd. Takto prostupuje vlnění materiálem a jeho rychlost se každou interakcí snižuje.

4. Stabilita optického svazku

Stabilita laserového svazku je podstatnou charakteristikou, která má vliv na efektivnost svazku a je kritickým parametrem zejména pro aplikace, které vyžadující šíření svazku na dlouhé vzdálenosti. Mezi ty se řadí kromě potenciálního využití optického svazku pro zarovnávání komponentů také například optická komunikace [15]. Při zkoumání stability optického svazku nás zajímá jeho směrovost a intenzita. Jak již bylo zmíněno výše, základní charakteristikou prostředí je index lomu. Problémem stability jsou i mechanické vibrace, které lze omezit uložením celé sestavy na optický stůl s tlumením a vhodnou polohou laboratoře.

4.1. Modifikace optického svazku

Modifikace optického svazku lze popsat třemi základními jevy. Jsou to vychýlení, rozšíření a scintilace. Při vychýlení dochází k odklonění svazku ze směru šíření. Svazek pak není přesnou přímkou a může se stát, že zcela mine požadovaný cíl. Rozšíření svazku je dáno jeho neodolností vůči divergenci. Tento jev je výrazně nižší u nedifrakčních svazků. Dochází k rozložení energie svazku na větší plochu a tak k poklesu intenzity, výkonu a účinnosti. Scintilace se projevuje jako kolísání intenzity svazku a může způsobit zkreslení obrazu [16].

4.2. Šíření svazku v prostředí s nehomogenním indexem lomu

Šíření svazku atmosférou s nehomogenním indexem lomu, případně s turbulentními výkyvy, způsobuje modifikace. Dochází k fázovému zkreslení laserového svazku neboli k narušení příčné koherence záření. Šíření optických svazků atmosférou s turbulentními výkyvy indexu lomu bylo zkoumáno pomocí simulace. Článek [16] se zbýval třemi svazky, konkrétně se jednalo o besselovký, airyho a gaussovský svazek. Simulace byly provedeny za podmínek vakua a za atmosféry s turbulentním indexem lomu. Ukázalo se, že klíčovým parametrem je velikost příčného rozměru svazku. Svazek s větším průměrem je méně divergentní a podléhá fázovému zkreslení dříve než rozšíření. Užší svazek naopak podlehne rozšíření ještě před fázovým zkreslením. Nejstabilnější besselovský svazek je takový, který se skládá pouze z centrálního maxima. Při šíření nedifrakčních svazků turbulentní atmosférou dochází k narušení jejich nedifrakční schopnosti. Dosažené výsledky v tomto článku byly získány pouze pomocí simulací, praktické experimenty nebyly provedeny.

Další článek [17] se zabýval stabilitou nedifrakčního svazku a kolimovaného gaussovského svazku. Zkoumaný nedifrakční svazek měl besselovské rozložení intenzity a

byla porovnána stabilita centrálního maxima se stabilitou ostatních maxim. Centrální maximum vykazovalo znatelně vyšší stabilitu, což koresponduje s výše zmíněným článkem [16]. Porovnáním stability centrálního maxima besselovského svazku s kolimovaným gaussovským svazkem došel článek k závěru, že besselovský svazek vykazuje lehce vyšší stabilitu.

Tato diplomová práce se zabývá novým typem optického svazku, jehož stabilita nebyla doposud popsána. Proto si práce dává za cíl zhodnotit tuto charakteristiku. Provedené experimentální měření je dále uvedeno v praktické části v kapitole 9.

4.3. Eliminování působení indexu lomu

Eliminovat negativní vlivy indexu lomu na svazek lze zajištěním co nejideálnějších podmínek. Index lomu je velmi náchylný na změny teploty, proto je zapotřebí udržovat konstantní teplotu v laboratoři. Přirozeně se nabízí měření ve vakuu. Další možností je akustická stojatá vlna [18].

Dodatečnou informaci by mohlo nabídnout použití dvou nebo více zdrojů s různými vlnovými délkami. Optické svazky s různými vlnovými délkami se v prostředí šíří po různých drahách. Jedná se o disperzní jev, při kterém index lomu světla s klesající vlnovou délkou roste. To znamená, že se světlo s nižší vlnovou délkou láme od původního směru šíření více než světlo s vyšší vlnovou délkou a naopak.

5. Uspořádání a zarovnání komponentů

5.1. Konvenční metody

Jako referenční přímka pro zarovnávání komponentů se už od 60. let používá natažený drát. Materiál drátu a senzory se za posledních 50 let vyvíjely a měnily. Jako ideální se ukázalo použití více drátů [19]. Druhým běžným způsobem je hydrostatický systém hladin, kde jako referenční přímka funguje vodní hladina. Doposud nejlepšího výsledku dosáhl systém, který kombinoval obě zmíněné metody a zapojil několik senzorů. Přesnost tohoto systému byla pod 14 µm na 200 m [20]. Pro detekci pozice drátu se používá např. kapacitní poziční senzor (KPS). KPS funguje jako deskový kondenzátor. Drát prochází skrz senzor a případné vychýlení drátu se projeví jako změna kapacity. KPS měří pozici s přesností na 5 µm [21]. Další možností je optický poziční senzor (OPS), který se skládá ze dvou kamer. Každá z kamer zabírá drát z jiného úhlu. OPS zaznamenává pozici s přesností 10 µm [22].



Obr. 10: Sada senzorů, pomocí kterých bylo dosaženo doposud nejvyšší přesnosti v zarovnávání komponentů. Obsahuje hydrostatický systém hladin (HSH), kapacitní poziční senzory (KPS) skrz které prochází natažené dráty a optický poziční senzor (OPS).

5.2. Limity zarovnávání

Referenční přímka tvořená nataženým drátem vnáší problémy s průhybem drátu a s instalací. Hydrostatický systém hladin je ovlivňován přílivovými účinky (měsíc, slunce a mořské vlivy). Tyto jevy lze korigovat matematickými simulacemi.

Použití gaussovského svazku jako referenční přímky lze pouze pro malé vzdálenosti, protože s rostoucí vzdáleností roste problém jeho divergence. Divergence GS lze snížit zvětšením počátečního průměru, např. GS s průměrem 30 mm na počátku může být kolimovaný na 500 m (pro 10 mW He-Ne laser) [23]. Nicméně takto široký svazek nelze použít jako referenční přímku a méně široký podléhá velké divergenci.

5.3. Měření přesnosti laserové přímky

Existuje několik způsobů detekce pozice laseru, mezi které patří například detektor v kvadratuře [24] nebo LAMBDA senzor, který se skládá ze závěrky a kamery [25] .Dalším přístupem jsou metody využívající difrakce GS, např. na otvoru [26] nebo za neprůhlednou kuličkou [27].



Obr. 11: Grafické znázornění difrakce na otvoru, za kterým vzniká Airyho disk [26].

Praktická část

V praktické části této práce jsou představeny provedené experimenty. U každého experimentu je popsáno a graficky znázorněno optické uspořádání. Dále jsou zde uvedeny metody provedeného měření, získaná data a následné vyhodnocení.

6. Generování strukturovaného svazku

6.1. Uspořádání experimentu a použité komponenty

Základním komponentem pro tvorbu SS je zdroj záření. Pro tuto DP byly k dispozici tři různé zdroje: He-Ne laser (632,8 nm), červená laserová dioda (635 nm) a zelená laserová dioda (532 nm). Záření je možné pomocí expandéru rozšířit tak, aby dobře ozařovalo generátor SS. Zároveň rozšířením dojde k částečnému narovnání vlnoploch a rovnoměrnějšímu rozložení intenzity v příčném řezu. Generátorem SS je čočka tvaru koule (dále bude v této práci používán výraz "kulička") a spojná čočka. Výsledný svazek byl zaznamenáván pomocí CMOS kamery. V tomto základním postavení byly všechny komponenty umístěny na jednu optickou osu. Grafické znázornění příkladu experimentálního uspořádání a příklad výsledného SS jsou na obr. 12. Jedná se o pouze jednu z možností, v dalších experimentech byl použit například jiný zdroj záření, jiný průměr kuličky nebo jiná ohnisková vzdálenost čočky.





Obr. 12: Set up sestavený z laserové diody (532 nm), kuličky (d=10mm), čočky (f=25,4 mm) a CMOS kamery (vlevo). Strukturovaný svazek (vpravo).

Tento systém generování SS by se dal vložit do kompaktní formy, kde bude napevno vložen zdroj záření, kulička a čočka. Takový kompaktní generátor může být pak jednoduše přenášen bez nutnosti opakované instalace jednotlivých komponentů. V dalších měřeních byl testován vliv ohniskové vzdálenosti použité čočky a byly vyzkoušeny kuličky s různým průměrem. Cílem bylo vytvoření dalekodosahového SS s nízkou divergencí a malým centrálním maximem. Dalším parametrem je také intenzita SS, která byla měřena v závislosti na počtu kroužků SS. Výsledky těchto měření jsou uvedeny níže.

6.2. Tvorba SS a porovnání SS a BS

Pole SS bylo zaznamenáno na několika vzdálenostech za generátorem za účelem pozorování vzniku SS. Několik snímků je ukázáno na obr. 13. Z tohoto záznamu je viditelné, že SS vzniká od okraje po střed. V tom se liší od BS, kde je to naopak.



Obr. 13: Záznam vzniku SS, snímky jsou pořízeny postupně na vzdálenostech od 20 do 30 cm od zdroje. (20, 24, 26, 28, 29 a 30 cm).

Další rozdíl mezi SS a BS je v intenzitním profilu. Pro BS platí, že každé další maximum má nižší intenzitu než to předchozí. U SS tomu tak není, sudá a lichá maxima dosahují jiných hodnot, viz obr. 14. Centrální (nulté) maximum dosahuje výrazně vyšší intenzity. Dále každé sudé maximum má nižší intenzitu než předchozí sudé maximum, to

stejné platí pro lichá maxima. V tomto případě mají sudá maxima vždy vyšší intenzitu než lichá, ale to záleží na nastavení systému a může tomu být i naopak.



Obr. 14: Záznam SS pole, který byl pořízen v rámci návštěvy holandské firmy HighTechXL v CERN při prezentování strukturovaných svazků, kdy byl k dispozici detektor s vyšším dynamickým rozsahem. Barvy jsou falešné a reprezentují intenzitu svazku, viz barevná škála vpravo.

Odlišný princip tvorby SS a BS také zapříčiňuje to, že pro vznik centrálního maxima SS stačí ozářit pouze polovinu kuličky. Při osvícení poloviny axiconu by BS nevznikl.



Obr. 15: Strukturovaný svazek, který vznikl ozářením pouze poloviny kuličky.

6.3. Podélný posun čočky vůči kuličce

Podstatným parametrem pro konečnou podobu strukturovaného svazku je vzdálenost kuličky a čočky. V závislosti na této vzdálenosti vznikne počet soustředných kružnic kolem centrálního maxima. S počtem kružnic SS se také mění intenzita a velikost průměru centrálního maxima.



Obr. 16: Set up pro generování SS skládající se z laserové diody (532 mn), kuličky (d=1 cm), čočky (f=25,4 mm) a CMOS kamery. V tomto měření byla podélně posouvána čočka vůči kuličce.

Praktickým problémem SS je vysoký rozdíl mezi intenzitou centrálního maxima a intenzitou kružnic. Detektor, který byl k dispozici, neměl dostatečný dynamický rozsah pro intenzitu SS. Kamera měla rozsah od 0 do 255. Pokud bylo cílem pozorovat celé pole SS, střed byl přeexponován, to znamená, že hodnota pixelů byla vždy 255. Pokud došlo ke snížení intenzity centrálního maxima pod tuto hodnotu, kružnice byly téměř nepozorovatelné. Tento problém by vyřešil detektor s vyšším dynamickým rozsahem, viz obr. 14. Měření bylo provedeno pomocí CMOS kamery a funkce zobrazení profilu intenzity v jedné horizontální přímce. Pod záznamem SS je graf s hodnotami pixelů na přímce jdoucí středem pole. Příklady výsledků měření jsou níže na obr. 17.





Obr. 17: Čtyři příklady SS s různými počty kroužků (seřazeny od nejnižšího po nejvyšší) a jejich intenzitní profil. Na prvních třech výsledcích je vidět celé pole SS s přeexponovaným centrálním maximem. Jako čtvrtá je uvedena situace, kdy centrální maximum není přeexponováno, ale ostatní kružnice jsou téměř nedetekovatelné. Z intenzitních profilů je viditelné, že s počtem kroužků klesá intenzita, respektive je rozložena.

Z tohoto měření vyplývá, že vyšší počet kružnic vede k menšímu středu a jeho nižší intenzitě. Při nastavování těchto SS se také ukázalo, že při menší vzdálenosti kuličky a čočky vznikne více kružnic. Dále při výměně čočky bylo při využití vyšší ohniskové vzdálenosti nastaveno centrální maximum s nižším průměrem. Zde (obr. 18) uvádím porovnání velikostí středů při použití čočky s f = 25,4 mm a čočky s f = 50 mm.



Obr. 18: Centrální maximum SS vytvořeno pomocí čočky s ohniskovou vzdáleností f = 25,4 mm (vlevo) a pomocí čočky s f = 50 mm (vpravo).

Velikost průměru centrálního maxima SS při použití čočky s f = 24,5 mm je zhruba 2,2 krát větší než při použití čočky s f = 50 mm při měření ve vzdálenosti 35 cm od generátoru. Na větší vzdálenosti se ukázalo, že se tento poměr snížil, což ukazuje, že SS s menším průměrem na začátku podléhá rychlejší divergenci. To odpovídá chování gaussovského svazku. Míra divergence, průměr centrálního maxima a dosahovost svazku závisí na přesném polohování jednotlivých komponentů v generátoru SS. Průměr centrálního maxima byl vypočten ze znalosti velikosti pixelu pomocí programu *Matlab*. Optimální uspořádání generátoru, které bylo použito v měřeních v kap. 7 a 8, mělo úhlovou rozbíhavost pod 0,0025 mrad. Průměr centrálního maxima měl například ve vzdálenosti 3 m velikost d = 104 µm a ve vzdálenosti 40 m velikost d = 2075 µm. Velikost centrálního maxima i všech ostatních maxim narůstala lineárně. Nejnižší doposud experimentálně dosažená úhlová rozbíhavost SS byla pod 0,001 mrad [28].

6.4. Příčný posun čočky vůči kuličce

Dále bylo při generaci strukturovaných svazků pomocí kuličky a čočky vyzkoušeno, jaký vliv má přesné polohování čočky vůči kuličce. Ukázalo se, že pro vytvoření SS s maximálně intenzitním středem je nezbytné umístit kuličku a čočku na jednu optickou osu. Při příčném pohybu čočky vůči kuličce dochází k deformaci strukturovaného pole. Čočka byla umístěna na mikroposuvný stolek a byla pozorována modifikace pole při změně polohy čočky v příčném směru.



Obr. 19: Set up pro generování SS skládající se z laserové diody (635 mn), expandéru, kuličky (d=10mm), čočky (f=75 mm) a CMOS kamery.



Obr. 20: Záznam příčného posunu čočky vůči kuličce od 0 po 12 mm. První snímek zachycuje SS, když je kulička a čočka přesně na jedné ose, další snímky jsou vždy posunuty o 4 mm.

Polohováním čočky mimo optickou osu se projevuje optická aberace – koma. Dochází k deformaci pole, centrální maximum se rozprostírá a celý svazek se zužuje. Díky tomuto jevu se komponenty v generátoru samy o sobě lehce zarovnávají. Přesné polohování kuličky a čočky na stejnou optickou osu je žádoucí pro efektivní generování SS, obzvlášť pokud chceme využít centrální maximum. V dalších experimentech byla používána kulička ukotvená v držáku s nastavitelnými posuny.

7. Zarovnávání komponentů pomocí SS

7.1. Uspořádání experimentu a použité komponenty

Hlavním cílem této DP bylo sestavit optické uspořádání pro zarovnávání komponentů. Z tímto účelem byl použit retroreflektor. Jedná se o speciální optické zařízení, které vrací dopadající paprsek zpět ke zdroji nezávisle na úhlu dopadu. Je to velmi přesný a pozičně citlivý optický komponent, který existuje v několika podobách. Pro tuto DP byl k dispozici dutý retroreflektor umístěný v kouli. Experiment se skládal z generátoru SS, děliče svazků, retroreflektoru a kamery. SS projde děličem svazků, je odražen retroreflektorem a poté se láme v děliči na kameru. Schéma experimentu je znázorněno na obr.21.



Obr. 21: Set up pro zarovnávání komponentů pomocí SS, který se skládá z He-Ne laseru, generátoru SS (kulička s průměrem 2 mm a čočka s ohniskovou vzdálenosti 100 mm), děliče svazků, retroreflektoru a CMOS kamery (vlevo); fotografie retroreflektoru použitého pro experimenty (vpravo).

Retroreflektor je připevněn na stolek s mikroposuvem a je posouván kolmo na dráhu svazku. Posun je zaznamenáván na kameře. Z principu funkce retroreflektoru se jeho příčný posun projeví dvojnásobným posunem na kameře. Tento jev je graficky znázorněn na obr. 22 (vlevo). Myšlenkou tohoto experimentu pro použití v praxi je připevnění retroreflektoru na objekt, který chceme zarovnat a poté ho touto metodou polohovat vůči SS tam, kam je potřeba.





Obr. 22: Geometrické znázornění funkce retroreflektoru (vlevo); překryv dvou záznamů SS posunutých vůči sobě o 200 μm (vpravo), zde je dobře viditelné, jak lze ze snímků odečítat vzdálenosti.

7.2. Příčný posun retroreflektoru

Retroreflektor byl posouván kolmo na dráhu svazku na rozsahu 0-6000 µm s krokem 500 µm. Tato metoda měří vzdálenosti pouze relativně, ale experiment by se dal rozšířit přidáním zařízení, které umí měřit polohu retroreflektoru absolutně. Jedná se o tzv. *laser tracker*, který měří 3D souřadnice s přesností 0,025 mm na vzdálenost několika metrů [29]. Průměr retroreflektoru se ukázal limitujícím parametrem rozsahu příčného posuvu, proto byl vybrán největší z dostupných pro tuto práci, který měl průměr 28 mm, viz obr. 21. (vpravo).

7.2.1. Vyhodnocení posunu

Posun zaznamenaný na kameře byl vyhodnocen pomocí programu *Matlab*. Na záznamu SS byl nalezen střed centrálního maxima a vypočítán jeho posun oproti předchozímu záznamu. Algoritmus, napsaný pro hledání středu, využil toho, že centrální maximum má vždy nejvyšší intenzitu. Našel oblast pixelů s nejvyšší hodnotou a vybral střed této oblasti. Vzhledem ke struktuře SS se nabízí výpočet pomocí kružnic, které mají společný střed, ale to by bylo výrazně složitější a vzhledem k celkové chybě experimentu zbytečné. Zvolený výpočet byl jednoduchý, ale dostatečný.

Ukázalo se, že poměr posunu retroreflektoru ku posunu SS na kameře není konstantní, ale lineárně klesá se vzdáleností retroreflektoru od generátoru. Jelikož je tato závislost lineární, tak není problém toto uspořádání před použitím kalibrovat. Měření bylo zopakováno se SS s vyšší divergencí (0,006 mrad) pro posouzení vlivu míry divergence. Toto porovnání je na grafu 1. Chyba měření byla určena z chyby měřítka mikroposuvného stolku (nejmenší dílek měl hodnotu 10 µm) a z velikosti pixelu (5,2 µm).





Měření probíhalo po kroku 500 μm, hodnota naměřená na kameře by z principu funkce retroreflektoru měla být 1000 μm. Výsledek tohoto měření je na grafu 2.



Graf 2: Průměrné hodnoty posunu na jednotlivých vzdálenostech a rozptyl těchto hodnot. Posun je označen modrou barvou a rozsah rozptylu oranžovou.

K tomuto měření byly vypočteny hodnoty (root mean square deviation), které určují rozptyl hodnot. RMSD hodnoty jsou v tabulce 1 v procentech. Nejvyšší chyba (pro SS s nižší divergencí) je necelých 6 %. Pro krátké vzdálenosti retroreflektoru je rozptyl nižší než pro delší. To je způsobené tím, že při měření na vyšší vzdálenosti je svazek citlivější na vibrace.

pozice retroreflektoru [m]	3	8	14	19	25	30	35
RMSD (divergence 0,0025 mrad) [%]	0,7	2,3	1,2	4,4	5,9	3,7	4,4
RMSD (divergence 0,006 mrad) [%]	0,6	2,1	4,5	4,7	8,0	/	/

Tabulka 1: Hodnoty rozptylu v procentech pro dva SS s různou divergencí.

8. Seberegenerace SS a vliv překážky na rovnost dráhy SS

V návrhu zarovnávání komponentů pomocí SS uvedeného v kap. 7 byl použit retroreflektor, jehož průměr od určité vzdálenosti od generátoru SS byl menší než průměr SS. Působil tedy jako překážka a vzhledem k jeho příčnému posunu jako nesymetrická překážka. To mohlo způsobit klesající závislost poměru posunu retroreflektoru k posunu na kameře na vzdálenosti. Pro vysvětlení tohoto jevu byl proveden experiment se clonou.

8.1. Uspořádání experimentu a použité komponenty

Pro tento experiment byl použit stejný generátor SS jako pro předchozí experiment s retroreflektorem. Vzdálenosti retroreflektoru a kamery byly také zvoleny tak, aby odpovídaly.



Obr. 23: Set up pro záznam seberegenerace SS za překážkou. Clona je připevněna na mikroposuvný stolek a je posouvána příčně stejně jako retroreflektor v předchozím experimentu.

V druhé části tohoto experimentu (kap. 8.3) byla místo clonky použita rovná netransparentní překážka o šíři 1 mm.

8.2. Příčný posun clony

Clona byla umístěna postupně ve stejných vzdálenostech od generátoru jako retroreflektor. SS byl zaznamenáván za clonou a byl vypočítán posun SS způsobený příčným posunem clony. Příklad měření je na grafech 3, 4 a 5. Otvor clony měl průměr 10 mm.



