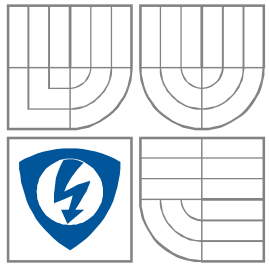




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND
COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

VLIV ATMOSFÉRICKÝCH TURBULENCÍ NA INTENZITNÍ PROFIL LASEROVÉHO SVAZKU

INFLUENCE OF ATMOSPHERIC TURBULENCES ON LASER BEAM INTENSITY PROFILE

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S PROJECT

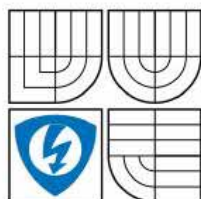
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

DAVID CÍSAŘ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. LUCIE DORDOVÁ

BRNO 2009



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Elektronika a sdělovací technika

Student: David Císař
Ročník: 3

ID: 98385
Akademický rok: 2008/2009

NÁZEV TÉMATU:

Vliv atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se detailně s atmosférickými turbulencemi, principem jejich vzniku, vlivem na optický svazek a na intenzitní profil laserového svazku. Seznamte se s tvary optických svazků v optických bezkabelových komunikacích. Prostudujte důkladně matematický popis atmosférických turbulencí. Seznamte se se současně používanými metodami měření míry atmosférických turbulencí.

Sestavte pracoviště pro měření intenzitního profilu laserového svazku. Na základě výsledků měření stanovte vliv atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku. Měření proveďte pro vhodné vlnové délky optického záření.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] ANDREWS, L. C., PHILLIPS, R. L. Laser Beam Propagation through Random Media. Bellingham: SPIE, 1998. ISBN 0-81942787-X

[2] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley, 1991. SBN 0-471-83965-5

[3] ANDREWS, L., PHILLIPS, R., HOPEN, C. Laser Beam Scintillation with Applications. Washington: Spie Press, 2001.

Termín zadání: 9.2.2009

Termín odevzdání: 5.6.2009

Vedoucí práce: Ing. Lucie Dordová

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida
Předseda oborové rady

Abstrakt

Optické bezkabelové spoje poskytují přirozenou alternativu k mikrovlnným a kabelovým systémům. Tato technologie je použita pro optické spoje mezi pozemními stanicemi a také mezi platformami ve vysokých výškách (HAPs). Hlavním cílem práce je ucelení poznatků o degradaci optického svazku v atmosféře. Optický svazek je v atmosférickém přenosovém prostředí vystavován jevům, které jej ovlivňují, např. fluktuace optické intenzity vlivem turbulencí, atmosférický útlum zapříčiněný absorpcí či rozptylem. Dále se práce zabývá vznikem a působením atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku a určením míry atmosférických turbulencí a jejich popisem.

Klíčová slova: optické bezkabelové spoje, optický svazek, atmosférické turbulence, intenzitní profil, variance optické intenzity

Abstract

Free space optical communications provide a reliable alternative to microwave and cable system applications. This technology is utilized for an optical links between ground stations, and moreover for links between High Altitude Platforms (HAPs). The main goal of the project is to gather knowledge about degradation of an optical beam in the atmosphere. The optical beam is being exposed to many factors such as intensity fluctuation based on turbulence, attenuation due to absorption and scattering. Furthermore, an emergence and influence of the atmospheric turbulences on the intensity profile of the laser beam are discussed. At the end, the methods of atmospheric turbulence measurement are given.

Keywords: free space optical communication, laser beam, atmospheric turbulence, intensity profile, intensity variance

Bibliografická citace mé práce

CÍSAŘ, D. Vliv atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav radioelektroniky, 2009. 42 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Lucie Dordová

Prohlášení

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Vliv atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku 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 5. června 2009

.....
podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu bakalářské práce Ing. Lucii Dordové za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mého semestrálního projektu.

V Brně dne 5. června 2009

.....
podpis autora

Obsah

1	Úvod.....	9
2	Laserový svazek.....	11
2.1	Gaussovský svazek.....	11
2.1.1	Optická intenzita	12
2.1.2	Optický výkon	13
2.2	Top-hat svazek	13
2.3	Okrajový svazek.....	14
3	Atmosférické přenosové prostředí.....	15
4	Turbulence	17
4.1	Termická turbulence.....	17
5	Matematický popis turbulencí	19
5.1	Rychlost změn	19
5.2	Teplotní změny.....	20
5.3	Změna indexu lomu.....	21
6	Vliv na OBS.....	23
6.1	Vliv turbulencí.....	23
7	Měření míry atmosférických turbulencí	25
7.1	Rytovova variance – podmínky slabé a silné fluktuaace	25
7.2	Útlum na trase vlivem turbulencí	26
7.3	Útlum na trase vlivem turbulence, Andrewsova metoda	28
8.	Modelování turbulentní atmosféry	30
8.1	Pracoviště s využitím LBP	30
8.2	Pracoviště s využitím fotodiody.....	30
9.	Výsledky měření	31
9.1	Vyhodnocení měření pomocí LBP	31
9.1.1	Optický svazek 635 nm	31
9.1.2	Optický svazek 670 nm	36
9.1.2	Optický svazek 808 nm	38
9.2	Vyhodnocení měření pomocí fotodiody.....	39
10.	Závěr.....	40
	Reference.....	41
	Seznam symbolů	42

