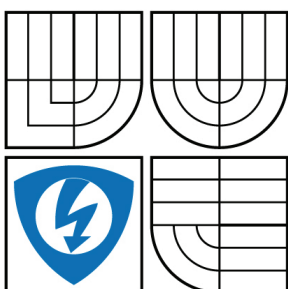


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH  
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION  
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

## LASEROVÝ VYSÍLAČ S OPTICKÝM VLÁKNEM

LASER TRANSMITTER WITH FIBER

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

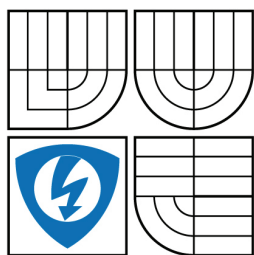
Bc. JAROSLAV HAŠEK

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Ing. OTAKAR WILFERT, CSc.

BRNO 2009



VYSOKÉ UČENÍ  
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor  
**Elektronika a sdělovací technika**

**Student:** Bc. Jaroslav Hašek

**ID:** 89441

**Ročník:** 2

**Akademický rok:** 2008/2009

## NÁZEV TÉMATU:

### Laserový vysílač s optickým vláknem

#### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Podrobně prostudujte vlastnosti optických vláken, optických konektorů a vysílačích optických soustav. Navrhněte způsob vytvoření optického svazku pomocí čočky ozařované vláknem.

Vytvořte program pro modelování vyzařovací charakteristiky optického vlákna. Pro vybrané optické vlákno a danou délku vlny vyberte optimální vysílací optickou soustavu. Dále vytvořte simulační program, který umožní modelovat funkci celého vysílače.

Sestavte jednoduchý měřicí řetězec obsahující vlákno s konektorem ozařujícím vybranou vysílací optickou soustavu. Pro buzení vlákna zvolte laserovou diodu. Změřte vyzařovací charakteristiku vlákna a parametry vysílaného svazku a ověřte výsledky, které byly získány pomocí simulačního programu.

#### DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley, 1991.

[2] KASAP, S. O. Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices. New Jersey: Prentice Hall, 2001.

**Termín zadání:** 9.2.2009

**Termín odevzdání:** 29.5.2009

**Vedoucí práce:** prof. Ing. Otakar Wilfert, CSc.

**prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida**

*Předseda oborové rady*

#### UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

# **Abstrakt**

Tato diplomová práce se zabývá komunikací zajištěnou optickými prostředky, která se v současné době uplatňuje hlavně díky vysokým dosažitelným přenosovým rychlostem, spolehlivosti a odolnosti vůči rušení. Hlavní část je věnována optickému vláknu, jeho parametrům a použití v optickém vysílači.

## **Klíčová slova**

optické vlákno, komunikace, optika, vysílač, čočka, difrakce

# **Abstract**

This master's thesis deals with communication which is provided by optical devices. Optical wireless links are enforced due to high bit rate, responsibility and noise immunity. Main part of this master's project is devoted to optical fibre, its characteristic and its usage in laser transmitter.

## **Keywords**

optical fibre, communication, optics, transmitter, lens, diffraction

# **Bibliografická citace diplomové práce**

HAŠEK, J. *Laserový vysílač s optickým vláknem: diplomová práce*. Brno: FEKT VUT v Brně, 2009. 69 s., 3 příl.

# Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Laserový vysílač s optickým vláknem jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího semestrálního projektu a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením tohoto projektu jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 29. května 2009

.....  
podpis autora

# Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce Prof. Ing. Otakaru Wilfertovi, CSc. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce.

V Brně dne 29. května 2009

.....  
podpis autora

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod.....</b>	<b>8</b>
<b>2</b>	<b>Optická vlákna.....</b>	<b>8</b>
2.1	Popis optického vlákna.....	8
2.2	Princip šíření světla v optickém vlákně.....	9
2.3	Typy optických vláken .....	11
2.4	Útlum a disperze optických vláken .....	13
2.4.1	Materiálová absorpce .....	13
2.4.2	Materiálový rozptyl – lineární.....	15
2.4.3	Materiálový rozptyl - nelineární.....	16
2.4.4	Ohybové ztráty .....	17
2.4.5	Disperzní ztráty optických vláken.....	20
<b>3</b>	<b>Optické konektory .....</b>	<b>22</b>
3.1	Vložný útlum a útlum odrazu optického konektoru .....	22
3.2	Části optického konektoru .....	23
3.3	Typy optických konektorů.....	24
<b>4</b>	<b>Optické vysílače .....</b>	<b>28</b>
4.1	Laserové diody .....	28
4.1.1	Typy a struktury laserových diod.....	31
<b>5</b>	<b>Laserový vysílač s optickým vláknem .....</b>	<b>34</b>
5.1	Rozložení optické intenzity svazku vystupujícího z optického vlákna .....	35
5.2	Základní uspořádání a princip vysílací soustavy .....	38
5.3	Volba vysílací čočky s ohledem na difrakci .....	39
5.3.1	Úvod k měření .....	40
5.3.2	Postup měření .....	42
5.3.3	Použité přístroje.....	43
5.3.4	Naměřené a vypočtené hodnoty .....	45
5.3.5	Grafické zpracování .....	46
5.3.6	Výsledky měření .....	47
5.4	Vysílací soustava v laboratorních podmínkách .....	48
5.4.1	Úvod k měření .....	48
5.4.2	Postup měření .....	50
5.4.3	Vyzařovací charakteristika optického vlákna.....	52

5.4.4	Parametry vysílaného optického svazku .....	56
5.4.5	Použité přístroje.....	60
5.4.6	Výsledky měření .....	61
<b>6</b>	<b>Závěr.....</b>	<b>64</b>
	<b>Seznam literatury .....</b>	<b>65</b>
	<b>Seznam obrázků .....</b>	<b>66</b>
	<b>Seznam tabulek.....</b>	<b>68</b>
	<b>Seznam příloh .....</b>	<b>69</b>

# 1 Úvod

Datová komunikace zajištěná optickými prostředky se v současné době uplatňuje hlavně díky vysokým dosažitelným přenosovým rychlostem, snižujícím se cenám přenosových médií, spolehlivosti a odolnosti vůči rušení. Kromě standardních systémů využívajících optická vlákna se v posledních letech prosazují systémy přenášející data volnou atmosférou. Při optických přenosech na velké vzdálenosti je nutné vždy soustředit kvalitní optickou soustavou veškerý vysílaný výkon do úzkého svazku a tento svazek přesně nasměrovat na protější stanici. Tyto systémy jsou označovány jako optické bezkabelové spoje (OBS).

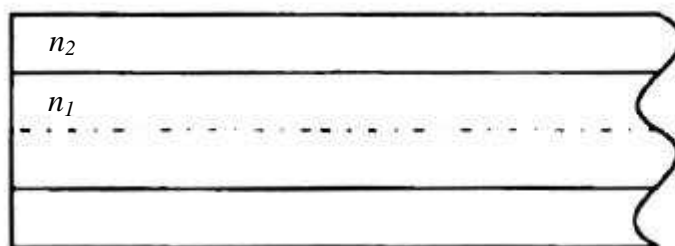
Tento projekt se zabývá použitím optického vlákna v laserovém vysílači a poukazuje na možnost úpravy vysílacích hlavic optického bezkabelového spoje (OBS). Nabízí se možnost využít optického vlákna přímo jako zdroje záření, které by po průchodu výstupní čočkou představovalo svazek sloužící k přenosu informace na stranu přijímače. Tím odpadá potřeba konverze signálu do elektrické podoby. Nejprve je ovšem nutné seznámit se s vlastnostmi optických vláken, konektorů a laserových diod. Na závěr bude navržen způsob vytvoření optického svazku pomocí čočky ozařované vláknem.

## 2 Optická vlákna

### 2.1 Popis optického vlákna

Optické vlákno je dielektrický vlnovod, ve kterém se šíří elektromagnetické vlny (zpravidla světlo) viz obr.1. Dielektrické struktury jsou známé již od začátku 20.století. Optické vlákno se skládá z plně transparentního jádra s indexem lomu  $n_1$ , které je obklopeno pláštěm s indexem lomu  $n_2$  a primární ochranou. U optických vláken používaných v datových sítích se udává průměr jádra a pláště v mikrometrech a používají se mnohamodová vlákna (MM). V telekomunikacích se využívají vlákna jednomodová (SM). Nutnou podmínkou je, aby index lomu jádra byl větší než index lomu pláště.[1]

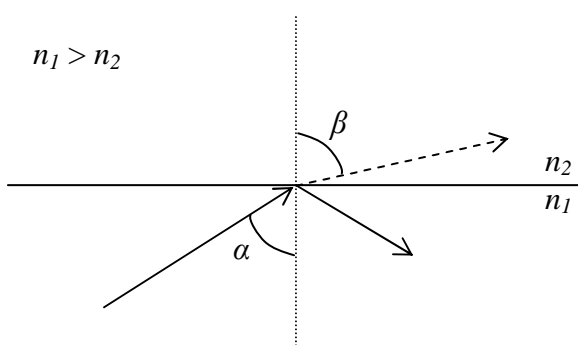




Obr.1: Podélný řez optickým vláknem [1]

## 2.2 Princip šíření světla v optickém vlákně

K vysvětlení principu šíření světla optickým vláknem využijeme poznatků geometrické optiky a to konkrétně Snellova zákona odrazu a lomu. Ten říká, že když světelný paprsek dopadá na rozhraní dvou prostředí s různým indexem lomu  $n$ , část paprsku se odrazí zpět a část postupuje dále do druhého prostředí, jak ukazuje obr.2. [2]



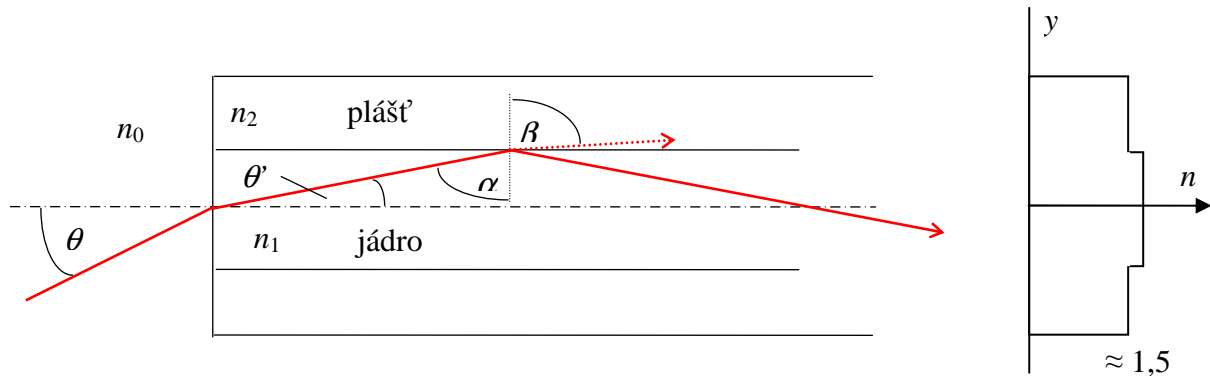
Obr.2: Snellův zákon odrazu a lomu

Záleží na rozdílu indexu lomu obou prostředí (jádra a pláště) a na úhlu dopadu paprsku. Pokud je úhel dopadu dostatečně malý (měřeno od osy vlákna), pak se celý paprsek odrazí zpět do původního prostředí a žádná jeho část neprostupuje do prostředí druhého. Tohoto tzv. totálního odrazu využívají optická vlákna. První, kdo demonstroval totální vnitřní odraz jako základ optiky vedených vln, byl John Tyndall (1820 - 1893). Musíme tedy vhodně volit materiály jádra a pláště a úhel dopadu světla.

Princip totálního vnitřního odrazu budeme demonstrovat na optickém vlákně se skokovou změnou indexu lomu (vlákno SI).

Šíření světla v tomto vlákně názorně ukazuje obr.3, kde  $n_0$  je index lomu vzduchu,  $n_1$  je index lomu jádra,  $n_2$  je index lomu pláště,  $\theta$  je úhel dopadu světla na čelo vlákna,

$\theta'$  je úhel lomu světla v jádru,  $\alpha$  je úhel dopadu světla na rozhraní jádro-plášť a  $\beta$  je úhel lomu světla v plášti.[2]



Obr.3 : Šíření světla ve vláknu SI (podle [2])

Pro rozhraní vzduch-jádru a jádro-plášť platí Snellův zákon, tedy

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta'} = \frac{n_1}{n_0}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.2)$$

Maximální úhel dopadu na rozhraní jádro-plášť, při kterém dochází k totálnímu odrazu označíme  $\alpha_{\max}$ . Pokud má docházet k totálnímu odrazu musí platit  $\beta = \frac{\pi}{2}$  a  $\sin \beta = 1$ .

Po dosazení a úpravách dostaneme:

$$\sin \alpha_{\max} = \cos \theta'_{\max} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (2.3)$$

$$\sin \theta'_{\max} = \sqrt{1 - \cos^2 \theta'_{\max}}, \quad (2.4)$$

$$\sin \theta_{\max} = \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \cos^2 \theta'_{\max}} = \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} \approx \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}. \quad (2.5)$$

Úhel  $\theta_{\max}$  je tzv. aperturní úhel vlákna a veličina  $\sin \theta_{\max}$  je definována jako numerická apertura optického vlákna (NA).

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2.6)$$

Tato veličina vyjadřuje míru schopnosti vlákna ze svého okolí navázat do svého jádra optický svazek.[2]

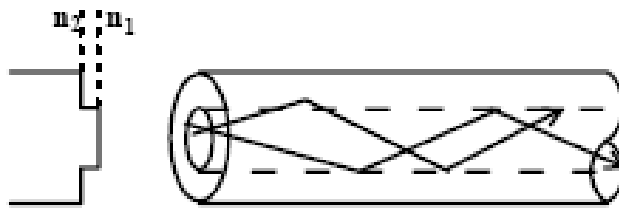
## 2.3 Typy optických vláken

Podle změny indexu lomu mezi jádrem a pláštěm rozdělujeme optická vlákna na:

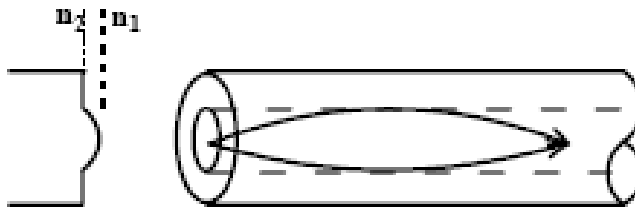
- a) vlákna se skokovou změnou indexu lomu (SI)
- b) vlákna s pozvolnou změnou indexu lomu (GI)

Podle počtu módů, které se můžou šířit vláknem rozdělujeme na:

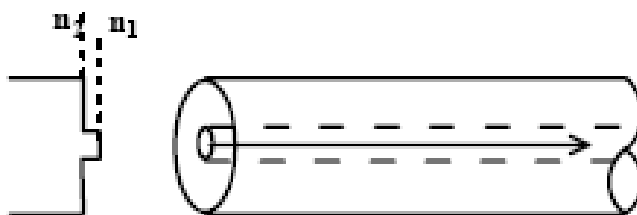
- a) mnohamodové vlákno (MM)
- b) jednomodové vlákno (SM)



Obr.4: Profil indexu lomu a šíření světla ve vlákně SI (podle [1])



Obr.5: Profil indexu lomu a šíření světla ve vlákně GI (podle [1])



Obr.6: Profil indexu lomu a šíření světla v jednomodovém vlákně SM (podle [1])

Vlákna s pozvolnou změnou indexu lomu (GI) umožňují stejně jako vlákna se skokovou změnou indexu lomu (SI) šíření více módů, ale oproti vláknům SI speciální rozložení indexu lomu umožňuje rychlejší šíření módů neležícím v ose vůči módům v ose vlákna, proto u těchto vláken dochází ke značné redukci disperze při zachování relativně velké NA. [2]

Jednomodová vlákna jsou vyrobena tak, aby bylo umožněno šíření pouze osovým modům. Průměr jádra jednomodových vláken je relativně malý (řádově několik  $\mu\text{m}$ ), disperze je malá, ale malá je též  $NA$ , což signalizuje určité nároky při zavádění optického výkonu do vlákna.[2]

Počet vedených modů ve vlákně  $M$  můžeme určit pomocí tzv. normované frekvence  $V$ . Tento parametr vychází z vlnové teorie vláken, zohledňuje vlnovou délku, rozměry vlákna a materiál, ze kterého je vlákno vyrobeno. Je dán vztahem:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot (NA), \quad (2.7)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka,  $a$  je poloměr jádra.

Pro  $V \gg 1$  můžeme přibližný počet modů  $M$  určit podle vztahů:

$$M \approx \frac{V^2}{2} \quad (\text{pro SI}), \quad (2.8)$$

$$M \approx \frac{V^2}{4} \quad (\text{pro GI}). \quad (2.9)$$

Právě normovaná frekvence  $V$  určuje, zda je vlákno jednomodové nebo mnohamodové. Pro jednomodové vlákno typu SI platí  $V < 2,405$ . Lze tedy odvodit vztah pro průměr jádra:

$$2a < 0,38 \frac{\lambda}{(NA)}. \quad (2.10)$$

Pokud tedy potřebujeme snížit počet modů ve vlákně, musíme použít vlákno s malým průměrem jádra, zvětšit vlnovou délku nebo zmenšit numerickou aperturu  $NA$ . [2]

## 2.4 Útlum a disperze optických vláken

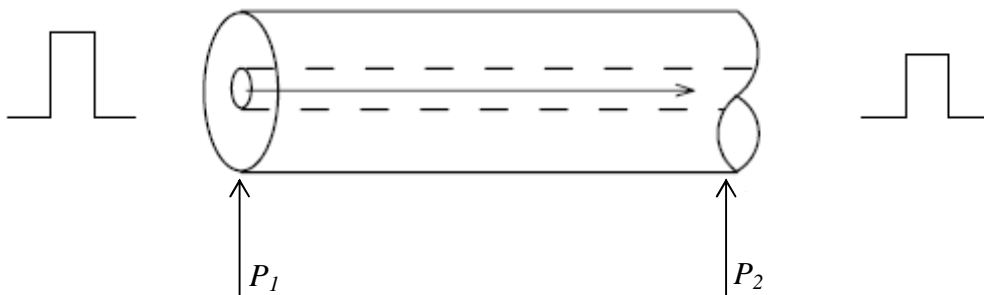
Optická vlákna se vyrábějí z křemenného skla a jejich vlastnosti lze charakterizovat koeficientem útlumu a koeficientem disperze.

Útlum optického vlákna  $\alpha$  je definovaný jako logaritmičké vyjádření podílu navázaného výkonu do optického vlákna  $P_1$  a výkonu  $P_2$  vystupujícího z vlákna na konci trasy.

$$\alpha = 10 \cdot \log \frac{P_2}{P_1}, [u] = dB. \quad (2.11)$$

Koeficient útlumu je pak:

$$\alpha_1 = \frac{-1}{L_{ov}} 10 \log \frac{P_2}{P_1}, [\alpha_{ov}] = dB / km. \quad (2.12)$$



Obr.7: Vliv útlumu optického vlákna (podle [1])

Hlavními příčinami útlumu jsou materiálová absorpce, materiálový rozptyl a ztráty ohybem.

### 2.4.1 Materiálová absorpce

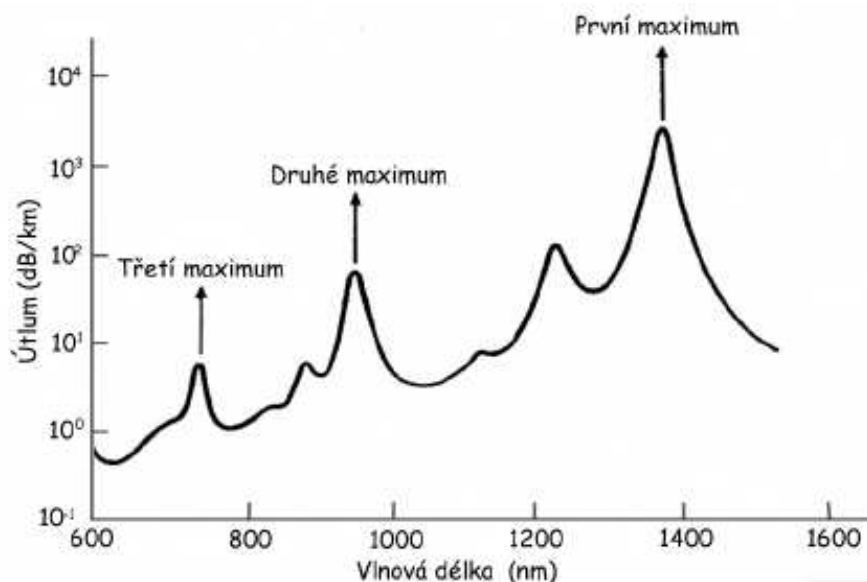
Materiálová absorpce představuje ztráty, které souvisejí s materiálem vlákna a procesem jeho výroby. Materiálová absorpce snižuje optický výkon vlivem přeměny na teplo. U telekomunikačních vláken můžeme toto teplo jen těžko změřit, ale u vláken, kde se přenáší velká energie, se oteplení projevuje.

## Vlastní absorpce

Je způsobena interakcí procházejícího světla se základními stavebními atomy optického vlákna. Do této skupiny lze zařadit absorpce v infračervené oblasti, ultrafialové oblasti a absorpce vlastním materiálem SiO<sub>2</sub>. V ultrafialové oblasti je způsobena absorpcí s valenčními elektrony a z technologického hlediska je to zatím neodstranitelný problém. V infračervené oblasti je to pak kmitání celých molekulových útvarů. S touto absorpcí se dá částečně manipulovat. Pokud jsou molekulové útvary těžší, světlo je nedokáže rozkmitat. Musíme ale opustit velmi dobrý materiál SiO<sub>2</sub>. [1]

## Nevlastní absorpce

Největší nevlastní absorpci má na svědomí rezonanční absorpce na OH skupinách. Průběh útlumu OH iontů je zajímavý tím, že má dva základní vibrační módy, na 2,7  $\mu\text{m}$  a 4,2  $\mu\text{m}$ . Od těchto základních módů vznikají další harmonické, na 1,38  $\mu\text{m}$ , 0,95  $\mu\text{m}$  a 0,72  $\mu\text{m}$  a jejich kombinační složky na 1,24  $\mu\text{m}$ , 1,13  $\mu\text{m}$  a 0,88  $\mu\text{m}$ . Příměs OH iontů ve skle vytváří mikrotrhliny. Díky těmto mikrotrhlinám jsou skleněné materiály náchylné na praskání. [1]



Obr.8: Závislost útlumu OH iontu na vlnové délce (podle [1])

Další příměsi, které zvyšují útlum, jsou ionty kovů. V tabulce 1 jsou uvedeny maxima absorpce a útlum v dB/km při poměru nečistot 1:10<sup>9</sup>. Což představuje na jeden atom příměsi jednu miliardu atomů vlastního materiálu.

Tab.1: Útlum způsobený ionty kovů (podle [1])

<b>Ionty</b>	<b>Vlnová délka absorpce [nm]</b>	<b>Útlum [dB/km]</b>
Cr <sup>+</sup>	625	1,60
C <sup>2+</sup>	685	0,10
Cu <sup>2+</sup>	850	1,10
Fe <sup>2+</sup>	1100	0,68
Fe <sup>3+</sup>	400	0,15
Ni <sup>2+</sup>	650	0,10
Mn <sup>3+</sup>	460	0,20
V <sup>4+</sup>	725	2,70

## 2.4.2 Materiálový rozptyl – lineární

Lineární materiálový rozptyl má za následek přechod části výkonu obsaženého v jednom modu do modu nového.

### Rayleighův rozptyl

Je to dominující jev v oknech optické komunikace (převážně ve spodní části). Vzniká tepelnými kmity krystalické mřížky. Je důsledkem malých náhodných nehomogenit atomové struktury vlákna vztahených k vlnové délce procházejícího světla. Tento jev se nedá odstranit dokonce ani podchlazením vlákna na absolutní nulu, protože při absolutní nule dojde k „zamrznutí“ jednotlivých pozic atomů v krystalické mřížce, ale světlo se pak kolem těchto útvarů ohýbá a vznikají ztráty rozptylem. Lze jej částečně eliminovat posunem pracovní frekvence do IR oblasti. Rayleighův rozptyl můžeme popsat koeficientem  $\gamma$ .

$$\gamma = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 \cdot p^2 \cdot \beta_C \cdot k \cdot T_F, \quad (2.13)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka světla,  $n$  je index lomu materiálu,  $p$  je fotoelastický koeficient a  $\beta_C$  je isothermální stlačitelnost při  $T_F$ . Je tedy patrné, že Rayleighův rozptyl je přímo úměrný osmé mocnině indexu lomu a klesá se čtvrtou mocninou vlnové délky.[1]

### **Mieův rozptyl**

Tento rozptyl vzniká na nehomogenitách srovnatelných s vlnovou délkou. Je způsoben nedokonalostí válcové struktury vlnovodu, kolísáním průměru jádra, napětím ve vlákne, mikroskopickými bublinami a dalšími aspekty srovnatelnými s vlnovou délkou. Rozptyl se zvyšuje významně pokud geometrické nepravidelnosti překročí 1/10 vlnové délky. Mieho ztráty lze částečně eliminovat zdokonalením výrobního procesu vlákna, odstraněním nerovnoměrností při výrobě, pečlivým tažením vlákna a nanášením dalších vrstev.[1]

### **2.4.3 Materiálový rozptyl - nelineární**

Jedná se o interakci procházejícího světla s molekulami materiálu optického vlákna.

#### **Ramanův rozptyl**

Je způsoben interakcemi světelné vlny s kmity molekul světlovodného materiálu. Rozptýlená světelná vlna se šíří oběma směry, nastává tedy frekvenční posuv v dopředném i zpětném směru.[1]

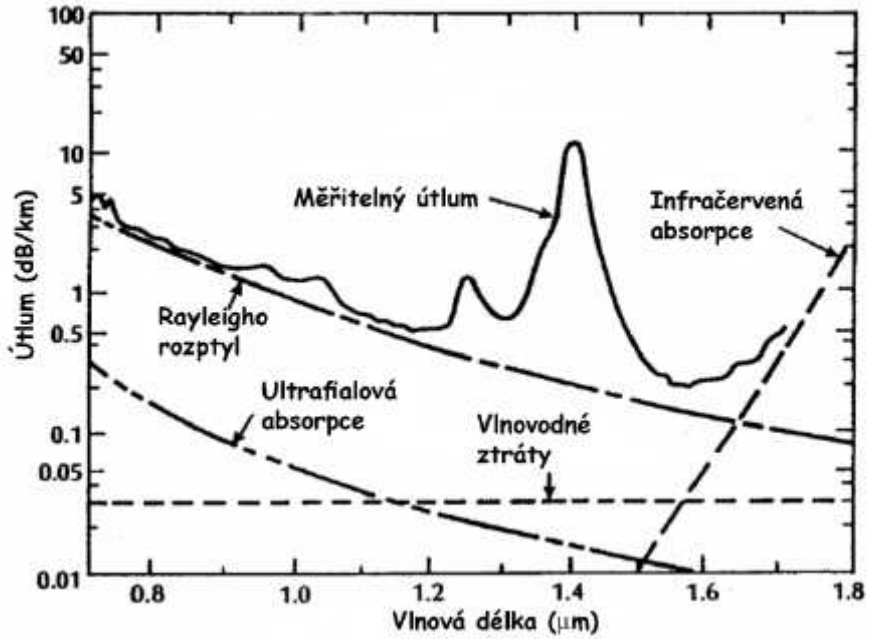
#### **Brillouinův rozptyl**

Je způsoben interakcemi akustických vln ve světlovodu a světelné vlny o nadkritickém výkonu. Nastává frekvenční posuv ve zpětném směru.[1]

#### **Stimulovaný rozptyl**

Jedná se o jev, při kterém dochází k rozptylu světelné vlny srážkami s tepelně kmitajícími atomy. Jde o frekvenční posuv v dopředném směru. [1]

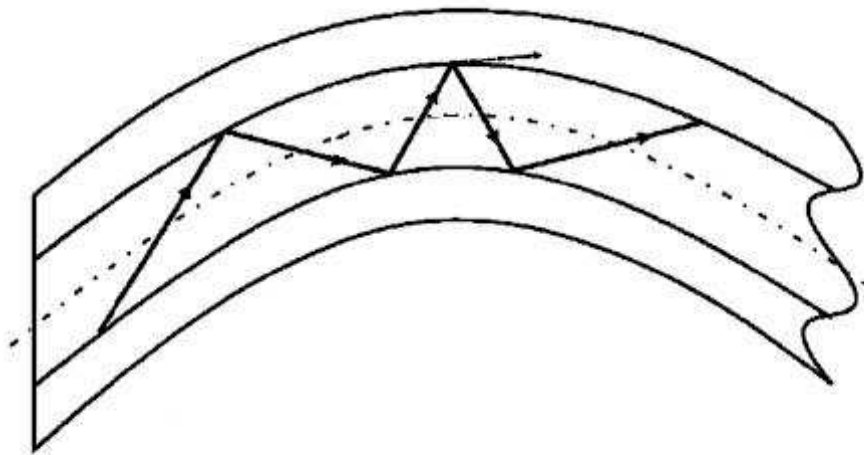




Obr.9: Celkový útlum v závislosti na vlnové délce (podle [1])

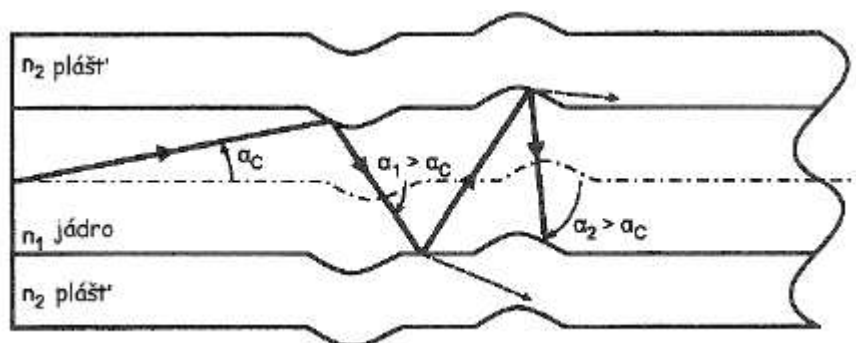
#### 2.4.4 Ohybové ztráty

Jedná se o jev, kdy dojde k porušení podmínky totálního odrazu. Tato podmínka je porušena změnou úhlu šíření ve vlákně. Paprsek dopadá pod větším úhlem a láme se do pláště. Další jev, který k této ztrátě přispívá, je fotoelastický jev. Tento jev je zajímavý tím, že index lomu není konstantní, ale je funkcí tlaku. Při ohybu vlákna vzniká na vnitřní straně ohybu tlak a na vnější straně ohybu vzniká tahové napětí. Tím dochází ke změně indexu lomu v jádře a plášti. Díky tomu se změní i mezní úhel šíření světla ve vlákně.[1]



Obr.10: Ohyb optického vlákna (podle [1])

Ohybové ztráty můžeme rozdělit na makroohyb a mikroohyb. Mikroohyb má zakřivení menší než je průměr jádra vlákna.



Obr.11: Mikroohyb v optickém vlákně (podle [1])

Pro 100% ztrátu energie ve vlákně se zavádí výraz kritický poloměr zakřivení. Obecně se dá říci, že čím více je světlo vedeno jádrem optického vlákna, tím je vlákno méně citlivé na ohyby.

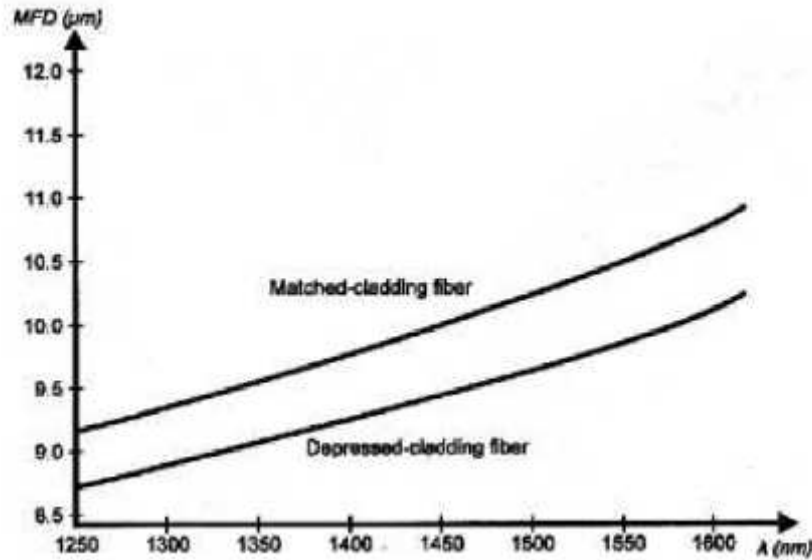
Pro kritický poloměr mnohamodových vláken platí vztah (2.14)

$$R_k = \frac{3n_1^2 \lambda}{4\pi(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.14)$$

Pro tato vlákna je kritický poloměr  $R_k \cong 10^9 \mu m$ , což je v praxi těžce dosažitelná hodnota. Vlákno by při tomto zakřivení s největší pravděpodobností prasklo.

U jednomodových vláken se energie šíří díky totálnímu odrazu o rozhraní jádra a pláště, ale díky rozměru jádra se docela velké množství energie šíří pláštěm v podobě evanescentní vlny. Proto SM vlákna mají velký průměr pláště. Díky tomu se u těchto vláken těžko určuje rozhraní mezi jádrem a pláštěm a proto se zavedl parametr *MFD* - průměr modového pole. Tento parametr je velmi důležitý při svařování vláken, protože pokud se svaří vlákna s různými *MFD*, tak okamžitě naroste nežádoucí útlum. Jak je vidět, při svařování vláken nezáleží jen na průměrech svařovaných jader, ale také na průměru modových polí jednotlivých vláken. Na obrázku 12 je ukázána závislost průměru modového pole na vlnové délce  $\lambda$ . Proto se zavádí mezní vlnová délka  $\lambda_c$ , která určuje pro ostatní parametry vlákna jednomodový režim. [1]

$$\lambda_c \leq \frac{\pi \cdot d \cdot (NA)}{2,405} \quad (2.15)$$



Obr.12: Závislost modového pole  $MFD$  na vlnové délce (podle [1])

Díky tomu, že mnoho energie se šíří v plášti vlákna ( až 40% ), není problém tuto energii vyvázat ohybem. Proto jsou SM vlákna náchylnější na „ohybový útlum“.

Pro kritický poloměr jednomodových vláken (SI) pak platí vztah (2.16)

$$R_k \cong \frac{20\lambda}{\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)^3}} \cdot \frac{1}{2,748 - 0,996 \cdot \frac{\lambda}{\lambda_c}} \quad (2.16)$$

Kritický poloměr SM vláken bývá kolem  $R_k \cong 10^1 \text{ mm}$ . Tohoto poloměru se již dá dosáhnout, proto je zapotřebí u návrhu SM tras počítat s tímto typem ohybu.

Existují dva hlavní způsoby, jak redukovat ohybové ztráty. Prvním nejjednodušším způsobem je navržení trasy s velkými poloměry zakřivení, ale ne vždy je to možné. Druhým způsobem je zkrácení vlnové délky, ale zde narazíme na problém s Rayleiho rozptylem. Takže většinou se volí kompromis mezi těmito dvěma metodami. [1]

## 2.4.5 Disperzní ztráty optických vláken

Disperzní ztráty nejsou ztrátami v pravém slova smyslu. Disperzní jevy totiž nezpůsobují úbytek energie, pouze energii navázanou do vlákna rozprostírají v čase. Obecně se dají disperzní jevy rozdělit na modovou disperzi a chromatickou disperzi.

### Modová disperze

Je dána tím, že jednotlivé módy se šíří po různých optických trasách a čas, který potřebují k šíření ve vlákne je různý. Dochází k rozšíření vstupního pulzu.

Bude-li na vstupu vlákna pulz (např. log 1), bude se šířit jednotlivými módy, které dorazí na konec vlákna za různý čas. Po součtu jednotlivých módů bude pulz na výstupu značně rozšířen. [1]

### Výpočet rozšíření pulzu pro SI vlákna

Doba šíření osového módu je nejmenší, protože světlo se šíří v ideálním případě po přímce nebo se k ní alespoň blíží.

$$T_{\min} = \frac{L}{\frac{c}{n_1}} = \frac{L \cdot n_1}{c}. \quad (2.17)$$

Doba šíření mezního módu je pak druhým případem, kdy se mód ve vlákne šíří nejdelší dobu.

$$T_{\max} = \frac{L \cdot n_1^2}{c \cdot n_2}. \quad (2.18)$$

Rozdílem vztahů (2.18) a (2.17) dostaneme výsledné rozšíření pulzu.

$$\Delta t_{SI} = T_{\max} - T_{\min} = \frac{L \cdot n_1^2}{c \cdot n_2} \cdot \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1} \right). \quad (2.19)$$

Pro telekomunikační vlákna pak použijeme jednodušší vztah.

$$\Delta t_{SI} = \frac{L \cdot (NA)^2}{2 \cdot n_1 \cdot c}, \quad (2.20)$$

kde  $L$  je délka vlákna,  $NA$  je numerická apertura,  $n_1$  je index lomu jádra vlákna a  $c$  je rychlost světla.

## Výpočet rozšíření pulzu pro GI vlákna

$$\Delta t_{GI} \approx \frac{L \cdot (NA)^4}{8 \cdot n_1^3 \cdot c} . \quad (2.21)$$

## Chromatická disperze

Příčinou chromatické disperze je materiál, ze kterého je vlákno vyrobeno a také spektrální šířka použitého světelného zdroje. Chromatická disperze se projevuje u všech vláken. U MM vláken se tato disperze moc neprojevuje, protože daleko dříve se začne projevovat disperze modová. Chromatická disperze je dána tím, že index lomu je kmitočtově závislý. Díky tomu se jednotlivé frekvence šíří ve vlákně po různých optických trajektoriích, tudíž doba šíření jednotlivých kmitočtů není stejná. Odstranění této disperze je velice obtížné a zejména finančně náročné.[1]

Výpočet chromatické disperze

$$\Delta t_{chrom} = \frac{D(\lambda)}{L \Delta \lambda} , \quad (2.22)$$

kde  $D(\lambda)$  je koeficient chromatické disperze,  $L$  je délka vlákna a  $\Delta \lambda$  je spektrální šířka zdroje záření.

## Složená disperze

Z uvedeného vyplývá, že vliv složené disperze bude

$$\Delta t_{celk} = \sqrt{\Delta t_{mod}^2 + \Delta t_{chrom}^2} . \quad (2.23)$$

Jelikož se jedná o nezávislé jevy, musíme tyto jevy sčítat pod odmocninou.

## 3 Optické konektory

Při návrhu optovláknové trasy se můžeme setkat s problémem. Vlastní technologie výroby totiž umožňuje vyrábět optická vlákna v maximálních délkách do 5 km a proto při přenosu signálu na větší vzdálenosti je nutné zajistit vhodné propojení jednotlivých úseků. K tomuto účelu se právě využívají optické konektory.

Optické konektory řadíme mezi pasivní prvky optických tras, neboť u nich nedochází k zesílení nebo regeneraci optického signálu, ale pouze k jeho zeslabení. Mezi pasivní optické prvky dále řadíme elementy jak pro montáž kabelové sítě (např. spojovací moduly, vláknové děliče), tak i součástky pro ovládání optického signálu (např. optické atenuátory, filtry, vlnové de-multiplexy). Takovéto pasivní součástky mohou být mnoha různých typů s rozmanitým uspořádáním optických vstupů, ale bezesporu nejpoužívanějším pasivním prvkem optických tras je optický konektor. Požadavky na spojení optickými konektory jsou značně vysoké a rostou s klesajícím průměrem jádra vlákna. Aby na spojení nedocházelo ke ztrátám energie, měla by spojovaná vlákna ležet v jedné společné ose, a to v těsném kontaktu obou vstupních stýkajících se plošek, jejichž povrch musí být opticky upraven. Základní požadavky na optické konektory jsou nízké ztráty, snadná manipulovatelnost a opakovatelnost spojení bez podstatného snížení vazební účinnosti.

Každý optický pasivní prvek, tedy i optický konektor, je kalibrován na jistý typ optického vlákna a danou vlnovou délku a je charakterizován vložným útlumem a útlumem odrazu. [4]

### 3.1 Vložný útlum a útlum odrazu optického konektoru

Vložný útlum optického konektoru je mírou ztrát optického výkonu způsobený zapojením prvku do optické trasy. Vyjadřuje se v decibelech a je definován pro danou vlnovou délku záření  $\lambda$  vztahem

$$A_{vl}(\lambda) = 10 \cdot \log\left(\frac{P_1}{P_2}\right), \quad (3.1)$$

kde  $P_1$  je optický výkon signálu na vstupu konektoru a  $P_2$  je optický výkon signálu na výstupu konektoru. Příčiny těchto ztrát přitom mohou spočívat v nedokonalosti jednotlivých mechanických dílů konektoru nebo v nedokonalém opracování (broušení a leštění) konců

konektorovaných vláken. Vede to k tzv. vnějším ztrátám, mezi něž patří zejména příčný posuv jader vláken, podélné oddálení nebo úhlová odchylka čelních ploch vláken či jejich špatná kvalita. Kromě toho mohou k útlumu konektoru značnou měrou přispívat i toleranční nepřesnosti samotného optického vlákna (excentricita jádra - plášť, fluktuace průměru nebo numerické apertury, nekruhovost jádra, apod.), které vedou k tzv. vnitřním ztrátám. Tyto toleranční nepřesnosti nelze úplně kompenzovat konstrukcí konektoru, ale lze je odstranit zlepšením kvality použitých vláken. Při měření útlumu je velice obtížné separovat jednotlivé příčiny ztrát. Útlum optického konektoru je ve své podstatě náhodnou veličinou. Proto je nutné provádět měření vloženého útlumu konektoru vícekrát a za správnou hodnotu považovat střední statistickou hodnotu z většího počtu měření s jistou směrodatnou odchylkou. U kvalitních telekomunikačních optických konektorů je jeho hodnota zpravidla menší než 0,3 dB.