Graf 3: Příklad měření se clonou na 3 m. Modrá křivka značí posun centrálního maxima a červená absolutní hodnoty posunu. Clona byla posouvána přes pole SS, dle minima červené křivky prošla středem SS po 4500 μm.



Graf 4: Příklad měření se clonou na 8 m. Modrá křivka značí posun centrálního maxima a červená absolutní hodnoty posunu. Clona byla posouvána přes pole SS, dle minima červené křivky prošla středem SS po 3000 μm.



Graf 5: Příklad měření se clonou na 15 m. Modrá křivka značí posun centrálního maxima a červená absolutní hodnoty posunu. Clona byla posouvána přes pole SS, dle minima červené křivky prošla středem SS po 3500 μm.

Při porovnání hodnot na grafech 3, 4, 5 to vypadá, že výchylka SS klesá se vzdáleností překážky od generátoru, ale v grafech je vždy zanesen pouze posun v ose x. Při měření se

ukázalo, že vychýlení SS na vyšší vzdálenosti není pouze v jedné ose jako na kratších vzdálenostech. To mohlo způsobit, že hodnoty vychýlení SS se vzdáleností klesly, jelikož narostly v ose y, což mohlo ubrat na velikosti v ose x. Z tohoto hlediska jsou výsledky číselně neporovnatelné. Co je ale dobře porovnatelné, jsou fluktuace hodnot, které rostou se vzdáleností clony od generátoru. I když křivka v grafu 5 více fluktuuje, celkový trend je stejný jako v grafech 3 a 4. Hodnoty by šly proložit parabolou, jejíž minimum odpovídá překážce umístěné souose se SS.

8.2.1. Míra nedifrakční vlastnosti SS

Strukturovaný svazek disponuje nedifrakční vlastností, což znamená, že nedochází k jeho ohybu na překážce. Zmíněná vlastnost ale není univerzální a má své podmínky. Proto byl sestaven experiment, který určí dosah nedifrakční vlastnosti SS. Jako překážka byla použita clona, která byla obdobně jako v předchozí úloze posouvána příčně na dráhu svazku. Nejprve byla kamera umístěna těsně za překážkou pro zaznamenání stínu clony. Z těchto snímků se poté dalo vyčíst, jaká část pole SS byla zakryta. Následně byla kamera posunuta 1,5 m za překážku a byl zaznamenán obnovený SS. Na obou pozicích kamery byl zaznamenán SS bez clony a tyto výchozí snímky byly korelovány pomocí lineární transformace souřadnic.



Obr. 24: Záznam stínu clony (vlevo) v příčné vzdálenosti 3200 μm. Clona má otvor s průměrem 7 cm. Obnovený SS (vpravo) 1,5 m za clonou, na snímku je zakreslená clona červeně. Je zde viditelná deformace SS, která je příčinou difrakce.

Z grafu 4 je viditelné, že velikost výchylky SS s posunem clony roste do určité hodnoty pomalu. Velikost výchylky se na tomto rozsahu pohybuje od 0 do 35 μm. Hodnoty v grafu prudce vzrostou, když clona zakryje kroužek nejblíže centrálnímu maximu SS, jak je vidět na obr. 24 (vlevo). Zde dojde k vychýlení svazku o cca 110 μm a zároveň k deformaci pole SS. Toto vychýlení jde proti směru posunu clony. Chyba měření je stejná jako v předchozí úloze, tedy ±10 μm. Z měření vyplývá, že SS přichází o svou nedifrakční schopnost, když je překážka umístěna těsně vedle centrálního maxima.



Graf 6: Závislost vychýlení SS z původní dráhy na pozici překážky. Vložená přímka je pro velikosti výchylek pro oblast malých výchylek (do 3000 μ m). V tomto příkladu měření byla clona umístěna na 19 m od generátoru.

Skutečnost, že pozice SS lehce fluktuuje za překážkou, přidává další chybu do předchozího experimentu s retroreflektorem. To, že se výkyvy projevují do obou směrů, může být způsobeno rozdílnou polarizací černých a bílých kroužků SS. Bílé kroužky mají příčnou polarizaci, černé kroužky podélnou polarizaci a přispívají tak k tvorbě SS rozdílně [30].

8.3. Seberegenerace SS za rovnou překážkou

Seberegenerační schopnost SS byla testována v závislosti na vzdálenosti překážky od generátoru. Jako překážka byla použita netransparentní tyčka o šíři 1 mm. Překážka byla umísťována po dráze svazku a bylo pozorováno, kdy dojde k obnovení SS. Příklad záznamu obnovování SS je uveden na obr. 25.



200 cm za přek.

300 cm za přek.

400 cm za přek.

900 cm za přek.

Obr. 25: Obnovení SS za překážkou. Kamera je umístěna na pevno 10 m od generátoru. První snímek je SS bez překážky, od druhého snímku byla umístěna překážka ve vzdálenosti 10, 50, 100, 200, 300, 400 a 900 cm od kamery. K obnovení centrálního maxima za překážkou umístěnou na 8 m od generátoru začalo docházet po 2 m.

Z měření vyplývá, že čím dále od generátoru narazí SS na překážku, tím déle trvá jeho obnovení. Tato závislost je lineární. Konkrétní hodnoty jsou v tabulce 2 a v grafu 5.

Tabulka 2

vzdálenost překážky od generátoru [m]	3	5	7	13	16
dráha potřebná pro seberegeneraci [m]	0,5	2	3	7	14



Graf 7: Vzdálenost překážky a znovu obnoveného pole SS.

Rostoucí délka dráhy je způsobena tím, že svazek dál od generátoru je tvořen paprsky, které svírají s osou svazku menší úhel, a je tedy potřebná delší dráha, aby se protnuly. To vychází z tvaru vlnoplochy a z principu vzniku SS. Na obr. 26 je jednoduché grafické znázornění seberegenerace SS za překážkou. "Rovnější" části vlnoplochy jsou příčinou dalekodosahovosti SS, protože tyto paprsky svírají s osou velmi malé úhly a protnou se tedy velmi daleko, některé teoreticky až v nekonečnu. Naopak paprsky z více zakřivených míst vlnoplochy mají velký úhel s osou a protnou se dříve. Červené čárky značí překážku a černé trojúhelníky její stín. Z obrázku je vidět, že čím menší úhel paprsky svírají s osou, tím delší stín překážka má.



Obr. 26: Jednoduché grafické znázornění superpozice paprsků tvořících SS. Fialová křivka značí vlnoplochu SS, která má různě zakřivené části. Červené čárky značí překážku a černé trojúhelníky za ní její stín.

Zde můžeme najít další rozdíl mezi SS a BS. Paprsky, které tvoří BS, svírají s osou konstantní úhel na celém rozsahu svazku. Proto dráha potřebná pro seberegeneraci BS nezáleží na vzdálenosti překážky od axiconu.

8.3.1. Seberegenerace za překážkou jako poziční detektor

Výše (kapitola 5.3) uvádím možnosti detekce laserové přímky, z nichž některé jsou realizovány metodami, které neustále vsouvají a vysouvají detektor. Obsahují tedy pohyblivou mechaniku, která vnáší problémy (možnost vibrací, nutnost přesného opakovaného polohování). Jelikož SS je schopen seberegenerace, nabízí se myšlenka, zda by detektory SS mohly být umístěny v jeho dráze napevno a svazek by se za každým opět obnovil. S touto myšlenkou byl navržen způsob detekce pozice pomocí seberegenerační schopnosti SS. Tento přístup je analogický k detekci difrakčních obrazců u GS [26], [27].

Do dráhy SS byla umístěna rovná překážka o tloušťce 1 mm. Kamera byla umístěna za překážkou do pozice, kde už byl SS obnovený. Překážka byla příčně posouvána přes pole SS, což způsobovalo vychýlení SS. Hodnoty vychýlení v závislosti na pozici překážky jsou v grafu 6. Jelikož je SS symetrický, nebylo potřeba zaznamenávat posuny překážky přes celé pole. Výchozí pozice překážky byla kousek od osy.



Graf 8: Závislost vychýlení SS na pozici překážky. Rovná překážka posouvající se příčně přes pole SS způsobí vychýlení SS z původního směru šíření. Toto vychýlení je minimální, když je překážka v ose SS, v tomto případě zhruba na 500 μm.

Minimální výchylka odpovídá ose SS. Obdobně to platí pro clonu s malým otvorem. Clona umístěna souose se SS způsobí nejmenší vychýlení.

9. Stabilita strukturovaných svazků

9.1. Uspořádání experimentu a použité komponenty

Pro přesné zarovnávání je klíčovým parametrem stabilita, která ovlivňuje rovnost dráhy svazku. V ideálním případě se svazek šíří po přímce, ale za zhoršených podmínek může dojít k zakřivení této dráhy. Za účelem zhodnocení stability byl pozorován SS v prostředí s nehomogenním indexem lomu, který byl vytvořen díky teplotnímu gradientu. Jako zdroj tepla byla použita svíčka. Za těchto podmínek nebylo možné vytvořit konstantní a přesně definované rozložení indexu lomu a vyhodnocovat tak výsledky kvantitativně. Nicméně tato metoda poskytuje kvalitativně porovnatelné výsledky, což je pro moji práci dostačující. V rámci experimentu byl zkoumán vliv několika parametrů, jsou to průměr centrálního maxima, vzdálenost gradientu indexu lomu od generátoru SS a vlnová délka. Stejné měření bylo provedeno také pro známý gaussovský svazek pro porovnání.





9.2. Vliv průměru centrálního maxima na stabilitu

Působením gradientu indexu lomu došlo k odklonění svazku z původní dráhy, které bylo zaznamenáno jako posun na kameře. Kvůli fluktuujícímu gradientu toto odchýlení nebylo konstantní, ale svazek osciloval. Díky různým vzdálenostem kuličky a čočky byly postupně nastaveny tři SS s různými průměry centrálního maxima. Gradient indexu lomu byl umísťován na několik pozic v dráze svazku. Ukázalo se, že s průměrem centrálního maxima roste stabilita svazku. Tato závislost je znázorněna na grafu 7. Naměřený výsledek koresponduje s chováním besselovského svazku [16]. V grafu jsou také hodnoty pro GS.



Graf 9: Graf obsahující střední hodnoty vychýlení svazku z původního směru šíření. Byla provedena sada měření s gradientem umístěným postupně na několika pozicích v dráze svazku. Modré hodnoty jsou pro GS, ostatní hodnoty jsou pro tři SS s různými průměry centrálních maxim, jejichž velikosti jsou uvedeny v legendě.

Pro gradient umístěný blíže generátoru se předpokládal vyšší posun, protože svazek musí ještě po projití gradientem urazit dlouhou dráhu, během které výchylka narůstá. Z měření vyplývá, že stabilita SS je lepší než GS. Generátor SS působí zároveň také jako expandér svazku, ale GS v tomto měření žádný expandér nemá. To znamená, že výchozí podmínky nejsou úplně rovnocenné. Stabilita GS by mohla být vyšší s použitím expandéru, ale v tomto případě jsem pouze porovnávala stabilitu laseru bez generátoru SS a s generátorem SS. Za účelem zjištění vlivu vlnové délky na stabilitu bylo měření provedeno pro červenou a zelenou diodu. Teoreticky by dle disperzního jevu mělo nastat vyšší vychýlení svazku od původního směru šíření pro zelenou diodu než pro červenou diodu. Nicméně tento experiment neměl dostatečnou přesnost a výsledky měření neposkytly žádný signifikantní rozdíl, ze kterého by bylo možné udělat závěr.

Závěr

Tato diplomová práce se zabývá novým typem laserového optického svazku, který zde nese pracovní název strukturovaný svazek (SS). Jelikož se jedná o úplně nový typ optického svazku, práce popisuje jeho způsob generování, který podkládá experimentálními realizacemi. Generátor SS se skládá ze zdroje záření a dvou kulových čoček vykazujících optické aberace. Volbou průměru, ohniskové vzdálenosti a vzájemnou vzdáleností čoček lze nastavit různé SS, kterým pak náleží určité charakteristiky. Práce popisuje závislosti průměru centrálního maxima, počtu soustředných kruhů, úhlové rozbíhavosti a intenzity na volbě stavby generátoru a experimentálně ukazuje několik příkladů výsledných polí SS. Cílem bylo získat SS s nízkou úhlovou rozbíhavostí a malým průměrem centrálního maxima. V této DP byl sestaven generátor, který emitoval svazek s úhlovou rozbíhavostí pod 0,0025 mrad a s počátečním průměrem centrálního maxima pod 100 μm.

Strukturovaný svazek má potenciál být aplikován v mnoha oblastech výzkumu a vývoje. Tato DP se zaměřuje na jeho využití pro zarovnávání komponentů, představuje metodu a výsledky jejího měření. Myšlenka metody spočívá v umístění retroreflektoru na objekt, který chceme zarovnat vůči referenční přímce tvořené SS. Díky geometrii retroreflektoru je SS odražen zpět ke zdroji a předpokládá se dvojnásobný posun svazku na kameře v porovnání s příčným posunem retroreflektoru vůči referenční přímce. Ukázalo se, že tento poměr není konstantní, ale že lineárně klesá se vzdáleností. Rychlost klesání závisí na velikosti úhlové rozbíhavosti SS, což bylo zjištěno provedením měření se svazky s různou úhlovou rozbíhavostí. Metoda je tedy použitelná po změření této lineární závislosti a následné kalibraci systému. V této práci se podařilo vytvořit systém s dosahem 35 m, ale drobným vylepšením by šel dosah značně prodloužit. Přesnost provedených měření je omezena použitým vybavením. Konkrétně manuální mikroposuvný stolek vnáší chybu minimálně ± 5 μm. Dalším omezením přesnosti je konečná velikost pixelu kamery, která byla 5,2 µm. To způsobuje fluktuace okolo předpokládaných hodnot. Celý systém by se tedy dal výrazně zpřesnit použitím kvalitnějších přístrojů, např. piezo posuvu. Rozsah příčné vzdálenosti retroreflektoru od referenční přímky určuje velikost retroreflektoru a také velikost čipu kamery. V této DP to bylo 6 mm. Největší rozptyl hodnot byl pod 6 %.

Stabilita SS byla doposud neznámou veličinou. Tato DP stanovuje stabilitu SS v závislosti na počtu soustředných kružnic SS a posuzuje ji v porovnání se stabilitou známého gaussovského svazku. Nejstabilnější SS je takový, který se skládá pouze z centrálního maxima. Konkrétně bylo v prostředí s nehomogenním indexem lomu měřeno

centrální maximum o průměru 1186 um a oscilace tohoto svazku se dají považovat za nulové. GS za stejných podmínek podléhal oscilacím okolo 200 um.

Bylo potvrzeno, že kromě nízké úhlové rozbíhavosti disponuje SS ještě další výjimečnou vlastností – odolností vůči difrakci. Zmíněná vlastnost není úplně univerzální a má své limity. Z měření vyplývá, že SS přichází o svou nedifrakční schopnost, když je překážka umístěna těsně vedle centrálního maxima. Zde dochází k maximálnímu vychýlení svazku od původního směru šíření a k deformaci pole SS. S odolností vůči difrakci úzce souvisí schopnost seberegenerace, která je v této DP také experimentálně testována. Na základě naměřených výsledků vyplynul nápad na nový způsob detekce pozice pomocí seberegenerační schopnosti SS. Tato metoda je paralelní k detekci GS pomocí Airyho disku [26]. Rovná překážka, nacházející se v ose SS, způsobí nejnižší vychýlení SS a překážka velmi blízko osy naopak nejvyšší vychýlení. Detekce osy by tedy mohla fungovat na principu hledání minima výchylky.

Práce navrhla metodu pro uspořádání a zarovnání optických prvků vůči referenční přímce tvořené strukturovaným svazkem. Následně byla stanovena stabilita této referenční přímky v porovnání se známým gaussovským svazkem a v porovnání s různými podobami samotného SS (velikost centrálního maxima a počet kroužků). Práce také popsala vlivy parametrů generátoru na konečnou podobu SS, konkrétně na míru divergence, na intenzitní profil, na velikost centrálního maxima a na počet soustředných kružnic. Dále se práce zabývala vlastnostmi SS. Zaměřila se na odolnost vůči difrakci a stanovila dosah této schopnosti. Z odolnosti vůči difrakci plyne seberegenerace SS za překážkou. Ukázalo se, že seberegenerace závisí na pozici překážky a z tohoto vztahu vznikl nápad na nový poziční detektor.

Seznam literatury

- [1] J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory", *JOSA A*, roč. 4, č. 4, s. 651–654, 1987.
- [2] J. Durnin a J. Miceli, "Diffraction-Free Beams", Phys. Rev. Lett., 1987.
- [3] L. A. Romero a F. M. Dickey, "Lossless laser beam shaping", J. Opt. Soc. Am. A. 1996.
- [4] Z. Bouchal, R. elechovsk, a G. A. Swartzlander, "Spatially Localized Vortex Structures", in *Localized Waves*, H. E. Hernndez-Figueroa, M. Zamboni-Rached, a E. Recami, Ed. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2008, s. 339–365.
- [5] J. C. Gutiérrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo, a S. Chávez-Cerda, "Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams", *Opt. Lett.*, roč. 25, č. 20, s. 1493–1495, 2000.
- [6] M. A. Bandres, J. C. Gutiérrez-Vega, a S. Chávez-Cerda, "Parabolic nondiffracting optical wave fields", *Opt. Lett.*, roč. 29, č. 1, s. 44–46, 2004.
- [7] Denisa Jínová, "Interferometrie pro určování polohy v 3D", Bakalářská práce, Technická univerzita v Liberci, Liberec, 2015.
- [8] "Wikipedia contributors, "Taylor series," *Wikipedia, The Free Encyclopedia,* https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Taylor series&oldid=873324257
- [9] "Wikipedia contributors, "Aberrations of the eye," *Wikipedia, The Free Encyclopedia,* <u>https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Aberrations of the eye&oldid=8731248</u> <u>08</u>
- [10] Wikipedia contributors, "Zernike polynomials," *Wikipedia, The Free Encyclopedia,* https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Zernike_polynomials&oldid=861168248
- [11] X. Hong a M. Choi, "Influence of ocular longitudinal chromatic aberration on the selection of aspheric intraocular lenses", *Opt. Express*, roč. 18, č. 25, s. 26175–26183, 2010.
- [12] A. Hakola, T. Hakkarainen, R. Tommila, a T. Kajava, "Energetic Bessel–Gauss pulses from diode-pumped solid-state lasers", *JOSA B*, roč. 27, č. 11, s. 2342–2349, 2010.
- [13] A. Vasara, J. Turunen, a A. T. Friberg, "Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms", *JOSA A*, roč. 6, č. 11, s. 1748–1754, 1989.
- [14] N. Chattrapiban, E. A. Rogers, D. Cofield, I. I. I. Wendell T. Hill, a R. Roy, "Generation of nondiffracting Bessel beams by use of a spatial light modulator", *Opt. Lett.*, roč. 28, č. 22, s. 2183–2185, 2003.
- [15] P. Birch, I. Ituen, R. Young, a C. Chatwin, "Long-distance Bessel beam propagation through Kolmogorov turbulence", *JOSA A*, roč. 32, č. 11, s. 2066–2073, 2015.
- [16] W. Nelson, J. P. Palastro, C. C. Davis, a P. Sprangle, "Propagation of Bessel and Airy beams through atmospheric turbulence", *J. Opt. Soc. Am. A*, roč. 31, č. 3, s. 603–609, 2014.
- [17] T. Aruga, S. W. Li, S. Yoshikado, M. Takabe, a R. Li, "Nondiffracting narrow light beam with small atmospheric turbulence-influenced propagation", *Appl. Opt.*, roč. 38, č. 15, s. 3152–3156, 1999.
- [18] J. Budagov, V. Glagolev, M. Lyablin, G. Shirkov, H. Mainaud Durand, a G. Stern, "A laser based fiducial line for high precision multipoint alignment system", *Phys. Part. Nucl. Lett.*, roč. 11, č. 3, s. 286–293, 2014.
- [19] Jean-Pierre Quesnel, Hélene Mainaud Durand, a Thomas Touzé, "Stretched wire offset measurements: 40 years of practice of this technique at CERN", prezentováno v The 10th International Workshop on Accelerator Alignment, Tsukuba, 2008.
- [20] Anna Zemanek, "Active repositioning and senzor characterization for the CLIC module", prezentováno v CLIC Workshop 2018, Geneva, CERN, 2018.
- [21] Andreas Herty, "Micron precision calibration mwthods for alignment sensors in particle accelerators", Master of Philosophy thesis, School of Architecture, Design and the Built Enviroment, Nottingham Trent University, 2009.

- [22] Patrick Bestmann, Andreas Herty, a Friedrich Lackner, "Optical Wire Position Sensor". [Online]. Dostupné z: http://www.opensourceinstruments.com/WPS/CLIC.
- [23] T. Suwada, M. Satoh, S. Telada, a K. Minoshima, "Propagation and stability characteristics of a 500-m-long laser-based fiducial line for high-precision alignment of long-distance linear accelerators", *Rev. Sci. Instrum.*, roč. 84, č. 9, s. 093302,. 2013.
- [24] P. F. I. Scott, "Real-time photon beam localization methods using high-resolution imagers and parallel processing using a reconfigurable system", *Opt. Eng.*, roč. 48, č. 7, 2009.
- [25] G. Stern, "Development and validation of a multipoint based laser alignment system for CLIC", in *Proceedings of 4th International Particle Accelerator Conference, IPAC 2013, 2013, Shanghai, China*, S. l.: JACoW, 2013.
- [26] C. Zhang, "Developement of an iris diaphragm laser alignment system for SPring-8 stogare ring magnets", prezentováno v Mini workshop on laser based alignment system, CERN, 2014.
- [27] I. Feier, "The Poisson alignment reference system implementation at the Advanced Photon Source.", Argonne National Lab., IL (US), 1998.
- [28] Jean-Christoph Gayde, *Best results obtained during tests*. Interní sdělení, CERN, 2018.
- [29] Wikipedia contributors, "Laser tracker," *Wikipedia, The Free Encyclopedia,* https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Laser_tracker&oldid=870686755
- [30] Miroslav Šulc, *Polarizace strukturovaného svazku*. Interní sdělení, Technická univerzita v Liberci.