Obrázky

Obr. 1: Amplitudový profil gaussovského svazku	11
Obr. 2: Intenzita svazku ve vzdálenosti $r(z)$ [3]	12
Obr. 3: Ekvivalentní top-hat poloměr kruhového Gaussovského svazku [3]	13
Obr. 4: Rozložení intenzity okrajového svazku 3D zobrazení	14
Obr. 5: Příčné rozložení intenzity okrajového a Gaussovského svazku	14
Obr. 6: Termální struktura atmosféry [5]	15
Obr. 7: Turbulence: Konvekční proudění [6]	17
Obr. 8: Vznik mechanické turbulence na závětrné straně překážky	18
Obr. 9: Teorie energetické kaskády [2]	19
Obr. 10: Vnitřní a vnější rozměr turbulence [7]	20
Obr. 11: Trajektorie svazku v čase t_n	24
Obr. 12: Cestování svazku	24
Obr. 13: Závislost relativní variance na parametru β_0 [10]	26
Obr. 14: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=500\text{m}$	27
Obr. 15: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=1000\text{m}$	27
Obr. 16: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=500\text{m}$ ($D_{RXA} = 0,3\text{m}$)	28
Obr. 17: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=1000\text{m}$ ($D_{RXA} = 0,3\text{m}$)	29
Obr. 18: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=1000\text{m}$ ($D_{RXA} = 0,1\text{m}$)	29
Obr. 19: Pracoviště s využitím LBP	30
Obr. 20: Pracoviště s využitím fotodiody	30
Obr. 21: Rozložení intenzity optického svazku při st_0, st_6 ($\lambda=635\text{nm}$) pomocí LBP	31
Obr. 22: Vertikální a horizontální řez intenzitním profilem svazku při st_0, st_6 ($\lambda=635\text{nm}$) pomocí LBP	32
Obr. 23: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (st_0, st_1, st_3, st_6) pomocí LBP ($\lambda=635\text{ nm}$)	33
Obr. 24: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (st_0, st_1) pomocí LBP ($\lambda=635\text{ nm}$)	33
Obr. 25: Závislost variance optické intenzity na směrnici přímky pro st_1 ($\lambda=635\text{nm}$)	34
Obr. 26: Závislost variance optické intenzity na směrnici přímky pro st_6 ($\lambda=635\text{nm}$)	35

Obr. 27: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (st0,st1,st3,st6) pomocí LBP ($\lambda=670$ nm)	36
Obr. 28: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (st0 , st1) pomocí LBP ($\lambda=670$ nm)	36
Obr. 29: Závislost variance optické intenzity na směrnici přímky pro st0 ($\lambda=670$ nm)	37
Obr. 30: Závislost variance optické intenzity na směrnici přímky pro st6 ($\lambda=670$ nm)	37
Obr. 31: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (st0, st2,st3,st6) pomocí LBP ($\lambda=808$ nm)	38
Obr. 32: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku $\lambda=635$ nm	39
Obr. 33: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku $\lambda=670$ nm	39

Tabulky

Tabulka 1: Procentní složení atmosféry [4]	15
Tabulka 2: Míra turbulence C_n^2	22

1 Úvod

Komunikační síť se stále rozvíjí a snaží se vyhovět požadavkům telekomunikačních služeb od privátního až po komerční sektor. To způsobuje nebyvalou zátěž telekomunikačním sítím. Bez alternativních síťových technologických systémů by byla celková efektivní přenosová rychlost sítí zpomalena. Alternativu přináší optický bezkabelový spoj, který vyniká vysokou přenosovou rychlostí a všestranným využitím. Optický bezkabelový spoj zahrnuje optické spoje mezi pozemními stanicemi, satelity i platformami ve vysokých výškách (HAPs).

Šíření laserového svazku v atmosféře je zajímavé svou rozmanitostí vyskytujících se technických problémů či úskalí. Laserový svazek je ovlivněn řadou činitelů skrývajících se v atmosféře Země. Jednotlivé činitele můžeme souhrnně pojmenovat meteorologické jevy, mezi které patří déšť, sníh, mlhy, bouřky, větry a také větrné víry a atmosférické turbulence.

Atmosférické turbulence mají značný vliv na laserový svazek, popřípadě na detekci v přijímací soustavě. Turbulence dokáží vyvolat ohyb svazku a zkreslení vlnoplochy, což může zapříčít i minutí přijímací soustavy. Tyto jevy se podepíší na redukci přijímané energie. Stochastický model turbulencí vede také ke značně problematickému matematickému popisu.

V této práci se věnuji této problematice a chtěl bych tak přispět k ucelení známých informací a nových poznatků o vzniku a popisu atmosférických turbulencí, jejich vlivu na optický svazek a určení jejich míry.

Tato práce je rozdělena do několika kapitol, které sledují zadání. Nyní následuje krátké představení každé kapitoly.

- **Kapitola 2 - Laserový svazek**

V této kapitole se pojednává o svazkové optice, o používaných optických svazcích v optickém bezkabelovém spoji v čele s Gaussovským svazkem, který je detailněji popsán. Dále se zavádí pojmy intenzita optického záření a optický výkon.

- **Kapitola 3 - Atmosférické přenosové prostředí**

Tato kapitola se zabývá základní skladbou atmosféry, rozdělením atmosféry do vrstev dle teplotního kritéria a podrobnějším popisem a rozdělením troposféry.

- **Kapitola 4 – Turbulence**

Kapitola 4 se zaměřuje na rozdělení a popis atmosférických turbulencí. Na jejich vznik a podmínky určující jejich charakter.

- **Kapitola 5 - Matematický popis turbulencí**

Tato kapitola zahrnuje matematický popis atmosférických turbulencí podle Kolomogorova, rozdělených podle několika kritérií. Zavádí strukturní teplotní parametr a strukturní parametr indexu lomu určující míru turbulence.

- **Kapitola 6 - Vliv na OBS**

V této kapitole jsou vyjmenovány hlavní jevy projevující se v atmosféře, které se objevují během šíření svazku. Dále je zde popsána závislost laserového svazku na velikosti vzduchové masy o indexu lomu n . Jsou zde zavedeny pojmy scintilace a cestování svazku.

- **Kapitola 7 - Měření míry atmosférických turbulencí**

Tato kapitola se zabývá mírou atmosférických turbulencí. Jsou zde zopakovány již známé poznatky z předchozích kapitol, které jsou rozšířeny o tzv. Rytovovu varianci, která nám určuje relativní disperzi optické intenzity.

- **Kapitola 8 - Modelování turbulentní atmosféry**

Kapitola 8 se zabývá modelováním turbulentní atmosféry v laboratorních podmínkách a sestavením pracoviště pro měření vlivu uměle vzniklých turbulencí.

- **Kapitola 9 - Výsledky měření**

Tato kapitola prezentuje veškeré naměřené a vypočtené výsledky vlivu atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku v podobě grafických závislostí, jejichž zhodnocení přináší nové poznatky ohledně optimálního tvaru laserového svazku.

2 Laserový svazek

Vlnová povaha světla vylučuje idealizaci, ve které je světlo prostorově soustředěno a šíří se bez uhlové divergence. Pro maximální možný způsob prostorově lokalizovaných nedivergentních vln se světlo může šířit ve formě svazků. [1]

V optických bezkabelových komunikacích se nejčastěji využívá Gaussův svazek, popřípadě svazek top-hat, či „okrajové“ svazky.

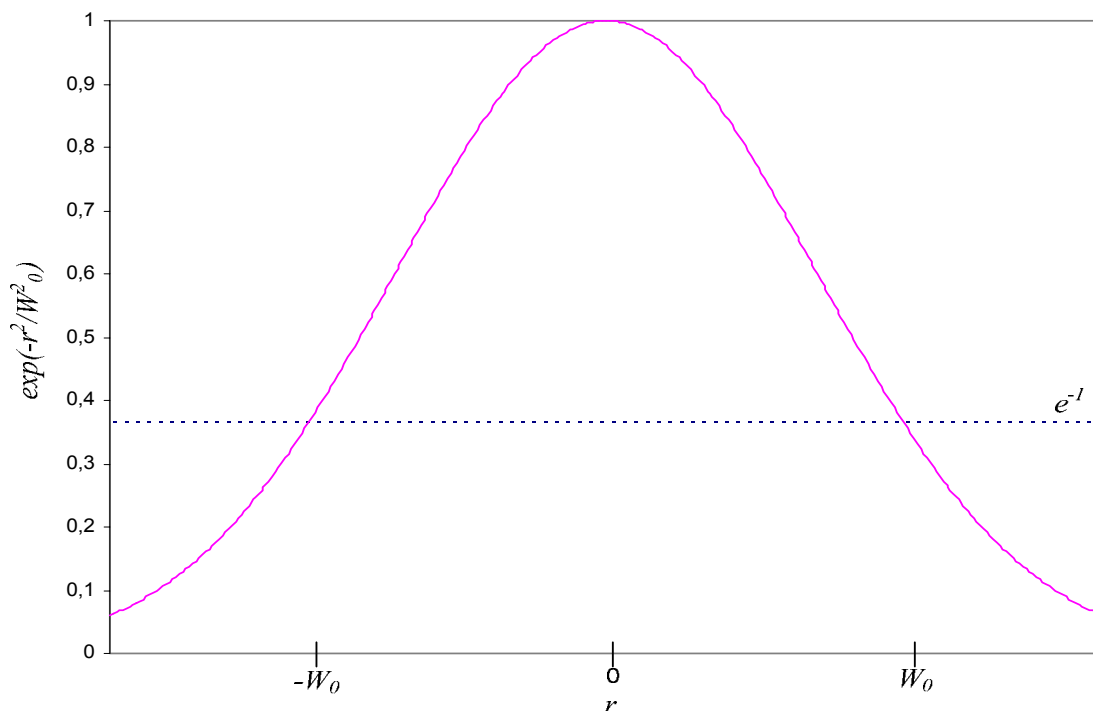
2.1 Gaussovský svazek

Gaussovským svazkem nazýváme vlnu, jež má soustředěn výkon uvnitř úzkého kužele. Rozložení intenzity svazku v příčné rovině je určeno kruhově symetrickou Gaussovskou funkcí s osou v ose svazku. V místě maximálního zúžení svazku je tato Gaussovská funkce minimální a postupem do středu svazku se tato funkce zvětšuje. [1]

V optických komunikačních systémech je původní svazek nahrazen symetrickým Gaussovským svazkem, který má stejnou intenzitu v ose svazku a jeho kruhová stopa obsahuje stejné množství energie jako originální eliptický svazek. Předpokládá se, že rozložení amplitudy v apertuře vysílače je Gaussovské s pološířkou svazku W_0 , kde W_0 označuje rádius, ve kterém je amplituda pole A_0 [(W/m²)^{1/2}] rovna e^{-1} (obr.1). [2]

$$A_0 = \exp(-r^2/W_0^2), \quad (2.1)$$

kde r značí radiální vzdálenost od optické osy svazku [2].



Obr. 1: Amplitudový profil gaussovského svazku

Rayleighovu vzdálenost (vzdálenost podélného směru šíření vlny od krčku po bod, ve kterém je plocha příčného průřezu dvojnásobná) z_0 získáme ze vztahu

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}, \quad (2.2)$$

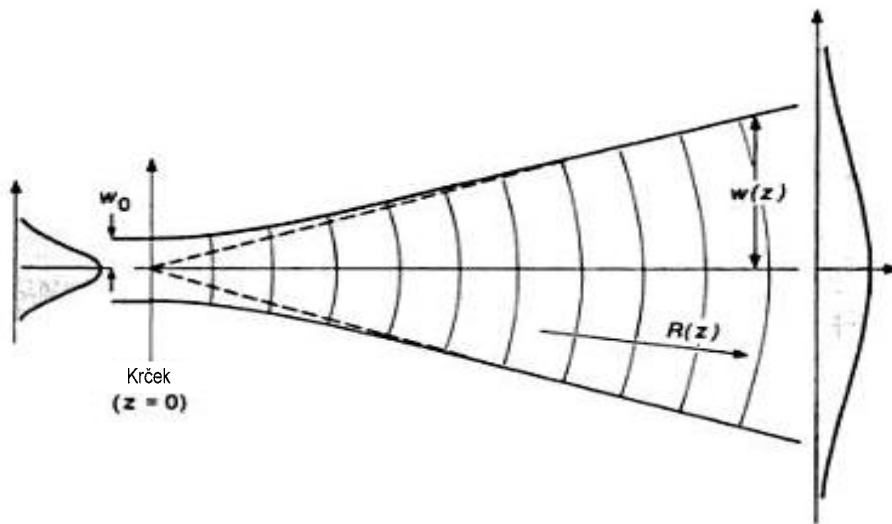
kde λ značí vlnovou délku.

Poloměr maximálního zúžení Gaussovského svazku, nebo-li šířka svazku v krčku (obr.2)

$$W_0 = \sqrt{\left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)}. \quad (2.3)$$

Difrakční poloměr svazku v osové vzdálenosti z od středu svazku je

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}. \quad (2.4)$$



Obr. 2: Intenzita svazku ve vzdálenosti $r(z)$ [3]

2.1.1 Optická intenzita

Intenzita optického záření je funkcí axiální vzdálenosti z a radiální vzdálenosti r

$$I(r, z) = I(0,0) \left(\frac{W_0}{W(z)}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{W^2(z)}\right). \quad (2.5)$$

V každé hodnotě z je intenzita Gaussovskou funkcí radiální vzdálenosti r . Tato Gaussova funkce nabývá největší hodnoty pro $r = 0$ a klesá se zvětšující se radiální vzdáleností r . Poloměr Gaussovského svazku $W(z)$ s axiální vzdáleností z vzrůstá. Největší hodnota intenzity je ve středu svazku ($r = 0, z = 0$). Intenzita dále klesá s kvadrátem axiální vzdálenosti z . [1]

2.1.2 Optický výkon

Výsledný výkon přenesený svazkem je určen integrálem ze součinu intenzity záření a plochy příčného průřezu optického svazku.

$$P = \int_0^{\infty} I(r, z) 2\pi r dr, \quad (2.6)$$

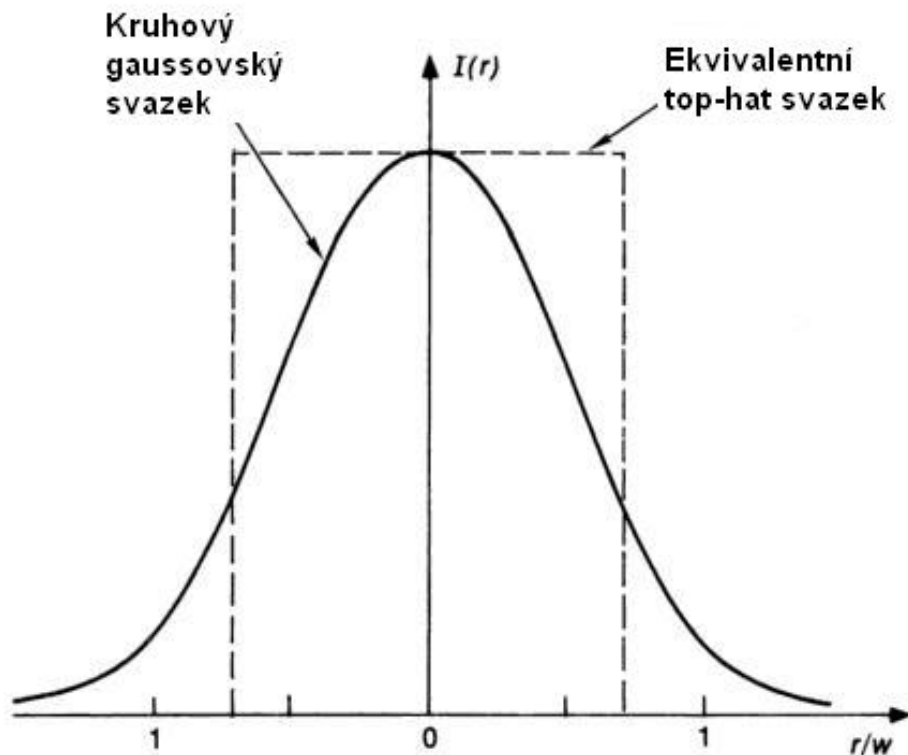
odkud plyne

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2). \quad (2.7)$$

Z rovnice vyplývá, že výkon svazku je dán polovinou součinu maximální intenzity s plochou kruhu o poloměru rovnající se středovému poloměru optického svazku. [1]

2.2 Top-hat svazek

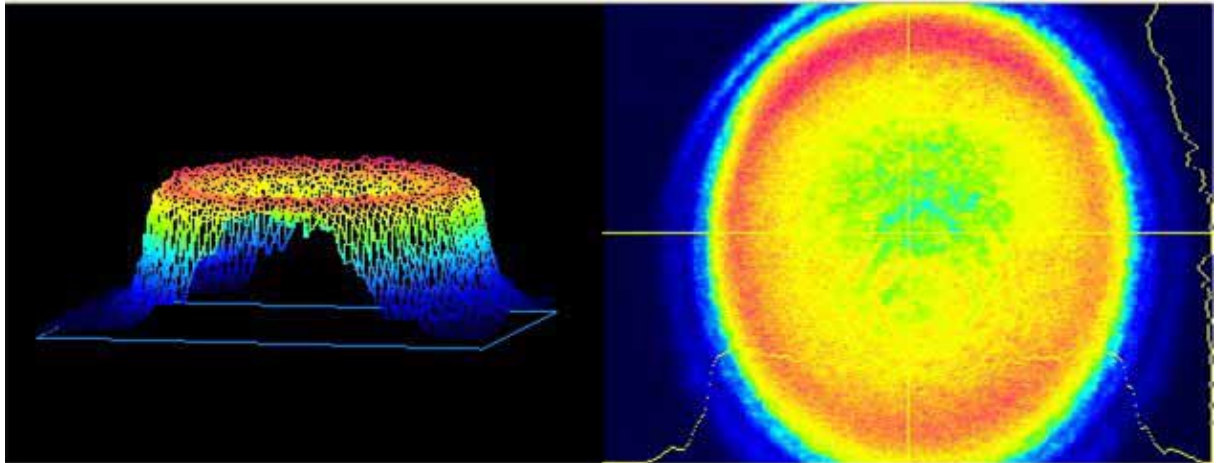
Top-hat svazek je laserový svazek s téměř uniformním vlivem (energetickou hustotou) do kruhového disku. Je typicky tvořen difrakčními prvky Gaussovského svazku. Uniformní rozložení svazku znamená, že má v celém průřezu stejnou intenzitu. Na Obr.3 je možné pozorovat idealizovaný Top-hat svazek.



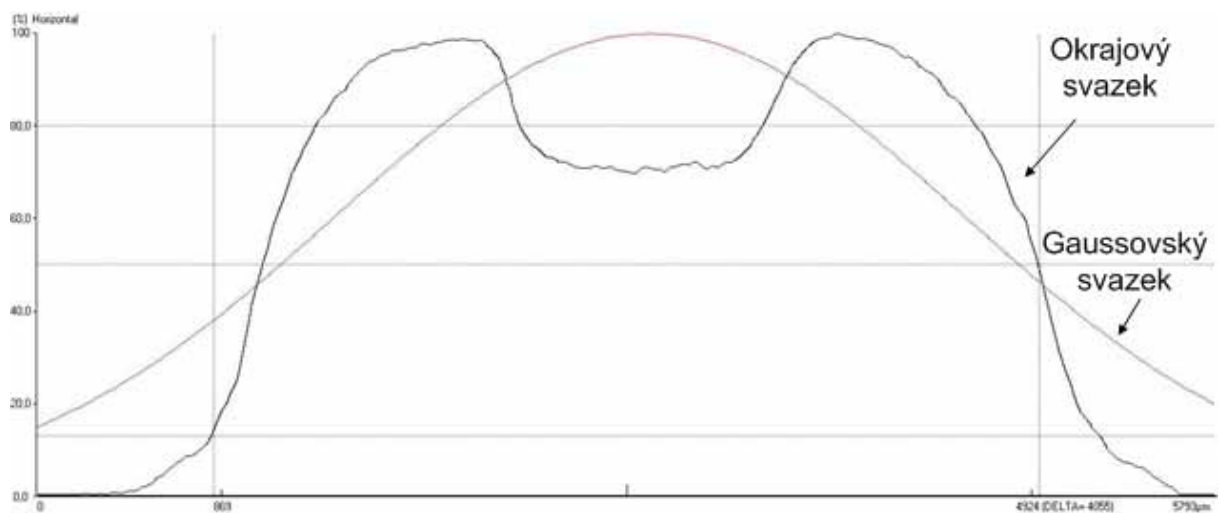
Obr. 3: Ekvivalentní top-hat poloměr kruhového Gaussovského svazku [3]

2.3 Okrajový svazek

Dalšími používanými svazky v optice jsou tzv. „okrajové“ svazky. Tyto svazky soustředí svoji intenzitu na okraji vlny. Okrajové svazky redukují tzv. sférickou vadu a umožňují tak fokusaci svazku do jednoho bodu.



Obr. 4: Rozložení intenzity okrajového svazku 3D zobrazení



Obr. 5: Příčné rozložení intenzity okrajového a Gaussovského svazku

3 Atmosférické přenosové prostředí

Atmosférické přenosové prostředí je hlavní faktor v optických bezkabelových komunikacích, který způsobuje atmosférický útlum (absorpce a rozptyl) a scintilaci.

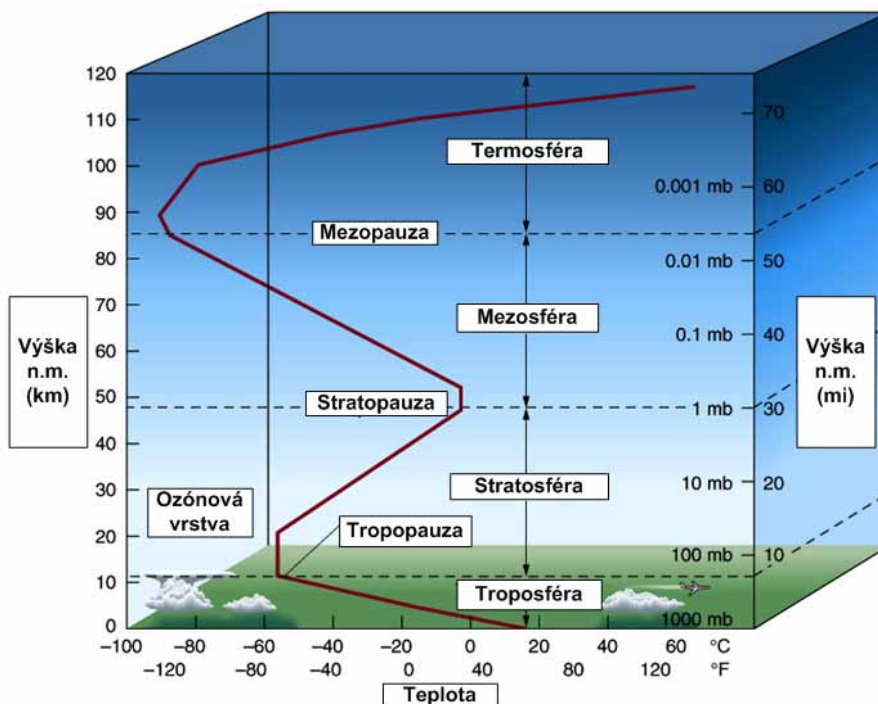
Vzdušný obal Země je složen směsicí plynů (tab 3.1), ve které je nejvíce zastoupen dusík N_2 78% celkového objemu, kyslík O_2 21% celkového objemu. Zbylé 1% je zastoupeno vzácnými plyny, vodní párou a pevnými částicemi (led, prach, písečná zrna).

Složka	Procento celkového objemu
Dusík (N_2)	78,084%
Kyslík (O_2)	20,946%
Argon (Ar)	0,934%
Oxid uhličitý (CO_2)	0,032%

Tabulka 1: Procentní složení atmosféry [4]

Zemský obal se skládá z několika vertikálně odlišných vrstev, jejichž hranice můžeme zřetelně od sebe odlišit například podle teplotního kritéria. Každá hranice atmosférických vrstev je jasně dána významnými teplotními zlomy a změnami vertikálního profilu teploty [4].

První vrstva atmosféry je troposféra, které se budeme v dalším bodě zabývat podrobněji. V troposféře probíhá většina dějů ovlivňujících optickou bezkabelovou komunikaci, tj. v troposféře se vyskytují turbulence a obsahuje většinu vody. Nad troposférou leží oddělující přechodová vrstva tropopauza a nad ní stratosféra. Dále se podle teplotního kritéria klasifikují vrstvy jako je mezoféra, termosféra a exosféra, ale těmito vrstvami se zabývat nebudeme.



Obr. 6: Termální struktura atmosféry [5]

Vrstva ležící mezi povrchem Země a vertikální vzdáleností, kde přestává ustálený pokles teploty o 10°C na 1km výšky a změní se na izotermii (změna vertikálního teplotního gradientu na $0,2^{\circ}\text{C} / 100\text{m}$) se nazývá troposféra. Její horní hranice je proměnná hodnota, měnící se podle polohy na Zemi, podle ročního období a také podle aktuálních povětrnostních podmínek. Ve střední Evropě se tato horní hranice pohybuje okolo 10 až 11 km msl (nadmořské výšky). Podle ročního období se může horní hranice posunout až do 12 km v létě, či 6 km v zimě. [4]

V troposféře se děje většina projevů počasí a to především v její dolní polovině, kde také můžeme najít několik specifických vzduchových vrstev.

- *Přízemní vrstva* - jejichž vertikální mohutnost od zemského povrchu je pouze několik desítek metrů je především ovlivňována zemským povrchem, který zde vytváří především termickou a mechanickou turbulenci. Tato oblast se vyznačuje největší proměnlivostí teploty, vlhkosti a větru, a proto je pro nás z pohledu optické bezkabelové komunikace nejpodstatnější. [4]
- *Mezní planetární vrstva* – jejichž vertikální mohutnost od zemského povrchu je asi 1-1,5 km. Tato vrstva je největší měrou ovlivňována terénem, který má vliv na většinu meteorologických dějů. Je zde také vyvinuta termická turbulence (konvekce), nebo-li neuspořádané vzduchové proudění. Tato vrstva obsahuje 50% atmosférické vody. [4]

4 Turbulence

Atmosférické turbulence můžeme podle příčin vzniku kvalifikovat jako trojího druhu. *Dynamická turbulence* vzniká ve vysokých sférách troposféry (5-6km a výše), tj. v oblastech velkého stříhu větru (oblast výrazné změny vektoru větru). Dále na *termickou* a *mechanickou turbulence*, které detailněji popíšeme. [4]

Jelikož se dynamické turbulence vyskytují ve vysokých vrstvách troposféry, tak jsou pro optickou bezkabelovou komunikaci zanedbatelné (nikoliv však v případě laserové satelitní komunikace s pozemní stanicí, kde se projeví všechny vrstvy) .

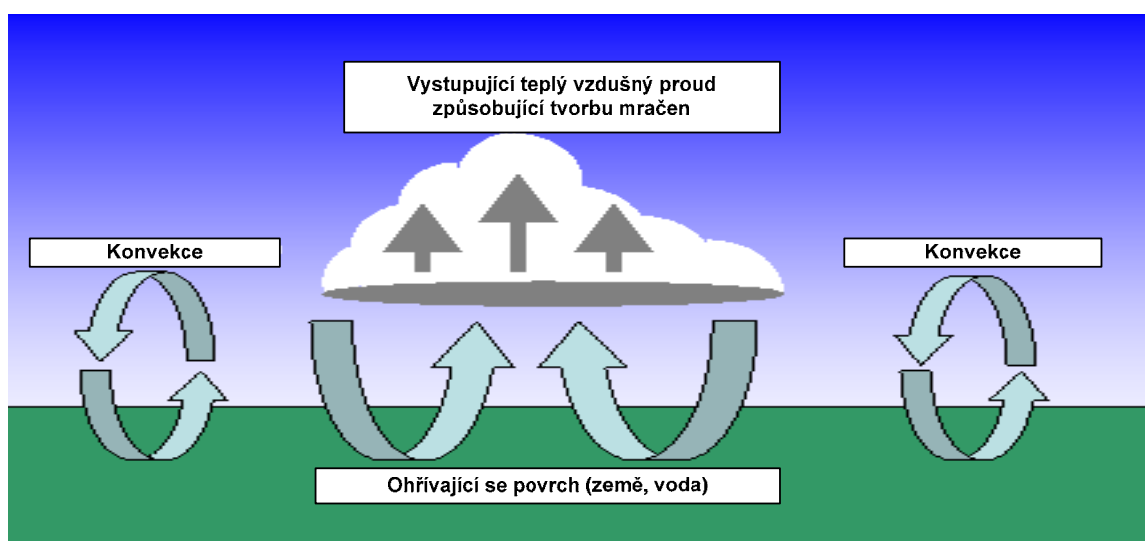
4.1 Termická turbulence

Termická turbulence vzniká díky nehomogennímu proudění, při labilním zvrstvení atmosféry. Je založena na faktu, že teplejší vzduch má menší hustotu než vzduch chladný a tím vzniká neuspořádaný, náhodný vertikální pohyb vzduchové hmoty. Vznik termické turbulence je ovlivněn řadou faktorů:

- Vítr - pokud bude vítr v přízemní vrstvě silný, nebude vystupující vzduchová masa ucelená a kompaktní, ale bude rozbitá na malé bubliny
- Charakter terénu - v členitějším a výrazně barevně pestřejším terénu bude docházet k rychleji a čteněji se prohřívajícím vzduchovým hmotám, které po sebemenším impulzu zvenčí začnou stoupat

Vzniklé vzduchové hmoty (lokální nehomogenity) zaujmají velikost řádově od jednotek mm po stovky m. Při zemi jsou tyto lokální nehomogenity rozdrobeny do velice malých částí, s rostoucí výškou se tyto malé části spojují a utváří kompaktní vzduchovou masu.

Termické stoupavé proudy (lokální teplotní nehomogenity) zasahují od země většinou do výšek 3 až 4km. [4]

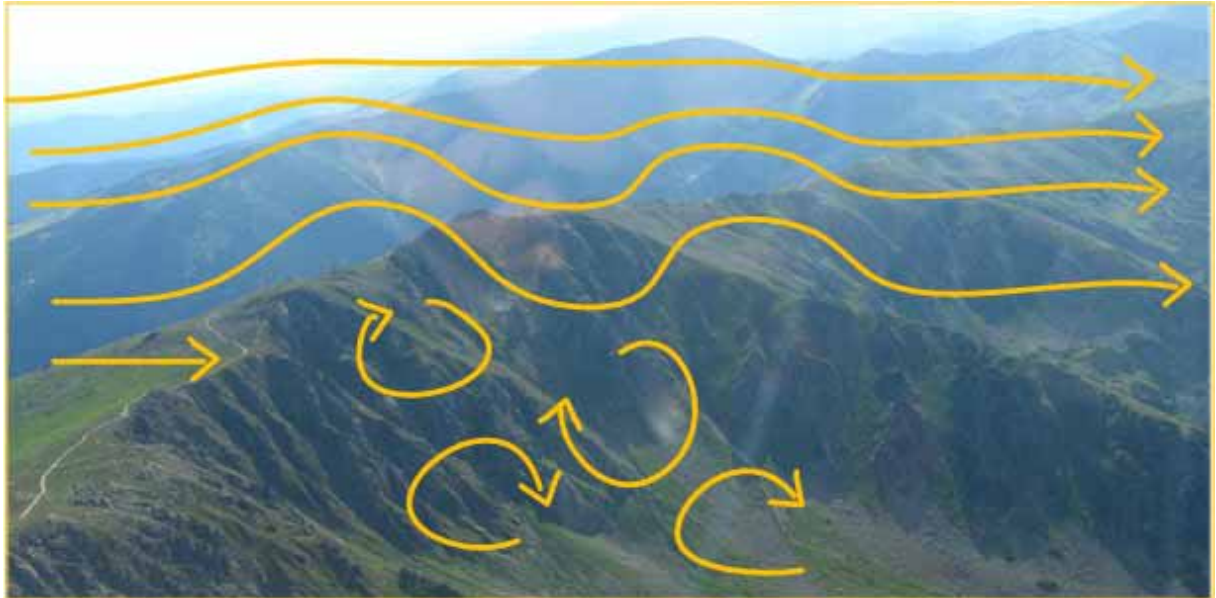


Obr. 7: Turbulence: Konvekční proudění [6]

4.2 Mechanická turbulence

Mechanická turbulence (orografická) vzniká prouděním větru přes terénní překážky (lesy, kopce, hory, údolí, budovy). