

# 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

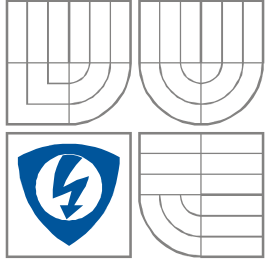
## ANALÝZA FLUKTUACÍ A ŠUMŮ V ATMOSFÉRICKÝCH OPTICKÝCH SPOJÍCH

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE  
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE  
AUTHOR

ALEŠ POKORNÝ

BRNO 2008

	<p><b>VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ</b> BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY</p>
	<p><b>FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ</b> <b>ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY</b></p> <p>FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS</p>

# ANALÝZA FLUKTUACÍ A ŠUMŮ V ATMOSFÉRICKÝCH OPTICKÝCH SPOJÍCH

FLUCTUATIONS AND NOISES ANALYSIS IN FREE SPACE OPTICS

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**  
BACHELOR'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**  
AUTHOR

**ALEŠ POKORNÝ**

**VEDOUCÍ PRÁCE**  
SUPERVISOR

**Ing. LUCIE DORDOVÁ**

BRNO, 2008

# LICENČNÍ SMLOUVA POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

## 1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Aleš Pokorný  
Bytem: Větrov 160, Domašov, 664 83  
Narozen/a (datum a místo): 16. ledna 1986 v Ivančicích

(dále jen „autor“)

a

## 2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií  
se sídlem Údolní 53, Brno, 602 00  
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:  
prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida, předseda rady oboru Elektronika a sdělovací technika  
(dále jen „nabyvatel“)

### Čl. 1

#### Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- disertační práce
  - diplomová práce
  - bakalářská práce
  - jiná práce, jejíž druh je specifikován jako .....
- (dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Analýza fluktuací a šumů v atmosférických optických spojích

Vedoucí/ školitel VŠKP: Ing. Lucie Dordová

Ústav: Ústav radioelektroniky

Datum obhajoby VŠKP: \_\_\_\_\_

VŠKP odevzdal autor nabyvateli\*:

- v tištěné formě – počet exemplářů: 2
- v elektronické formě – počet exemplářů: 2

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.

3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.

4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

---

\* hodící se zaškrtněte

## Článek 2

### Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
  - ihned po uzavření této smlouvy
  - 1 rok po uzavření této smlouvy
  - 3 roky po uzavření této smlouvy
  - 5 let po uzavření této smlouvy
  - 10 let po uzavření této smlouvy  
(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/ 1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

## Článek 3

### Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne: 6. června 2008

.....

Nabyvatel

.....

Autor

POKORNÝ, A. *Analýza fluktuací a šumů v atmosférických optických spojích: bakalářská práce*. Brno: FEKT VUT v Brně, 2008. 56 s., 3 příl.

## ANOTACE

Tento projekt je zaměřen na analýzu pojmů fluktuace, útlumu a šumu. Tyto rušivé vlivy se vyskytují při šíření optického svazku atmosférickým přenosovým prostředím. Dalším cílem projektu je navrhnout vhodnou metodu pro určování míry těchto rušivých vlivů. Po návrhu metody následuje samozřejmě experimentální měření ověřující její použitelnost.

### **Klíčová slova:**

fluktuace, útlum, šum, optický svazek, filtr, zdroj laserového záření, detektor, turbulence, vlnová délka, strukturální parametr indexu lomu, koeficient útlumu

## ABSTRACT

This project is directed at fluctuations and noises analysis in free space optics. These distorting effects go with laser beam propagation through random media. The next assignment is to project method to measure them. Finally project is to make a measurement to acknowledge accuracy this method.

### **Keywords:**

fluctuations, attenuation, noises, optical wave, filter, laser emission source, detector, turbulency, wave length, structural parameter of refractive index, coefficient of attenuation

# Prohlášení

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Analýza fluktuací a šumů v atmosférických spojích jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce 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 bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce 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 6. června 2008

.....  
podpis autora

# Poděkování

Děkuji vedoucí bakalářské práce Ing. Lucii Dordové za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé bakalářské práce.

V Brně dne 6. června 2008

.....  
podpis autora

## OBSAH

<b>1 ÚVOD</b> .....	<b>9</b>
<b>2 TEORETICKÝ ÚVOD DO</b> .....	<b>10</b>
<b>PROBLEMATIKY OPTICKÝCH SPOJŮ</b> .....	<b>10</b>
2.1 Skladba atmosférického optického spoje.....	10
2.2 Atmosférické přenosové prostředí .....	11
2.3 Hlavní jevy při šíření optického svazku .....	13
2.3.1 Koeficient extinkce .....	13
2.3.2 Útlum optické intenzity.....	13
2.4 Útlumy a energetická bilance atmosférických optických spojů .....	14
2.5 Šumy u optických spojů.....	16
2.5.1 Fotonový šum signálu .....	17
2.5.2 Fotonový šum pozadí.....	17
2.5.3 Šum proudu za tmy .....	17
2.5.4 Obvodový (tepelný) šum.....	18
2.5.5 Šum zesilovacího procesu.....	19
2.5.6 Šum elektrického obvodu detektoru.....	19
2.6 Fluktuace.....	19
2.7 Vzdušné turbulence .....	20
2.7.1 Kolmogorova teorie turbulence.....	20
2.7.2 Fluktuace rychlosti proudění.....	21
2.7.3 Teplotní fluktuace .....	23
2.7.4 Fluktuace indexu lomu.....	23
<b>3 ZDROJE LASEROVÉHO ZÁŘENÍ</b> .....	<b>24</b>
3.1 Druhy laserů.....	24
3.1.1 Plynové lasery .....	24
3.2 Polovodičové lasery - laserová dioda .....	24
3.2.1 Princip laserové diody.....	24
3.2.2 L-I charakteristika, prahový proud ( $I_{th}$ ).....	25
3.2.3 Napájení laserových diod.....	26
3.2.4 Pouzdření laserových diod .....	27
3.2.5 Praktické použití laserových diod .....	27
<b>4 DETEKTORY SVĚTELNÉHO ZÁŘENÍ</b> .....	<b>28</b>
4.1 Fotodioda .....	28
4.1.1 Princip fotodiody.....	28
4.1.2 Fotovoltaický jev.....	29
4.1.3 Uspořádání fotodiody.....	29
4.1.4 Optické charakteristiky fotodiody.....	29
4.1.5 V-A charakteristika fotodiody.....	30
4.1.6 Zapojení fotodiody v odporovém (fotovodivostním) režimu.....	31
4.2 Fotodioda PIN.....	31
4.3 Lavinová fotodioda (avalanche photodiode - APD) .....	32
<b>5 METODY URČOVÁNÍ MÍRY</b> .....	<b>33</b>
<b>FLUKTUACÍ U OPTICKÝCH SPOJŮ</b> .....	<b>33</b>
5.1 Kolmogorova metoda .....	33
5.2 Metoda s určováním variace optické intenzity .....	33
5.3 Metody určování strukturního parametru indexu lomu pomocí poloměru koherenční plochy ...	34
5.3.1 Kolmogorova metoda.....	34
5.3.2 von Kármánova metoda .....	35
5.3.3 Modifikovaná metoda .....	35
<b>6 METODY URČOVÁNÍ ÚTLUMU</b> .....	<b>36</b>
<b>ATMOSFÉRY</b> .....	<b>36</b>
6.1 Metoda určení koeficientu extinkce měřením viditelnosti.....	36
6.2 Metoda měření útlumu optické intenzity .....	36

<b>7 MĚŘENÍ MÍRY RUŠIVÝCH VLIVŮ .....</b>	<b>37</b>
<b>POMOCÍ RŮZNÝCH METOD.....</b>	<b>37</b>
7.1 Měření míry fluktuací optické intenzity určením variace optické intenzity .....	37
7.1.1 Průběh měření .....	38
7.1.2 Výsledky měření pro vlnovou délku 635 nm .....	38
7.1.3 Výsledky měření pro vlnovou délku 670 nm .....	41
7.1.4 Výsledky měření pro vlnovou délku 808 nm .....	43
7.1.5 Zhodnocení měření míry fluktuací u všech použitých vlnových délek.....	45
7.2 Měření útlumu atmosféry.....	45
7.2.1 Metoda měření útlumu pomocí filtrů .....	45
7.2.2 Měření útlumu prашného prostředí .....	47
7.2.3 Měření útlumu skla .....	47
7.2.4 Měření útlumu mlhy.....	47
7.3 Měření šumů .....	48
7.3.1 Průběh měření .....	48
<b>8 ZÁVĚR.....</b>	<b>51</b>
<b>Seznam literatury .....</b>	<b>53</b>
<b>Příloha A .....</b>	<b>54</b>
Měření fluktuací.....	54
<b>Příloha B.....</b>	<b>55</b>
Měření útlumů .....	55
<b>Příloha C .....</b>	<b>56</b>
Měření šumů .....	56



# 1 ÚVOD

Cílem mé práce je seznámit se s rušivými vlivy působícími na optický svazek v atmosférickém optickém spoji a určit jejich možné zdroje. Nejprve se tedy pokusím teoreticky analyzovat pojmy fluktuace, útlumy a šumy v atmosférických optických spojích. Po základním seznámení se s problematikou šíření optického svazku atmosférickým prostředím mám navrhnout vhodné metody pro měření míry rušivých vlivů působících na tento svazek.

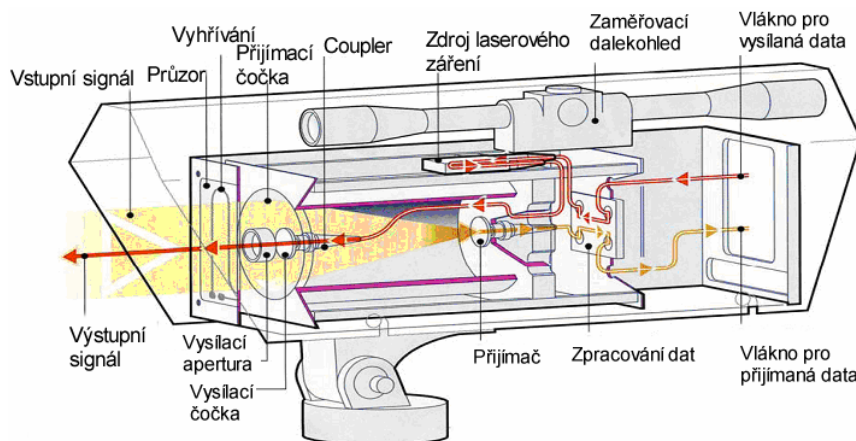
Po návrhu metod mám dle zadání provést měření fluktuací a šumů ovlivňujících optický svazek pro spoj pracující na vlnových délkách  $850\text{ nm}$  a  $1550\text{ nm}$ . Vzhledem k tomu, že v době měření nebyly k dispozici zdroje laserového záření na těchto konkrétních vlnových délkách, byly po dohodě s vedoucím práce proměřeny spoje pracující na vlnových délkách  $635\text{ nm}$ ,  $670\text{ nm}$  a  $808\text{ nm}$ .

## 2 TEORETICKÝ ÚVOD DO PROBLEMATIKY OPTICKÝCH SPOJŮ

První funkční LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) byl vynalezen v roce 1960. Od začátku se vědci soustředili na jeho možná využití. Jeho hlavní využití bylo plánováno v rádiové frekvenční (RF) atmosférické komunikaci, radarové technice, zaměřování, atd. Bohužel všechny systémy využívající optické (viditelné) nebo infračervené (IR) vlny musí brát v úvahu všeobecné podmínky šíření spojené s vlastnostmi média, ve kterém se tyto vlny šíří. Tímto médiem je v mnoha případech turbulentní atmosféra, pro kterou jsou malé fluktuace (kolísání) indexu lomu podél cesty šíření vlny příčinou mnoha negativních vlivů na tuto vlnu.<sup>1</sup>

### 2.1 Skladba atmosférického optického spoje

Atmosférickým optickým spojem, někdy též nazývaným optickým bezkabelovým spojem, se rozumí plně duplexní spoj (hlavice obsahuje jak vysílací část, tak i část přijímací), který využívá k přenosu informací v atmosférickém přenosovém prostředí optickou nosnou vlnu obsahující jeden nebo více vlnově dělených kanálů. Jejich optický výkon je soustředěn do jednoho nebo více úzkých svazků. Optický spoj je tvořen dvojicí hlavic viz *obr.2.1*.

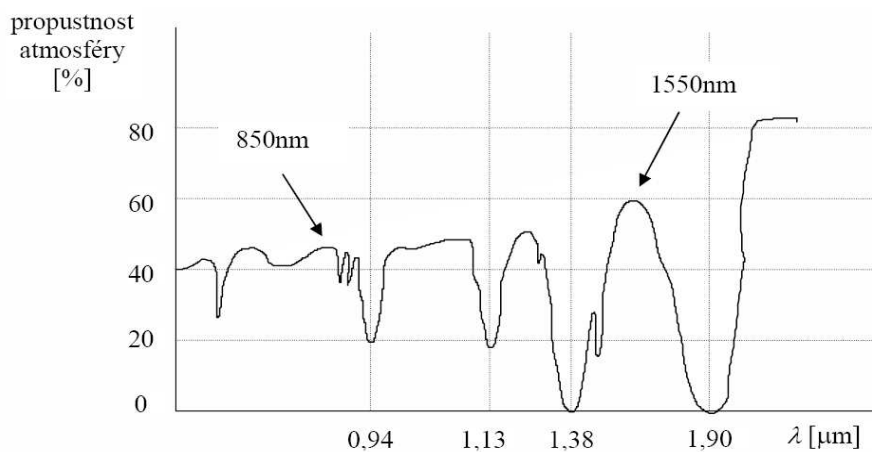


Obr.2.1 Schematické znázornění hlavice<sup>3</sup>

Každá hlavice je připojena k osobnímu počítači, serveru nebo ústředně. Hlavice jsou vybaveny vysílacím a přijímacím systémem pro komunikaci mezi sebou v atmosférickém přenosovém prostředí a vysílacím a přijímacím systémem pro komunikaci mezi hlavicí a nejbližším síťovým počítačem. Tato komunikace se již uskutečňuje pomocí optického vlákna nebo metalického kabelu. Spoje je možné podle druhu přenášeného signálu dělit na analogové a digitální. Vysílací část hlavice tvaruje vyzařovaný svazek a zabezpečuje jeho modulaci. Hlavními částmi vysílacího systému jsou modulátor, budič optického zdroje, laserová dioda, zaměřovací systém, elektronický blok zaměřovacího systému a vysílací optická soustava. Prostorové tvarování optického svazku vystupujícího z laserové diody zabezpečuje vysílací optická soustava. Svazek prochází optickým průzorem, který slouží jako ochrana proti

nečistotám přítomným v atmosféře. Optický průzor nesmí vyvolat deformaci svazku ani jeho nadměrný útlum. Směrování optické osy vysílacího systému zabezpečuje směrovací systém. Dalekohled umístěný na hlavici slouží k hrubému nastavení. Součástí pouzdra laserové diody je snímací fotodioda, sloužící k proudové stabilizaci optického výkonu. Účinnost stabilizace optického výkonu lze zvýšit použitím teplotní stabilizace využívající Peltierova chladiče.

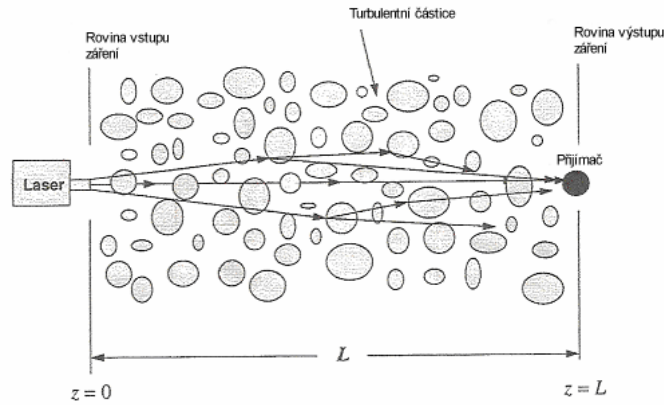
Přijímací systém je část hlavice, která pomocí přijímací optické soustavy soustřeďuje přijímaný optický svazek na aktivní plochu fotodiody. Přijímací systém se skládá z přijímací optické soustavy, fotodiody, předzesilovače a demodulátoru. Fotodiody se používají typu PIN a APD. Fotodioda typu PIN převádí přímo dopadající optický výkon na fotoproud. Svazek, který dopadne na přijímací systém, prochází optickým průzorem. Přijímací optická soustava - např. Fresnelova čočka, soustředí optický svazek, který přichází z vysílacího systému protější hlavice. Ke směrování optické osy přijímacího systému slouží opět zaměřovací systém, jehož součástí je i dalekohled. Ke snížení vlivu záření pozadí se používá v přijímacím systému interferenční filtr, který musí být navržen podle přijímané vlnové délky záření. V dnešní době se v optických spojích využívá dvou oken 850 nm a 1550 nm. To má své opodstatnění, protože při těchto vlnových délkách je propustnost atmosféry relativně vysoká, viz obr.2.2.<sup>3</sup>



Obr.2.2: Spektrální závislost propustnosti čisté a klidné atmosféry<sup>3</sup>

## 2.2 Atmosférické přenosové prostředí

Optické bezkabelové spoje mohou být provozovány jak v uzavřených místnostech, tak zejména ve volném prostředí - ovzduší (ve spodní části atmosféry zvané troposféra) nebo kosmickém prostoru. Atmosférické přenosové prostředí významným způsobem ovlivňuje kvalitu přenosu informací, mnohdy dokonce tento přenos úplně vylučuje. Toto přenosové prostředí je obecně nestacionární a nehomogenní (dále se předpokládá, že je i dielektrické, lineární, nedisperzní, izotropní) a jeho vliv na kvalitativní parametry přenosu má náhodný charakter. Troposféra je charakteristická tím, že zde kondenzuje vodní pára, tvoří se zde mlhy a oblaka, projevuje se zde déšť a sníh, vznikají bouřky, větry a větrné víry (turbulence). Viz obr.2.3.



Obr.2.3 Šíření paprsku turbulentním prostředím<sup>1</sup>

Teplotní gradient nebo mechanické vlivy způsobují, že se lokální teplota a tlak ovzduší mění v prostoru i čase. Potom optický svazek procházející takovým prostředím podléhá energetickým i tvarovým změnám. Změny tvaru svazku (jeho rozšíření nebo odklon) mohou vyvolat změny úrovně přijímaného výkonu. Pro popis vlivu atmosférického přenosového prostředí na kvalitu přenosu optických bezkabelových spojů slouží základní veličiny koeficient extinkce (zeslabení)  $\alpha$  a index lomu prostředí  $n$ . Obě veličiny jsou závislé na souřadnicích v prostoru, na čase a vlnové délce optické vlny.

Statistický charakter koeficientu extinkce (zeslabení) je vyjádřen variací  $\sigma_\alpha^2$  a střední hodnotou  $\alpha$ . Statistický charakter indexu lomu se vyjadřuje strukturálním parametrem indexu lomu  $C_n^2$  a střední hodnotou  $n$ .

$$\alpha = \alpha(\vec{r}, t, \lambda); \bar{\alpha}; \sigma_\alpha^2 \quad (2.1)^3$$

$$n = n(\vec{r}, t, \lambda); \bar{n}; C_n^2 \quad (2.2)^3$$

Pro ohodnocení extinkce v atmosféře se vychází z Bouguerova zákona

$$dI(\lambda) = -\alpha(\lambda)I(\lambda)dz, \quad (2.3)^3$$

kde  $dI(\lambda)$  je zeslabení optické intenzity na spektrální složce  $\lambda$  při průchodu záření vrstvou atmosféry o tloušťce  $dz$ ,  $\alpha(\lambda)$  je koeficient zeslabení v  $[m^{-1}]$ . Po integraci

$$I_2(\lambda) = I_1(\lambda)e^{[-\alpha(\lambda)\Delta z]}, \quad (2.4)^3$$

kde  $I_1$  je optická intenzita na začátku vrstvy,  $I_2$  je optická intenzita na konci vrstvy,  $\Delta z$  je tloušťka vrstvy. Předpokládá se, že hodnota extinkce je konstantní na celé tloušťce vrstvy  $\Delta z$ . Spektrální propustnost  $T_\lambda(\lambda)$  je definována vztahem:

$$T_\lambda(\lambda) = \frac{I_2(\lambda)}{I_1(\lambda)}. \quad (2.5)^3$$

Spektrálně střední hodnota propustnosti je

$$T \approx \frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e^{[-\alpha(\lambda)\Delta z]} d\lambda. \quad (2.6)^3$$

Pokud platí  $\alpha(\lambda) = \alpha = konst$  na intervalu  $(\lambda_1; \lambda_2)$ , je  $T = e^{-\alpha\Delta z}$ .<sup>1, 2, 3</sup>

### 2.3 Hlavní jevy při šíření optického svazku

Při šíření optického svazku atmosférou dochází k různým jevům:

- extinkce optické intenzity vlivem absorpce a/nebo rozptylu na molekulách a/nebo aerosolech
- extinkce optické intenzity způsobená turbulencí troposféry
- fluktuace optické intenzity vlivem turbulence troposféry
- fluktuace optické intenzity způsobená deštěm nebo sněhem
- fluktuace optické intenzity vlivem deformace tvaru svazku

Je však nutné zdůraznit, že výše uvedené jevy působí společně a že fluktuace optické intenzity vyvolávají současně extinkci intenzity. Stručně se tedy tyto jevy dělí na extinkci optické intenzity, turbulenci optické intenzity a přerušování svazku.<sup>3</sup>

#### 2.3.1 Koeficient extinkce

Střední koeficient extinkce lze vyjádřit jako součet

$$\alpha = \alpha_{abs} + \alpha_{r,m} + \alpha_{r,\epsilon} + \alpha_{fluk}, \quad (2.7)^3$$

kde  $\alpha_{abs}$  je člen odpovídající absorpci na molekulách,  $\alpha_{r,m}$  je člen odpovídající rozptylu na molekulách (Rayleighův rozptyl),  $\alpha_{r,\epsilon}$  je člen odpovídající rozptylu na částicích (Mieův rozptyl) a  $\alpha_{fluk}$  je člen odpovídající střednímu zeslabení intenzity vlivem fluktuací.<sup>[3]</sup>

#### 2.3.2 Útlum optické intenzity

Útlum optické intenzity v atmosférickém přenosovém prostředí je možno stanovit

$$\alpha_{1,APP} = -\frac{1}{L_{APP}} 10 \log \frac{I_2}{I_1}, \quad (2.8)^3$$

kde  $L_{APP}$  je délka trasy svazku v atmosféře. Vztah mezi koeficientem extinkce v  $[km^{-1}]$  a koeficientem útlumu v  $[dB/km]$  je

$$\alpha^{[km^{-1}]} = 0,23 \alpha_{1,APP}^{[dB/km]}. \quad (2.9)^3$$

K popisu vlastností troposféry byl zaveden pojem meteorologické viditelnost  $V_M$ . Ta je definována jako vzdálenost, při níž propustnost troposféry nabývá hodnoty  $T = 0,02 = 2\%$  (při  $\lambda = 555 \text{ nm}$ ). Vztah mezi meteorologickou viditelností  $V_M$  a koeficientem extinkce  $\alpha$  je:

$$\alpha = \frac{3,91}{V_M}; (\lambda = 555 \text{ nm}). \quad (2.10)^3$$

Zobecněný vztah pro různé vlnové délky:

$$\alpha(\lambda) \approx \frac{3,91}{V_M \left( \frac{555}{\lambda} \right)^q}; [km^{-1}, km, nm], \quad (2.11)^3$$

kde  $q = 0,585 V_M^{1/3}$ .

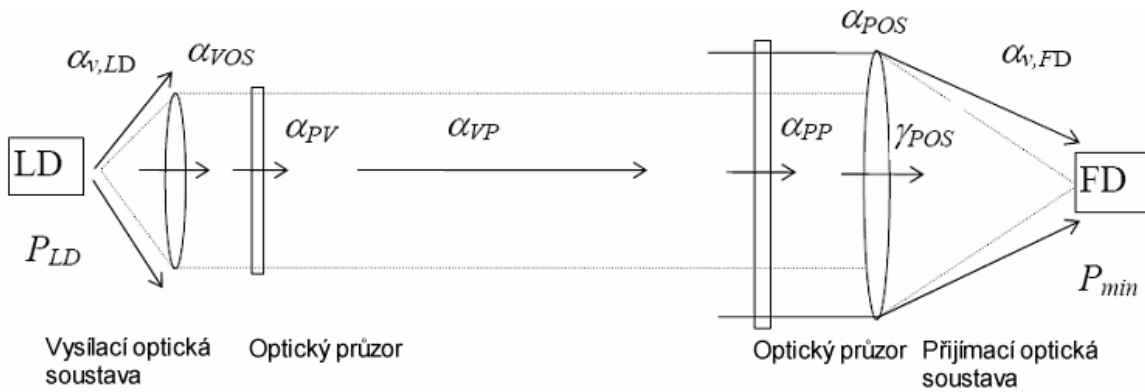
Tabulka 2.1: Stav atmosférického přenosového prostředí<sup>[3]</sup>

$V_M$ [km]	$\alpha$ [ $km^{-1}$ ]	stav atmosféry
více než 63	méně než 0,062	velmi čistá
63-26	0,062-0,15	čistá
26-1,3	0,15-3,07	opar
1,3-0,06	3,07-61,1	mlha
méně než 0,06	více než 61,1	silná mlha

V tabulce 2.1 je možno vidět, jak souvisí meteorologická viditelnost  $V_M$  s koeficientem extinkce  $\alpha$  vzhledem k stavu atmosféry. Při velmi čisté atmosféře je meteorologická viditelnost vysoká, naopak koeficient extinkce nízký, tj. velmi příhodné podmínky pro šíření optického svazku. Naopak při silné mlze je viditelnost mnohdy i nižší než 60 m. Pak koeficient extinkce nabývá hodnot vyšších jak 60. Tyto podmínky jsou tedy pro šíření optického svazku nevhodné, mnohdy je šíření svazku dokonce úplně znemožněno.<sup>3</sup>

## 2.4 Útlumy a energetická bilance atmosférických optických spojů

Energetická bilance atmosférických optických spojů zahrnuje (viz obr.2.4): výkon laserové diody  $P_{LD}$ , účinnost vazby „laserová dioda-vysílací optická soustava“  $\alpha_{v,LD}$ , propustnosti vysílací a přijímací optické soustavy  $\alpha_{VOS}$  a  $\alpha_{POS}$ , propustnost optických průzorů  $\alpha_{PV}$  a  $\alpha_{PP}$ , útlum šířením  $\alpha_{VP}$ , zesílení přijímací optické soustavy  $\gamma_{POS}$ , účinnost vazby přijímací optická soustava-fotodiody  $\alpha_{v,FD}$ , útlum vyvolaný nedokonalostí vzájemného zamíření hlavic spoje  $\alpha_z$ , rezervu spoje na atmosférické přenosové prostředí  $\rho_{atm}$ , minimální hodnotu poměru signálu k šumu  $SNR_0$ , minimální detekovatelný výkon fotodiody  $P_{min}$ , citlivost přijímacího systému  $P_0$  a úroveň přijímaného výkonu, při které dochází k saturaci přijímače  $P_{max}$ .



Obr.2.4 Místa útlumu a zesílení v energetické bilanci spoje<sup>3</sup>

Účinnost vazby  $\alpha_{v,LD}$  závisí na úhlové šířce a rozložení svazku vyzařovaném laserovou diodou a na numerické apertuře vysílací optické soustavy. V decibellové míře se  $\alpha_{v,LD}$  vyjádří

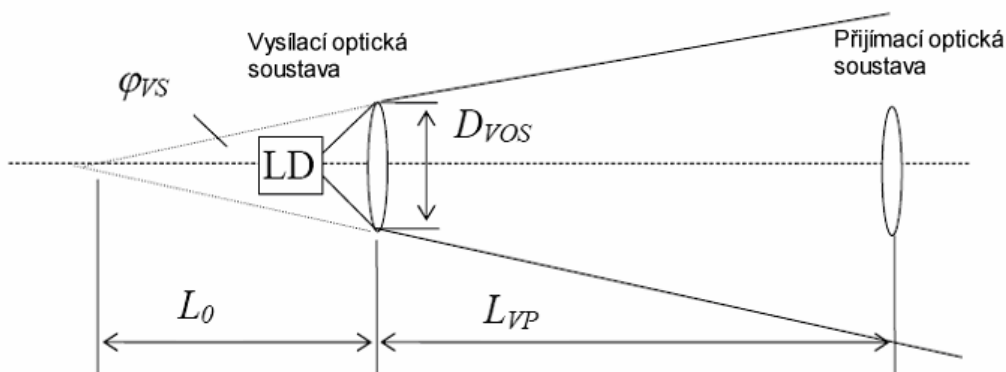
$$\alpha_{v,LD} = \left| 10 \log \left( \frac{P_{VOS}}{P_{LD}} \right) \right|, \quad (2.12)^3$$

kde  $P_{VOS}$  je výkon dopadající na aperturu vysílací optické soustavy. V praxi se předpokládá, že útlum vazby  $\alpha_{v,LD}$  je asi 1,5 dB. Útlum šířením je určen

$$\alpha_{VP} = \left| 20 \cdot \log \frac{L_0}{L_0 + L_{VP}} \right|, \quad (2.13)^3$$

kde  $L_{VP}$  je vzdálenost mezi hlavicemi spoje a  $L_0$  je tzv. pomocná délka (viz obr.2.5). K vyjádření  $L_0$  je potřeba znát průměr vysílací optické soustavy  $D_{VOS}$  a úhlovou šířku vysílaného svazku  $\varphi_{VS}$ :

$$L_0 \approx \frac{D_{VOS}}{\varphi_{VS}}. \quad (2.14)^3$$



Obr.2.5 Znárodnění významu veličiny  $L_0$ <sup>3</sup>

Účinnost vazby  $\alpha_{v,FD}$  závisí na poměru aktivní plochy fotodiody  $A_{FD}$  a velikosti skvrny  $A_{spot}$ , kterou v ohniskové rovině přijímací optické soustavy vytváří přijaté světlo. Pro  $A_{FD} < A_{spot}$  je  $\alpha_{v,FD} = 0 \text{ dB}$ .

Minimální hodnota poměru signálu k šumu  $SNR_0$  se stanovuje v závislosti na typu modulace a požadované chybovosti  $BER$ . Pro intenzitní modulaci typu  $OOK$  a chybovost  $BER = 10^{-6}$  je  $SNR_0 = 13,5 \text{ dB}$ . Citlivost přijímacího systému je definována jako minimální úroveň přijatého optického výkonu  $P_0$ , která je nutná k dosažení stanovené hodnoty  $SNR_0$  a vyjádří se

$$P_0 = P_{min} + SNR_0. \quad (2.15)^3$$

$P_{max}$  je úroveň, při níž dochází k saturaci přijímače. Oblast dynamiky přijímacího systému  $\Delta P$  je pak definována vztahem

$$\Delta P = P_{max} - P_0. \quad (2.16)^3$$

Oblast dynamiky přijímacího systému je vzhledem k vysoké míře fluktuací přijímaného výkonu (vliv šumu atmosférického přenosového prostředí) významnou veličinou. Její hodnota bývá  $\Delta P \approx 30 \text{ dB}$ .

Útlum vyvolaný nedokonalostí vzájemného zamíření hlavic spoje  $\alpha_z$  je způsoben více faktory: nezkušenou obsluhou při zaměřování, mechanickými deformacemi úchyty hlavice při aretaci, teplotními deformacemi konzol atd.. Empiricky bylo zjištěno, že  $\alpha_z$  nebývá větší než  $1,5 \text{ dB}$ .<sup>3</sup>

## 2.5 Šumy u optických spojů

Fotodetektor je zařízení měřící fotonový tok nebo optický výkon. V ideálním případě reaguje na fotonový tok  $\Phi$  (optický výkon  $P = h\nu\Phi$ ) generováním proudu, úměrného dopadajícímu toku  $i_p = \eta e\Phi$ . Ve skutečnosti však detektor generuje náhodný elektrický proud  $i$ , jehož velikost kolísá okolo střední hodnoty  $i = i_p = \eta e\Phi$ . Toto kolísání, považované za šum, je charakterizováno směrodatnou odchylkou.<sup>2</sup>

Jedná se o kvantovou událost, projev kvantového charakteru světla, a jeho důsledkem je kvantový šum fotodiod.

Pro popis procesu fotodetekce slouží několik veličin:

- impulsní charakteristika;  $h(t)$
- zisk;  $G$
- kvantová účinnost;  $\eta$
- proud za tmy (závisí na velikosti aktivní plochy a její teplotě);  $I_{tma}$
- doba odezvy;  $t_r$
- šířka pásma přenosu;  $B_m$
- odpor obvodu s fotodiodou;  $R$

Při detekci fotoelektronů se uplatňuje několik zdrojů šumů. Obecně platí, že činnost fotodiody je omezena výstřelovým šumem, pracuje-li fotodioda s vysokým koeficientem zesílení  $G_{FD}$ . V opačném případě bude omezena obvodovým (tepelným) šumem. V ideálním případě (vysoký koeficient zesílení a nízká teplota) je fotodioda omezena fotonovým šumem.



Výstřelový šum v sobě zahrnuje tři různé druhy šumů:

- fotonový šum signálu
- fotonový šum pozadí
- šum proudu za tmy<sup>5</sup>

### 2.5.1 Fotonový šum signálu

Fotonový šum - nejpodstatnější zdroj šumu, je spojen s náhodným kolísáním v toku samotných dopadajících fotonů, popisuje se obvykle Poissonovým statistickým rozdělením.<sup>2</sup> Je definován vztahem (2.17), jeho velikost závisí na šířce pásma přenosu  $B_m$  použité fotodiody, zisku fotodiody  $G_{FD}$ , kvantové účinnosti  $\eta$ , úrovni výkonu signálu  $P_S$ , vlnové délce záření  $\lambda$ , a na odporu obvodu s fotodiódou  $R$ :

$$2eB_m G_{FD}^2 \frac{\eta e}{\omega} P_S R \text{ ,} \quad (2.17)^5$$

kde  $P_S$  je výkon signálu.<sup>5</sup>

### 2.5.2 Fotonový šum pozadí

Šum pozadí představuje fotonový šum spojený se světlem, které dopadá na detektor z vnějších zdrojů v okolí vlastního zdroje signálu, např. sluneční světlo, světlo hvězd. Šum pozadí je obzvláště omezující při detekci ve střední a vzdálené infračervené oblasti spektra, neboť předměty, mající pokojovou teplotu, vyzařují v této oblasti značné množství tepelného záření.<sup>2</sup>

Je definován vztahem (2.18), jeho velikost je dána šířkou pásma přenosu  $B_m$  použité fotodiody, ziskem  $G_{FD}$ , kvantovou účinností  $\eta$ , vlnovou délkou záření  $\lambda$ , úrovní výkonu pozadí a odporem obvodu  $R$ :

$$2eB_m G_{FD}^2 \frac{\eta e}{\omega} P_B R \text{ ,} \quad (2.18)^5$$

kde  $P_B$  je výkon pozadí.<sup>5</sup>

### 2.5.3 Šum proudu za tmy

Fotodetektory také generují šum temného proudu. Ten vzniká i bez přítomnosti světla náhodnou generací elektron-děrových párů tepelnou excitací nebo tunelováním.<sup>2</sup>

Je definován vztahem (2.19), závisí na šířce pásma přenosu  $B_m$  fotodiody, zisku  $G_{FD}$ , proudu za tmy  $I_{tma}$  (závisí na velikosti aktivní plochy fotodiody a na její teplotě, typická hodnota 1-3 nA), a na odporu obvodu  $R$ :<sup>5</sup>

$$2eB_m G_{FD}^2 I_{tma} R \text{ .} \quad (2.19)^5$$

## 2.5.4 Obvodový (tepelný) šum

Tepelný šum (někdy nazývaný Johnsonův šum, Nyquistův šum) pochází z náhodného pohybu nosičů v odporových elektrických materiálech při konečných teplotách. Tento náhodný pohyb vyvolává náhodný elektrický proud  $i(t)$  dokonce i bez vnějšího zdroje elektrické energie.

Tepelný elektrický proud v odporu  $R$  je náhodnou funkcí  $i(t)$ , jejíž střední hodnota je  $\langle i(t) \rangle = 0$ , tj. proud teče oběma směry se stejnou pravděpodobností.<sup>2</sup>

Je definován vztahem (2.20). Jeho velikost je určena šířkou pásma přenosu  $B_m$  fotodiody a termodynamickou teplotou  $T$ :

$$4kTB_m, \quad (2.20)^5$$

kde  $T$  je termodynamická teplota v  $K$ .<sup>5</sup>

**Pro ohodnocení míry šumů byl zaveden poměr signál-šum ( $SNR$ ), viz vztah (2.21)**

$$SNR = \frac{\left(\frac{G_{FD}\eta e}{\eta\omega}\right)^2 RP_S^2}{2eB_M G_{FD}^2 \left\{ \frac{\eta e}{\eta\omega} [P_S + P_B] + I_{ma} \right\} R + 4kTB_M}. \quad (2.21)^5$$

Ve jmenovateli je součet výkonových příspěvků šumů (šum je aditivní veličina): fotonového šumu signálu (2.17), fotonového šumu pozadí (2.18), šumu proudu za tmy (2.19) a obvodového (tepelného) šumu (2.20).

Platí-li  $G_{FD} = I$ , je tepelný šum mnohonásobně větší než šum výstřelový, jedná se tedy o limitování tepelným šumem. Poměr  $SNR$  se zjednoduší o zmíněný výstřelový šum. Vztah má podobu

$$SNR = \frac{\eta e^2}{\omega} \frac{RP_S^2}{4kTB_m}. \quad (2.22)^5$$

Platí-li  $G_{FD} \gg I$ , je naopak výstřelový šum mnohonásobně vyšší než tepelný šum, jedná se o limitování výstřelovým šumem. Poměr  $SNR$  má potom tvar

$$SNR = \left(\frac{\eta}{\eta\omega}\right)^2 \frac{e}{2B_m} \frac{P_S^2}{\left\{ \frac{\eta e}{\eta\omega} [P_S + P_B] + I_{ma} \right\}}. \quad (2.23)^5$$

Je-li fotodioda chlazená jedná se o limitování fotonovým šumem. Poměr  $SNR$  je pak<sup>5</sup>

$$SNR = \frac{\eta}{2\eta\omega B_m} \left[ \frac{P_s}{1 + \frac{P_B}{P_s}} \right]. \quad (2.24)^5$$

### 2.5.5 Šum zesilovacího procesu

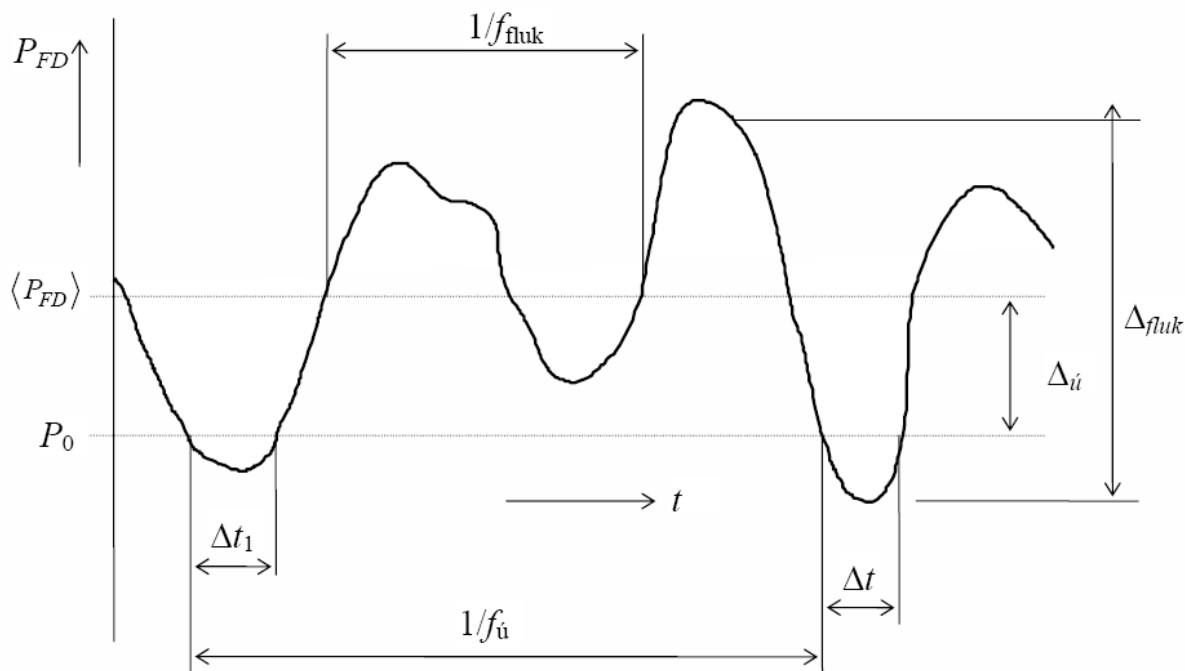
Proces zesílení, vedoucí k vnitřnímu zisku, ke kterému dochází v některých typech fotodetektorů (např. APD), je náhodným procesem. Každý zaznamenaný foton generuje náhodný počet  $G$  nosičů, s průměrnou hodnotou  $G$ , ale s nejistotou, která závisí na podstatě zesilovacího mechanismu.<sup>2</sup>

### 2.5.6 Šum elektrického obvodu detektoru

K šumu rovněž přispívají různé součástky zapojené v elektrickém obvodu detektoru, např. odpory a tranzistory.<sup>2</sup>

## 2.6 Fluktuační

Fluktuační přijímaného optického výkonu jsou způsobeny převážně jevem turbulence v atmosférickém přenosovém prostředí. Tyto fluktuační mívají různou frekvenci a amplitudu. Teplotní turbulence atmosféry mohou vyvolat změny přijímaného výkonu o frekvencích řádově stovek  $Hz$ . Další činitele, jako je např. nástup mlhy, odsměrování paprsku, se projevují s různými časovými periodami změn od 20 minut po 24 hodin. Uvedené změny mohou dokonce vyvolat pokles přijímaného výkonu pod stanovenou minimální úroveň (citlivost přijímače). V takovém případě se hovoří o tzv. úniku (viz obr.2.6),



obr.2.6 Parametry úniků<sup>3</sup>

kde  $P_{FD}$  je okamžitý optický výkon na fotodiodě přijímače,  $P_0$  je citlivost přijímače (nejnižší úroveň signálu, kterou je přijímač schopen rozpoznat),  $f_{fluk}$  je frekvence fluktuací,  $f_u$  je frekvence úniků,  $\Delta_{fluk}$  je dynamika fluktuací,  $\Delta_u$  je hloubka úniků,  $t$  je čas,  $\Delta t_i$  jsou časové intervaly, kdy úroveň optického výkonu na fotodiodě byla menší než požadovaná)

Pro statistické ohodnocení spoje se užívá relativní časový interval (procento času)  $p$  (v %), během něhož došlo k únikům:

$$p = \left( \frac{\sum_i \Delta t_i}{T} \right) \cdot 100, \quad (2.25)^3$$

kde  $T$  je časový interval (obvykle 1 rok).

Pomalé změny přijímaného výkonu vyvolané mlhou však nelze analyticky vyjádřit, proto se tyto procesy vyhodnocují empiricky.<sup>3</sup>

## 2.7 Vzdušné turbulence

### 2.7.1 Kolmogorova teorie turbulence

Vzhledem k povaze atmosféry jako viskózní tekutiny praxe potvrdila, že má dva stavy proudění, a to laminární a turbulentní. Laminární proudění má ve všech místech stejnou rychlost proudění. Naopak v turbulentním proudění rychlost pole ztrácí svou jednotnost, což je způsobeno dynamickým smícháním a vytvořením náhodných podproudů zvaných turbulentní víry.

V dřívějších studiích turbulentního proudění užíval Reynolds podobnost teorie k definování bezrozměrné veličiny

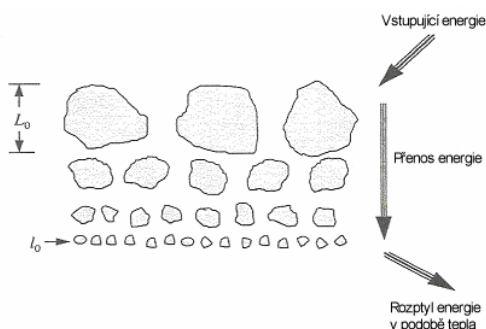
$$Re = \frac{V \cdot l}{\nu}, \quad (2.26)^1$$

nyní nazývané Reynoldsovo číslo. Zde  $V$  a  $l$  jsou charakteristické rychlosti a rozměry proudění (v jednotkách  $m/s$  a  $m$ ) a  $\nu$  je kinematická viskozita (v  $m^2/s$ ). K přechodu z laminárního proudění na turbulentní dochází při tzv. kritickém Reynoldsově čísle, nad kterým se proudění považuje za turbulentní. Dosazením charakteristické velikosti  $l \sim 2m$ , charakteristické rychlosti větru  $1-5 m/s$  a  $\nu = 0,15 \cdot 10^{-3} m^2/s$  dojdeme k velkým Reynoldsovým číslům v řádech  $Re \sim 10^5$ . V těchto případech je proudění považováno za vysoce turbulentní.<sup>1</sup>

## 2.7.2 Fluktuace rychlosti proudění

Klasická teorie turbulence objevená na počátku roku 1940 Kolmogorovem se týká náhodných fluktuací v obou rozměrech a směrech rychlostního pole tekutiny. Jeho teorie byla založena na přímých pozorováních.

Pro dostatečně velká Reynoldsova čísla bylo předpokládáno, že v malém měřítku je turbulence statisticky homogenní, izotropní a nezávislá na struktuře ve velkém měřítku, a dále, že pohyb představovaný strukturou v malém měřítku je jedinečně popsán kinematickou viskozitou  $\nu$  a průměrnou hodnotou rozptylu  $\varepsilon$  (v  $m^2/s^2$ ) turbulentní energie za jednotku množství tekutiny. Pro porozumění struktury atmosférické turbulence je vhodné přijmout představu energiové kaskádní teorie turbulence. Zdrojem energie je vítr nebo proudění. Podle kaskádní teorie roste rychlost větru dokud nedosáhne hodnoty, při které se přesáhne kritické Reynoldsovo číslo. Tato akce vytvoří lokální nestabilní vzdušnou hmotu (masu) s charakteristickými rozměry nepatrně menšími a nezávislou na původním toku. Vlivem vnitřních sil se větší vzdušná hmota rozpadne do menších vzdušných hmot a utvoří spojitě prostředí nestabilních vzdušných hmot pro přenos energie z makročástic  $L_0$  (nazývaných vnější měřítko turbulence) do mikročástic  $l_0$  (nazývaných vnitřní měřítko turbulence). Skupina nestabilních vzdušných hmot omezená shora vnějším měřítkem  $L_0$  a zdola vnitřním měřítkem  $l_0$  vytváří podoblast. Velikosti měřítka menší než vnitřní měřítko  $l_0$  náleží do viskózního rozsahu rozptylu. V tomto posledním režimu turbulentní vzdušné hmoty zaniknou a zbývající energie pohybu tekutiny je rozptýlena jako teplo (viz obr. 2.7).



Obr.2.7 Kolmogorova kaskádní teorie<sup>1</sup>

Vnější měřítko  $L_0$  označuje velikost, pod kterou jsou turbulující vlastnosti nezávislé na původním toku. V povrchové vrstvě nad  $100\text{ m}$  se většinou předpokládá, že vnější měřítko  $L_0$  roste lineárně s řádem výšky nad bodem pozorování. Nestabilní vzdušné hmoty velikosti měřítka menší než  $L_0$  jsou považovány za statisticky homogenní a isotropní, kdežto ty, které jsou stejné nebo větší než  $L_0$  jsou obecně neisotropní a jejich struktura není dobře popsána. Nad  $100\text{ m}$  je obecně horizontální rozměr  $L_0$  mnohem větší než vertikální z důvodu vrstevnatosti. Zjednodušeně lze říci, že se předpokládá existence vzdušných vírů (nehomogenit indexu lomu) ve tvaru koulí o průměru<sup>1</sup>

$$l \in (l_0; L_0). \quad (2.27)^1$$

Vlastnosti atmosféry dovolují jen určité rozměry vzdušných vírů (řádově od  $mm$  do  $km$ ). V takové atmosféře platí Kolmogorův zákon „dvou třetin“:

$$\langle [n(A,t) - n(B,t)]^2 \rangle_{čas} = C_n^2 \rho^{2/3}, \quad (2.28)^3$$

kde výraz na levé straně se nazývá „strukturní funkce indexu lomu“;  $A, B$  jsou body prostoru;  $t$  je čas;  $\rho$  je vzdálenost bodů  $AB$ ;  $C_n^2$  je strukturní parametr indexu lomu [ $m^{-2/3}$ ]. Strukturní parametr vyjadřuje míru síly fluktuací indexu lomu. Náhodné nehomogenity indexu lomu vyvolávají fluktuace fáze i amplitudy procházející vlny. S předpokladem homogenity a stacionarity atmosférického přenosového prostředí lze pro relativní disperzi optické intenzity odvodit výraz

$$\sigma_{I,rel}^2 = KC_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (2.29)^3$$

kde  $K$  je konstanta:

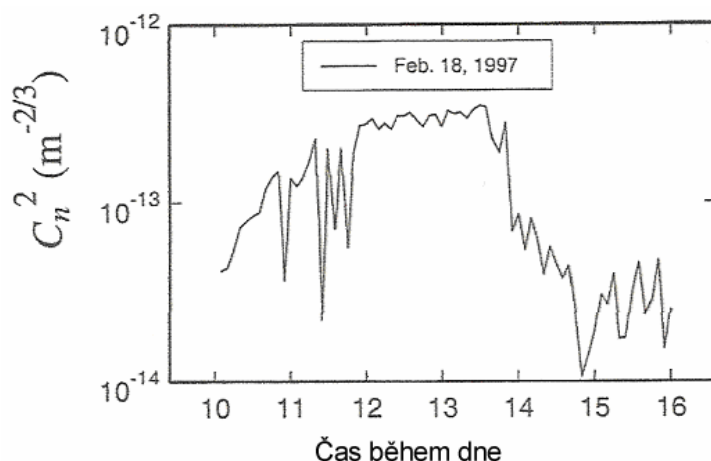
$$K=1,23 \text{ (pro rovinnou vlnu),}$$

$$K=0,50 \text{ (pro sférickou vlnu),}$$

$k$  je vlnové číslo a  $L$  je délka trasy optického svazku. V tabulce (2.2) je přehled hodnocení stavu atmosférického přenosového prostředí podle hodnot strukturního parametru indexu lomu. Obr. 2.8 znázorňuje standardní chování strukturního parametru  $1,5\text{ m}$  nad zemí během 6 hodin typického zimního dne na Floridě (zamračená obloha a nízká rychlost větru). Pokud měříme přes 24-hodinovou periodu, ukáží hodnoty  $C_n^2$  jasně denní cyklus s jasně zřetelnými špičkami během poledne, téměř konstantní hodnoty během noci a minima blízko východu a západu slunce.

Tabulka 2.2: Tabulka stavů atmosféry podle míry turbulence<sup>3</sup>

$C_n^2 [m^{-2/3}]$	míra turbulence
$10^{-16}$	slabá
$10^{-15}$	střední
$10^{-14}$	silná



Obr.2.8 Hodnoty strukturního parametru indexu lomu 1,5 m nad zemí<sup>1</sup>

### 2.7.3 Teplotní fluktuace

Teplotní fluktuace jsou považovány za pasivní, protože nevyměňují energii s rychlostním polem proudění. Mechanismus přeměny pro teplotní nehomogenity je molekulární difúze, tedy ne vnitřní tření (viskozita) jako v případě fluktuací rychlosti proudění.<sup>1</sup>

### 2.7.4 Fluktuace indexu lomu

Index lomu, jeden z nejvýznamnějších parametrů atmosféry pro šíření optické vlny, je velmi citlivý na malé teplotní fluktuace. Zvláště teplotní fluktuace kombinované s turbulentním mísením způsobují náhodné chování atmosférického indexu lomu. V bodě  $R$  v prostoru a čase  $t$ , můžeme index lomu matematicky vyjádřit

$$n(R, t) = n_0 + n_1(R, t), \quad (2.30)^1$$

kde  $n_0 = \langle n(R, t) \rangle \approx 1$  je střední hodnota indexu lomu a  $n_1(R, t)$  představuje náhodné odchylky  $n(R, t)$  od této střední hodnoty. Vztah lze dále zobecnit

$$n(R) = 1 + n_1(R), \quad (2.31)^1$$

kde  $n(R)$  bylo normalizováno střední hodnotou  $n_0$ .

Fluktuace indexu lomu jsou vztaženy k odpovídajícím teplotním a tlakovým fluktuacím. Zvláště index lomu pro atmosféru může být pro optické vlny popsán

$$n(R) = 1 + 77,6 \cdot 10^{-6} \cdot (1 + 7,52 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2}) \cdot \left( \frac{P(R)}{T(R)} \right) \sim 1 + 79 \cdot 10^{-6} \cdot \left( \frac{P(R)}{T(R)} \right), \quad (2.32)^1$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka v  $\mu\text{m}$ ,  $P$  je tlak v milibarech a  $T$  je teplota v Kelvinech.<sup>1,3</sup>

# 3 ZDROJE LASEROVÉHO ZÁŘENÍ

## 3.1 Druhy laserů

Lasery je možné rozdělit podle mnoha kritérií, např.:

- podle aktivního prostředí na:
  - plynové (He-Ne, He-Xe, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>,...)
  - pevnolátkové (rubínový, neodymový)
  - kapalinové
  - polovodičové (Ga-As)
- podle druhu buzení
- podle úrovně výkonu
- podle vlnové délky vyzařované vlny
- podle režimu činnosti (kontinuální, impulsní)<sup>5</sup>

### 3.1.1 Plynové lasery

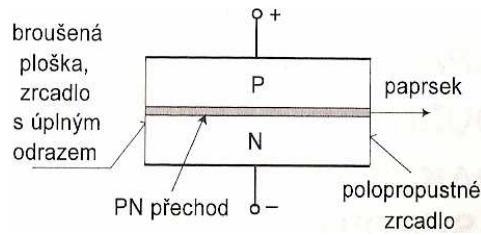
Jelikož se často používá plynový laser He-Ne, uvedu několik stručných informací o něm. Jedná se tedy o laser s plynovým aktivním prostředím. V tomto případě je plyn tvořen neutrálními atomy He-Ne. Výkon He-Ne laseru bývá v rozmezí  $0,1 \text{ mW} - 100 \text{ mW}$ . Tyto lasery se většinou používají ke spektroskopickým nebo interferenčním měřením, k zaměřování objektů, v holografii, ke světelným efektům, k měření vzdáleností atd. Lasery pracují v kontinuálním režimu na mnoha vlnových délkách. Velmi často je používána vlnová délka  $633 \text{ nm}$  (červená barva).<sup>5</sup>

## 3.2 Polovodičové lasery - laserová dioda

### 3.2.1 Princip laserové diody

Na rozdíl od spontánní emise optického záření využívané u LED diod, je u laserových diod (LD) využívána tzv. stimulovaná (vynucená, indukovaná) emise optického záření. Ta spočívá v tom, že dopadá-li do soustavy na atom kvantum energie, která je rovna energetickému rozdílu uvažovaných hladin a je-li při tom atom na vyšší energetické hladině, dopadající kvantum se nepohltí, ale výsledkem jsou dvě kvanta světelné energie - optického záření o dvojnásobné energii. Za určitých podmínek je možné využít stimulovanou emisi k zesilování optického záření. V běžných podmínkách (v termodynamické rovnováze) probíhá v látce, do níž je přiváděna energie, jak stimulovaná tak i spontánní emise.



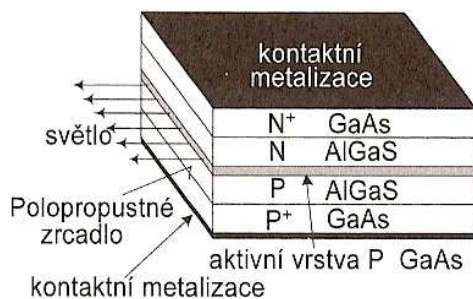


Obr.3.1 Princip laserové diody s homogenním přechodem<sup>4</sup>

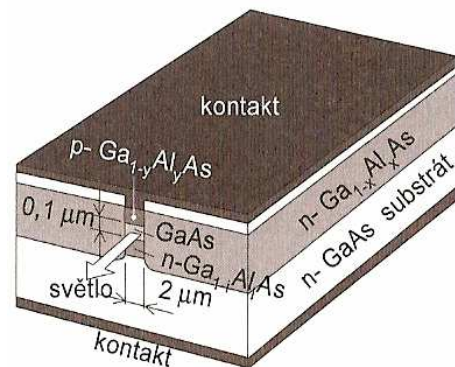
Princip konfigurace malovýkonové homogenní laserové diody je zřejmý z obr.3.1. Koherence se dosahuje použitím optického rezonátoru, který zajistí selektivní zesílení elektromagnetické vlny s určitým kmitočtem a definovanou fází, čímž vzniká stojaté vlnění. Stupeň koherence je dán kvalitou rezonátoru.

Optickým rezonátorem rozumíme oblast obklopenou odrazovými plochami, v níž je pasivní dielektrické prostředí. Nejjednodušším a u polovodičových laserů častým příkladem optického rezonátoru je soustava dvou rovnoběžných rovinných zrcadel obdélníkového tvaru v určité vzdálenosti od sebe.

Pro dosažení vysoké účinnosti je zpravidla u laserových diod využívána dvojitá heterostruktura. Ta spočívá v tom, že mezi vrstvy AlGaAs je vložena vrstva GaAs. Vznikají tak dva PN přechody mezi různými materiály. Struktura uspořádání laserové diody umožňuje, že je vysílán pouze úzký svazek paprsků, jak je to znázorněno na obr.3.2.



Obr.3.2.a Struktura uspořádání laserové diody - princip heterostruktury<sup>4</sup>



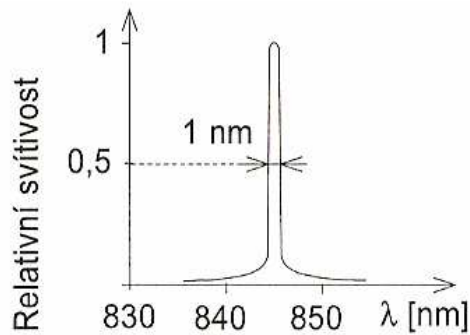
Obr.3.2.b Uspořádání pro úzký svazek paprsků<sup>4</sup>

### Vlastnosti světelného paprsku diod LED a LD

Světelný paprsek laserové diody má téměř koherentní vlastnosti. Optické záření z laserové diody obsahuje podstatně užší spektrum kmitočtů a je tedy více monochromatické než spektrum LED. Typická šířka spektra laserové diody se pohybuje kolem  $1\text{ nm}$  (od desetin  $\text{nm}$  do jednotek  $\text{nm}$ ). I když je její spektrum velmi úzké, není na rozdíl od klasických laserů, jako např. helium-neonových, dokonale monochromatické.<sup>4</sup>

### 3.2.2 L-I charakteristika, prahový proud ( $I_{th}$ )

Jednou z důležitých charakteristik laserové diody je závislost jejího optického výkonu na procházejícím proudu, Watt-Ampérová označovaná jako L-I charakteristika (obr.3.3).



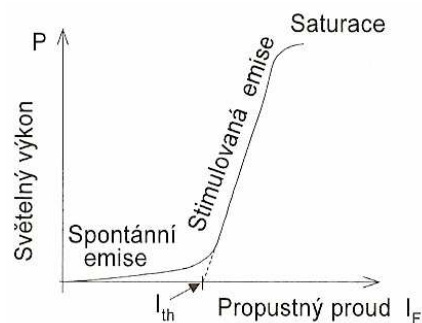
Obr.3.3 Spektrální charakteristika laserové diody<sup>[4]</sup>

Připojíme-li k LD zdroj napájecího napětí a budeme-li postupně zvětšovat velikost proudu v propustném směru  $I_F$ , bude se dioda zpočátku chovat jako LED, laserová dioda vykazuje spontánní emisi. Má přitom malou intenzitu záření a široké, nemonochromatické optické záření.

Překročí-li velikost proudu  $I_F$  prahovou hodnotu  $I_{th}$  (th - treshold), přejde dioda náhle do režimu stimulované emise. Pro činnost laserové diody je proto nutné, aby diodou tekla proud větší než  $I_{th}$ . V tomto režimu se intenzita vyzařovaného optického záření začne prudce zvětšovat a spektrální charakteristika se podstatně zúží.

### Prahový proud $I_{th}$

Velikost prahového proudu  $I_{th}$  závisí na provedení diody. Nabývá hodnot od jednotek  $mA$  do stovek  $mA$  u výkonových laserových diod (obr.3.4). Přesáhne-li proud  $I_F$  určitou velikost, přejde dioda do režimu saturace, kdy se intenzita vyzařované energie nadále nezvyšuje (L-I charakteristika na obr.3.4).<sup>4</sup>



Obr.3.4 L-I charakteristika laserové diody<sup>4</sup>

### 3.2.3 Napájení laserových diod

Na rozdíl od LED vyžadují laserové diody nutnost věnovat mnohem větší pozornost použité napájecí elektronice. Není přípustné překročit maximální povolený proud, protože by je mohl během mikrosekund zničit - závisí to na typu diody a na teplotě přechodu PN. Ke stabilizaci vyzařovaného výkonu je používána regulační zpětnovazební smyčka.

Je výhodné napájet LD zdrojem konstantního proudu. V případě napěťového zdroje musíme použít prvek omezující proud, zároveň můžeme tímto prvkem nastavit pracovní bod LD. V reálné praxi jsou používány stabilizované zdroje proudu, které umožňují přesné nastavení požadovaného propustného proudu.

Nezbytné je chránit LD před napětím v závěrném směru. Ochranný obvod je zpravidla realizován pomocí antiparalelně připojené rychlé diody.

Při provozu je třeba věnovat pozornost zajištění dokonalého chlazení. Při nedostatečném chlazení dochází k rychlému zahřátí LD a může dojít k jejímu zničení. Změna teploty se projevuje také změnou parametrů jako je vlnová délka, dochází k většímu uplatňování spontánní emise, mění se prahový proud.

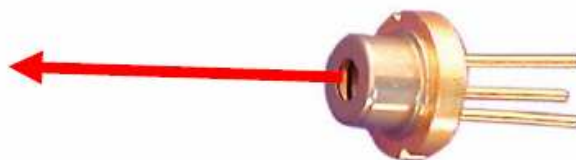
### Režimy činnosti LD

Základní způsoby činnosti jsou kontinuální a impulzní provoz. Diody určené pro kontinuální provoz je nevýhodné použít pro impulzní režim činnosti.

LD určené pro impulzní provoz mají speciální konstrukci. Impulz je v nich získáván pomocí vnitřní modulace, která spočívá v tom, že v časovém intervalu mezi dvěma impulzy se v diodě nahromadí energie, která se vyzáří během impulzu. Tím je možné generovat krátké laserové impulzy s výkonem větším, než jaké by bylo možné generovat kontinuální LD.<sup>4</sup>

### 3.2.4 Pouzdření laserových diod

Protože může optické záření z LD vycházet dopředu i dozadu, je možné zadní optické záření používat ke sledování optického výkonu. K měření je zpravidla používána fotodioda umístěná v pouzdru u čipu laserové diody. Tato dioda má alespoň jeden samostatný vývod, druhý vývod může být spojen s jedním z vývodů LD. Tento typ laserové diody znázorňuje obr.3.5, dioda má tři vývody, z nichž jeden je společný pro fotodiodu i pro laserovou diodu.<sup>4</sup>



Obr.3.5 Příklad realizace laserové diody<sup>5</sup>

### 3.2.5 Praktické použití laserových diod

Z výhodných vlastností laserových diod jsou pro technickou praxi nejdůležitější:

- vysoká účinnost přeměny elektrické energie na energii koherentního optického záření
- malé parazitní kapacity dovolující modulaci laseru až do kmitočtu  $10^{10}$  Hz
- jednoduchost, možnost nízkonapěťového napájení.

Laserových diod se využívá v oblasti komunikační techniky, kde jsou používány jako zdroje světelné informace.<sup>4</sup>

# 4 DETEKTORY SVĚTELNÉHO ZÁŘENÍ

Detektory světelného záření přeměňují optické záření na odpovídající elektrický signál. Podle typu aplikace pracují detektory optického záření v různých oblastech světelného záření od ultrafialového do infračerveného.

## 4.1 Fotodioda

### 4.1.1 Princip fotodiody

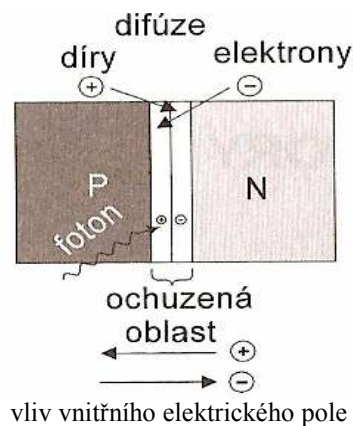
Polovodičové detektory optického záření ke své činnosti využívají vlastnosti PN přechodu, případně usměrňující přechod kov-polovodič. Je-li PN přechod upraven tak, aby na něj mohlo dopadat optické záření, je možné takto upravenou diodu využít jako fotocitlivou součástku.

Často používanými polovodičovými materiály jsou křemík (Si), gallium arsenid (GaAs), antimonid india (InSb), arsenid india (InAs), a další. Tyto materiály absorbují světelné záření v rozsahu např.  $250\text{ nm}$  až  $1100\text{ nm}$  - křemík,  $800\text{ nm}$  až  $2\text{ }\mu\text{m}$  GaAs.

Po vytvoření přechodu PN dojde k difúzi děr z oblasti typu P do oblasti typu N a elektronů z oblasti typu N do oblasti typu P. V okolí PN přechodu tak vznikne úzká oblast, která se nazývá ochuzená a v oblasti přechodu se projevuje vznikem vnitřního elektrického napětí, které způsobuje vytvoření elektrického pole (horní část *obr. 4.1*). Maximum intenzity elektrického pole je na PN přechodu, vně ochuzené vrstvy elektrické pole neexistuje. Připojíme-li k diodě zdroj napětí polarizovaný v závěrném směru, ochuzená vrstva se rozšíří. Tloušťka ochuzené vrstvy má velký význam pro činnost fotodiody.

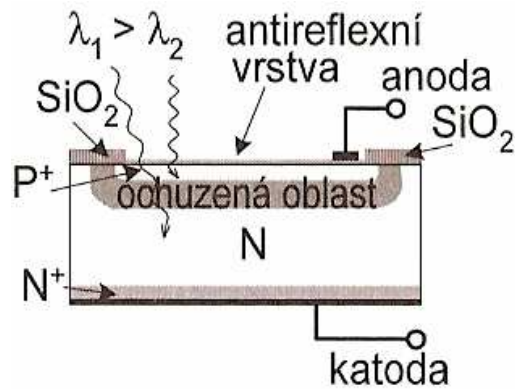
Dokud na polovodičový materiál nedopadá optické záření, dochází k excitaci elektronů do vodivostního pásu pouze v důsledku tepelné energie.

Po osvětlení získávají elektrony vyšší energii. Jestliže je energie fotonu dostatečná k překonání zakázaného pásu, přechází elektron do vodivostního pásu ponechávající na původním místě díru. Vzniká tak pár elektron-díra.



Obr. 4.1 Princip fotodiody<sup>4</sup>

Absorpce optického záření je závislá na vlnové délce (*obr. 4.2*). Optické záření o krátké vlnové délce je absorbováno v tenké povrchové vrstvě diody (její tloušťka je  $1\text{ }\mu\text{m}$  nebo menší), pro větší vlnové délky se polovodičový materiál stává průhledným (křemík se stává průhledným pro vlnové délky větší než  $120\text{ nm}$ ).<sup>4</sup>



Obr.4.2 Uspořádání Si fotodiody<sup>4</sup>

#### 4.1.2 Fotovoltaický jev

Zásluhou vnitřního elektrického pole v okolí PN přechodu jsou elektrony a díry vzniklé působením optického záření odděleny takovým způsobem, že elektrony přejdou do oblasti typu N a díry do oblasti typu P (spodní část obr.4.1). Vznikne tak na každé straně PN přechodu elektrický náboj, který je možné na vývodech fotodiody detekovat.

Tento přesun elektrických nábojů je nazýván vnitřní fotovoltaický jev. Účelem fotodiody je přivést náboje vzniklé působením optického záření na její elektrody před tím, než budou mít možnost rekombinovat.

Generované nosiče náboje mají omezený čas života (než se vrátí na původní energetickou úroveň). Pravděpodobnost toho, že se dostanou do ochuzené vrstvy je závislá na místě, kde došlo k jejich vybuzení. Příčinou toho je závislost citlivosti fotodiody na vlnové délce optického záření.

Fotovoltaický jev = vybuzení páru elektron (-) díra(+) jako přesun nosičů náboje do oblasti s odpovídajícími typy vodivosti.<sup>4</sup>

#### 4.1.3 Uspořádání fotodiody

Obr.4.2 znázorňuje principiální uspořádání planární křemíkové fotodiody. V horní části je průhledná antireflexní vrstva, následuje vrstva s vodivostí typu P a oblast s vodivostí typu N.

Plocha velmi tenké průhledné oblasti s vodivostí typu P určuje velikost aktivní oblasti fotodiody. Aktivní oblast je pokryta antireflexní vrstvou, která v rozsahu požadovaných vlnových délek omezuje odraz optického záření od povrchu fotodiody. Tloušťka antireflexní vrstvy je optimalizována pro žádanou citlivost na různé vlnové délky optického záření.

Na čelní ploše fotodiody je umístěn malý kontakt anody, na celou spodní stranu diody je nanášena kontaktní kovová vrstva katody.<sup>4</sup>

#### 4.1.4 Optické charakteristiky fotodiody

##### Citlivost fotodiody

Citlivost fotodiody na optické záření je udávána jako poměr výstupního proudu fotodiody  $I_f$  a přijímané světelné energie  $P$  (ve *wattch*). Světelná energie je obvykle měřena ve  $W/cm^2$  a

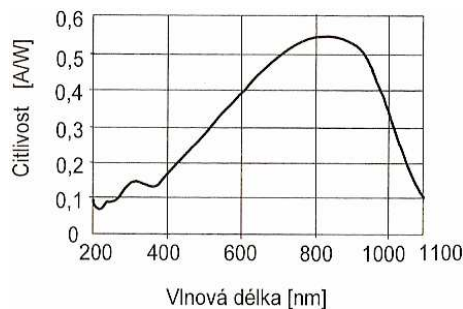
proud fotodiody v  $A/cm^2$ . Protože se při vytváření poměru  $cm^2$  vykrátí, má výsledný vztah rozměr  $[A/W]$ .

$$R = \frac{I_f}{P} \quad [A \cdot W^{-1}; A; W]. \quad (4.1)^4$$

Obr.4.3 znázorňuje typický průběh spektrální charakteristiky Si fotodiody. Křemík je průhledný pro vlnové délky do přibližně  $1100 \text{ nm}$ . Proto není vhodné používat tyto diody pro délky větší. Spektrální charakteristika je ovlivněna vrstvou antireflexního povrchového povlaku (obr.4.3). Spektrální citlivost je v oblasti malých vlnových délek redukována na délky větší než  $300 \text{ nm}$ .

Z charakteristiky je zřejmé, že křemíková fotodioda má největší citlivost v oblasti červeného a infračerveného záření. Dokáže však absorbovat optické záření v celém rozsahu viditelného záření.

Citlivost může být udávána také jako relativní veličina vztažená k maximální velikosti. Potom může být vyjádřena v procentech, nebo jako bezrozměrné desetinné číslo od nuly do jedné. Citlivost fotodiody je pro malou intenzitu optického záření omezena velikostí šumových napětí, při velkých intenzitách optického záření saturační úrovní, nad kterou změny osvětlení mají malý vliv na proud fotodiody.<sup>4</sup>

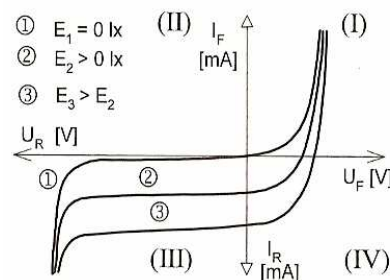


Obr.4.3 Spektrální charakteristika Si fotodiody<sup>4</sup>

#### 4.1.5 V-A charakteristika fotodiody

V-A charakteristika neosvětlené fotodiody je podobná charakteristice usměrňovací diody (průběh 1 na obr.4.4).

Při osvětlení se v závislosti na intenzitě osvětlení charakteristika posune směrem k záporným hodnotám proudu. Od charakteristiky usměrňovací diody se liší tím, že neprochází počátkem a vykazuje proud  $I_R$  v závěrném směru. Intenzita osvětlení fotodiody může být udávána v *luxech*, častěji je udávána ve *wattech/cm<sup>2</sup>*.<sup>4</sup>

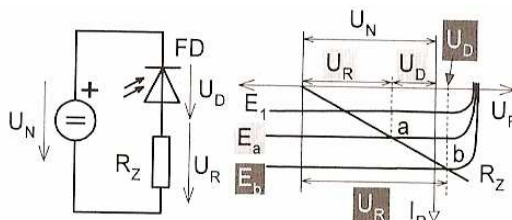


Obr.4.4 V-A charakteristiky fotodiody<sup>4</sup>



### 4.1.6 Zapojení fotodiody v odporovém (fotovodivostním) režimu

V odporovém režimu je pomocí rezistoru měřen proud protékající fotodiodou, když je připojen zdroj napětí v závěrném směru. Zapojení fotodiody pro odporový režim je znázorněno na obr. 4.5. V tomto režimu je na diodu zapojenou v sérii se zatěžovacím rezistorem připojen v závěrném směru zdroj napájecího napětí  $U_N$ . Na obrázku 4.5 jsou znázorněny dva případy osvětlení fotodiody  $E_a$  a  $E_b$ .



Obr. 4.5 Zapojení ve fotoodporovém režimu<sup>4</sup>

Pro osvětlení  $E_a$  pracuje dioda ve III. kvadrantu a platí, že

$$U_R + U_D = U_N. \quad (4.2)^4$$

Při zvětšení osvětlení na hodnotu  $E_b$  pracuje dioda ve IV. kvadrantu a napětí na zatěžovacím odporu má velikost

$$U_R = U_N + U_D. \quad (4.3)^4$$

Dopadající fotony generují volné elektrony a díry. V odporovém režimu je z důvodu závěrné polarizace na PN přechodu vyšší intenzita elektrického pole, ochuzená oblast je širší a proto generované volné elektrony driftují vyšší rychlostí ke kontaktu katody, zatímco díry ke kontaktu anody. S rostoucí rychlostí nosičů se zvyšuje přenosová rychlost fotodiody.

#### Základní vlastnosti zapojení:

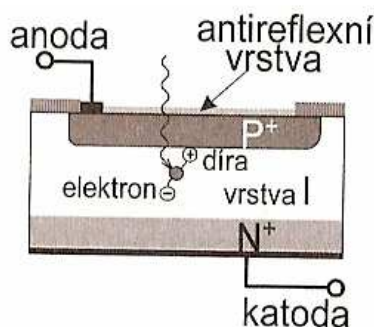
- rychlá odezva na změnu osvětlení
- velký poměrný rozsah výstupního signálu

Vzhledem k těmto vlastnostem je v obvodech sloužících k měření a detekci optického záření používán tento princip zapojení.<sup>4</sup>

## 4.2 Fotodioda PIN

Nedostatky PN fotodiody spočívají v tom, že šířka ochuzené vrstvy (aktivní oblast detekce optického záření) je malá. Mnoho párů elektron-díra před tím, než mohou v připojeném obvodu vytvořit elektrický proud, rekombinuje. Širší ochuzená oblast snižuje pravděpodobnost rekombinací nosičů náboje, zvyšuje se jejím rozšířením účinnost fotodiody.

V PIN fotodiodě je vytvářena šířka ochuzené vrstvy podle potřeby. Princip uspořádání PIN diody (obr. 4.6) spočívá v tom, že mezi silně dotované vrstvy typu P a N je vložena slabě dotovaná vrstva, která má téměř vlastní intrinsickou vodivost (měrný odpor této oblasti je mnohonásobně větší než měrný odpor dotovaných oblastí). Odtud pochází název diody - PIN.



Obr.4.6 Princip uspořádání PIN fotodiody<sup>4</sup>

V této oblasti je silné, rovnoměrně rozložené, elektrické pole, které zvyšuje rychlost nosičů náboje a tím i mezní kmitočet diody. Velmi rychlé PIN diody mohou pracovat na kmitočtech větších než  $100 \text{ GHz}$ .<sup>4</sup>

### 4.3 Lavinová fotodioda (avalanche photodiode - APD)

Omezení použití PIN fotodiod spočívá v tom, že dopadající foton může generovat jediný pár elektron-díra, což vylučuje jejich použití pro aplikace s malou intenzitou optického záření. Aplikace při malém osvětlení vyžadují detektory s vnitřním zesílením. To umožňují lavinové fotodiody.

V lavinových fotodiodách, stejně jako v ostatních fotodiodách, foton produkuje pár elektron-díra. Na lavinovou fotodiodu je připojeno v závěrném směru velké napětí, které uvnitř fotodiody vytváří silné elektrické pole. To způsobuje velké zrychlení elektronů generovaných fotonu. Při pohybu elektronů dochází k jejich srážkám s atomy v krystalové mřížce. To způsobuje vyražení dalších elektronů a vznik dalších párů elektron-díra, sekundárních nosičů elektrického náboje. Sekundární elektrony jsou také silným elektrickým polem urychlovány, což způsobuje generování dalších volných nosičů náboje. Tento proces je znám pod pojmem fotonásobení. Typické rozsahy fotonásobení se pohybují v rozsahu desítek až stovek. Např. fotonásobící koeficient  $80$  znamená, že po absorbování jednoho fotonu dojde k vybuzení v průměru osmdesáti nosičů náboje. Lavinové diody s velkou aktivní oblastí (označení LAAPD - Large-Area Avalanche Photodiode), mají multiplikační faktor o velikosti až  $1000$ .

Velikost přiloženého napětí v závěrném směru nutného pro vyvolání lavinového efektu se pro InGaAs pohybuje v rozsahu od  $30$  do  $70 \text{ V}$ , u lavinových fotodiod vyrobených na bázi křemíku toto napětí nabývá hodnot nad  $300 \text{ V}$ .

Využití lavinových fotodiod je důležité pro přenos dat na velké vzdálenosti, kde dochází k velkému útlumu intenzity optického záření.<sup>4</sup>



# 5 METODY URČOVÁNÍ MÍRY FLUKTUACÍ U OPTICKÝCH SPOJŮ

Pro určování míry fluktuací přijímaného optického výkonu (optické intenzity) existuje řada metod. Jak již bylo zmíněno, lze stav atmosféry ohodnotit pomocí strukturního parametru indexu lomu  $C_n^2 [m^{-2/3}]$ . Právě na určování tohoto parametru jsou založeny některé metody, pomocí nichž lze měřením určitých veličin získat hledaný strukturní parametr indexu lomu.

## 5.1 Kolmogorova metoda

Tato metoda vychází z již zmíněného Kolmogorova zákona „dvou třetin“:

$$\left\langle [n(A,t) - n(B,t)]^2 \right\rangle_{čas} = C_n^2 \rho^{2/3} \quad (2.28)^3$$

Levá část vzorce před rovnítkem vyjadřuje strukturní funkci indexu lomu,  $n$  je index lomu v bodech  $A, B$  v prostoru v daném čase,  $\rho$  je vzdálenost bodů  $AB$  a  $C_n^2$  je hledaný parametr popisující stav atmosféry, tedy i míru fluktuací.

Tato metoda by tedy spočívala v určování indexu lomu v daných bodech  $A$  a  $B$  vzdálených od sebe o známou hodnotu  $\rho$ . Při určování indexu lomu v daném bodě vyjdeme ze vztahu 2.32 uvedeným v kapitole 2.7.4.

$$n(R) = 1 + 77,6 \cdot 10^{-6} \cdot (1 + 7,52 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2}) \cdot \left( \frac{P(R)}{T(R)} \right) \sim 1 + 79 \cdot 10^{-6} \cdot \left( \frac{P(R)}{T(R)} \right) \quad (2.32)^1$$

Z tohoto vztahu vyplývá, že při určování indexu lomu v bodě  $R$  musíme změřit tlak  $P$  v bodě  $R$ , dále teplotu  $T$  v bodě  $R$  a musíme znát vlnovou délku optické vlny  $\lambda$ . Tlak by se měřil barometrem, teplota teploměrem.

Náročnost této metody spočívá v současném měření teploty a tlaku ve dvou místech, navíc rozdíly měřených hodnot mohou být minimální, což klade velké nároky na citlivost přístrojů. Proto tato metoda nebyla využita pro měření v této práci.

## 5.2 Metoda s určováním variace optické intenzity

Pro stanovení strukturního parametru indexu lomu  $C_n^2$ , popisujícího stav atmosférického přenosového prostředí, je nutné určit relativní disperzi optické intenzity. Vychází se ze vztahu pro relativní disperzi optické intenzity (vztah 2.29).

$$\sigma_{I,rel}^2 = KC_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (2.29)^3$$

kde  $K$  je konstanta:

$$K = 1,23 \text{ (pro rovinnou vlnu),}$$

$$K = 0,50 \text{ (pro sférickou vlnu),}$$

$k$  je vlnové číslo,  $L$  je délka trasy optického svazku. Relativní disperzi optické intenzity  $\sigma_{I,rel}^2$  získáme měřením průběhu napětí na fotodetektoru a provedením matematické funkce variace z naměřených hodnot. Poté již můžeme vyjádřit ze vztahu 2.29 strukturní parametr indexu lomu  $C_n^2$  a podle tabulky 2.2 ohodnotit míru turbulence atmosféry.

### 5.3 Metody určování strukturního parametru indexu lomu pomocí poloměru koherenční plochy

Prostorová koherence nám udává korelace vlny ve dvou různých místech v prostoru. Říká, jak je vlna v prostoru koherentní. Parametrem prostorové koherence je koherenční plocha. Koherenční plocha (coherence radius) je symetrická kruhová plocha umístěná kolmo na osu optického svazku. Na této ose lze považovat vlnu za prostorově koherentní. Zjednodušeně řečeno, je koherenční plocha plochou, na které na stínítku pozorujeme interferenci. Poloměr koherenční plochy se označuje  $\rho$ . Velikost koherenční plochy, respektive poloměr koherenční plochy je možné v praxi měřit pomocí interferometru. Obecně velikost koherenční plochy klesá se zvyšující se turbulencí atmosféry. Změřením poloměru koherenční plochy klidné atmosféry (bez turbulencí) a turbulentní atmosféry můžeme ohodnotit stav atmosféry podle velikosti strukturního parametru indexu lomu  $C_n^2$ .

#### 5.3.1 Kolmogorova metoda

Vychází ze vztahu pro rovinnou vlnu

$$\rho_{pl} = (1,46C_n^2 k^2 L)^{-3/5}; l_0 \ll \rho_{pl} \ll L_0, \quad (5.1)^1$$

nebo ze vztahu pro sférickou vlnu

$$\rho_{sp} = (0,55C_n^2 k^2 L)^{-3/5}; l_0 \ll \rho_{sp} \ll L_0, \quad (5.2)^1$$

$l_0$  resp.  $L_0$  je vnitřní resp. vnější měřítko turbulence,  $\rho_{pl}$ ,  $\rho_{sp}$  jsou poloměry koherenční plochy rovinné a sférické vlny.

### 5.3.2 von Kármánova metoda

Vychází ze vztahů pro rovinnou vlnu

$$\rho_{pl} = (1,64C_n^2 k^2 L l_0^{-1/3})^{-1/2}; \rho_{pl} \ll l_0, \quad (5.3)^1$$

$$\rho_{pl} = (1,46C_n^2 k^2 L)^{-3/5}; l_0 \ll \rho_{pl} \ll L_0, \quad (5.4)^1$$

nebo ze vztahů pro sférickou vlnu

$$\rho_{sp} = (0,55C_n^2 k^2 L l_0^{-1/3})^{-1/2}; \rho_{sp} \ll l_0, \quad (5.5)^1$$

$$\rho_{sp} = (0,55C_n^2 k^2 L)^{-3/5}; l_0 \ll \rho_{sp} \ll L_0. \quad (5.6)^1$$

### 5.3.3 Modifikovaná metoda

Vychází opět ze vztahů buď pro rovinnou vlnu

$$\rho_{pl} = (1,87C_n^2 k^2 L l_0^{-1/3})^{-1/2}; \rho_{pl} \ll l_0, \quad (5.7)^1$$

$$\rho_{pl} = (1,46C_n^2 k^2 L)^{-3/5}; l_0 \ll \rho_{pl} \ll L_0, \quad (5.8)^1$$

nebo ze vztahů pro sférickou vlnu

$$\rho_{sp} = (0,62C_n^2 k^2 L l_0^{-1/3})^{-1/2}; \rho_{sp} \ll l_0, \quad (5.9)^1$$

$$\rho_{sp} = (0,55C_n^2 k^2 L)^{-3/5}; l_0 \ll \rho_{sp} \ll L_0. \quad (5.10)^1$$

# 6 METODY URČOVÁNÍ ÚTLUMU ATMOSFÉRY

## 6.1 Metoda určení koeficientu extinkce měřením viditelnosti

Tato metoda vychází ze vztahu definovaného v kapitole 2.3.2

$$\alpha(\lambda) \approx \frac{3,91}{V_M \left( \frac{555}{\lambda} \right)^q}; [km^{-1}, km, nm], \quad (2.11)^3$$

Při určování koeficientu extinkce  $\alpha$  je v tomto vztahu jedinou neznámou viditelnost  $V_M$ , kterou je možné změřit dohledoměrem. Koeficient  $q$  nabývá různých hodnot dle viditelnosti:

$$\begin{aligned} q &= 1,6 \quad (V_M > 50 \text{ km}), \\ q &= 1,3 \quad (6 \text{ km} < V_M < 50 \text{ km}), \\ q &= 0,585 V_M^{1/3} \quad (V_M < 6 \text{ km}), \\ q &= 0,16 V_M + 0,34 \quad (1 \text{ km} < V_M < 6 \text{ km}), \\ q &= V_M - 0,5 \quad (0,5 \text{ km} < V_M < 1 \text{ km}), \\ q &= 0 \quad (V_M < 0,5 \text{ km}).^7 \end{aligned}$$

## 6.2 Metoda měření útlumu optické intenzity

Útlum optické intenzity na trase optického svazku známé délky  $L_{APP}$  je možno stanovit ze vztahu 2.8

$$\alpha_{1,APP} = -\frac{1}{L_{APP}} 10 \log \frac{I_2}{I_1}, \quad (2.8)^3$$

kde za  $I_1$  dosadíme změřenou hodnotu optické intenzity na začátku trasy, tj. u vysílače, a za  $I_2$  dosadíme hodnotu optické intenzity změřené na konci trasy, tj. u přijímače. Dosazením do výše uvedeného vztahu určíme útlum atmosféry v  $dB.km^{-1}$ .

# 7 MĚŘENÍ MÍRY RUŠIVÝCH VLIVŮ POMOCÍ RŮZNÝCH METOD

## 7.1 Měření míry fluktuací optické intenzity určením variace optické intenzity

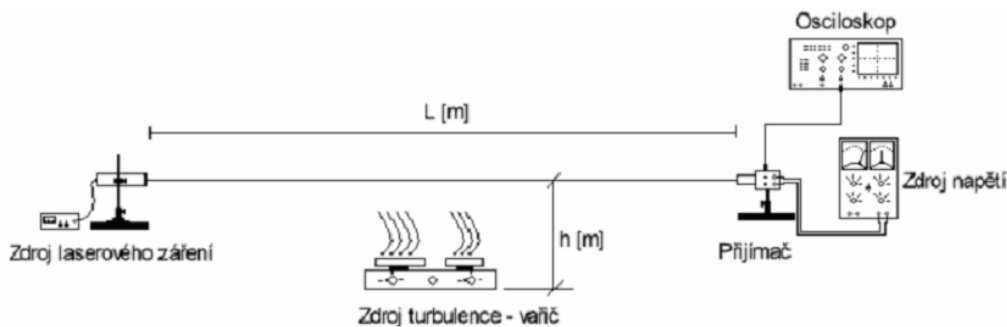
Jak již bylo naznačeno, dochází v přenosovém prostředí mezi vysílačem a přijímačem k různým rušivým vlivům, které negativně ovlivňují kvalitu přenosu. Jedním z těchto rušivých vlivů je turbulentní prostředí. Vlivem turbulence prostředí dochází k fluktuacím (kolísání) přijímaného optického výkonu.

Pro stanovení strukturního parametru indexu lomu  $C_n^2$ , popisujícího stav atmosférického přenosového prostředí, je nutné určit relativní disperzi optické intenzity. Vychází se ze vztahu pro relativní disperzi optické intenzity (vztah 5.1).

$$\sigma_{I,rel}^2 = 1,23C_n^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^{7/6} L^{11/6}, \quad (5.1)^3$$

kde  $\lambda [nm]$  je vlnová délka optického záření,  $L[km]$  je délka trasy optického svazku.

Na základě těchto předpokladů jsem navrhl metodu měření míry fluktuací optického výkonu. Na obr.7.1 je schematicky znázorněno měřicí pracoviště.



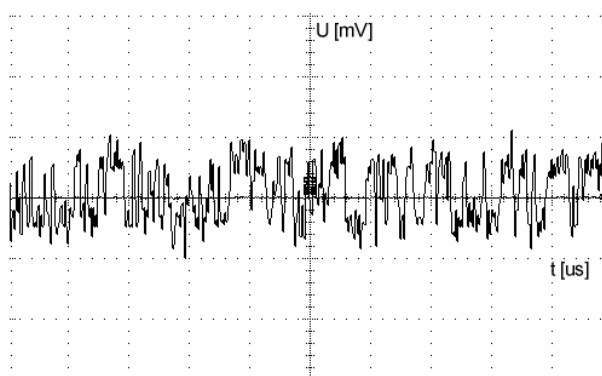
Obr.7.1: Schéma měřicího pracoviště pro měření fluktuací optického výkonu

Pracoviště se skládá ze zdroje laserového záření (v tomto případě polovodičový laser s vlnovou délkou záření  $\lambda = 635 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 670 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 808 \text{ nm}$ ), přijímače (PIN fotodioda C30807) s vlastním zdrojem napětí, osciloskopu a zdroje turbulence - vaříče. Délka optické trasy je  $1 \text{ m}$ , optický svazek je ve výšce  $0,25 \text{ m}$  nad pracovním stolem. Vaříč má celkem 7 stupňů výkonu (0-6). K lepšímu soustředění paprsku na fotodiodu byla použita spojná čočka. Dále byl použito v cestě paprsku stínítko s otvorem o průměru  $D = 0,5 \text{ mm}$  (pro  $\lambda = 635 \text{ nm}$  a  $\lambda = 670 \text{ nm}$ ) a průměru  $D = 2 \text{ mm}$  (pro  $\lambda = 808 \text{ nm}$ ). Tímto otvorem procházela vždy jen část laserového záření s určitou optickou intenzitou  $I [W \cdot m^{-2}]$  a variace optické intenzity byla měřena pro různé polohy tohoto otvoru (vzdálenosti středu otvoru od středu paprsku  $x [m]$ ).

### 7.1.1 Průběh měření

Vlastní měření spočívalo v tom, že pro daný teplotní stupeň generátoru turbulencí se na osciloskopu zobrazoval průběh napětí na přijímači záření (na fotodiodě). Osciloskop měl nastavenou střídavou vazbu. Zobrazený průběh byl uložen na disketu (viz obr. 7.2). Z těchto dat byla v programu Excel určena hodnota relativní disperze optické intenzity (matematická funkce VAR).

(příklady výpočtu viz příloha A).



Obr. 7.2 Průběh napětí na fotodiodě (střídavá složka) pořízený osciloskopem

### 7.1.2 Výsledky měření pro vlnovou délku 635 nm

Výsledky měření pro vlnovou délku  $\lambda = 635 \text{ nm}$  jsou shrnuty v následující tabulce 7.1:

Tabulka 7.1: Tabulka výsledků měření variace optické intenzity pro vlnovou délku  $\lambda = 635 \text{ nm}$

Teplotní stupeň generátoru turbulencí [-]	Variace optické intenzity $\sigma_{I,rel}^2$ [-] pro různé optické intenzity $I$ za otvorem ve stínítku		
	$I = 127,07 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$	$I = 101,98 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$	$I = 42,78 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$
0	$1,14 \cdot 10^{-7}$	$1,23 \cdot 10^{-7}$	$1,26 \cdot 10^{-7}$
1	$3,13 \cdot 10^{-7}$	$3,97 \cdot 10^{-7}$	$1,66 \cdot 10^{-7}$
2	$1,10 \cdot 10^{-6}$	$4,32 \cdot 10^{-7}$	$2,40 \cdot 10^{-7}$
3	$1,13 \cdot 10^{-6}$	$8,14 \cdot 10^{-7}$	$3,39 \cdot 10^{-7}$
4	$4,69 \cdot 10^{-6}$	$1,60 \cdot 10^{-6}$	$5,31 \cdot 10^{-7}$
5	$5,34 \cdot 10^{-6}$	$2,91 \cdot 10^{-6}$	$5,79 \cdot 10^{-7}$
6	$6,31 \cdot 10^{-6}$	$3,48 \cdot 10^{-6}$	$9,58 \cdot 10^{-7}$

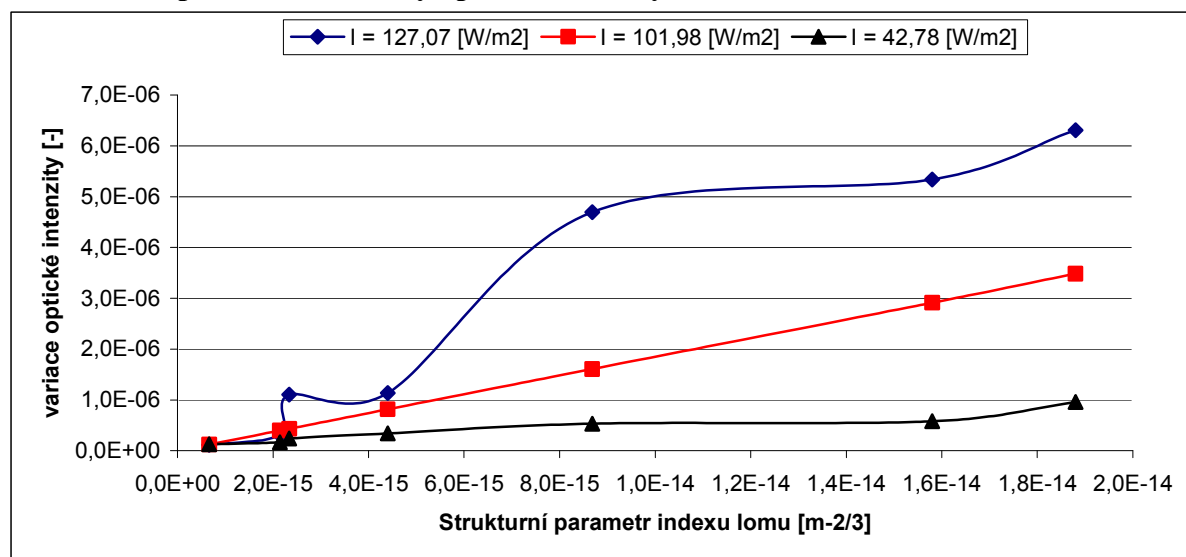
Z naměřených hodnot variace optické intenzity je možné dále určit strukturální parametr indexu lomu a ohodnotit tak míru turbulencí.

Pro následující grafická znázornění byly měřením přiřazeny teplotním stupňům generátoru turbulenci následující hodnoty strukturního parametru indexu lomu:

Tabulka 7.2: Přiřazení strukturního parametru indexu lomu jednotlivým stupňům generátoru turbulenci

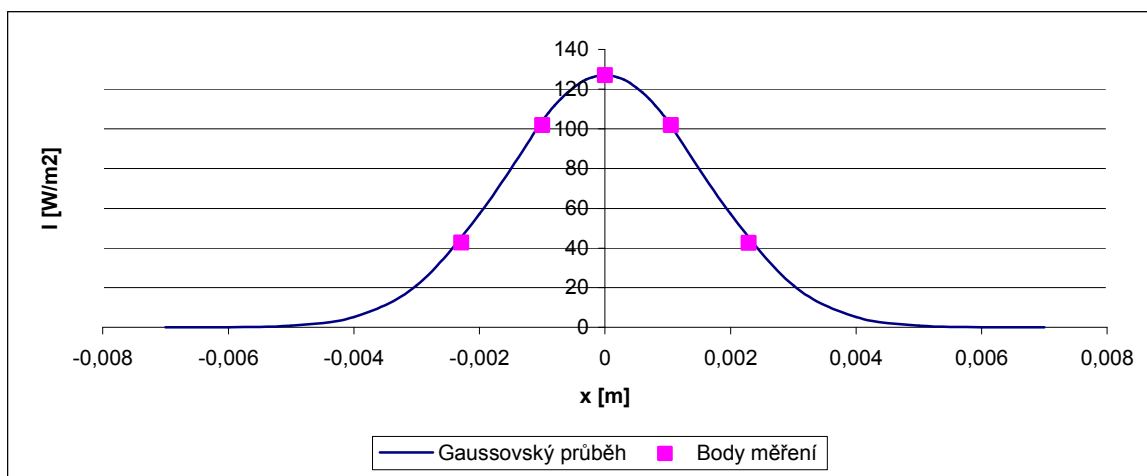
Teplotní stupeň generátoru turbulenci [-]	$C_n^2 [m^{-2/3}]$
0	$6,65 \cdot 10^{-16}$
1	$2,14 \cdot 10^{-15}$
2	$2,34 \cdot 10^{-15}$
3	$4,40 \cdot 10^{-15}$
4	$8,68 \cdot 10^{-15}$
5	$1,58 \cdot 10^{-14}$
6	$1,88 \cdot 10^{-14}$

**Grafické znázornění závislosti variace optické intenzity na strukturním parametru indexu lomu pro různé hodnoty optické intenzity  $I$ :**



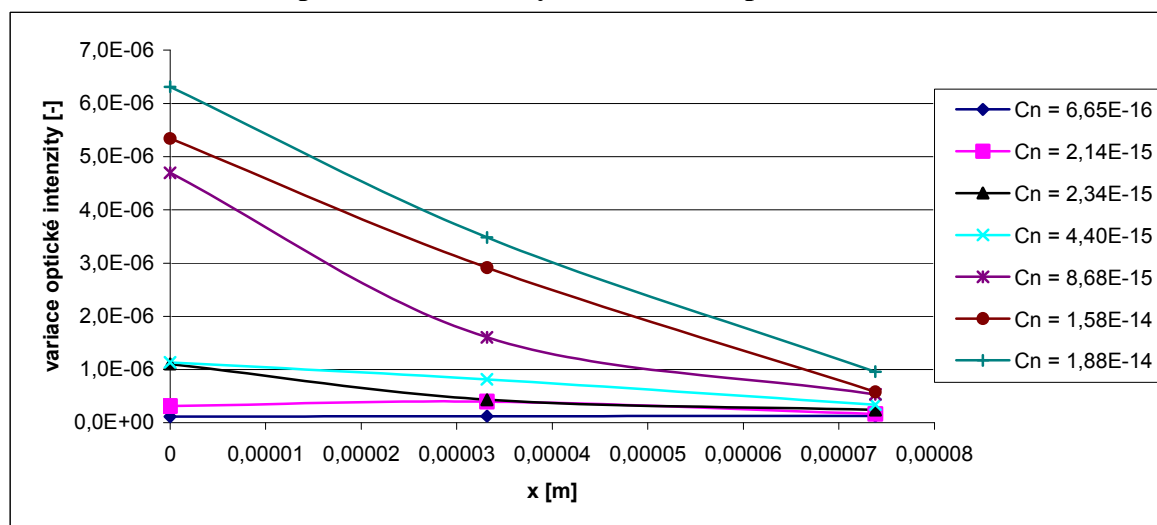
Z grafu je vidět, že se zvyšující se hodnotou strukturního parametru indexu lomu se zvyšuje i hodnota variace optické intenzity. Toto zvýšení je největší pro polohu otvoru ve stínítku uprostřed svazku ( $x = 0$  m), se vzdalováním otvoru od osy svazku je růst variace optické intenzity s rostoucím parametrem indexu lomu pozvolnější. Polohy otvoru od osy svazku jsou naznačeny na dalším grafu:

### Grafické znázornění polohy otvoru ve stínítku vůči ose svazku:



V následujícím grafu je znázorněno, jak závisí variace optické intenzity na vzdálenosti středu otvoru od středu svazku, kde parametrem křivek je hodnota strukturního parametru indexu lomu. Se zvětšující se vzdáleností  $x$  klesá hodnota variace optické intenzity téměř lineárně.

### Grafické znázornění závislosti variace optické intenzity na vzdálenosti středu otvoru od středu svazku pro různé hodnoty strukturního parametru indexu lomu:





### 7.1.3 Výsledky měření pro vlnovou délku 670 nm

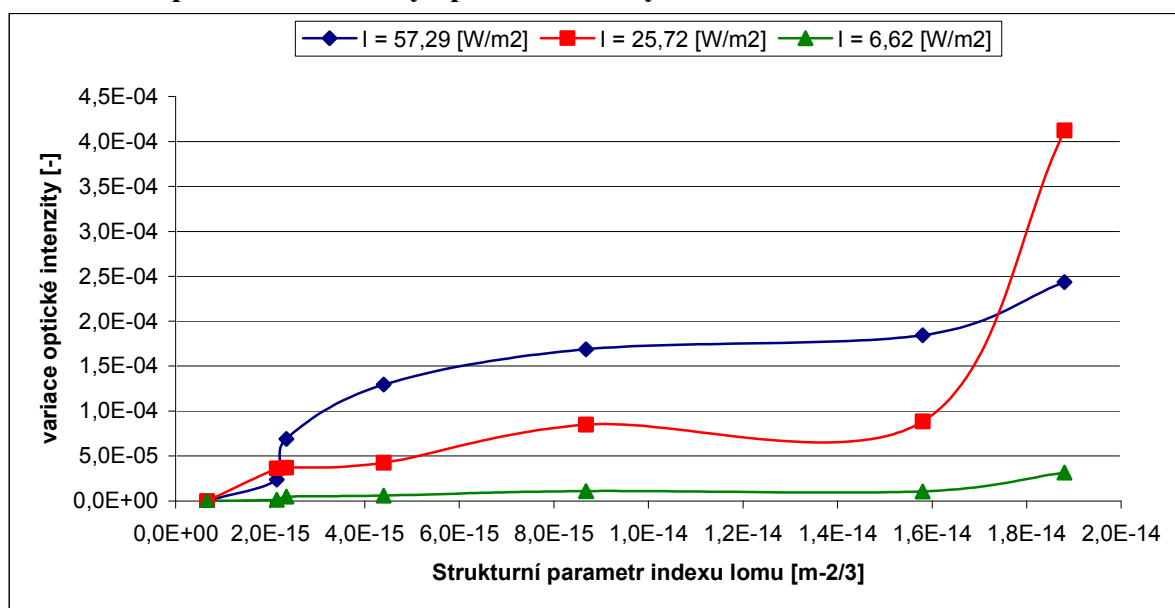
Výsledky měření pro vlnovou délku  $\lambda = 670 \text{ nm}$  jsou shrnuty v následující tabulce 7.3:

Tabulka 7.3: Tabulka výsledků měření variace optické intenzity pro vlnovou délku  $\lambda = 670 \text{ nm}$

Teplotní stupeň generátoru turbulencí [-]	Variace optické intenzity $\sigma_{I,rel}^2$ [-] pro různé optické intenzity $I$ za otvorem ve stínítku		
	$I = 57,29 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$	$I = 25,72 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$	$I = 6,62 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$
-			
0	$2,93 \cdot 10^{-8}$	$1,97 \cdot 10^{-8}$	$1,38 \cdot 10^{-8}$
1	$2,39 \cdot 10^{-5}$	$3,63 \cdot 10^{-5}$	$1,47 \cdot 10^{-6}$
2	$6,91 \cdot 10^{-5}$	$3,71 \cdot 10^{-5}$	$4,85 \cdot 10^{-6}$
3	$1,29 \cdot 10^{-4}$	$4,25 \cdot 10^{-5}$	$6,10 \cdot 10^{-6}$
4	$1,69 \cdot 10^{-4}$	$8,49 \cdot 10^{-5}$	$1,10 \cdot 10^{-5}$
5	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$8,85 \cdot 10^{-5}$	$1,01 \cdot 10^{-5}$
6	$2,44 \cdot 10^{-4}$	$4,12 \cdot 10^{-4}$	$3,14 \cdot 10^{-5}$

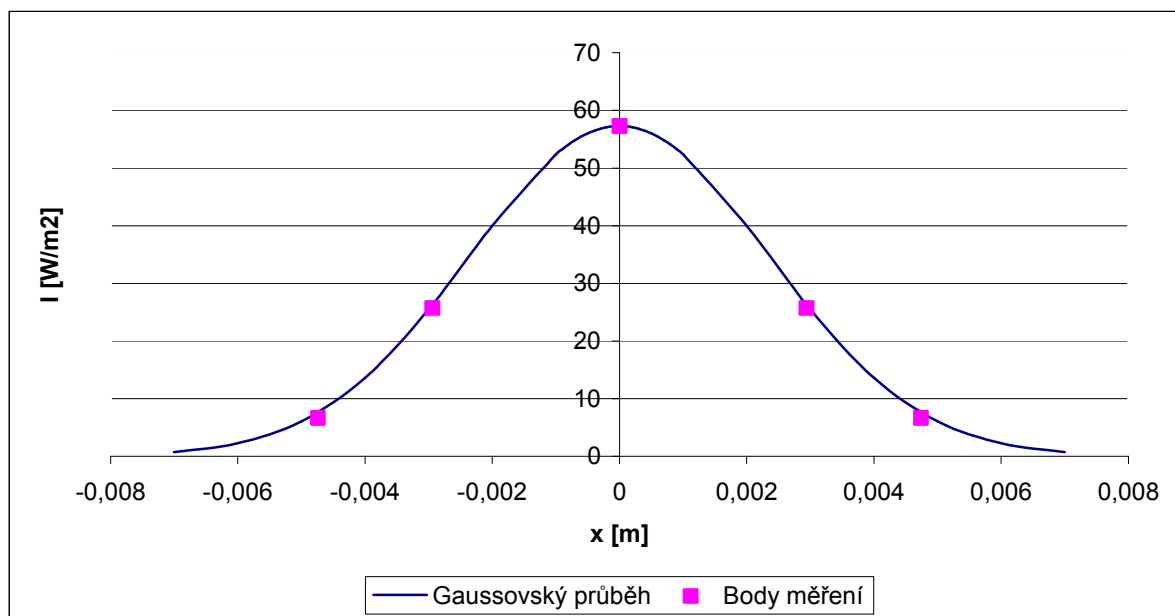
Pro následující grafická zobrazení byly opět přiřazeny hodnoty strukturního parametru indexu lomu jednotlivým teplotním stupňům generátoru turbulencí podle tabulky 7.2.

**Grafické znázornění závislosti variace optické intenzity na strukturním parametru indexu lomu pro různé hodnoty optické intenzity  $I$ :**



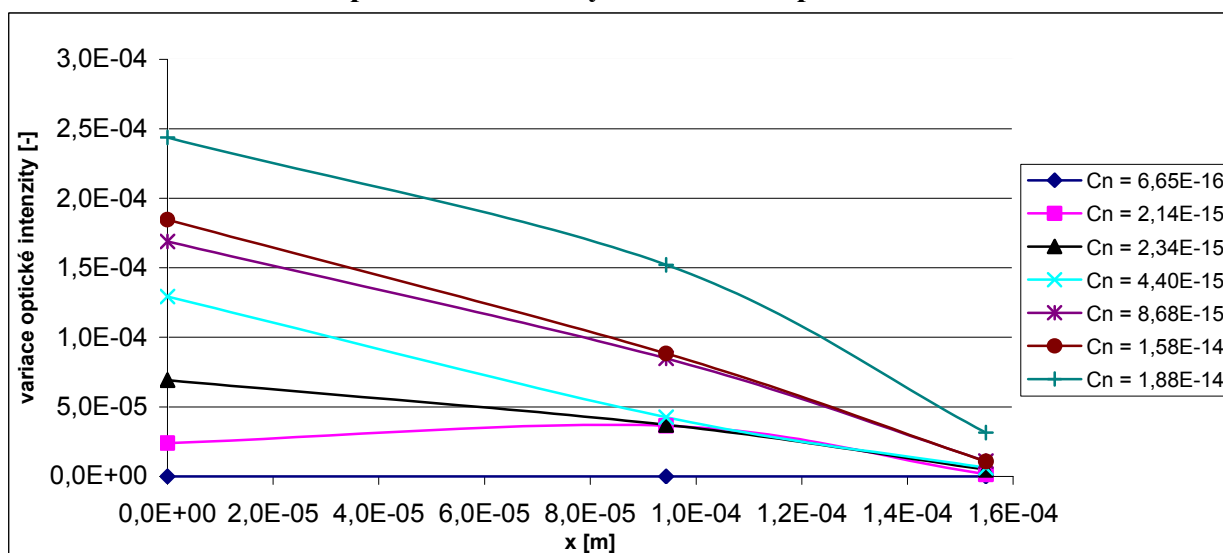
Z grafu je opět patrný růst variace optické intenzity s rostoucím parametrem indexu lomu. Trochu mimo očekávání je poslední hodnota variace optické intenzity pro červený průběh ( $I = 25,72 \text{ W.m}^{-2}$ ), avšak může se případně jednat o chybu měření. Polohy otvoru ve stínítku vzhledem k ose svazku naznačuje následující graf:

### Grafické znázornění polohy otvoru ve stínítku vůči ose svazku:



Na závěr je vhodné zobrazit závislost variace optické intenzity na vzdálenosti středu otvoru ve stínítku od osy svazku. Pro zvětšující se vzdálenost  $x$  klesá hodnota variace optické intenzity opět téměř lineárně pro různé hodnoty strukturálního parametru indexu lomu, pro hodnotu tohoto parametru  $6,65 \cdot 10^{-16}$  se variace optické intenzity blíží k nule a je konstantní, viz graf:

### Grafické znázornění závislosti variace optické intenzity na vzdálenosti středu otvoru ve stínítku od středu svazku pro různé hodnoty strukturálního parametru indexu lomu:



## 7.1.4 Výsledky měření pro vlnovou délku 808 nm

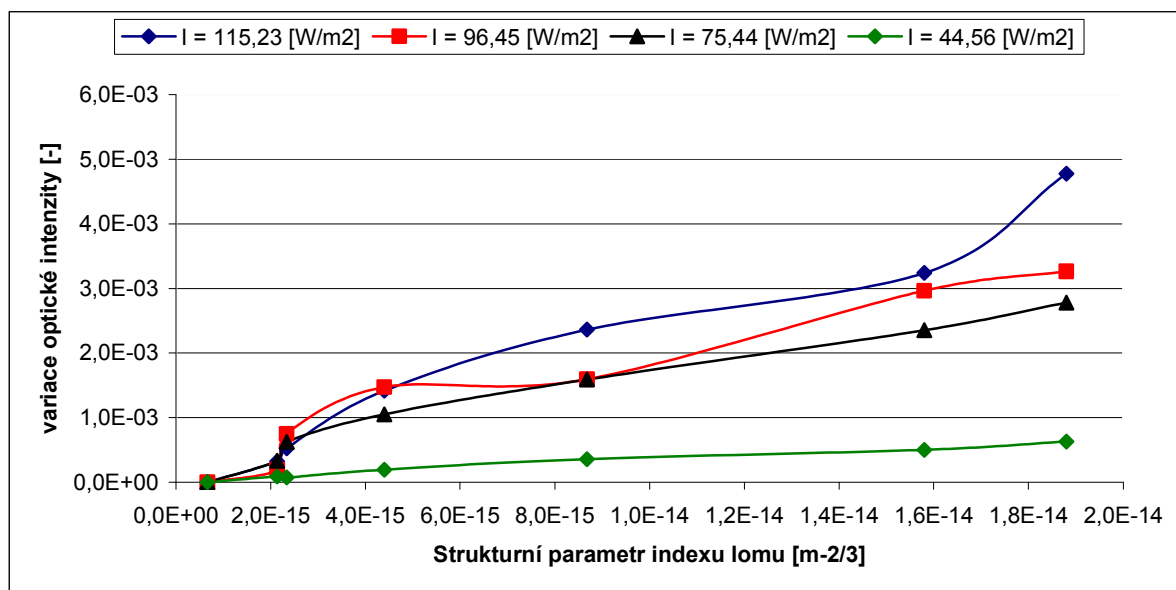
Výsledky měření pro vlnovou délku  $\lambda = 808 \text{ nm}$  jsou shrnuty v následující tabulce 7.4:

Tabulka 7.4: Tabulka výsledků měření variace optické intenzity pro vlnovou délku  $\lambda = 808 \text{ nm}$

Teplotní stupeň generátoru turbulencí [-]	Variace optické intenzity $\sigma_{I,rel}^2$ [-] pro různé optické intenzity $I$ za otvorem ve stínítku			
	$I = 115,23 [\text{W.m}^{-2}]$	$I = 96,45 [\text{W.m}^{-2}]$	$I = 75,44 [\text{W.m}^{-2}]$	$I = 44,56 [\text{W.m}^{-2}]$
-				
0	$2,34 \cdot 10^{-7}$	$2,04 \cdot 10^{-7}$	$3,64 \cdot 10^{-7}$	$5,09 \cdot 10^{-8}$
1	$3,24 \cdot 10^{-4}$	$1,95 \cdot 10^{-4}$	$3,34 \cdot 10^{-4}$	$9,28 \cdot 10^{-5}$
2	$5,24 \cdot 10^{-4}$	$7,51 \cdot 10^{-4}$	$6,24 \cdot 10^{-4}$	$7,56 \cdot 10^{-5}$
3	$1,41 \cdot 10^{-3}$	$1,47 \cdot 10^{-3}$	$1,05 \cdot 10^{-3}$	$1,95 \cdot 10^{-4}$
4	$2,36 \cdot 10^{-3}$	$1,59 \cdot 10^{-3}$	$1,59 \cdot 10^{-3}$	$3,60 \cdot 10^{-4}$
5	$3,24 \cdot 10^{-3}$	$2,97 \cdot 10^{-3}$	$2,35 \cdot 10^{-3}$	$5,03 \cdot 10^{-4}$
6	$4,77 \cdot 10^{-3}$	$3,27 \cdot 10^{-3}$	$2,78 \cdot 10^{-3}$	$6,33 \cdot 10^{-4}$

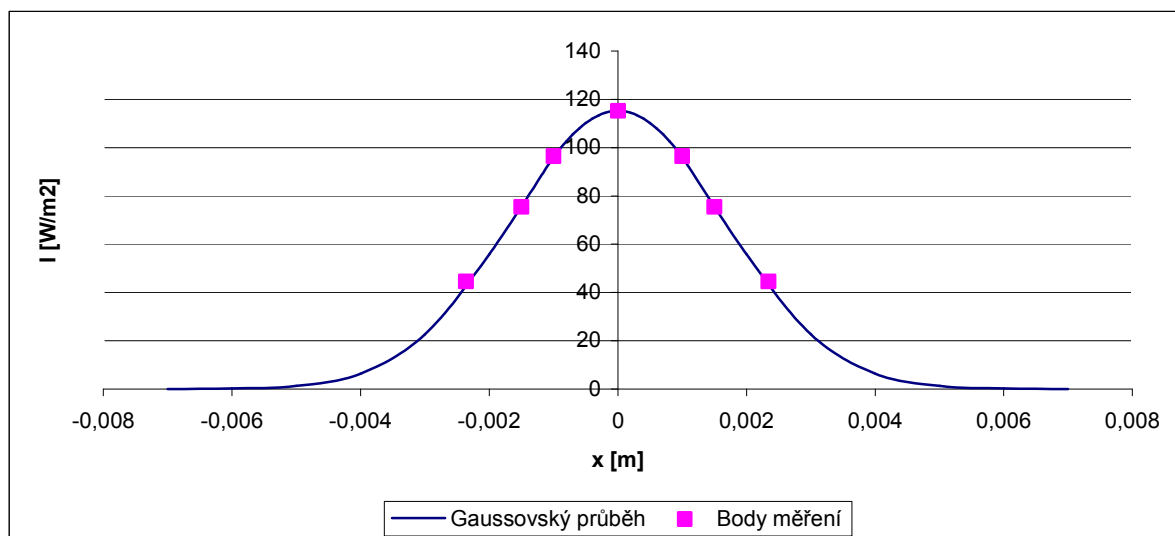
Strukturní parametr indexu lomu přiřazen jednotlivým teplotním stupňům generátoru turbulencí podle tabulky 7.2.

**Grafické znázornění závislosti variace optické intenzity na strukturním parametru indexu lomu pro různé hodnoty optické intenzity  $I$ :**

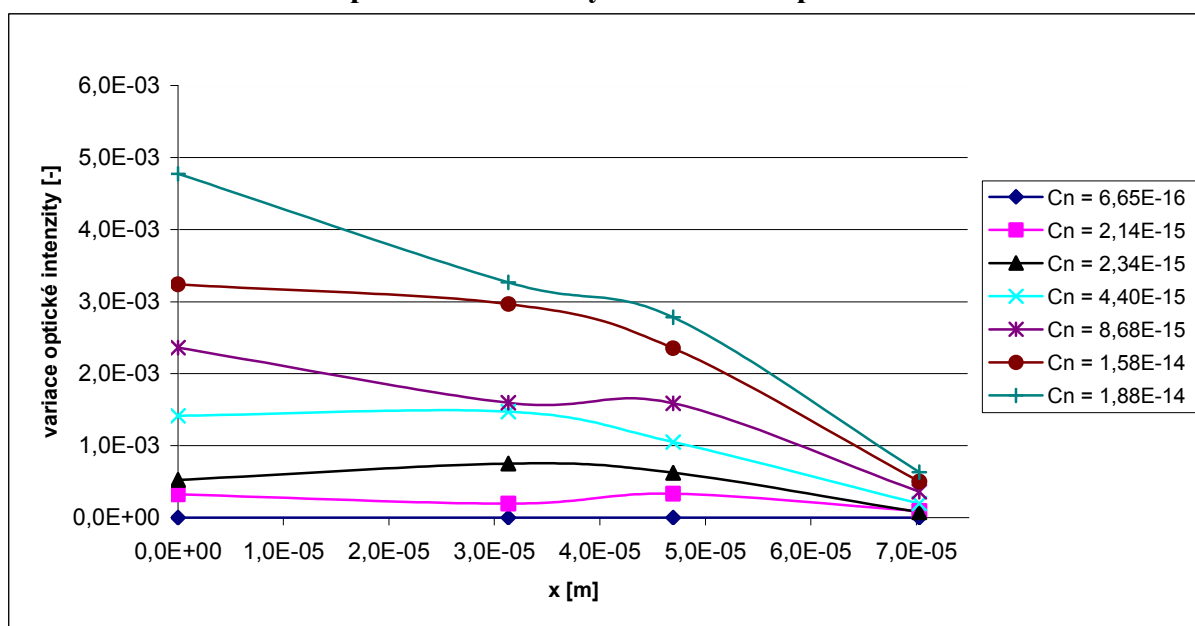


V grafu je opět vidět, že při zvyšujícím se strukturním parametru indexu lomu roste i variace optické intenzity. Rozdíl oproti stejným grafům pro vlnové délky 635 nm a 670 nm je ten, že pro vlnovou délku 808 nm má variace optické intenzity rozměr řádu  $10^{-3}$ , pro vlnovou délku 635 nm má rozměr řádu  $10^{-6}$  a pro vlnovou délku 670 nm má rozměr řádu  $10^{-4}$ . Hlavní důvod a rozdíl je v průměru  $D = 2 \text{ mm}$  otvoru ve stínítku použité pro vlnovou délku 808 nm oproti průměru otvoru  $D = 0,5 \text{ mm}$  použité pro vlnové délky 635 nm a 670 nm. Důvodem pro použití otvoru s větším průměrem bylo to, že při použití otvoru s menším průměrem nebylo možné za tímto otvorem detekovat jakoukoli optickou intenzitu. Poloha otvoru ve stínítku vůči ose svazku je znázorněna v grafu:

### Grafické znázornění polohy otvoru ve stínítku vůči ose svazku:



### Grafické znázornění závislosti variace optické intenzity na vzdálenosti středu otvoru ve stínítku od středu svazku pro různé hodnoty strukturního parametru indexu lomu:



Pro zvětšující se vzdálenost  $x$  hodnota variace optické intenzity klesá a přibližuje se k nule. Při vzdálenosti  $x = 0$  dosahuje variace optické intenzity svého maxima pro všechny jednotlivé hodnoty strukturního parametru indexu lomu.

## 7.1.5 Zhodnocení měření míry fluktuací u všech použitých vlnových délek

Jelikož pro měření míry fluktuací pro vlnovou délku  $808\text{ nm}$  byla plocha otvoru ve stínítku mnohonásobně větší (asi  $16x$ ), nebylo by vhodné srovnávat naměřené hodnoty s naměřenými hodnotami pro vlnové délky  $635\text{ nm}$  a  $670\text{ nm}$ .

Pro stejné hodnoty strukturního parametru indexu lomu byla naměřená hodnota variace optické intenzity pro vlnovou délku  $635\text{ nm}$  nižší (v řádech  $10^{-6}$ ) oproti naměřeným hodnotám variace optické hodnoty pro vlnovou délku  $670\text{ nm}$  (v řádech  $10^{-4}$ ). Totéž platí pro měření variace optické intenzity v ose svazku i mimo ni. Z tohoto pohledu se tedy jeví použití vlnové délky  $635\text{ nm}$  za stejných podmínek výhodnější oproti vlnové délce  $670\text{ nm}$ .

Pro vlnovou délku  $808\text{ nm}$  vyšly hodnoty variace optické intenzity nejvyšší (v řádu  $10^{-3}$ ), ale jak již bylo zmíněno, nelze výsledky srovnávat s předchozími z důvodu různých podmínek měření. Z tohoto důvodu se neodvážím tvrdit, zda by za stejných podmínek bylo použití této vlnové délky výhodnější či nikoliv, oproti vlnové délce  $635\text{ nm}$ .

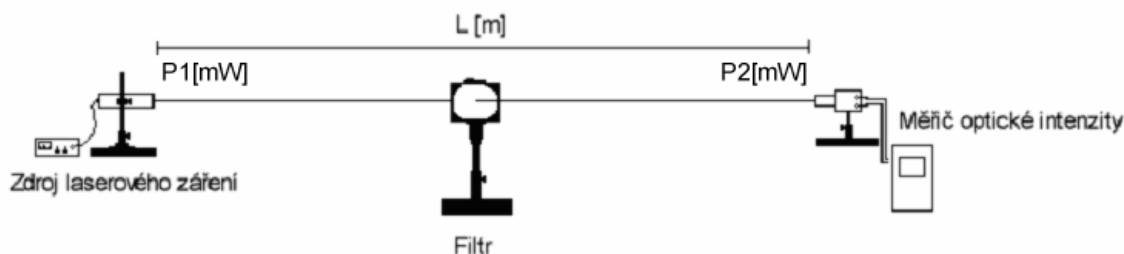
## 7.2 Měření útlumu atmosféry

Dalším negativním faktorem ovlivňujícím optický svazek je útlum atmosféry. Největší útlum způsobují mlha a déšť.

### 7.2.1 Metoda měření útlumu pomocí filtrů

Na obr.7.3 je opět schematicky znázorněno měřicí pracoviště.

Zdroje laserového záření jsou shodné z předchozího měření fluktuací ( $\lambda = 635\text{ nm}$ ,  $\lambda = 670\text{ nm}$ ,  $\lambda = 808\text{ nm}$ ), místo detektoru záření je nyní použit měřič optické intenzity. Do cesty optického svazku jsou vkládány filtry s různým útlumem - tím je nahrazen vliv útlumu atmosféry. Délka trasy svazku byla opět  $1\text{ m}$ .



Obr.7.3 Schéma měřicího pracoviště pro měření útlumů filtrů

Měření je založeno na měření optického výkonu před filtrem a za ním. Z těchto hodnot jsou poté určeny útlumy jednotlivých filtrů na základě vztahu

$$\alpha_{\text{filtru}} = \left| 10 \log \left( \frac{P_2}{P_1} \right) \right|, \quad (5.2)^3$$

kde útlum filtru  $\alpha_{\text{filtru}}$  má rozměr  $[dB]$ , (příklad výpočtu viz příloha B).

## Výsledky měření

V následující tabulce (tab.7.5) jsou uvedeny výsledky měření útlumu daných filtrů.

Tabulka 7.5: Výsledky měření útlumu filtrů

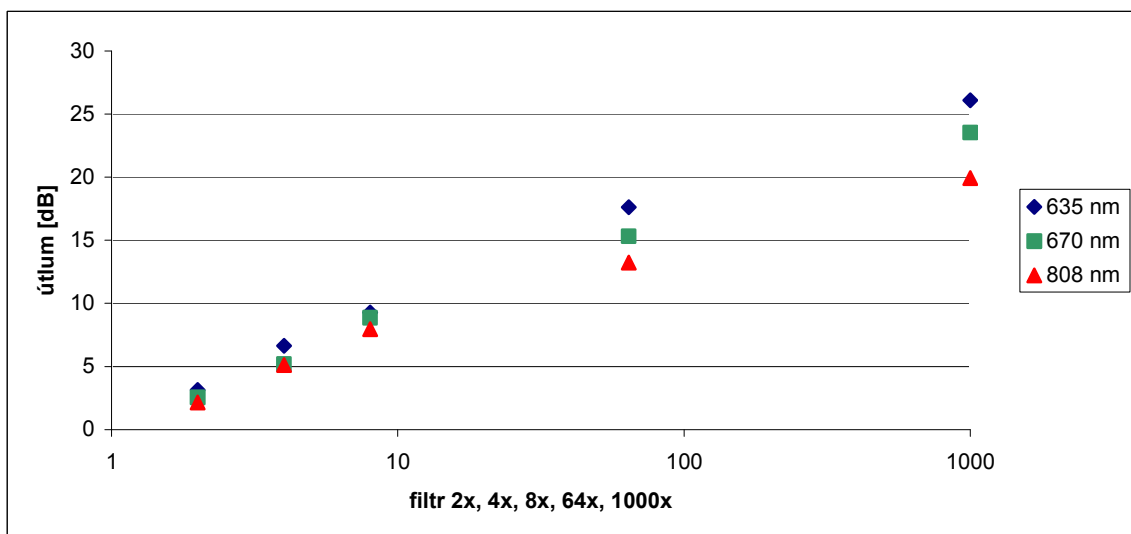
Typ filtru	$\alpha_{\text{filtru}} [dB]$	$\alpha_{\text{filtru}} [dB]$	$\alpha_{\text{filtru}} [dB]$
-	$\lambda = 635 \text{ nm}$	$\lambda = 670 \text{ nm}$	$\lambda = 808 \text{ nm}$
B+W 46 102 ND 0,6-2BL 2x	3,15	2,55	2,15
B+W 46 102 ND 0,6-2BL 4x	6,64	5,19	5,12
B+W 46 103 ND 0,9-3 BL 8x	9,27	8,86	7,96
B+W 46 106 ND 1,8-6BL 64x	17,63	15,32	13,22
B+W 46 110 ND 3,0-10BL 1000x	26,09	23,55	19,93

## Zhodnocení výsledků

Srovnáním naměřených hodnot s teoretickými hodnotami útlumu daných filtrů na jednotlivých vlnových délkách bylo zjištěno, že rozdíl mezi těmito hodnotami je minimální. U filtrů s nízkým útlumem je rozdíl mezi naměřenými hodnotami a hodnotami teoretickými v řádech setin  $dB$ . U filtrů s vyšším útlumem je tento rozdíl několik  $dB$ .

Důležitým poznatkem je, že se zvětšující se vlnovou délkou laserového záření útlumy filtrů klesají, tzn. na větších vlnových délkách mají vyšší propustnost. V následujícím grafu je jsou zachyceny útlumy jednotlivých filtrů pro dané vlnové délky.

Graf závislosti útlumu filtrů na použité vlnové délce



## 7.2.2 Měření útlumu prašného prostředí

Při měření útlumu prašného prostředí se útlum určil rozdílem mezi výkonem čistého prostředí a prašného prostředí. Jelikož se jednalo o proměnné hodnoty, jsou uvedeny pouze průměrné hodnoty. V následující tabulce jsou uvedeny průměrné hodnoty útlumu pro měřené vlnové délky.

Tabulka 7.6: Útlum prašného prostředí

$\lambda$ [nm]	$\alpha$ [dB.km <sup>-1</sup> ]
635	3,375
670	1,815
808	2,055

## 7.2.3 Měření útlumu skla

Měření útlumu skla bylo obdobné měření útlumu filtrů, filtry byly nahrazeny tabulkou skla tloušťky 5 mm. Hodnoty útlumu byly měřeny pro čisté a špinavé sklo - viz tabulka 7.7.

Tabulka 7.7: Útlum skla

$\lambda$ [nm]	Prostředí	$\alpha$ [dB]
635	čisté sklo	0,33
	špinavé sklo	0,62
670	čisté sklo	0,45
	špinavé sklo	0,53
808	čisté sklo	0,57
	špinavé sklo	0,87

Z určených hodnot útlumu je vidět nárůst útlumu při znečištění skla, dále je vidět, že nejnižší útlum byl změřen pro vlnovou délku 635 nm.

## 7.2.4 Měření útlumu mlhy

Při měření útlumu mlhy byly naměřeny tyto hodnoty, viz tabulka 7.8.

Tabulka 7.8: Útlum mlhy

$\lambda$ [nm]	$\alpha$ [dB.km <sup>-1</sup> ]
635	2,36
670	1,98
808	0,49

Nejnižšího útlumu bylo dosaženo na vlnové délce 808 nm.

## 7.3 Měření šumů

Jak již bylo zmíněno, při detekci fotonů se uplatňuje několik zdrojů šumů. Jedním z nich je výstřelový šum, který zahrnuje:

- fotonový šum signálu (viz vzorec 2.17),
- fotonový šum pozadí (viz vzorec 2.18),
- šum proudu za tmy (viz vzorec 2.18).

Dále se může projevit obvodový (tepelný) šum (viz vzorec 2.20).

### 7.3.1 Průběh měření

Určení šumů spočívá ve změření výkonů šumů pozadí při různých podmínkách. Naměřené hodnoty viz tabulka 7.9.

Tabulka 7.9: Tabulka naměřených hodnot výkonů šumů

-	$P_B$
Výkon šumu pozadí - mimo budovu, slunečno	4,42 mW
Výkon šumu pozadí - laboratoř, osvětlení zářivkou	53,70 $\mu$ W
Výkon šumu pozadí - laboratoř, tma	3,62 nW

Po zjištění některých údajů z datasheetu použité fotodiody (C30807) a dosazení do výše uvedených vzorců (2.17), (2.18), (2.19), (2.20), jsem určil hodnoty jednotlivých šumů (příklady výpočtů viz příloha C). Výsledky viz tabulka 7.10.

Tabulka 7.10: Tabulka s výsledky určovaných šumů

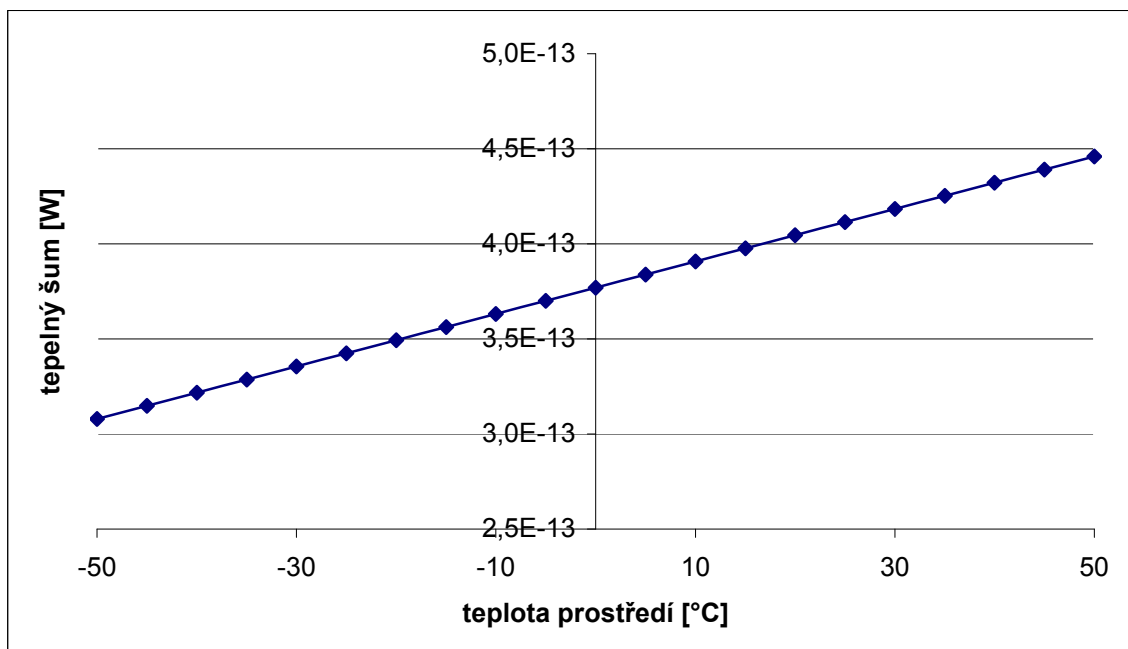
Typ šumu	Místo	Výkon šumu [W]
fotonový šum signálu	-laboratoř, $\lambda = 635 \text{ nm}$	$5,33 \cdot 10^{-12}$
fotonový šum signálu	-laboratoř, $\lambda = 670 \text{ nm}$	$4,15 \cdot 10^{-12}$
fotonový šum signálu	-laboratoř, $\lambda = 808 \text{ nm}$	$7,54 \cdot 10^{-12}$
fotonový šum pozadí	-mimo budovu, slunečno, $\lambda = 635 \text{ nm}$	$1,54 \cdot 10^{-11}$
	-mimo budovu, slunečno, $\lambda = 670 \text{ nm}$	$1,63 \cdot 10^{-11}$
	-mimo budovu, slunečno, $\lambda = 808 \text{ nm}$	$1,95 \cdot 10^{-11}$
	-laboratoř, osvětlení zářivkou, $\lambda = 635 \text{ nm}$	$1,86 \cdot 10^{-13}$
	-laboratoř, osvětlení zářivkou, $\lambda = 670 \text{ nm}$	$1,97 \cdot 10^{-13}$
	-laboratoř, osvětlení zářivkou, $\lambda = 808 \text{ nm}$	$2,38 \cdot 10^{-13}$
	-laboratoř, tma, $\lambda = 635 \text{ nm}$	$1,26 \cdot 10^{-17}$
	-laboratoř, tma, $\lambda = 670 \text{ nm}$	$1,33 \cdot 10^{-17}$
	-laboratoř, tma, $\lambda = 808 \text{ nm}$	$1,60 \cdot 10^{-17}$
šum proudu za tmy	-laboratoř	$1,60 \cdot 10^{-17}$
tepelný šum	-laboratoř (25°C)	$4,11 \cdot 10^{-13}$
tepelný šum	-venku (30°C)	$4,04 \cdot 10^{-13}$



Z výsledných hodnot šumů lze konstatovat, že fotonový šum pozadí v zatemněné laboratoři i šum proudu za tmy dosahují zanedbatelně malých hodnot. Tepelný šum je také nízký, je možné ho snížit chlazením obvodu fotodetektoru. Fotonový šum pozadí (hlavně mimo budovu za slunečního počasí) dosahuje nejvyšších hodnot ze všech typů šumů.

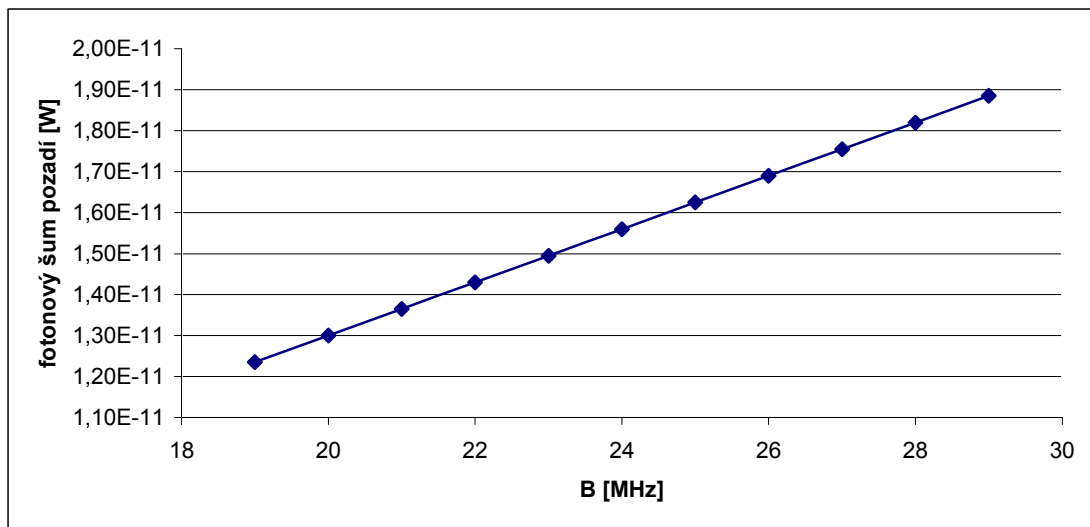
Pro příklad možnosti snížení tepelného šumu chlazením je na následujícím grafu uvedena závislost velikosti tepelného šumu na teplotě okolního prostředí. Jak je z něj patrné, klesá hodnota šumu lineárně s klesající teplotou okolí. Tepelný šum by byl nulový při teplotě  $0 \text{ °K}$ , tj. při teplotě  $-273,15 \text{ °C}$ , ovšem této teploty není možné dosáhnout, lze se k ní pouze přiblížit. Navíc velikost tepelného šumu v běžných teplotních podmínkách je relativně nízká.

**Graf závislosti velikosti tepelného šumu na teplotě okolního prostředí**



Jak již bylo zmíněno, nejvyšších hodnot dosáhl fotonový šum pozadí, hlavně mimo budovu za slunečního počasí. Pro snížení fotonového šumu pozadí můžeme například použít fotodiody s různou šířkou pásma, pro názornost je na grafu zobrazena závislost velikosti fotonového šumu pozadí na šířce pásma použité fotodiody:

**Graf závislosti velikosti fotonového šumu pozadí na šířce pásma použité fotodiody**



Velikost fotonového šumu pozadí je možné snížit použitím fotodiody s menší šířkou pásma, ovšem jen v určitých mezích. Volba parametrů fotodiody je vždy kompromisem mezi dostupnými parametry fotodiody, cenou a požadovanými nároky na optický spoj.

## 8 ZÁVĚR

Cílem bylo seznámit se s rušivými vlivy působícími na optický spoj pracující v atmosféře a s těmito znalostmi navrhnout metodu pro měření míry těchto rušivých vlivů.

Pro měření míry fluktuací bylo zmíněno několik metod, ale k vlastnímu měření byla použita jen metoda měření variace optické intenzity. Důvodem byla relativní jednoduchost oproti dalším metodám, založeným např. na měření poloměru koherenční plochy či nedostupnost některých přístrojů, např. při určování indexu lomu ve dvou bodech prostoru pomocí měření teploty a tlaku.

Výsledky měření míry fluktuací výše uvedenou metodou (viz kapitola 7) naznačují, že tato metoda je použitelná v praxi. Přesnějších výsledků by bylo možné dosáhnout změřením více hodnot variace optické intenzity vždy pro daný teplotní stupeň generátoru turbulencí a jejich zprůměrováním. Při měření v této práci byly vždy pro daný teplotní stupeň generátoru změřeny pouze tři hodnoty variace optické intenzity z důvodů časové náročnosti.

Výsledky měření všech tří vlnových délek nelze jednoduše porovnat, protože pro vlnovou délku  $808\text{ nm}$  byl použitý otvor ve stínítku několikrát větší než pro zbylé dvě vlnové délky z důvodu již zmíněného v kapitole 7.1.4. Srovnáním výsledků měření pro vlnovou délku  $635\text{ nm}$  a  $670\text{ nm}$  zjistíme, že při stejné hodnotě strukturního parametru indexu lomu dosahuje variace optické intenzity pro vlnovou délku  $635\text{ nm}$  nižších hodnot (v řádu  $10^{-6}$ ) oproti hodnotám variace optické intenzity pro vlnovou délku  $670\text{ nm}$  (v řádu  $10^{-4}$ ). Z tohoto pohledu se jeví použití vlnové délky  $635\text{ nm}$  za stejných podmínek výhodnější.

Při měření útlumů byly nejprve změřeny útlumy optických filtrů. Měřením útlumu těchto filtrů na jednotlivých vlnových délkách bylo zjištěno, že při větších vlnových délkách použitého laserového záření dosahují hodnoty útlumu nižších hodnot. V prostředí s konstantním útlumem by tedy bylo nejvýhodnější použití laserového záření s vlnovou délkou  $808\text{ nm}$  (tj. největší vlnovou délku ze všech měřených v této práci).

Dále byl změřen útlum prашného prostředí. Nejmenší útlum byl naměřen na vlnové délce  $670\text{ nm}$ , dále následovalo  $808\text{ nm}$  a největší útlum byl naměřen na  $635\text{ nm}$ . Jelikož se jednalo o proměnné hodnoty, je nutno měření považovat pouze jako informativní.

Změřen byl také útlum skla tloušťky  $5\text{ mm}$ , a to jak čistého, tak i zaprášeného. Útlum zaprášeného skla byl vždy o několik desetin  $\text{dB}$  vyšší. Nejnižší útlum skla byl naměřen při použití záření vlnové délky  $635\text{ nm}$ , naopak nejvyšší na vlnové délce  $808\text{ nm}$ . S těmito útlumy je nutno počítat při návrhu průzorů optických hlavic.

Na závěr byl proměřen útlum atmosféry za slabé mlhy. Nejnižší útlum (asi  $0,5\text{ dB}\cdot\text{km}^{-1}$ ) byl naměřen pro vlnovou délku  $808\text{ nm}$ , naopak nejvyšší útlum pro vlnovou délku  $635\text{ nm}$  (asi  $2,36\text{ dB}\cdot\text{km}^{-1}$ ).

Třetí částí měření bylo určit velikosti šumů vyskytujících se při provozování optických spojů. Určování velikostí jednotlivých šumů je založeno na matematických definicích jednotlivých šumů. Změřením výkonů signálů a výkonu pozadí za různých podmínek a následným vyčíslením hodnot šumů bylo zjištěno, že nejnižších hodnot dosahují fotonový šum pozadí v zatměné laboratoři a šum proudu za tmy. Hodnoty těchto šumů jsou zanedbatelné. O něco vyšších hodnot dosáhl tepelný šum. Ten lze snadno snížit chlazením obvodu fotodetektoru.

Naopak úplně nejvyšších hodnot dosáhl fotonový šum pozadí mimo budovu za slunečního počasí (v řádu  $10^{-11}\text{ W}$ ). Možnosti snížení velikosti tohoto šumu spočívají

v použití fotodiod s různými parametry, ovšem vždy se bude jednat o kompromisní řešení. Cílem optimalizace bude dosažení nejlepšího poměru signál-šum.

## Seznam literatury

- [1] ANDREWS, Larry C.; PHILLIPS, Donald L. Laser Beam Propagation Through Random Media. SPIE, 1998. ISBN0-8194-2787-X
- [2] SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C. Základy fotoniky. Praha : Matfyzpress, 1991
- [3] WILFERT, Otakar. Optoelektronika. Brno : Skriptum VUT FEKT, 2002
- [4] DOLEČEK, Jaroslav. Moderní učebnice optoelektroniky: 3. Optoelektronika a optoelektronické prvky. Praha : Nakladatelství BEN - technická literatura, 2007. 160 s. ISBN 978-80-7300-184-1
- [5] WILFERT, Otakar. Fotonika a optické komunikace. Brno. Dostupný z WWW: [https://krel.feec.vutbr.cz/VYUKA/M\\_EST/MFOK/Prednasky/MFOK4\\_prvky\\_b.pdf](https://krel.feec.vutbr.cz/VYUKA/M_EST/MFOK/Prednasky/MFOK4_prvky_b.pdf)
- [6] HOVOŘÁK, Pavel. Modelování turbulentní atmosféry a snižování fluktuací přijímaného signálu vícesvazkovým provozem. 2002. Dostupný z WWW: <http://www.elektrorevue.cz/clanky/02067/index.html>
- [7] KIM, I. Isaac; McArthur, Bruce; Korevaar, Eric. Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1550 nm in fog and haze for optical wireless communications. Dostupný z WWW: <http://www.opticalaccess.com>

# Příloha A

## Měření fluktuací

Příklad přiřazení strukturního parametru indexu lomu  $C_n^2$  z naměřené hodnoty variace optické intenzity  $\sigma_{I,rel}^2$  teplotnímu stupni generátoru turbulencí:

Tabulka naměřených a vypočtených hodnot pro přiřazení  $C_n^2$  teplotním stupňům generátoru turbulencí

$$\lambda = 635 \text{ nm}$$

Teplotní stupeň generátoru turbulencí [-]	$\sigma_{I,rel}^2$	$C_n^2 [m^{-2/3}]$
0	$1,23 \cdot 10^{-7}$	$6,65 \cdot 10^{-16}$
1	$3,97 \cdot 10^{-7}$	$2,14 \cdot 10^{-15}$
2	$4,32 \cdot 10^{-7}$	$2,34 \cdot 10^{-15}$
3	$8,14 \cdot 10^{-7}$	$4,40 \cdot 10^{-15}$
4	$1,60 \cdot 10^{-6}$	$8,68 \cdot 10^{-15}$
5	$2,91 \cdot 10^{-6}$	$1,58 \cdot 10^{-14}$
6	$3,48 \cdot 10^{-6}$	$1,88 \cdot 10^{-14}$

Příklad výpočtu pro teplotní stupeň generátoru turbulencí 0:

$$\sigma_{I,rel}^2 = 1,23 C_n^2 \frac{2\pi}{\lambda} \frac{L^{11}}{6^7}$$

$$1,23 \cdot 10^{-7} = 1,23 \cdot C_n^2 \cdot (2 \cdot \pi / 635 \cdot 10^{-9})^{7/6} \cdot 1^{11/6} \Rightarrow C_n^2 = 6,65 \cdot 10^{-16} [m^{-2/3}]$$

## Příloha B

### Měření útlumů

Tabulka naměřených hodnot při měření útlumu filtrů

Typ filtru	$\lambda = 635 \text{ nm}$		$\lambda = 670 \text{ nm}$		$\lambda = 808 \text{ nm}$	
	$P_1 [mW]$	$P_2 [mW]$	$P_1 [mW]$	$P_2 [mW]$	$P_1 [mW]$	$P_2 [mW]$
-						
B+W 46 102 ND 0,6-2BL 2x	1,540	0,746	1,240	0,689	1,770	1,080
B+W 46 102 ND 0,6-2BL 4x	1,540	0,334	1,240	0,375	1,770	0,544
B+W 46 103 ND 0,9-3 BL 8x	1,540	0,182	1,240	0,161	1,770	0,283
B+W 46 106 ND 1,8-6BL 64x	1,540	$26,6 \cdot 10^{-3}$	1,240	$36,4 \cdot 10^{-3}$	1,770	$84,3 \cdot 10^{-3}$
B+W 46 110 ND 3,0-10B 1000x	1,540	$3,79 \cdot 10^{-3}$	1,240	$5,47 \cdot 10^{-3}$	1,770	$18,0 \cdot 10^{-3}$

Příklad výpočtu  $\alpha_{\text{filtru}}$  pro filtr B+W 46 102 ND 0,6-2BL 2x,  $\lambda = 635 \text{ nm}$ :

$$\alpha_{\text{filtru}} = 10 \log \frac{P_2}{P_1} = 10 \log \frac{0,746}{1,540} = 3,15 \text{ dB}$$

## Příloha C

### Měření šumů

$$B_m = 25 \text{ [MHz]}; \eta = 0,85; G_{FD} = 1; R = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}; \lambda = 670 \cdot 10^{-9} \text{ [m]}, P_S = 1,13 \cdot 10^{-3} \text{ [W]}, \\ P_B = 4,42 \cdot 10^{-3} \text{ [W]}$$

### Příklad výpočtu fotonového šumu signálu

$$2eB_m G_{FD}^2 \frac{\eta e}{\omega} P_S R = \\ = 2,1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 25 \cdot 10^6 \cdot 1^2 \cdot 0,459 \cdot 1,13 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^3 = 4,15 \cdot 10^{-12} \text{ [W]}$$

### Příklad výpočtu fotonového šumu pozadí

$$2eB_m G_{FD}^2 \frac{\eta e}{\omega} P_B R = \\ = 2,1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 25 \cdot 10^6 \cdot 1^2 \cdot 0,459 \cdot 4,42 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^3 = 1,63 \cdot 10^{-11} \text{ [W]}$$

### Příklad výpočtu šumu proudu za tmy

$$2eB_m G_{FD}^2 I_{tmd} R = 2,1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 25 \cdot 10^6 \cdot 1^2 \cdot 2 \cdot 10^{-9} \cdot 1 \cdot 10^3 = 1,602 \cdot 10^{-17} \text{ [W]}$$

### Příklad výpočtu obvodového (tepelného) šumu

$$4kTB_m = 4,1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 298,15 \cdot 25 \cdot 10^6 = 4,114 \cdot 10^{-13} \text{ [W]}$$