Útlum odrazu optického konektoru je definován podle vztahu

$$A_{odr} = 10 \cdot \log \left( \frac{P_i}{P_r} \right), \quad (3.2)$$

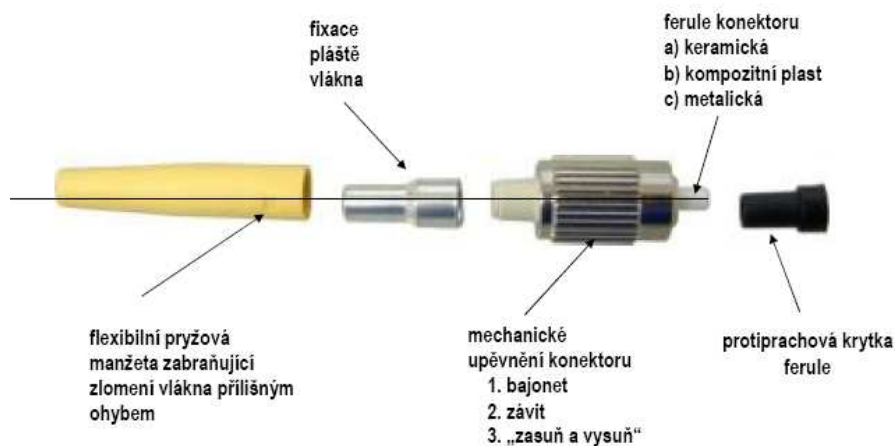
kde  $P_i$  je celkový optický výkon na vstupu konektoru a  $P_r$  je výkon, který se na konektoru odrazil. Útlum odrazu udává, o kolik decibelů je zpětně odražený signál slabší než signál procházející. Čím větší je tedy hodnota útlumu odrazu v decibelech, tím menší odraz optického výkonu na dané součástce nastává. Maximálního útlumu odrazu lze dosáhnout pouze s čistě zalomenými plochami. Pro zvětšení útlumu odrazu můžeme volit čtyři základní postupy: imersní kapalinu, zešíkmení konce vlákna, použití optického kontaktu nebo antireflexní vrstvy. [4]

### 3.2 Části optického konektoru

Optický konektor se skládá z několika hlavních částí, jak ukazuje obrázek 13. Nejpřesnější částí konektoru s nejpřesnějšími tolerancemi je ferule. Ferule je kolík optického konektoru, ve kterém je upevněno vlákno a na konci zabroušeno. Umožňuje vystředění vlákna při spojení s druhým konektorem nebo s aktivním prvkem pomocí optické spojky. Dříve se vyráběly ferule kovové (metalické), ale v dnešní době se nečastěji setkáme s ferulemi vyrobenými z keramických materiálů nebo začínajících kompozitních plastů. Uprostřed ferule je válcový otvor s průměrem větším než je průměr pláště vlákna, které se do ferule zasouvá a

lepší speciálním epoxidovým lepidlem. Je nutné zajistit, aby vlákno nebylo ve feruli příliš utopené nebo ji naopak nepřesahovalo. Do požadovaného tvaru se ferule zabrušuje manuálně nebo strojově a na způsobu a kvalitě zabroušení silně závisí optické vlastnosti konektoru. Jednotlivé typy zabroušení jsou uvedeny v tabulce 2.

Můžeme se setkat se třemi druhy mechanického upevnění konektoru a to: bajonet, závit nebo „zasuň a vysuň“. [8]



Obr.13: Hlavní části optického konektoru (podle [8])

Tab.2: Typy zabroušení ferule (podle [8])

NPC (Non Physical Contact)	Kolmé zabroušení
PC (Physical Contact)	Sférické zabroušení
SPC (Super Physical Contact)	Sférické zabroušení
UPC (Ultra Physical Contact)	Sférické zabroušení
APC (Angled Physical Contact)	Úhlově sférické zabroušení

### 3.3 Typy optických konektorů

Podle použití rozlišujeme konektory pro spojování jednomodových (SM) vláken, které se využívají pro dálkové optické trasy nebo vysokorychlostní komunikační systémy a mnohomodových (MM) vláken. Tyto jsou vhodné pro lokální sítě (LAN). U některých konektorů můžeme narazit na provedení simplex a duplex. V případě provedení simplex jde o provedení, kdy v propojovacím kabelu je jediné vlákno a konektor je zakončen samostatně na



vlákně. Duplex je provedení pro pár vláken. V některých případech se používá spona, která spojuje oba konektory dohromady.

Mezi nejžádanější patří konektory typu FC, ST, SC a LC. [5]

### **Konektor FC**

Jedná se o optický konektor určený pro spojení MM a SM vláken. Používá standardní feruli o průměru 2,5 mm vyrobenou ze stříkaného plastu nebo nerez kovu. Spolehlivou polohu ferule při spojení zaručuje válcové tělo konektoru s perem. Dodávají se také s ferulemi typu APC. Používají se velice často u telekomunikačních zařízení, CCTV nebo CATV.[8]

### **Konektor ST**

Optický konektor určený pro spojení MM a SM vláken. U nás se s ním setkáváme především v LAN rozvodech, kde se používá MM-GI vlákno. Patří k velmi rozšířeným typům konektorů. Používá standardní průměr ferule 2,5 mm. K mechanickému zajištění využívá bajonetový princip. Tělo může být vyrobeno jak z plastu, tak i z keramiky. [8]

### **Konektor SC**

Je určený pro jednomodová vlákna s kompozitní nebo keramickou ferulí. Zabroušení ferule může být typu PC (modrý) nebo APC (zelený). Konektor je vyroben z plastu a po stránce mechanického upevnění používá systém „zasuň a vysuň“. Lze snadno vytvořit duplexní typ.[8]

### **Konektor LC**

Jednomodový konektor s malou ferulí (1,25 mm). Tělo konektoru je většinou z plastu a používá mechanickou fixaci podobnou RJ konektoru s jazýčkem. Vzhledem ke svým malým rozměrům je předurčen pro aplikace s nároky na malou plochu a velký počet spojení. Dále lze snadno pomocí dvou konektorů tohoto typu realizovat duplexní spojení. Je ideální v aplikacích, kde je zapotřebí spojit vlákno s koncovými pracovními stanicemi nebo terminály. [8]

Existuje mnoho dalších typů konektorů např. typy E2000, SMA, MU, MT-RJ.

### **Konektor E2000**

Konektor určený především pro spojení SM vláken, popř. jiných komponent. Vyznačuje se malými rozměry (systém „Small Form Factor“). Většinou se u něj používá keramická ferule. Co do návrhu je podobný konektorům typu LC. Pro spojení používá princip „zasuň a vytáhni“, takže není třeba šroubovat (na rozdíl od FC, ST). Je svou konstrukcí předurčen do rozvodů s velkým počtem konektorů na jednotku plochy. Na čele konektoru je krytka bránící vniku částic prachu k feruli. [8]

### **Konektor SMA**

Je určený pro jednomodová vlákna, obvykle s metalickou ferulí. Tělo konektoru je také většinou z kovu a se závitem. Existují dva typy těchto konektorů, jmenovitě SMA 905 s přímou válcovitou ferulí a SMC 906 s odskočenou ferulí. S oběma těmito konektory se lze setkat ve starších vojenských instalacích a na universitách. Dnes se s nimi již nesetkáváme.[8]

### **Konektor MU**









Optický konektor určený pro jednomodová vlákna s keramickou ferulí. Tělo konektoru je většinou z vysokotlakého plastu. Mechanické zajištění používá metodu „zasuň a vytáhni“. Tento konektor je menší verzí známého SC konektoru. [8]

### **Konektor MT-RJ**

Konektor se dvěma vlákny s monolitickou ferulí vyrobenou z kompozitního plastu. Tělo konektoru je také většinou plastové s mechanismem uchycení typu „zasuň a vytáhni“. Byl vytvořen s cílem se svými rozměry přiblížit ke klasickým metalickým RJ konektorům. Díky malým rozměrům a duplexnosti konektoru se hodí pro aplikace s vysokým počtem konektorů na malou plochu. [8]

Přehled jednotlivých druhů dnes používaných konektorů je uveden v tabulce 3.

Tab.3: Druhy optických konektorů (podle [9])

<b>FC</b>	
<b>ST</b>	
<b>SC</b>	
<b>LC</b>	
<b>E2000</b>	
<b>SMA</b>	
<b>MU</b>	
<b>MT-RJ</b>	

## 4 Optické vysílače

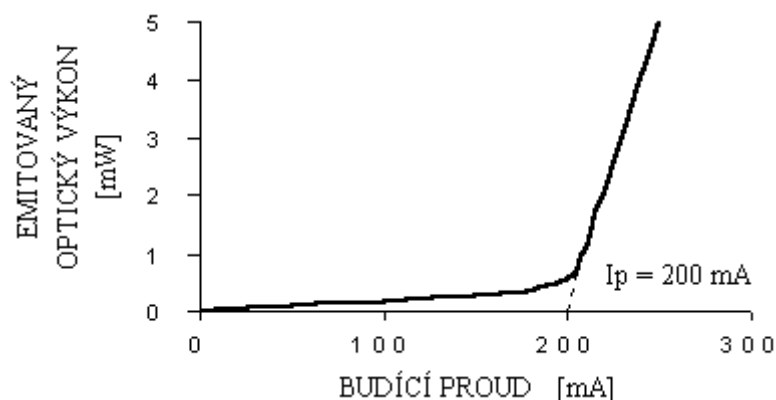
Světla se k přenosu informací používalo již v dobách králů, kdy se informace přenášela zapálením hranice a pozorováním světla, které vznikalo hořením hranice. Takto šlo přenášet pouze velmi omezené množství informací na viditelnou vzdálenost. S tím jak rostly požadavky na množství přenesených informací, hledaly se rychlejší a rychlejší zdroje světla. Tepelné zdroje jako jsou žárovky, zářivky výbojky jsou schopny přenášet jen několik málo bps. V úvahu připadaly chemické zdroje světla, které sice byly rychlejší, ale zase světlo z jednoho zdroje nemohlo být využíváno opakovaně, protože jakmile chemický proces skončil, zdroj přestal být funkční. Až teprve v roce 1970 přišla na svět polovodičová dioda LED, která se nejprve používala k indikaci na spotřební elektronice a až za 10 let se dočkala prvního využití v telekomunikační technice. Telekomunikační technika kladla na zdroje nároky, které klasická LED nebyla schopna splnit a tak v roce 1975 byla představena první polovodičová laserová dioda LD. Vysílač se neskládá jen z vlastního prvku, který emituje světlo, ale je to i spousta elektronických obvodů, které mají za úkol udržovat stabilní podmínky zdroji světelného záření. [1]

### 4.1 Laserové diody

První laser se objevil v roce 1975. Základní vlastností laseru je velmi vysoký jas, úzká spektrální čára. Laser je koherentní zdroj světla. Koherentní znamená, že světlo nemá chaotickou fázi mezi jednotlivými fotony, ale jejich fáze je navzájem definována. V komunikačních systémech si lasery našly své místo, jako zdroje pro rychlé, dálkové trasy.

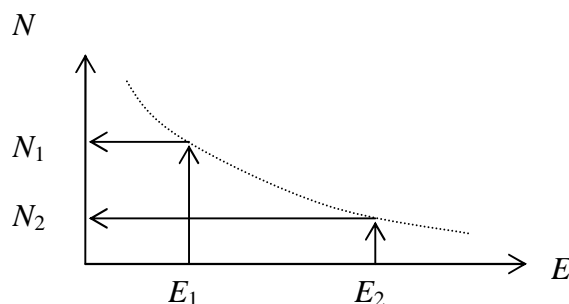
#### Princip činnosti laseru

Lasery využívají stimulované emise. Stimulované znamená, že fotony jsou emitovány na základě vnějšího popudu (stimulu). Na počátku je emitován samovolný foton, který pro excitované elektrony představuje stimulující popud. Nově vzniklý foton má identické vlastnosti, důsledkem je velmi úzká spektrální čára. Fotony se šíří ve stejném směru a to značí, že výstupní svazek je směrový a je tedy snadná fokusace laserového světla. Navíc je tím zvýšena účinnost přeměny I/P (LED pro  $P=1$  mW potřebuje proud 150 mA, LD pro stejný výkon kolem 10 mA). Zářivé rekombinace jsou také synchronní v čase, takže existuje fázová souvislost a světlo je koherentní. Laserové diody jsou proto vhodné pro rychlé trasy a dálkové spoje. [1]



Obr.14: Závislost optického výkonu na budícím proudu laserové diody (podle [1])

Nezbytnou podmínkou pro laserovou generaci je dosažení inverzního obsazení. To není možné při použití látky s dvěma energetickými hladinami. U této látky je vždy na vyšší energetické hladině méně částic než na nižší (obr. 15). Pokud budeme dodávat jakékoli množství energie, dojde k vyrovnání počtu částic na obou hladinách, nedojde k inverznímu obsazení. Proto nelze vytvářet dvouhladinové lasery. Pro dosažení inverzního obsazení musíme použít látku s minimálně třemi energetickými hladinami. Absorpce musí probíhat mezi rozdílnými hladinami než stimulovaná emise.



Obr.15: Příklad rozdělovací funkce (podle [2])

Část vzniklých fotonů je ztracena v materiálu (např. absorpce, rozptyl). Inverzního obsazení je dosaženo až po vykrytí ztrát, proto vzniká prahová podmínka pro inverzní obsazení (laserovou činnost). Pro malé proudy se LD chová jako obyčejná LED. Až po vykrytí ztrát se projeví laserová činnost. Ta se projeví změnou strmosti převodní P/I charakteristiky. Klíčovým parametrem je prahový proud, což je proud, kdy se LD přestává chovat jako LED a začíná se chovat jako laser. [1]

### Kladná zpětná vazba

Je tvořena zrcadly, představuje základní „kopírovací mechanismus“ pro fotony. Jedno zrcadlo plně odrazné, druhé polopropustné. Polopropustným zrcadlem uniká chtěná energie z

laseru. Polovodiče mají obvykle obě zrcadla polopropustná, jedno pro optický „uživatelský“ výstup a druhé jako výstup pro monitorovací fotodiodu. Stimulovaná emise vždy představuje zesílení světla, což znamená, že z počátečního počtu vzniká více fotonů. [1]

## Optický rezonátor

Optickým rezonátorem rozumíme dutinu obklopenou odrazovými plochami, v níž je pasivní dielektrické prostředí. Nejjednodušším příkladem optického rezonátoru a u polovodičových laserů nejběžnějším, je soustava dvou rovnoběžných rovinných zrcadel obdélníkového tvaru v určité vzdálenosti tzv. Fabry-Perotův rezonátor. U polovodičových laserů se převážně využívá jako zrcadel odštípnutí krystalu v krystalografických rovinách. Dochází totiž na hranicích krystalu k velké změně indexu lomu vzhledem k okolí a je splněna podmínka pro vedení vlny v prostředí a to  $n_{\text{prostředí}} > n_{\text{okolí}}$ . Pro kolmý dopad paprsku na rozhraní polovodič-vzduch platí z Fresnelových rovnic pro odrazivost  $R$ : [6]

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (4.1)$$

V polovodičových laserech se někdy používají i složitější typy rezonátorů, u nichž jsou zrcadla nahrazena selektivním optickým elementem, např. hranolem či difrakční mřížkou, jež slouží ke zvýšení kvality generovaného záření.

Energetické pole v dutině rezonátoru má charakter stojatých vln. Vlivem destruktivní a nedestruktivní interference vln, které se odrážejí od stěn, dochází k ustálení (stacionární konfiguraci) elektromagnetického pole tzv. modů. Mody mohou být tvořeny pouze zářením o vlnových délkách takových, že rozměry rezonátoru lze vyjádřit jako celistvý násobek jejich poloviny. U trojrozměrného rezonátoru pak platí pro rezonanční frekvenci vztah

$$\nu = \frac{c}{2} \left[ \left( \frac{m}{l} \right)^2 + \left( \frac{n}{h} \right)^2 + \left( \frac{q}{d} \right)^2 \right], \quad (4.2)$$

kde  $m$ ,  $n$ ,  $q$  jsou celá čísla a každé jejich kombinaci odpovídá jeden mod rezonátoru a  $l$  je délka,  $h$  je výška a  $d$  je šířka aktivní vrstvy.

Mody můžeme rozdělit na podélné, příčné horizontální a příčné vertikální. Podélné mody tvoří základní frekvenční spektrum laseru a přísluší změnám  $m$  při konstantních  $n$ ,  $q$ . Příčné mody pak vymezují vyzařovací charakteristiku laseru a profil emitovaného svazku. [6]

#### 4.1.1 Typy a struktury laserových diod

Podle vnitřní struktury dělíme polovodičové lasery na:

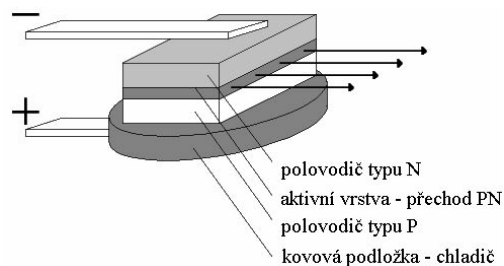
- Homostrukturální lasery (*Homostructure Laser*) – HoL
- Heterostrukturální lasery (*Heterostructure Laser*) – HL
- Lasery s rozloženou zpětnou vazbou (*Distributed Feed Back Laser*) – DBFL
- Lasery s kvantovými jámami (*Quantum Wells Laser*) - QWL

Podle místa vyzařování dělíme polovodičové lasery na:

- Hranově vyzařující lasery (*Edge Emitting Laser*) – EEL
- Plošně vyzařující lasery (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) - VCSEL

#### Homostrukturální lasery

Tento typ laseru je v podstatě tvořen přechodem PN, obr.16. Neexistuje zde výrazná skoková změna indexu lomu, která by podmiňovala optické soustředění, ani vysoká potenciálová bariéra zajišťující soustředění nosičů náboje. Šířka rekombinační oblasti (aktivní vrstvy) je v podstatě určena difúzní délkou menšinových nosičů (pro silně dopovaný GaAs 1-3 $\mu$ m). Záření se soustřeďuje vlivem gradientu indexu lomu a vlivem rozdílu koncentrace nosičů náboje.



Obr.16: Homostrukturální laser – HoL (podle [7])

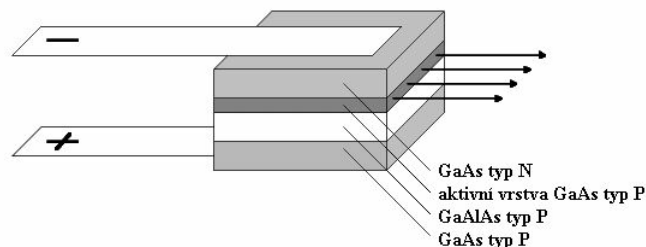
Vlivem velké šířky aktivní oblasti jsou potřebné velké prahové hustoty proudu. Při generaci záření dochází ke ztrátám vlivem úniku záření do okolních vrstev polovodiče a z toho pramení malá účinnost. Při provozu je nutné dostatečné chlazení. Proto tento typ polovodičových laserů nemá velké praktické využití. [7]

## Heterostrukturální lasery

V těchto typech laseru s heteropřechody je vymezení vlnovodu dáno skokovou změnou indexu lomu v oblasti heteropřechodu. Současně s účinným vedením světla zabezpečuje heterostruktura i podmínky k účinnému soustředění menšinových nosičů.

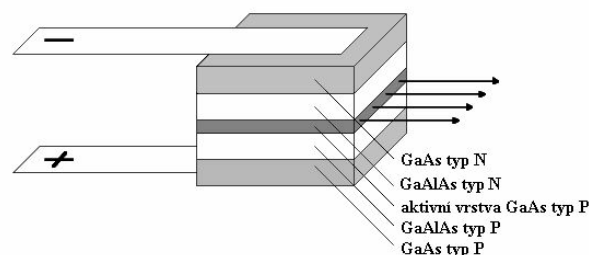
Podle počtu heteropřechodů dělíme HL na lasery s jednou heterostrukturou (*SingleHL*) a s dvojitou heterostrukturou (*DoubleHL*).

V jednoduché heterostruktuře (*SHL*) vytváří heteropřechod jednu ze stěn vlnovodu a současně i potenciálovou bariéru soustřeďující nosiče uvnitř aktivní vrstvy typu P. Skoková změna indexu lomu je zde mnohem větší než u homopřechodu. Přechodem PN a heteropřechodem je tím vymezen asymetrický vlnovod. Hodnoty proudových hustot klesají asi na pětinu hodnoty dosahované u homostrukturních laserů. [7]



Obr.17: Laser s jednoduchou heterostrukturou – *SHL* (podle [7])

Lasery s dvojitou heterostrukturou *DHL* mají aktivní vrstvu obklopenou z obou stran vrstvami s větší šířkou zakázaného pásu, nosiče náboje i optické záření jsou soustřeďovány do aktivní oblasti z obou stran, tedy i s větší účinností. Oblast rekombinace je u *DHL* přesně definována. Nedochozí zde k „roztékání“ nosičů náboje do okolních vrstev. Nahromadění nosičů náboje v aktivní vrstvě je vzhledem k jejímu malému průřezu (až 100nm) tak velké, že režimu laserování se dosahuje už při prahových proudech několika desítek mA. Účinnost je velmi vysoká, kolem 75%. [7]

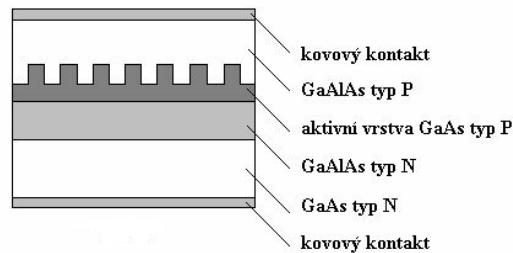


Obr.18: Laser s dvojitou heterostrukturou – *DHL* (podle [7])



## Lasery s rozloženou zpětnou vazbou

U tohoto typu laseru je rezonátor realizován bez zrcadel pomocí prostorových periodických struktur (difrakčních mřížek). Funkce je založena na periodické změně indexu lomu ve směru šíření. Zpětná vazba vzniká trvalým navázáním šířící se vlny do opačného směru Braggovským rozptylem. Mřížka se vytváří leptáním přímo na povrchu aktivní vrstvy.



Obr.19: Laser s rozloženou zpětnou vazbou – *DBFL* (podle [7])

Do této kategorie patří i lasery s rozloženým Braggovým zrcadlem, označované jako *DBRL (Distributed Bragg Reflektor Laser)*. U tohoto typu se generace optického záření a zpětná vazba (opět pomocí optické mřížky) uskutečňují v samostatných částech struktury. Užívají se dva typy konstrukce, s jedním nebo se dvěma Braggovými zrcadly. V běžné praxi se častěji užívá typ se dvěma Braggovými zrcadly na koncích vlnovodu.

Tento typ polovodičového laseru je vhodným zdrojem pro systémy integrované optiky pro pásmo 1300 -1550 nm, neboť nahrazením Fabry-Perotova rezonátoru optickou mřížkou umožňují jednomodový provoz. *DFBL* lasery dosahují velmi úzké spektrální šířky (pod 1 nm). Používají se v mnoha aplikacích včetně komunikací optickými vlákny. [7]

## Lasery s kvantovými jámami

Tyto polovodičové lasery mají aktivní oblast velmi tenkou (4 – 20 nm), přičemž běžná tloušťka je 10 nm. Současnými technologiemi lze realizovat vrstvy tvořené pouze jedinou atomovou rovinou. Pásová struktura je pak lépe definovaná a tím je dáno přesnější vymezení energetických stavů. Takto je možno získat polovodičový laser s velice úzkou spektrální charakteristikou.

Prahové proudy pro strukturu *SQWL (Single quantum well laser)* jsou velmi nízké a to přibližně v rozmezí od desetin mA po několik málo desítek mA. Účinnost těchto typů laserů může překročit až 80%.

Pro strukturu *MQWL* (*Multiple quantum well laser*) dosahuje výstupní výkon v kontinuálním režimu desítek mW. [7]

### **Hranově vyzařující lasery**

Tento typ konstrukce polovodičových laserů - laserových diod (*EEL*) vysílá záření z hrany přechodu. Ve výrobě i aplikacích laserových diod zatím převládá. Stále více se však uplatňují plošně vyzařující typy konstrukce laserových diod (*VCSEL*). [7]

### **Plošně vyzařující lasery**

Tyto lasery emitují záření z plochy součástky rovnoběžné s rovinou přechodu. Skládají se z heterostrukturálních vrstev tloušťky  $\lambda/4$ . Rezonátor má velmi malé rozměry (cca 2  $\mu\text{m}$ ), důsledkem toho je velká vzdálenost mezi podélnými mody a tím je zajištěn jednomodový provoz. Tyto vrstvy se chovají jako spektrálně selektivní zrcadlo. Klíčová výhoda tohoto typu diod je malý budicí proud cca 10 mA pro  $P = 3$  mW. Plošně vyzařující laserové diody *VCSEL* jsou z hlediska svých výhodných vlastností velmi zajímavé pro vláknové komunikační systémy v oblasti vlnových délek 1300 a 1550 nm, kde se používají pro velké vzdálenosti jednomodová vlákna. V současné době se vývoj soustřeďuje právě na tento typ konstrukční technologie laserových diod. [1]

## **5 Laserový vysílač s optickým vláknem**

Laserový vysílač s optickým vláknem je možno využít při návrhu optických bezkabelových spojů, především při konstrukci vysílací hlavice. Nejčastější konstrukce vysílací hlavice optického bezkabelového spoje je taková, že signál je veden optickým vláknem do vstupní části, kde je pak převeden do elektrické podoby. Elektrickým signálem je potom modulován laser, nejčastěji polovodičová laserová dioda, jedná se tedy opět o konverzi do optické podoby. Laserová dioda je zdrojem záření, které lze popsat Gaussovským svazkem. Tento svazek je upraven výstupní čočkou, která slouží k lepší směrovosti spoje. Dochází tak ke konverzi optického signálu do elektrické podoby a poté zase zpět na optický signál. U vysílače realizovaného pomocí optického vlákna tato konverze odpadá.

## 5.1 Rozložení optické intenzity svazku vystupujícího z optického vlákna

Svazek vystupující z optického vlákna se liší od Gaussovského svazku, který se běžně používá v optických bezkabelových spojích, je proto zřejmé, že takto realizovaný spoj bude mít odlišnější vlastnosti, než spoje pracující se svazky Gaussovskými.

Rozložení pole na čele vlákna lze získat řešením Maxwellových rovnic pro danou strukturu optického vlákna. Nám postačí omezit se na řešení skalární vlny  $U(x,y,z)$ . Dostaneme Helmholtzovu vlnovou rovnici [10]

$$\nabla^2 U + n^2 k_0^2 U = 0, \quad (5.1)$$

kde  $n$  je index lomu ( $n = n_1$  v jádře,  $n = n_2$  v plášti),  $U$  je souřadnice některé složky pole (komplexní amplituda) a  $k_0$  je velikost vlnového vektoru

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (5.2)$$

Vlákno je osově symetrické a vzhledem k tomu je vhodné vyjádřit Helmholtzovu rovnici pomocí válcových souřadnic

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 U = 0, \quad (5.3)$$

kde  $U(r, \varphi, z)$  představuje  $E_z(r, \varphi, z)$  nebo  $H_z(r, \varphi, z)$ .

Platí, že

$$U(r, \varphi, z) = u(r) e^{-j l \varphi} e^{-j \beta z}, \quad (5.4)$$

kde  $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Nejvíce nás zajímá radiální rozložení vlny, které je reprezentované členem  $u = u(r)$ . Dosadíme-li výraz (5.4) do Helmholtzovy rovnice, dostaneme pro  $u(r)$  Besselovu diferenciální rovnici [10]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \left( n_1^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0. \quad (5.5)$$

Dále definujeme

$$n_1^2 k_0^2 - \beta^2 = k_T^2, \quad (5.6)$$

$$\beta^2 - n_2^2 k_0^2 = \gamma^2 \quad (5.7)$$

Rovnici (5.5) rozepíšeme zvlášť pro jádro a zvlášť pro plášť.

Pro jádro  $r < a$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \left( k_T^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0, \quad (5.8)$$

Pro plášť  $r > a$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \left( \gamma^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0. \quad (5.9)$$

Řešení diferenciálních rovnic (5.8) a (5.9) patří do třídy Besselových funkcí. Vyloučíme funkce, které rostou v jádře ( $r \rightarrow 0$ ) a v plášti ( $r \rightarrow \infty$ ) nade všechny meze a dostáváme [10]

Pro jádro  $r < a$

$$u(r) \propto J_l(k_T r), \quad (5.10)$$

Pro plášť  $r > a$

$$u(r) \propto K_l(\gamma r). \quad (5.11)$$

Konstanty  $k_T$  a  $\gamma$  je výhodné normovat

$$k_T a = X, \quad (5.12)$$

$$\gamma a = Y. \quad (5.13)$$

$$X^2 + Y^2 = NA^2 \cdot k_0^2 a^2 = V^2, \quad (5.14)$$

kde  $V$  je normovaná frekvence, která je dána jako

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda_0} NA. \quad (5.15)$$

Na rozhraní jádra a pláště ( $r = a$ ) musí platit podmínky spojitosti pro  $u(r)$  a derivaci  $\frac{du(r)}{dr}$ . Tyto podmínky spojitosti jsou splněné, jestliže platí

$$\frac{(k_T a) J_1'(k_T a)}{J_1(k_T a)} = \frac{(\gamma a) K_1'(\gamma a)}{K_1(\gamma a)}. \quad (5.16)$$

Po úpravách a dosazení normovaných konstant (5.12) a (5.13) dostáváme tzv. charakteristickou rovnici

$$X \frac{J_{l\pm 1}(X)}{J_l(X)} = \pm Y \frac{K_{l\pm 1}(Y)}{K_l(Y)}. \quad (5.17)$$

Tato charakteristická rovnice platí pro slabě vedoucí vlákno (pro něž platí  $n_1 \approx n_2$ ). Vedené vlny jsou přibližně transverzálně elektromagnetické (TEM) a vytvářejí tzv. lineárně polarizované mody s označením  $LP_{lm}$ .

Pro každý azimutální index  $l$  a normovanou frekvenci  $V$  charakteristická rovnice poskytuje soustavu diskrétních řešení (modů; konstant šíření atd.).

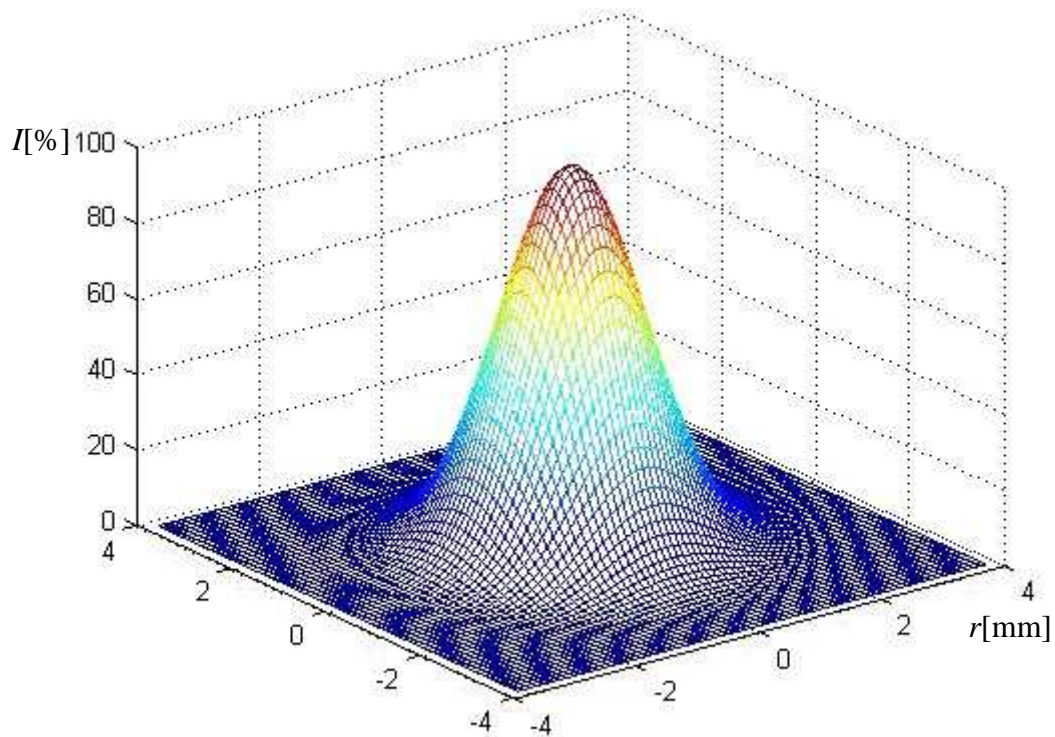
Pro určitá  $l, m$  a  $X_{lm}$ , existují určitá:  $k_{Tlm}, \gamma_{lm}, \beta_{lm}, u_{lm}(r)$  a  $I_{lm}(r, \varphi)$ , pro rozložení optické intenzity v modu  $LP_{lm}$  tedy platí [10]

$$I_{lm}(r, \varphi) \propto u_{lm}^2(r) \cos^2(l\varphi). \quad (5.18)$$

Jak již bylo řečeno, svazek vystupující z optického vlákna se od svazku Gaussova liší, ovšem můžeme ho Gaussovým svazkem celkem přesně aproximovat.

Předpokládáme-li jednomodový provoz spoje, můžeme k modelování toho svazku snadno využít prostředí Matlab 7.1, v němž lze napsat jednoduchý program nazvaný Svazek, jehož zdrojový kód je uveden v příloze č.1. Vstupními parametry programu jsou poloměr jádra vlákna  $a$ , vlnová délka záření  $\lambda$ , vzdálenost měření vyzářovací charakteristiky  $l$  (viz.obr.26) a výkon použité laserové diody  $P_{LD}$ .

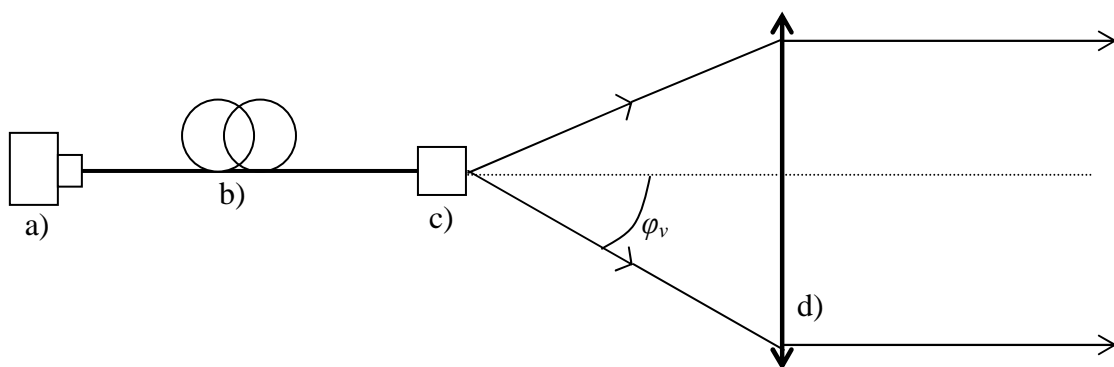
## Výstup programu – 3D zobrazení vyzařovací charakteristiky optického vlákna



Obr.20: 3D zobrazení vyzařovací charakteristiky SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti  $l = 40 \text{ mm}$

## 5.2 Základní uspořádání a princip vysílací soustavy

Na obrázku 21 je principiální uspořádání laserového vysílače.



Obr.21: Uspořádání laserového vysílače s optickým vláknem

Jako zdroj laserového záření je vhodné použít laserovou diodu (a). Laserové záření je následně pomocí optického vlákna (b) a optického konektoru (c) přivedeno na spojnou čočku (d), která přetransformuje kulovou vlnu na rovinnou a vytvoří svazek vhodný pro optický přenos.

Numerická apertura NA vyjadřuje míru schopnosti vlákna ze svého okolí navázat do svého jádra optický svazek, ale zároveň umožňuje určit podle vztahu (5.19) úhel vyzařování  $\varphi_v$ , který je rovněž dán numerickou aperturou vlákna.

$$NA = \sin \varphi_v . \quad (5.19)$$

Vztah (5.19) můžeme, jak je vidět z obrázku 21, upravit na tvar

$$NA = \frac{D}{2f} , \quad (5.20)$$

kde  $D$  je průměr čočky a  $f$  je její ohnisková vzdálenosti. Průměr čočky  $D$  pak určíme podle vztahu

$$D = 2f \cdot (NA) . \quad (5.21)$$

Při nevhodné volbě průměru čočky  $D$  ve vysílací optické soustavě vzhledem k šířce svazku  $2w_{TXA}$ , by mohlo dojít k nežádoucímu jevu – difrakci. Průměr čoček proto volíme s ohledem na tento jev. Najdeme proto takový průměr čočky  $D$ , abychom difrakci mohli zanedbat a čočka nebyla vzhledem k její velikosti příliš drahá.

### 5.3 Volba vysílací čočky s ohledem na difrakci

Pokud dochází k odklonu přímočarého šíření světla jinak než odrazem nebo lomem, jedná se o difrakci. Difrakce neboli ohyb světla je projevem jeho vlnových vlastností. V jejím důsledku se světlo šíří i do oblasti geometrického stínu vzniklého za překážkou. Jedná-li se o koherentní záření, pozorujeme difrakční obrazec jako výsledek interference vlnění přicházejících z různých směrů a tedy s různým dráhovým rozdílem. Kdyby se vlnové vlastnosti světla neprojevovaly, pozorovali bychom na stínítku za překážkou difrakční obrazec pouze jako geometrický stín překážky s příslušnou aperturou. Díky vlnovému charakteru se ovšem difrakční obrazec liší od stínu clonky a to hlavně v závislosti na

vzdálenosti  $z$  mezi aperturou a rovinou pozorování, na rozměrech apertury a na vlnové délce světla.

Podle charakteru šíření vlnění (podle vzdálenosti stínítka) rozlišujeme difrakci Fresnelovu a Fraunhoferovu. Fraunhoferova difrakce probíhá pro dostatečně velké vzdálenosti mezi clonkou a rovinou pozorování. Pro optické komunikace je nepříjemná hlavně difrakce Fresnelova, kdy se světlo ohýbá složitějším způsobem.

Zabýváme se tedy případem, kdy dochází k Fresnelově difrakci na kruhové vysílací čočce, tedy difrakci na kruhové apertuře, ve vhodné zvolené vzdálenosti  $z$  stínítka tak, aby docházelo právě k difrakci Fresnelově.

Tato problematika je na analytický výpočet značně složitá, proto byl vhodný průměr vysílací čočky stanoven empiricky měřením v laboratoři. [11]

### 5.3.1 Úvod k měření

Pro měření použijeme Gaussův svazek vystupující z He-Ne laseru. Jak již bylo řečeno, čočka vysílače je kruhová, nahradíme ji tedy clonou s kruhovou aperturou o průměru  $D_{ST}$  a budeme pozorovat difrakční obrazec ve vhodné vzdálenosti  $z$  od roviny clony.

Je potřeba zajistit, aby docházelo právě k Fresnelově difrakci, což zajistíme vhodnou volbou vzdálenosti  $z$ . Rozhodnutí, který typ difrakce světla probíhá, se v praxi často charakterizuje pomocí tzv. Fresnelova čísla daného vztahem

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda z}, \quad (5.22)$$

kde  $a$  je poloměr kruhové apertury,  $\lambda$  je vlnová délka světla a  $z$  je vzdálenost od roviny apertury ke stínítku. Pokud je Fresnelovo číslo mnohem menší než 1, pak dochází k difrakci Fraunhoferova typu, je-li srovnatelné s 1 pak dochází k naší žádané difrakci Fresnelova typu.

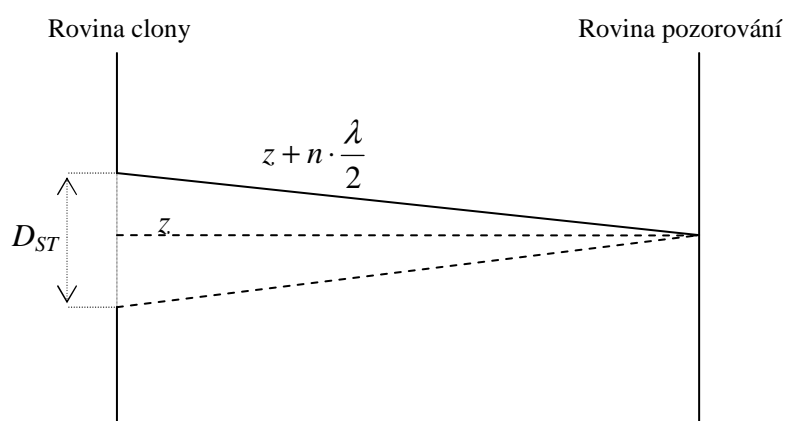
Položíme-li Fresnelovo číslo rovno 1, můžeme určit vzdálenost  $z$ , při které určitě dochází k Fresnelově difrakci

$$z \leq \frac{a^2}{\lambda}. \quad (5.23)$$



Difrakční obrazec pozorujeme jako výsledek interference vlnění přicházejících z různých směrů a tedy s různým dráhovým rozdílem. V případě kruhové apertury pozorujeme na stínítku difrakční obrazec v podobě maxim a minim optické intenzity rozložených v soustředných kruzích. Měřicí metoda je založena na ohodnocování kontrastu mezi difrakčními maximy a minimy pro různý průměr apertury  $D_{ST}$ .

Pro větší názornost měření je vhodné pro každý nastavený průměr apertury zvolit takovou vzdálenost pozorování  $z$ , aby byla splněna podmínka (5.23) a navíc v difrakčním obrazci byl vždy stejný počet maxim a minim.



Obr.22: Dráhové rozdíly za kruhovou aperturou

Číslo  $n$  (obrázek č.22) udává počet maxim v difrakčním obrazci. Z průměru apertury  $D_{ST}$ , vzdálenosti clony od stínítka  $z$  a vlnové délky záření můžeme určit počet maxim  $n$  ze vztahu

$$\left(\frac{D_{ST}}{2}\right)^2 + z^2 = \left(z + n \cdot \frac{\lambda}{2}\right)^2, \quad (5.24)$$

po úpravě dostaneme

$$\frac{D_{ST}^2}{4} = nz\lambda + \left(n \cdot \frac{\lambda}{2}\right)^2, \quad (5.25)$$

kde druhý člen pravé strany můžeme zanedbat a dostaneme výsledný vztah

$$n = \frac{D_{ST}^2}{4z\lambda}. \quad (5.26)$$

Vztah (5.26) platí za předpokladu konstantní optické intenzity ozařující aperturu. Při experimentu byl zjištěn nesoulad mezi teorií a praxí v případě nekonstantní optické intenzity na vstupu apertury.

### 5.3.2 Postup měření

Uspořádáme přístroje, dle návrhu (viz obr.23) a uvedeme do činnosti laser. Pomocí mechanického modulátoru je Gaussův svazek vystupující s laseru modulován s frekvencí 1 kHz a následně pomocí mikroskopového objektivu rozšířen tak, aby šířka svazku  $2w_{TXA}$  byla 10 – 50 mm. Spojná čočka kolimuje svazek, který následně přivádíme na clonu s kruhovou aperturou.

Nastavíme vzdálenost  $z$  s ohledem na podmínku (5.23). Při realizaci měření se ukázalo, že vzhledem k potřebným vzdálenostem  $z$ , rozměrům difrakčního obrazce a citlivosti fotodiody je prakticky velmi obtížně proveditelné měření se stejným počtem maxim pro větší průměry apertury, proto provedeme měření v neměnné vzdálenosti  $z = 3$  m.

Postupně nastavujeme průměr apertury  $D_{ST}$  s ohledem na šířku svazku  $2w_{TXA}$ . Poměr  $\frac{D_{ST}}{2w_{TXA}}$  je vhodné volit z intervalu 0,1 – 1,3.

Selektivním nanovoltmetrem naladěným na frekvenci 1 kHz měříme napětí na snímací fotodiodě v  $n$ -tém maximu a nejbližším minimu a následně určíme kontrast podle

$$K = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} + U_{\min}} \quad (5.27)$$

přičemž  $K = 1$  představuje nejhorší případ, naopak  $K = 0$  nejlepší případ. Při měření stanovíme  $K = 0,1$  jako hodnotu, kdy už k difrakci nedochází.

Kvůli prostorové rozlišitelnosti pro měření vybereme  $n$ -tá (okrajová) maxima a nejbližší minima, která představují difrakci na hraně apertury a jsou prostorově nejvýraznější.

### 5.3.3 Použité přístroje

Helium Neon Gas Laser (Model 1508-0; 632,5 nm)

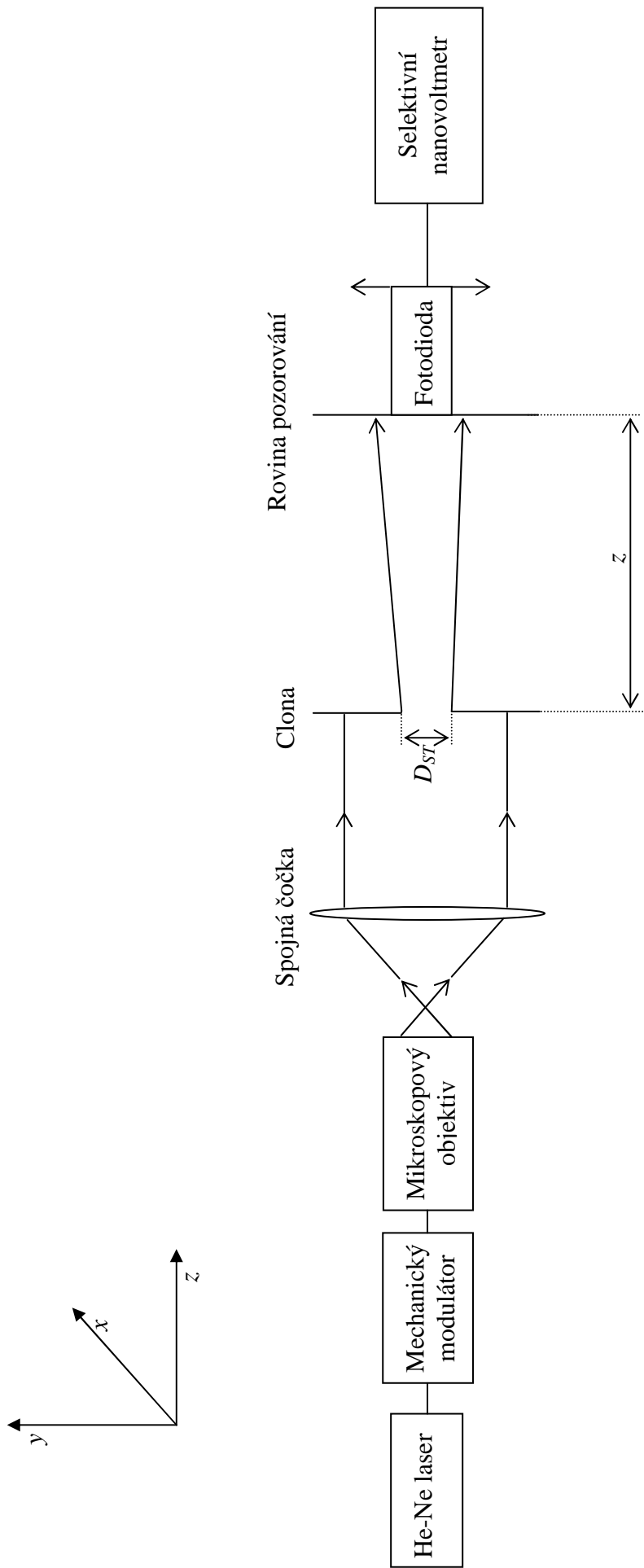
Mikroskopový objektiv (Planochromat 25x/0,5)

Spojná čočka ( $f = \text{cca } 12 \text{ cm}$ )

Mechanický modulátor

Clona

Selektivní nanovoltmetr, typ 233



Obr. 23: Návrh pracoviště pro měření difrakčního obrazce

### 5.3.4 Naměřené a vypočtené hodnoty

Šířka svazku byla kolimátorem vytvořeným pomocí mikroskopového objektivu a spojné čočky nastavena na  $2w_{TXA} = 12$  mm

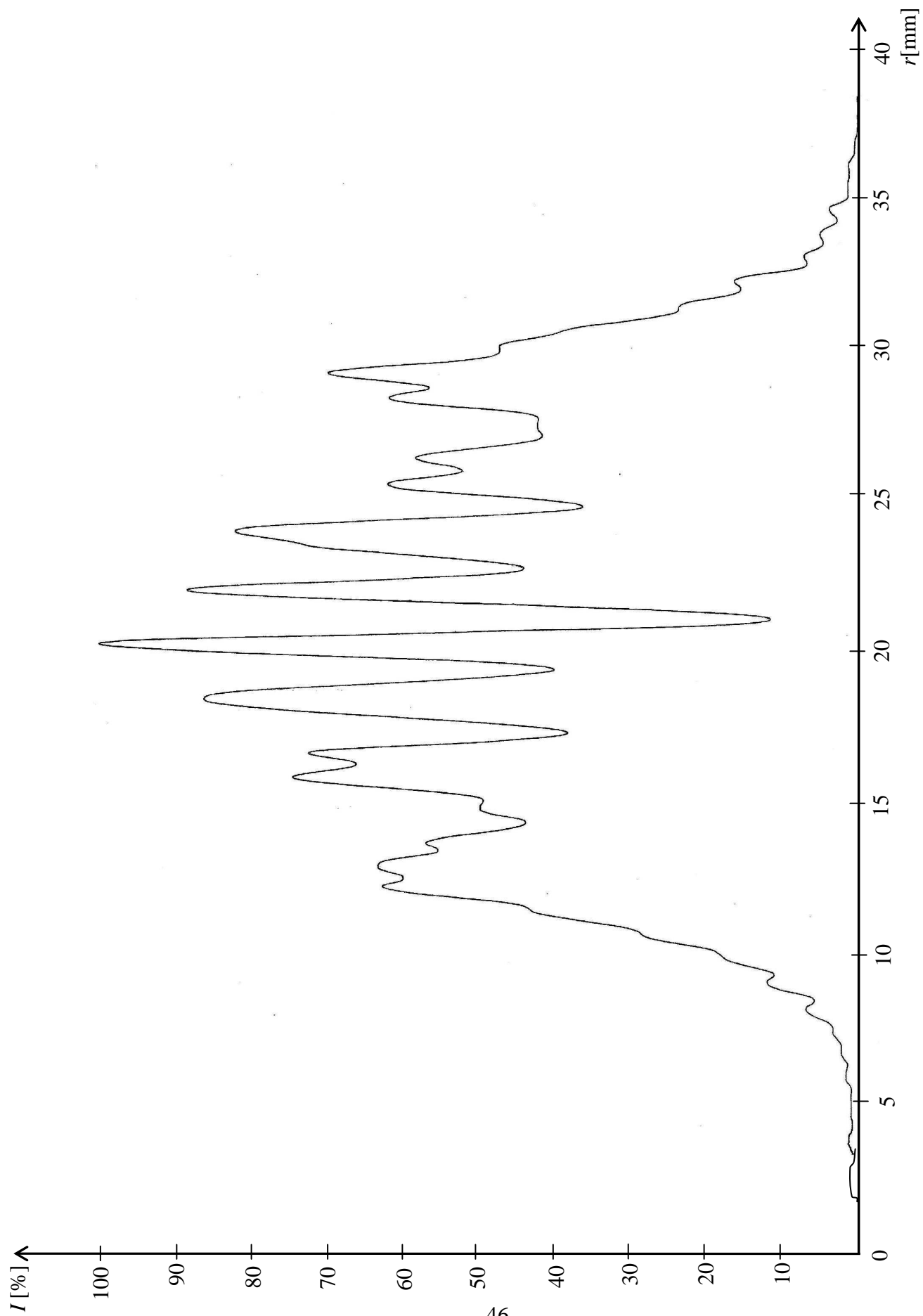
Tab.4: Naměřené hodnoty napětí a vypočtené hodnoty kontrastu pro vzdálenost  $z = 3$  m

$D_{ST}$ [mm]	$D_{ST}/2w_{TXA}$ [-]	$U_{max}$ [ $\mu$ V]	$U_{min}$ [ $\mu$ V]	$K$ [%]
5	0,42	6,4	3,5	29,3
7	0,58	5,5	3,2	26,4
9	0,75	4,6	3,0	21,1
10	0,83	4,1	2,8	18,8
11	0,92	3,8	2,7	16,9
12	1,00	2,7	2,1	12,5
13	1,08	1,9	1,6	8,6

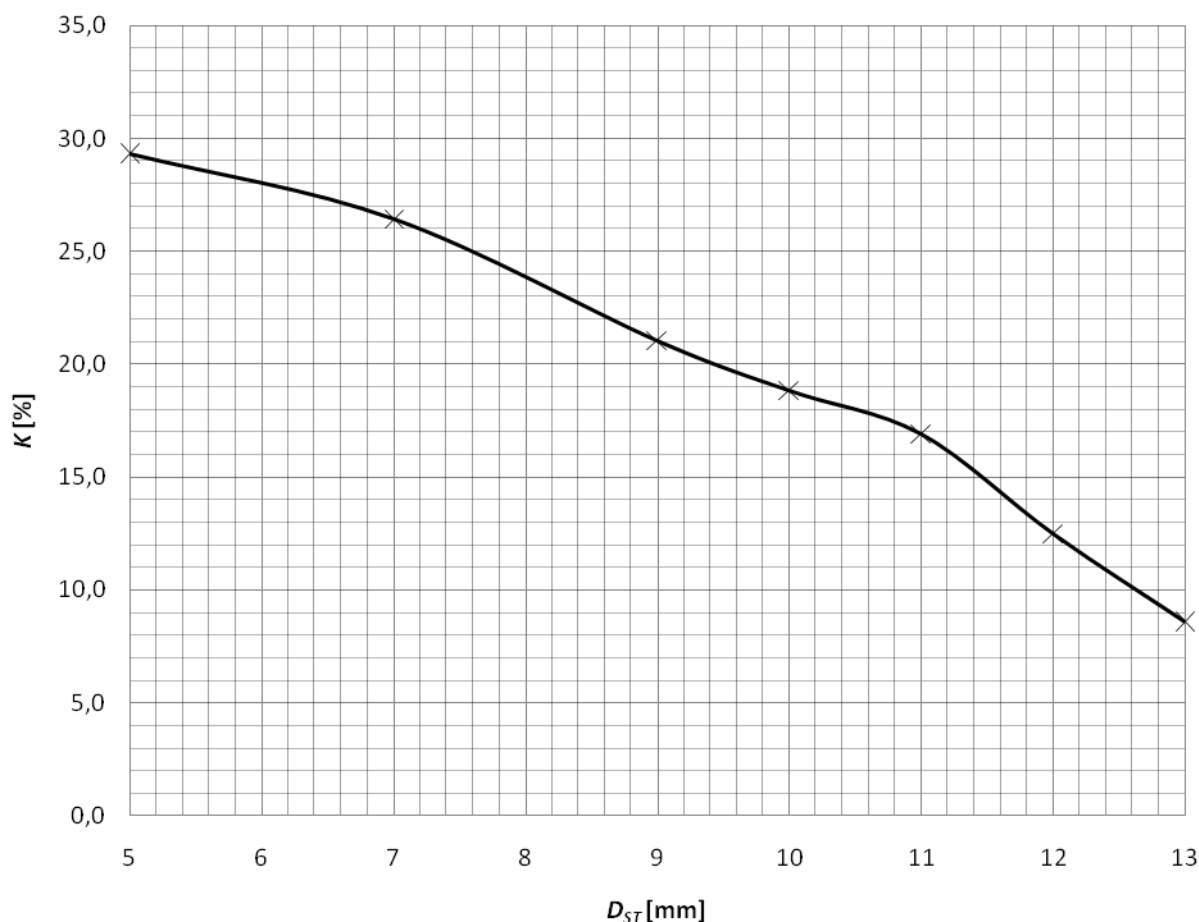
Příklad výpočtu kontrastu podle vztahu (5.27) pro průměr apertury 5 mm:

$$K = \frac{U_{max} - U_{min}}{U_{max} + U_{min}} \cdot 100[\%]$$
$$K = \frac{6,4 - 3,5}{6,4 + 3,5} \cdot 100 = 29,3\%$$

### 5.3.5 Grafické zpracování



Obr.24: Příklad rozložení optické intenzity v difrakčním obrazci ( $D_{ST} = 5$  mm,  $z = 3$  m,  $D_{ST} / 2w_{TXA} = 0,42$ )



Obr.25: Závislost kontrastu  $n$ -tého maxima a nejbližšího minima  $K$  na průměru apertury  $D_{ST}$

### 5.3.6 Výsledky měření

Z naměřených hodnot, vypočteného kontrastu a grafického zpracování je patrné, že stanovené kritérium  $K = 0,1$ , tedy 10 % je splněno pro průměr apertur  $D_{ST} = 13$  mm, kdy je kontrast  $K = 8,6$  % a poměr  $\frac{D_{ST}}{2w_{TXA}} = 1,08$ .

Kritérium  $K = 0,1$  bylo voleno s ohledem na turbulentní proudění v laboratoři, které způsobuje mírné fluktuace optické intenzity.

Nyní můžeme říci, že pokud bude splněna podmínka

$$\frac{D}{2w_{TXA}} > 1,1, \quad (5.28)$$

kde  $D$  je průměr čočky a  $2w_{TXA}$  šířka laserového svazku dopadajícího na čočku, můžeme difrakci zanedbat.

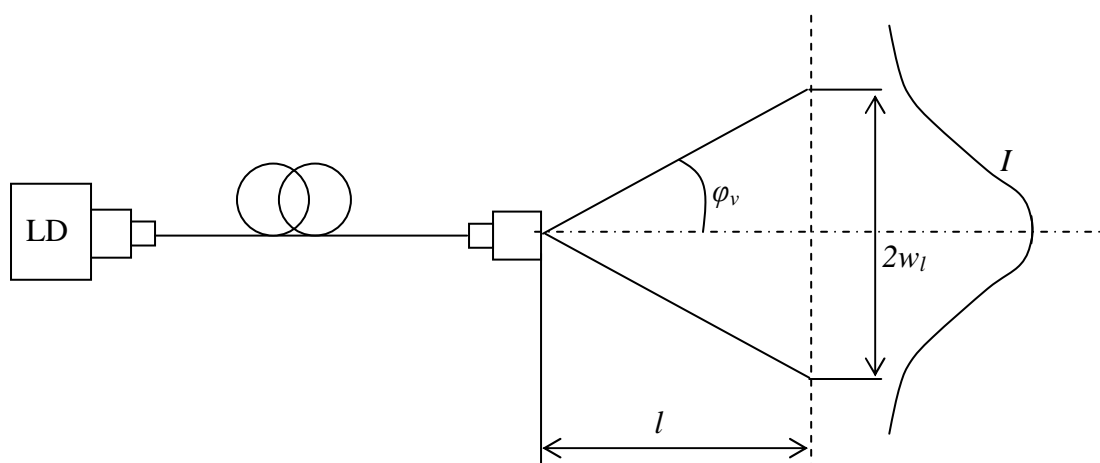
## 5.4 Vysílací soustava v laboratorních podmínkách

V předchozí kapitole byl empirickou metodou stanoven průměr vysílací čočky vzhledem k šířce zdrojem vyzařovaného svazku. Předmětem této kapitoly je sestavení vysílacího řetězce s využitím optického vlákna a ověření výše uvedených předpokladů v praxi. Při sestavování měřicího řetězce budeme vycházet z obrázku 21.

Pro vysílací systém bylo zvoleno jednomodové optické vlákno (9/125) zakončeno optickým konektorem typu FC, buzeno laserovou diodou. Pro srovnání byl měřicí řetězec sestaven i s pomocí multimodového vlákna (50/125). Na základě poznatků získaných v kapitole 5.1 byla zvolena vysílací čočka s parametry  $D = 25$  mm a  $f = 40$  mm.

### 5.4.1 Úvod k měření

Abychom ověřili, že bude splněna podmínka (5.28), změříme vyzařovací charakteristiku použitého optického konektoru typu FC pro oba typy vláknem. Je výhodné změřit vyzařovací charakteristiku FC konektoru ve vzdálenosti  $l$ , která odpovídá ohniskové vzdálenosti  $f$  vybrané vysílací čočky. Ze změřené charakteristiky, můžeme určit úhel vyzařování  $\varphi_v$  a numerickou aperturu  $NA$  vlákna, jak ukazuje obrázek 26.



Obr.26: Vyzařování optického konektoru



Úhel vyzařování optického vlákna vyjádříme ze vztahu

$$\operatorname{tg} \varphi_v = \frac{w_l}{l}, \quad (5.29)$$

kde  $w$  je pološířka svazku vystupujícího z optického vlákna definovaná pro pokles optické intenzity na hodnotu  $\frac{1}{e^2}$ ,  $l$  je vzdálenost měření vyzařovací charakteristiky a  $\varphi_v$  je úhel vyzařování vlákna.

po úpravě

$$\varphi_v = \operatorname{arctg} \frac{w_l}{l}. \quad (5.30)$$

Numerickou aperturu  $NA$  vlákna pak vyjádříme jako

$$NA = \sin \varphi_v. \quad (5.31)$$

Známe-li vyzařovací charakteristiku optického vlákna, můžeme nyní ověřit splnění podmínky (5.28). V případě potřeby můžeme pomocí vztahu (5.29) vypočítat pološířku svazku  $w_l$  vystupujícího z vlákna pro jinou vzdálenost  $l$ , tedy pro jinou ohniskovou vzdálenost  $f$  vysílací čočky.

Vybraným vláknem s konektorem nyní ozařujeme zvolenou vysílací čočku a změříme rozložení optické intenzity vysílaného svazku ve dvou různých vzdálenostech  $z_1$  a  $z_2$  od vysílací čočky, z něhož je patrné, zda při použití čočky s průměrem splňujícím podmínku (5.28), je difrakce na vysílací čočce zanedbatelná a zároveň určíme úhel divergence vysílaného svazku podle vztahu

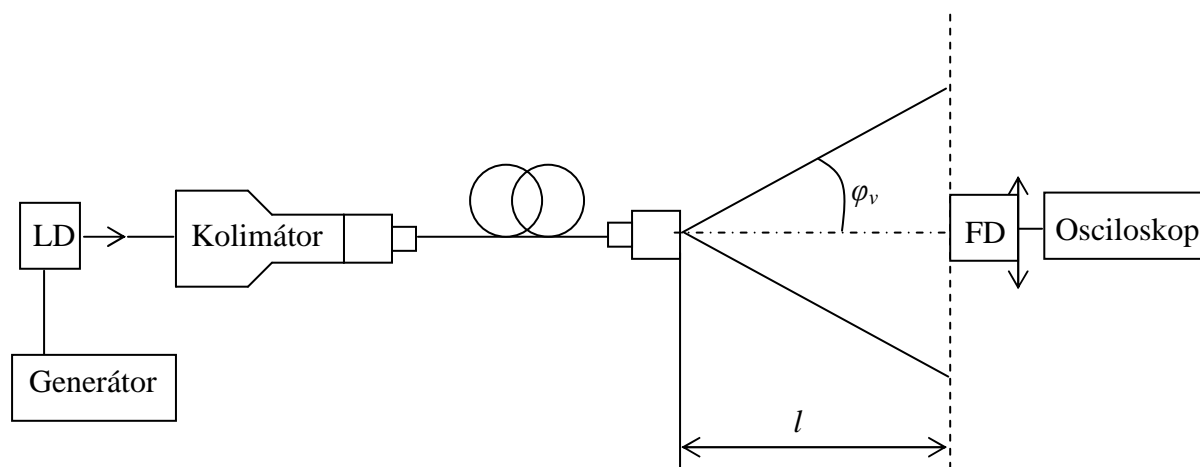
$$\theta_{TXA} = \operatorname{arctg} \frac{w_{TXA2} - w_{TXA1}}{z_2 - z_1}, \quad (5.32)$$

kde  $w_{TXA1}$  a  $w_{TXA2}$  jsou pološířky vysílaného svazku měřené ve vzdálenostech  $z_1$  a  $z_2$  (viz. obr.28).

Vlákno je buzeno laserovou diodou, jejíž výstupní svazek je pro zvýšení citlivosti modulován pomocí generátoru frekvencí 1,025 kHz. Jelikož pro daný typ optického vlákna nemáme k dispozici laserovou diodu typu „pigtail“, je nutné navázat optický svazek do vlákna jiným způsobem. Jako nejvhodnější řešení byl zvolen vláknový kolimátor firmy Thorlabs.

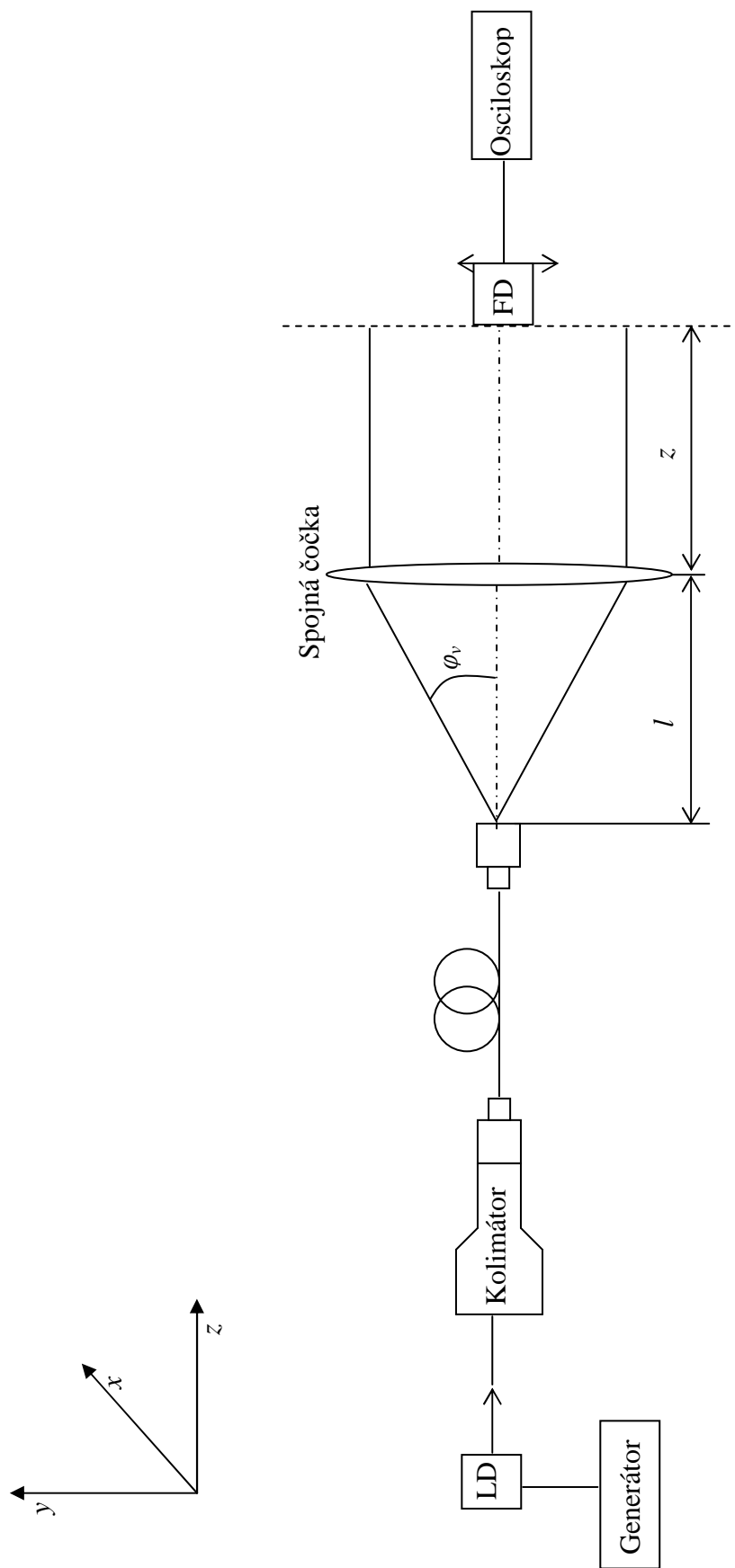
#### 5.4.2 Postup měření

Nejprve sestavíme měřicí řetězec podle obrázku 27. Vlákno je na obou koncích zakončeno konektorem typu FC. Jeden konec připojíme k vláknovému kolimátoru, pomocí něhož navážeme optický svazek vystupující z laserové diody LD do vybraného vlákna. Druhým koncem vlákna ozařujeme přijímací fotodiodu FD upevněnou v mikroposuvu. Vzdálenost  $l$  (viz.obr.27) volíme v našem případě  $l = 40$  mm (ohnisková vzdálenost  $f$  vybrané čočky je  $f = 40$  mm). Pomocí mikroposuvu postupně proměříme vyzařovací charakteristiku vlákna v horizontálním a vertikálním směru. Napětí na fotodiodě měříme pomocí připojeného osciloskopu. Dostaneme tedy závislost napětí  $U$  na fotodiodě FD na souřadnici  $r$  danou mikroposuvem.



Obr.27: Návrh pracoviště pro měření vyzařovací charakteristiky optického vlákna

Jakmile je vyzařovací charakteristika vlákna změřená, ověříme splnění podmínky (5.28) a přidáme do měřicího řetězce vysílací čočku (viz.obr.28), kterou ozařujeme optickým vláknem. Následně stejným způsobem změříme rozložení optické intenzity za vysílací čočkou (rozložení optické intenzity vysílaného optického svazku) ve dvou vzdálenostech  $z_1$  a  $z_2$ . Tím ověříme výsledky získané v kapitole 5.3 a zároveň vypočítáme parametry vysílaného svazku.



Obr. 28: Návrh pracoviště pro měření rozložení optické intenzity kolimovaného optického svazku

### 5.4.3 Vyzařovací charakteristika optického vlákna

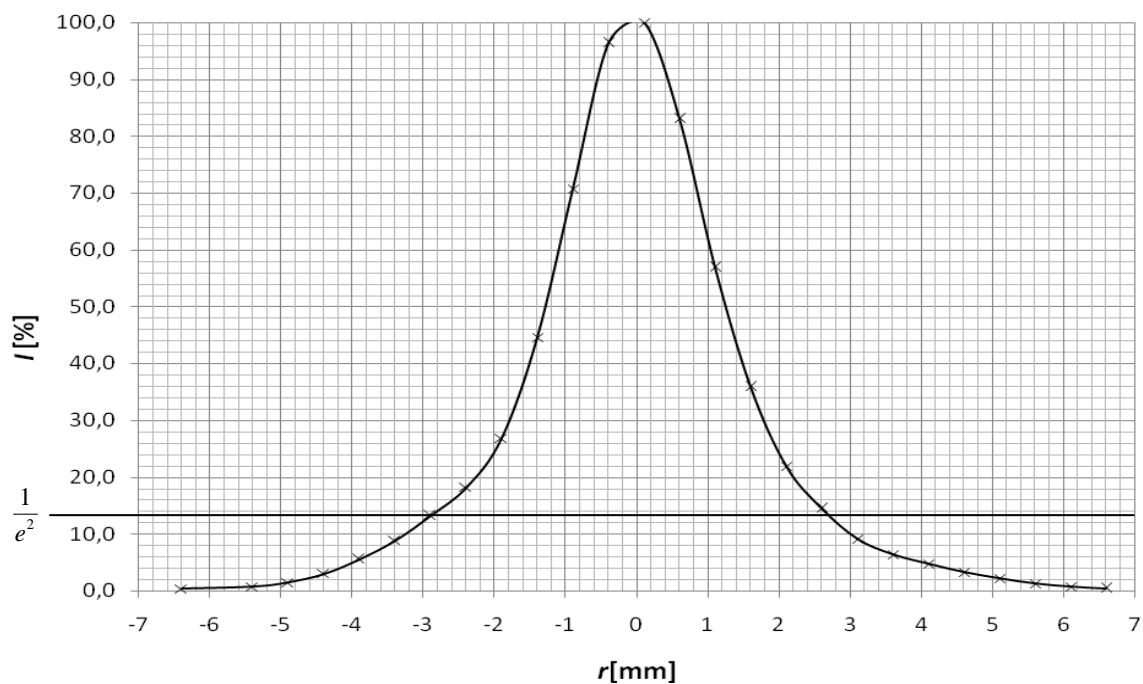
Vyzařovací charakteristika daného optického vlákna byla měřena ve vzdálenosti  $l = 40$  mm.

#### Naměřené hodnoty pro SM vlákno (9/125) – horizontální směr

Tab.5: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti  $l = 40$  mm (SM vlákno 9/125) – horizontální směr

$r$ [mm]	-6,4	-5,4	-4,9	-4,4	-3,9	-3,4	-2,9	-2,4	-1,9	-1,4	-0,9	-0,4	0,1
$U$ [mV]	0,7	1,4	2,9	5,9	10,8	17,3	25,8	35,5	52,3	86,9	138,0	188,0	195,0
$I$ [%]	0,4	0,7	1,5	3,0	5,5	8,9	13,2	18,2	26,8	44,6	70,8	96,4	100,0

$r$ [mm]	0,6	1,1	1,6	2,1	2,6	3,1	3,6	4,1	4,6	5,1	5,6	6,1	6,6
$U$ [mV]	162,0	111,0	70,0	42,7	28,3	17,7	12,4	9,2	6,4	4,2	2,4	1,4	0,8
$I$ [%]	83,1	56,9	35,9	21,9	14,5	9,1	6,4	4,7	3,3	2,2	1,2	0,7	0,4



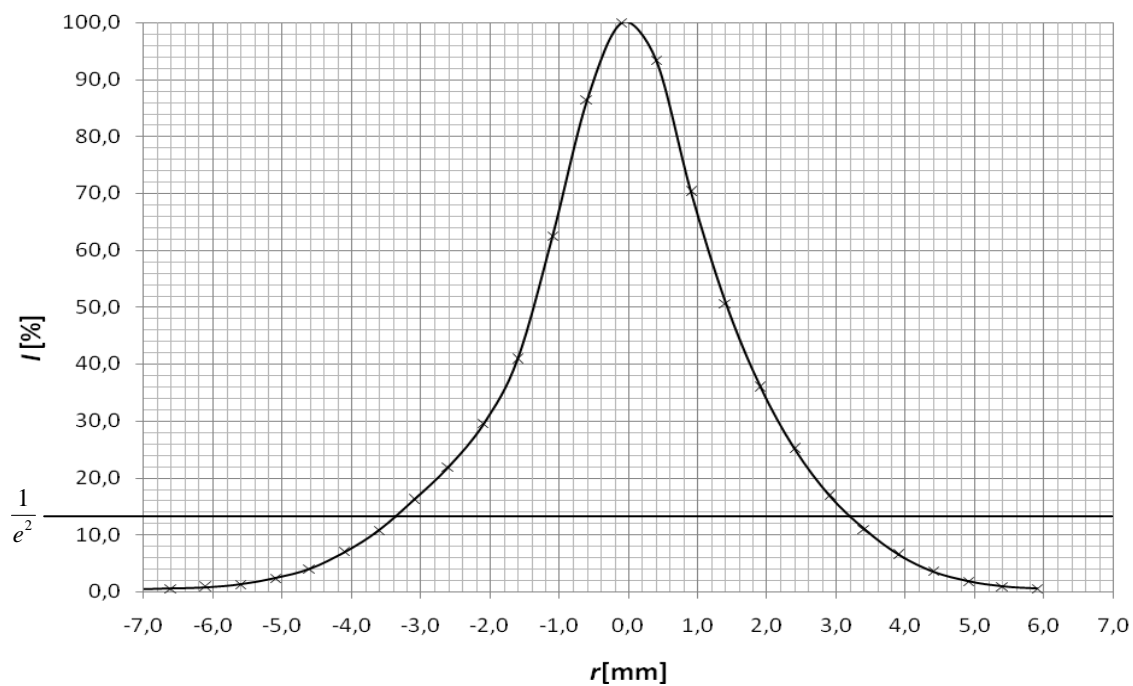
Obr.č.29: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti  $l = 40$  mm (SM vlákno 9/125) – horizontální směr

## Naměřené hodnoty pro SM vlákno (9/125) – vertikální směr

Tab.6: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti  $l = 40$  mm (SM vlákno 9/125) – vertikální směr

$r$ [mm]	-8,1	-0,6	-6,1	-5,6	-5,1	-4,6	-4,1	-3,6	-3,1	-2,6	-2,1	-1,6	-1,1	-0,6
$U$ [mV]	0,5	0,9	1,4	2,2	4,1	7,0	12,2	18,6	27,9	37,9	51,1	70,7	108,1	149,6
$I$ [%]	0,3	0,5	0,8	1,3	2,4	4,0	7,0	10,7	16,1	21,9	29,5	40,8	62,4	86,4

$r$ [mm]	-0,1	0,4	0,9	1,4	1,9	2,4	2,9	3,4	3,9	4,4	4,9	5,4	5,9
$U$ [mV]	173,1	161,6	121,6	87,7	62,1	43,4	29,2	18,9	11,2	6,2	3,1	1,5	0,9
$I$ [%]	100,0	93,4	70,2	50,7	35,9	25,1	16,9	10,9	6,5	3,6	1,8	0,9	0,5



Obr.č.30: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti  $l = 40$  mm (SM vlákno 9/125) – vertikální směr

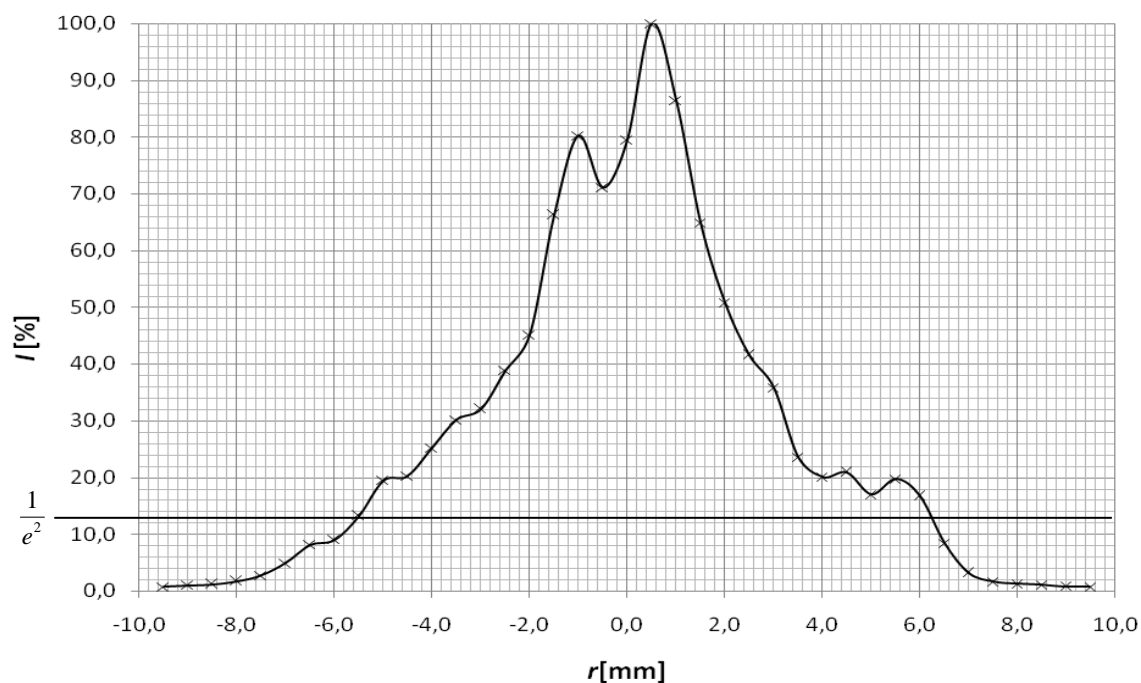
## Naměřené hodnoty pro MM vlákno (50/125) – horizontální směr

Tab.7: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti  $l = 40$  mm (MM vlákno 50/125) – horizontální směr

$r$ [mm]	-9,5	-9,0	-8,5	-8,0	-7,5	-7,0	-6,5	-6,0	-5,5	-5,0	-4,5	-4,0	-3,5
$U$ [mV]	2,4	3,5	4,0	6,0	9,4	17,1	28,3	31,4	45,9	67,6	70,3	87,5	104,5
$I$ [%]	0,7	1,0	1,2	1,7	2,7	4,9	8,2	9,0	13,2	19,5	20,3	25,2	30,1

$r$ [mm]	-3,0	-2,5	-2,0	-1,5	-1,0	-0,5	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
$U$ [mV]	111,3	134,8	156,5	229,8	278,5	246,6	276,0	347,0	300,1	225,0	176,4	144,3
$I$ [%]	32,1	38,8	45,1	66,2	80,3	71,1	79,5	100,0	86,5	64,8	50,8	41,6

$r$ [mm]	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0	9,5
$U$ [mV]	124,3	81,8	69,7	72,5	59,0	68,3	58,0	29,2	10,9	5,7	4,5	3,7	2,9	2,6
$I$ [%]	35,8	23,6	20,1	20,9	17,0	19,7	16,7	8,4	3,1	1,6	1,3	1,1	0,8	0,7



Obr.č.31: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti  $l = 40$  mm (MM vlákno 50/125) – horizontální směr

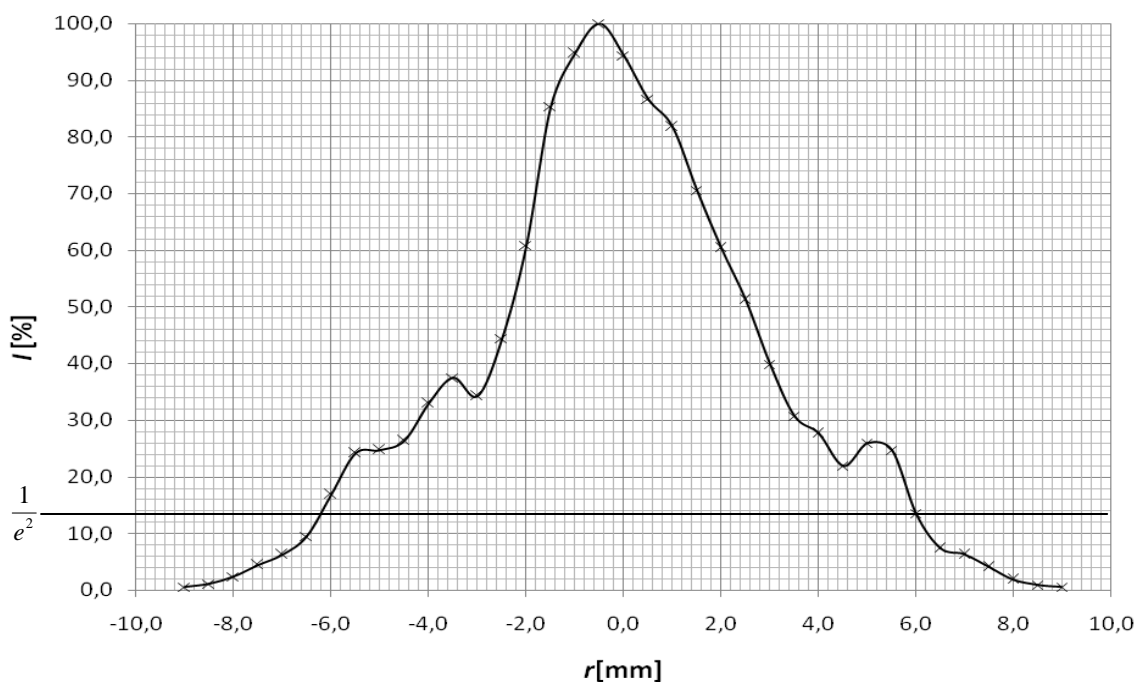
### Naměřené pro MM vlákno (50/125) – vertikální směr

Tab.8: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti  $l = 40$  mm (MM vlákno 50/125 – vertikální směr

$r$ [mm]	-9,0	-8,5	-8,0	-7,5	-7,0	-6,5	-6,0	-5,5	-5,0	-4,5	-4,0	-3,5
$U$ [mV]	1,2	2,7	5,9	11,0	15,5	23,4	41,7	59,8	61,1	65,2	81,4	92,6
$I$ [%]	0,5	1,1	2,4	4,5	6,3	9,5	16,9	24,2	24,7	26,4	33,0	37,5

$r$ [mm]	-3,0	-2,5	-2,0	-1,5	-1,0	-0,5	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
$U$ [mV]	84,6	109,5	150,2	210,7	234,0	247,0	233,0	214,0	202,0	174,2	149,2	126,5
$I$ [%]	34,3	44,3	60,8	85,3	94,7	100,0	94,3	86,6	81,8	70,5	60,4	51,2

$r$ [mm]	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0
$U$ [mV]	98,5	75,7	68,3	54,2	64,1	61,0	33,2	18,2	15,5	10,0	4,7	2,2	1,4
$I$ [%]	39,9	30,6	27,7	21,9	26,0	24,7	13,4	7,4	6,3	4,1	1,9	0,9	0,6



Obr.č.32: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti  $l = 40$  mm (MM vlákno 50/125) – vertikální směr

#### 5.4.4 Parametry vysílaného optického svazku

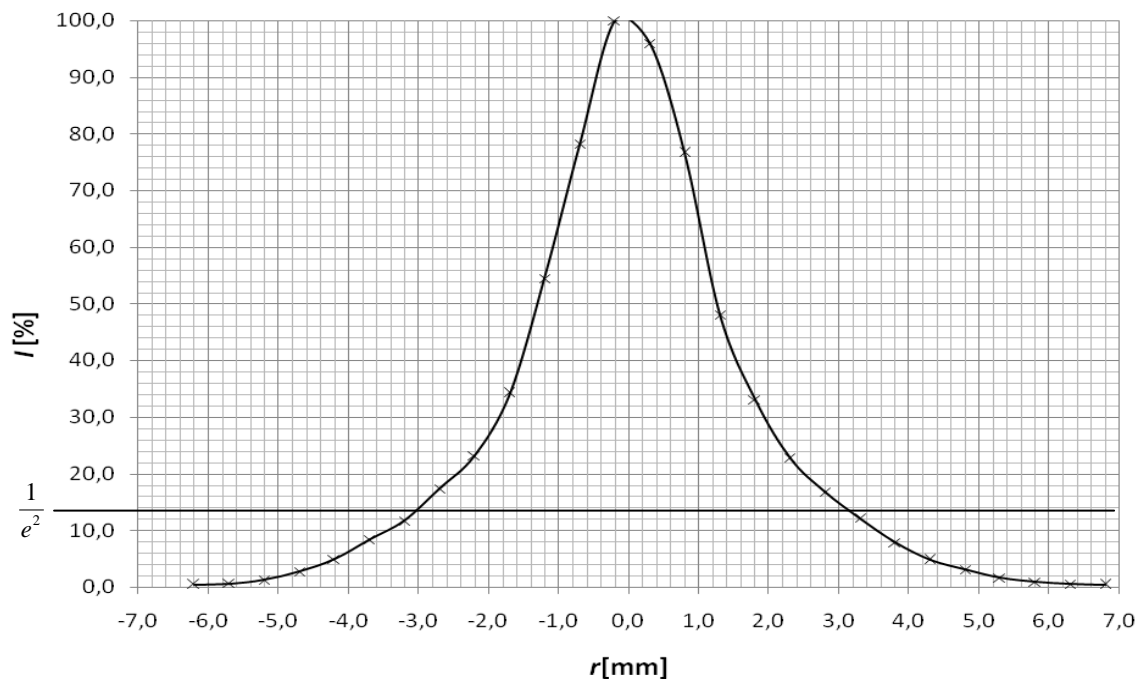
Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti  $z_I = 180$  mm

Tab.9: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti  $z_I = 180$  mm

<b><math>r</math> [mm]</b>	-6,2	-5,7	-5,2	-4,7	-4,2	-3,7	-3,2	-2,7	-2,2	-1,7	-1,2	-0,7
<b><math>U</math> [mV]</b>	0,7	1,1	2,2	4,7	8,3	14,2	19,9	29,5	39,5	58,2	92,6	132,9
<b><math>I</math> [%]</b>	0,4	0,6	1,3	2,8	4,9	8,4	11,7	17,4	23,2	34,2	54,5	78,2

<b><math>r</math> [mm]</b>	-0,2	0,3	0,8	1,3	1,8	2,3	2,8	3,3	3,8	4,3	4,8	5,3
<b><math>U</math> [mV]</b>	170,0	163,0	130,3	81,7	56,2	38,7	28,6	20,7	13,4	8,2	5,2	2,7
<b><math>I</math> [%]</b>	100,0	95,9	76,6	48,1	33,1	22,8	16,8	12,2	7,9	4,8	3,1	1,6

<b><math>r</math> [mm]</b>	5,8	6,3	6,8
<b><math>U</math> [mV]</b>	1,5	0,9	0,7
<b><math>I</math> [%]</b>	0,9	0,5	0,4



Obr.č.33: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti  $z_I = 180$  mm

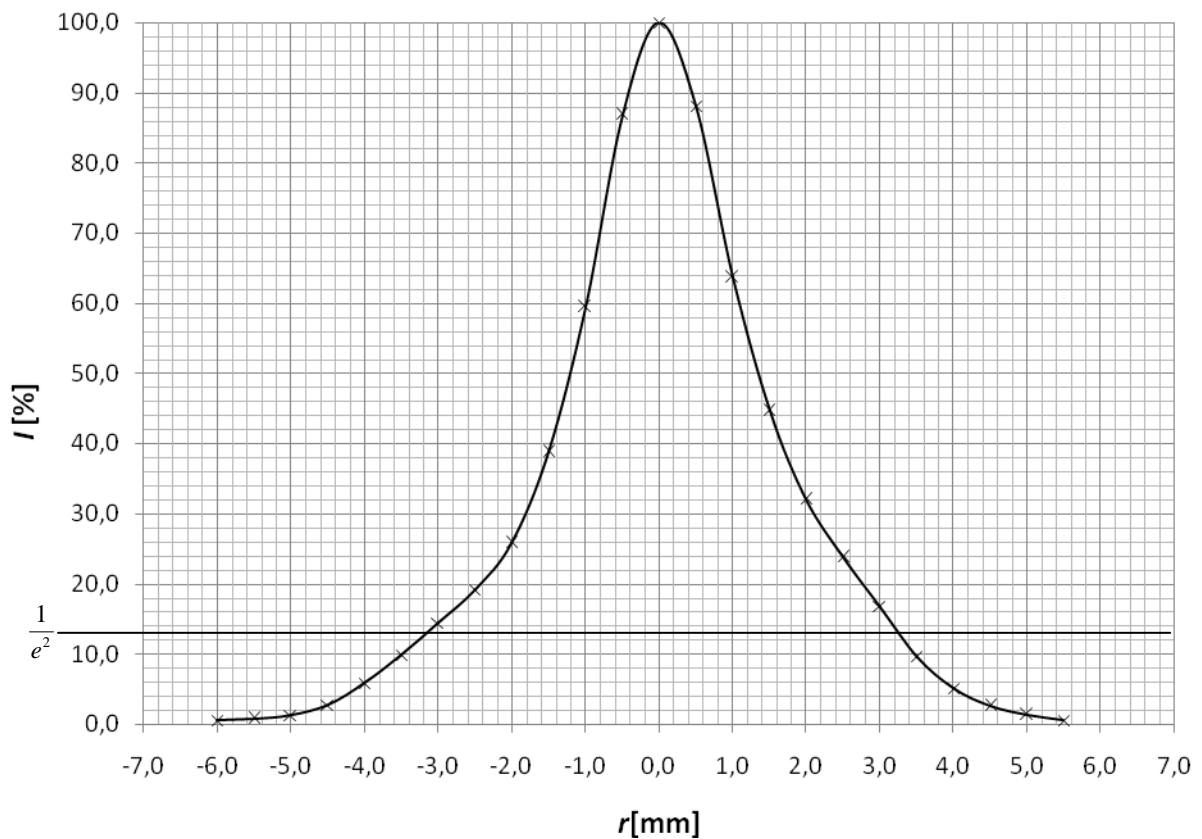


**Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti  $z_2 = 850$  mm**

Tab.10: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti  $z_2 = 850$  mm

<b><math>r</math> [mm]</b>	-6,0	-5,5	-5,0	-4,5	-4,0	-3,5	-3,0	-2,5	-2,0	-1,5	-1,0	-0,5
<b><math>U</math> [mV]</b>	0,7	1,2	1,8	3,9	8,2	13,9	20,4	27,2	36,6	55,0	84,2	123,0
<b><math>I</math> [%]</b>	0,5	0,8	1,3	2,8	5,8	9,8	14,4	19,2	25,8	38,8	59,5	86,9

<b><math>r</math> [mm]</b>	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5
<b><math>U</math> [mV]</b>	141,6	124,7	90,2	63,2	45,4	33,7	23,7	13,6	7,2	3,7	1,9	0,7
<b><math>I</math> [%]</b>	100,0	88,1	63,7	44,6	32,1	23,8	16,7	9,6	5,1	2,6	1,3	0,5



Obr.č.34: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti  $z_2 = 850$  mm

**Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti  $z_I = 180$  mm**

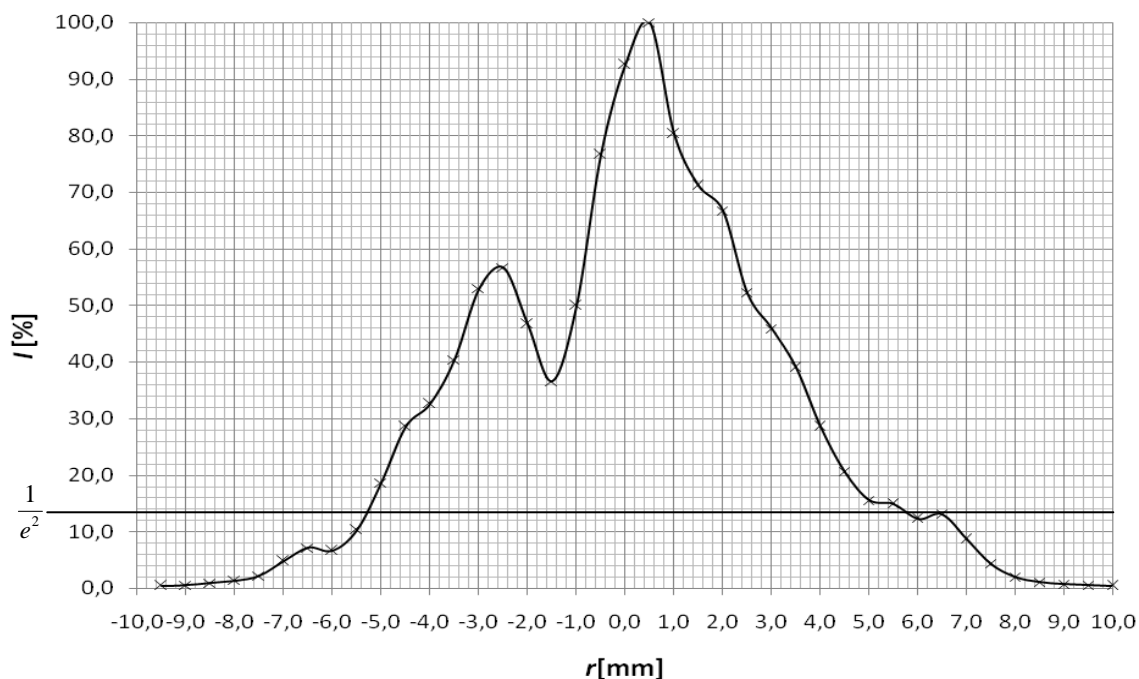
Tab.11: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti  $z_I = 180$  mm

<b><math>r</math> [mm]</b>	-9,5	-9,0	-8,5	-8,0	-7,5	-7,0	-6,5	-6,0	-5,5	-5,0	-4,5	-4,0
<b><math>U</math> [mV]</b>	1,2	1,4	2,3	3,7	5,8	13,1	19,3	18,0	27,8	50,3	77,1	88,0
<b><math>I</math> [%]</b>	0,4	0,5	0,9	1,4	2,1	4,8	7,1	6,7	10,3	18,6	28,5	32,6

<b><math>r</math> [mm]</b>	-3,5	-3,0	-2,5	-2,0	-1,5	-1,0	-0,5	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0
<b><math>U</math> [mV]</b>	109,0	143,0	153,1	126,0	98,6	135,0	207,0	250,0	270,1	217,0	192,3	180,2
<b><math>I</math> [%]</b>	40,4	52,9	56,7	46,6	36,5	50,0	76,6	92,6	100,0	80,3	71,2	66,7

<b><math>r</math> [mm]</b>	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0
<b><math>U</math> [mV]</b>	141,0	124,0	105,4	77,2	55,6	42,0	40,2	33,2	35,3	23,3	11,6	5,3
<b><math>I</math> [%]</b>	52,2	45,9	39,0	28,6	20,6	15,5	14,9	12,3	13,1	8,6	4,3	2,0

<b><math>r</math> [mm]</b>	8,5	9,0	9,5	10,0
<b><math>U</math> [mV]</b>	2,9	2,0	1,5	1,1
<b><math>I</math> [%]</b>	1,1	0,7	0,6	0,4



Obr.č.35: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti  $z_1 = 180$  mm

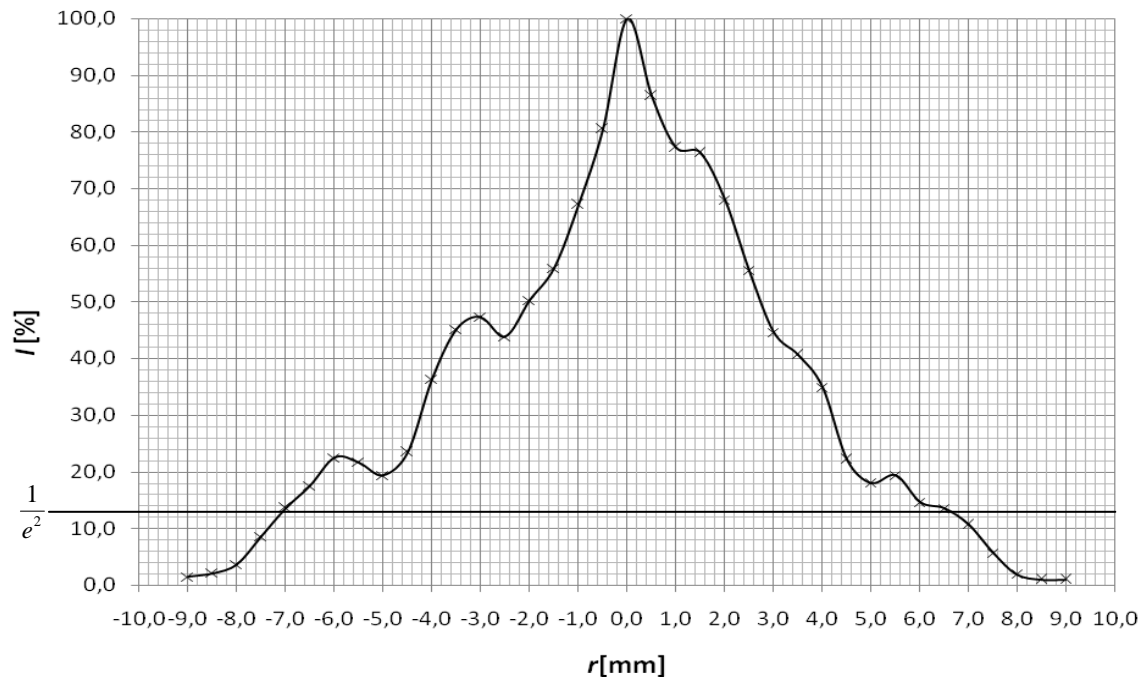
**Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti  $z_2 = 850$  mm**

Tab.12: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti  $z_2 = 850$  mm

<b><math>r</math> [mm]</b>	-9,0	-8,5	-8,0	-7,5	-7,0	-6,5	-6,0	-5,5	-5,0	-4,5	-4,0	-3,5	-3,0
<b><math>U</math> [mV]</b>	3,3	4,8	8,3	19,5	30,9	39,8	51,1	49,2	44,0	53,2	82,5	102,5	107,3
<b><math>I</math> [%]</b>	1,5	2,1	3,7	8,6	13,6	17,5	22,5	21,7	19,4	23,4	36,3	45,2	47,3

<b><math>r</math> [mm]</b>	-2,5	-2,0	-1,5	-1,0	-0,5	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
<b><math>U</math> [mV]</b>	99,5	114,0	127,0	152,4	182,7	227,0	196,0	175,3	173,2	154,3	126,0	101,3
<b><math>I</math> [%]</b>	43,8	50,2	55,9	67,1	80,5	100,0	86,3	77,2	76,3	68,0	55,5	44,6

<b><math>r</math> [mm]</b>	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0
<b><math>U</math> [mV]</b>	92,3	79,3	50,3	40,9	43,9	33,1	30,6	24,2	12,8	4,4	2,2	2,2
<b><math>I</math> [%]</b>	40,7	34,9	22,2	18,0	19,3	14,6	13,5	10,7	5,6	1,9	1,0	1,0



Obr.č.36: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti  $z_2 = 850$  mm

#### 5.4.5 Použité přístroje

Polovodičový laser LD ( $\lambda = 670$  nm,  $P_{max} = 1$  mW)

Generátor

Spojná čočka ( $D = 25$  mm,  $f = 40$  mm)

Kolimátor

SM vlákno (9/125)

MM vlákno (50/125)

Přijímací fotodioda FD

Osciloskop

### 5.4.6 Výsledky měření

Vyzařovací charakteristiky SM vlákna (9/125) a MM vlákna (50/125) s konektorem FC pro horizontální i vertikální směr měření jsou graficky znázorněny na obrázcích.č.29-32. Ze změřených závislostí získáme pološířku svazku  $w_l$  pro horizontální směr, popřípadě pro směr vertikální. Úhel vyzařování  $\varphi_v$  a numerickou aperturu  $NA$  daného optického vlákna a daný směr měření pak vypočítáme pomocí vztahů (5.30) a (5.31).

Oběma typy optických vláken ozařujeme vybranou vysílací čočku ( $D = 25$  mm,  $f = 40$  mm). Rozložení optické intenzity za vysílací čočkou ve vzdálenostech  $z_1$  a  $z_2$  znázorní obrázky č. 33-36. Pro obě vzdálenosti určíme pološířku vysílaného svazku  $w_{TXA1}$  respektive  $w_{TXA2}$  a podle vztahu (5.32) úhel divergence  $\theta_{TXA}$ .

Úhel vyzařování  $\varphi_v$  a numerická apertura  $NA$  SM vlákna (9/125) – horizontální směr

$$w_l = 2,8 \text{ mm}$$
$$\varphi_v = \operatorname{arctg} \frac{w_l}{l} = \operatorname{arctg} \frac{2,8 \cdot 10^{-3}}{40 \cdot 10^{-3}} = 4,0^\circ$$
$$NA = \sin \varphi_v = \sin 4,0^\circ = 0,069$$
$$\frac{D}{2w_l} = \frac{25}{5,6} = 4,46$$

Úhel vyzařování  $\varphi_v$  a numerická apertura  $NA$  SM vlákna (9/125) – vertikální směr

$$w_l = 3,2 \text{ mm}$$
$$\varphi_v = \operatorname{arctg} \frac{w_l}{l} = \operatorname{arctg} \frac{3,2 \cdot 10^{-3}}{40 \cdot 10^{-3}} = 4,6^\circ$$
$$NA = \sin \varphi_v = \sin 4,6^\circ = 0,080$$
$$\frac{D}{2w_l} = \frac{25}{6,4} = 3,91$$

Úhel vyzařování  $\varphi_v$  a numerická apertura  $NA$  MM vlákna (50/125) – horizontální směr

$$w_l = 5,9 \text{ mm}$$

$$\varphi_v = \operatorname{arctg} \frac{w_l}{l} = \operatorname{arctg} \frac{5,9 \cdot 10^{-3}}{40 \cdot 10^{-3}} = 8,4^\circ$$

$$NA = \sin \varphi_v = \sin 8,4^\circ = 0,146$$

$$\frac{D}{2w_l} = \frac{25}{11,8} = 2,12$$

Úhel vyzařování  $\varphi_v$  a numerická apertura  $NA$  MM vlákna (50/125) – vertikální směr

$$w_l = 6,1 \text{ mm}$$

$$\varphi_v = \operatorname{arctg} \frac{w_l}{l} = \operatorname{arctg} \frac{6,1 \cdot 10^{-3}}{40 \cdot 10^{-3}} = 8,7^\circ$$

$$NA = \sin \varphi_v = \sin 8,7^\circ = 0,151$$

$$\frac{D}{2w_l} = \frac{25}{12,2} = 2,05$$

Je zřejmé, že podmínka (5.28) je splněna pro oba typy vláken, můžeme tedy zanedbat jev difrakce, což je zřejmé i z rozložení optické intenzity vysílaného optického svazku (obrázky č.33-36).

Pološířky vysílaného optického svazku  $w_{TXA1}$  a  $w_{TXA2}$  měřené ve vzdálenostech  $z_1$  respektive  $z_2$  s využitím SM vlákna (9/125) jsou

$$w_{TXA1} = 3,10 \text{ mm}$$

$$w_{TXA2} = 3,20 \text{ mm}.$$

Úhel divergence  $\theta_{TXA}$  je pak

$$\theta_{TXA} = \operatorname{arctg} \frac{w_{TXA2} - w_{TXA1}}{z_2 - z_1} = \operatorname{arctg} \frac{(3,2 - 3,1) \cdot 10^{-3}}{(850 - 180) \cdot 10^{-3}} = 0,149 \text{ mrad}$$

V případě využití MM vlákna (50/125) jsou pološířky svazku  $w_{TXA1}$  a  $w_{TXA2}$

$$w_{TXA1} = 5,90mm$$

$$w_{TXA2} = 6,75mm.$$

Stejně jako v předchozím případě úhel divergence  $\theta_{TXA}$  je pak

$$\theta_{TXA} = \arctg \frac{w_{TXA2} - w_{TXA1}}{z_2 - z_1} = \arctg \frac{(6,75 - 5,9) \cdot 10^{-3}}{(850 - 180) \cdot 10^{-3}} = 1,269mrad$$

## 6 Závěr

Diplomová práce se zabývá použitím optického vlákna v optickém vysílači. V jednotlivých kapitolách byl objasněn princip šíření světla v optickém vlákne, vlastnosti optických vláken, optických konektorů a jejich typů. Probrány byly také optické vysílače a to hlavně laserové diody.

Využití svazků získaných prostřednictvím optických vláken, poskytuje výhodu poměrně jednoduchého získání více svazků, tedy vícesvazkového šíření, což ovlivní výslednou kvalitu spoje. Další, v dnešní době nezanedbatelnou výhodou optického bezkabelového spoje, který využívá optického vlákna jako zdroje záření, je skutečnost, že odpadá konverze optického signálu do elektrické podoby a díky tomu umožňuje bezproblémový přenos signálu WDM.

Hlavní část práce je věnována správné volbě čočky ve vysílači s ohledem na difrakci a praktické realizaci optického vysílače s optickým vláknem v laboratorních podmínkách.

V kapitole č. 5.3 je empirickou metodou určeno, že je nutné použít čočku takového průměru  $D$ , jež vůči šířce svazku  $2w_{TXA}$ , kterým ji ozařujeme, splňuje podmínku (5.28). V takovém případě můžeme z praktického hlediska difrakci zanedbat a vyhneme se nepříjemným problémům při směřování optického spoje.

Pro praktickou realizaci optického vysílače využívajícího optické vlákno ve funkci zdroje záření byly použity dva typy optických vláken, jednomodové SM vlákno (9/125) a mnohomodové MM vlákno (50/125). Přestože předpokládáme jednomodový provoz, bylo pro srovnání použito i vlákno mnohomodové. Ve vysílači byla použita čočka takového průměru, aby podmínka (5.28) byla splněna pro oba použité typy vláken. Splnění podmínky bylo ověřeno pomocí změřených vyzařovacích charakteristik optických vláken v obou směrech jak v horizontálním, tak vertikálním. Z charakteristik byl vypočítán úhel vyzařování  $\varphi_v$  daného vlákna a jeho numerická apertura  $NA$  (viz.kapitola č.5.4.6).

Teoretické předpoklady získané v kapitole č.5.3 byly ověřeny změřením rozložení optické intenzity vysílaného optického svazku, které bylo graficky zpracováno na obrázcích č.33-36, z nichž je na první pohled jasné, že difrakce na vysílací čočce je z praktického hlediska zanedbatelná. Rozložení optické intenzity bylo měřeno ve dvou vzdálenostech  $z_1$  a  $z_2$  a následně vypočítán úhel divergence pro vysílač využívající SM vlákno (9/125) a pro vysílač využívající MM vlákno (50/125). Podle předpokladů vyšel větší úhel divergence v případě využití MM vlákna, což je nevýhodou pro spoj na delší vzdálenosti.



# Seznam literatury

- [1] MARŠÁLEK, L. *Optická vlákna*. Ostrava: VŠB - Technická univerzita Ostrava, Fakulta elektrotechniky a informatiky, 2006.
- [2] WILFERT, O. *Optoelektronika*. UREL, VUT v Brně, Brno: UREL FEKT VUT v Brně, 2002.
- [3] HAMPL, M. *Výpočet a měření vyzářovacích charakteristik optických vláken* [online]. Cit. 2008-04-25. Dostupné na WWW: < <http://www.elektrorevue.cz/clanky/04005/index.html> >
- [4] SKŘIPSKÝ, J. *Měření parametrů optických konektorů* [online]. Cit. 2008-04-23. Dostupné na WWW: < <http://www.elektrorevue.cz/clanky/05012/index.html> >
- [5] *Optické konektory* [online]. Cit. 2008-04-24. Dostupné na WWW: < [http://www.simandl.cz/stranky/elektro/optika/soubory/optika\\_konektory.pdf](http://www.simandl.cz/stranky/elektro/optika/soubory/optika_konektory.pdf) >
- [6] LUKÁŠ, M. *Laserové diody 1 – Princip funkce laserových diod* [online]. Cit. 2008-04-27. Dostupné na WWW: < <http://www.elektrorevue.cz/clanky/01034/index.html> >
- [7] LUKÁŠ, M. *Laserové diody 2 – Typy a struktury laserových diod* [online]. Cit. 2008-04-27. Dostupné na WWW: < <http://www.elektrorevue.cz/clanky/01043/index.html> >
- [8] *Optické konektory a vazební členy* [online]. Cit. 2008-04-27. Dostupné na WWW: < <http://www.comtel.cz/files/download.php?id=2328> >
- [9] *Optické konektory* [online]. Cit. 2008-04-27. Dostupné na WWW: < [http://www.rlc.cz/files/p00000278/rlc\\_opticke\\_konektory\\_new.pdf](http://www.rlc.cz/files/p00000278/rlc_opticke_konektory_new.pdf) >
- [10] WILFERT, O. *Fotonika a optické komunikace* [online]. Cit. 2008-04-27 Dostupné na WWW: < [https://www.feec.vutbr.cz/et/skripta/urel/Fotonika\\_a\\_opticke\\_komunikace\\_S.pdf](https://www.feec.vutbr.cz/et/skripta/urel/Fotonika_a_opticke_komunikace_S.pdf) >
- [11] ŠIŇOR, M. *Difrakce světla* [online]. Cit. 2008-12-28. Dostupné na WWW: < <http://vega.fjfi.cvut.cz/docs/sfbe/optika/node8.html> >

# Seznam obrázků

Obr.1: Podélný řez optickým vláknem.....	9
Obr.2: Snellův zákon odrazu a lomu.....	9
Obr.3 : Šíření světla ve vlákně SI .....	10
Obr.4: Profil indexu lomu a šíření světla ve vlákně SI .....	11
Obr.5: Profil indexu lomu a šíření světla ve vlákně GI.....	11
Obr.6: Profil indexu lomu a šíření světla v jednomodovém vlákně SM.....	11
Obr.7: Vliv útlumu optického vlákna.....	13
Obr.8: Závislost útlumu OH iontu na vlnové délce.....	14
Obr.9: Celkový útlum v závislosti na vlnové délce .....	17
Obr.10: Ohyb optického vlákna .....	17
Obr.11: Mikroohyb v optickém vlákně .....	18
Obr.12: Závislost modového pole $MFD$ na vlnové délce .....	19
Obr.13: Hlavní části optického konektoru .....	24
Obr.14: Závislost optického výkonu na budícím proudu laserové diody.....	29
Obr.15: Příklad rozdělovací funkce .....	29
Obr.16: Homostrukturální laser – $HoL$ .....	31
Obr.17: Laser s jednoduchou heterostrukturou – $SHL$ .....	32
Obr.18: Laser s dvojitou heterostrukturou – $DHL$ .....	32
Obr.19: Laser s rozloženou zpětnou vazbou – $DBFL$ .....	33
Obr.20: 3D zobrazení vyzařovací charakteristiky SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti $l = 40$ mm .....	38
Obr.21: Uspořádání laserového vysílače s optickým vláknem .....	38
Obr.22: Dráhové rozdíly za kruhovou aperturou .....	41
Obr. 23: Návrh pracoviště pro měření difrakčního obrazce.....	44
Obr.24: Příklad rozložení optické intenzity v difrakčním obrazci ( $D_{ST} = 5$ mm, $z = 3$ m, $D_{ST}/2w_{TXA} = 0,42$ ) .....	46
Obr.25: Závislost kontrastu $n$ -tého maxima a minima $K$ na průměru apertury $D_{ST}$ .....	47
Obr.26: Vyzařování optického konektoru .....	48
Obr.27: Návrh pracoviště pro měření vyzařovací charakteristiky optického vlákna.....	50
Obr. 28: Návrh pracoviště pro měření rozložení optické intenzity kolimovaného optického svazku.....	51

Obr.č.29: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti $l_m = 40$ mm (SM vlákno 9/125) – horizontální směr .....	52
Obr.č.30: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti $l_m = 40$ mm (SM vlákno 9/125) – vertikální směr .....	53
Obr.č.31: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti $l_m = 40$ mm (MM vlákno 50/125) – horizontální směr .....	54
Obr.č.32: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti $l_m = 40$ mm (MM vlákno 50/125) – vertikální směr .....	55
Obr.č.33: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti $z_1 = 180$ mm .....	56
Obr.č.34: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti $z_2 = 850$ mm .....	57
Obr.č.35: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti $z_1 = 180$ mm .....	59
Obr.č.36: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti $z_2 = 850$ mm .....	60

# Seznam tabulek

Tab.1: Útlum způsobený ionty kovů .....	15
Tab.2: Typy zabroušení ferule .....	24
Tab.3: Druhy optických konektorů .....	27
Tab.4: Naměřené hodnoty napětí a vypočtené hodnoty kontrastu pro vzdálenost $z = 3\text{m}$ .....	45
Tab.5: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti $l = 40\text{ mm}$ (SM vlákno 9/125) – horizontální směr .....	52
Tab.6: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti $l = 40\text{ mm}$ (SM vlákno 9/125) – vertikální směr .....	53
Tab.7: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti $l = 40\text{ mm}$ (MM vlákno 50/125) – horizontální směr .....	54
Tab.8: Vyzařovací charakteristika FC konektoru ve vzdálenosti $l = 40\text{ mm}$ (MM vlákno 50/125) – vertikální směr.....	55
Tab.9: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti $z_1 = 180\text{ mm}$ .....	56
Tab.10: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím SM vlákna (9/125) ve vzdálenosti $z_2 = 850\text{ mm}$ .....	57
Tab.11: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti $z_1 = 180\text{ mm}$ .....	58
Tab.12: Rozložení optické intenzity vysílaného svazku s využitím MM vlákna (50/125) ve vzdálenosti $z_2 = 850\text{ mm}$ .....	59

# Seznam příloh

Příloha č. 1: Zdrojový kód programu Svazek

Příloha č. 2: Pracoviště pro měření vyzařovací charakteristiky optického vlákna

Příloha č. 3: Pracoviště pro měření rozložení optické intenzity vysílaného optického svazku

## Příloha č. 1: Zdrojový kód programu Svazek

```
clear all;
a=4.5e-6;%polomer jadra optickeho vlakna
lamb=670e-9;%vlnova delka pouziteho svetla
lm=0.04;%vzdalenost mereni vyzarovaci charakteristiky
Pld=1e-3;% vykon laseru



---



fi=lamb/(pi*a);%uhel divergence vyzarovaneho svazku
l0=a/(tan(fi));%pomocna vzdalenost
z0=(pi*a*a)/lamb;%hranice blizke a vzdalene zony zarení
lm=lm+l0;
w=a*(sqrt(1+((lm/z0)*(lm/z0))));%polosirka vyzarovaneho svazku ve
vzdalenosti lm
I0=(2*Pld)/(pi*w*w);%vypocet opticke intenzity na ose svazku
r=2*w;

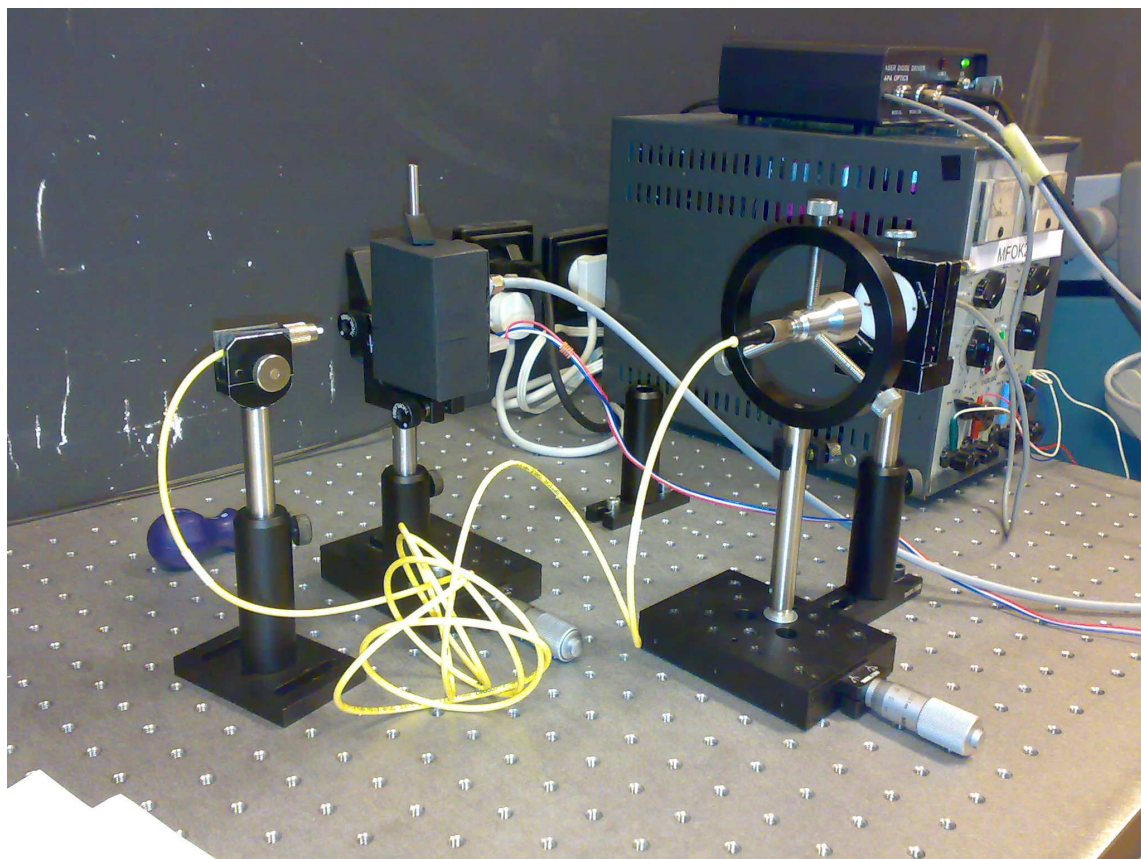
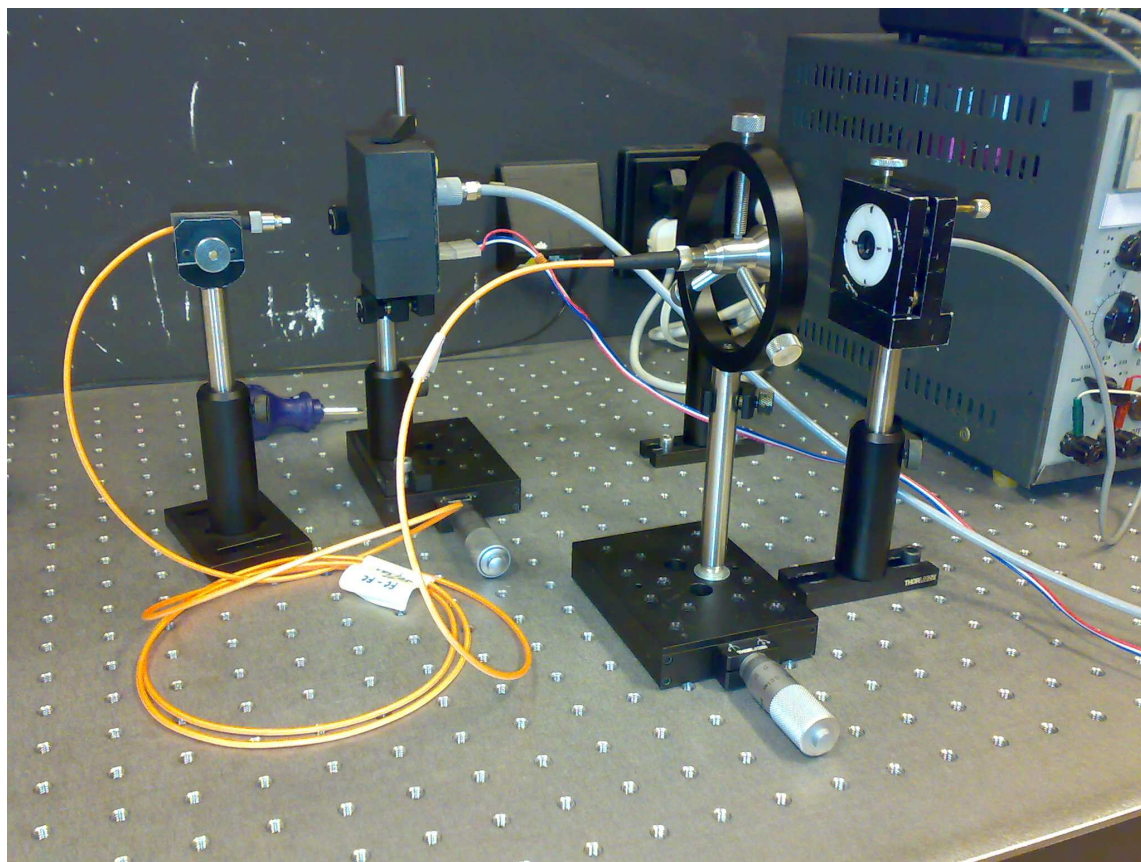
x=(-r:0.0001:r);
y=(-r:0.0001:r);

for i=1:length(x)
    for j=1:length(y)
        I(i,j)=I0*exp(-2*((x(i)^2)+(y(j)^2))/w^2);%vypocet opticke intenzity
    end
end
m=max(I);
maxI=(max(m))/100;
Irelat=I./maxI; %opticka intenzita v procentech

[X,Y] = meshgrid(x,y);

figure(1);
mesh(X,Y,Irelat);%3D zobrazení
title('3D zobrazení rozložení optické intenzity vláknem vyzařovaného
svazku')
ylabel('r[m]')
xlabel('r[m]')
zlabel('I[%]')
```

Příloha č. 2: Pracoviště pro měření vyzářovací charakteristiky optického vlákna



Příloha č. 3: Pracoviště pro měření rozložení optické intenzity vysílaného optického svazku

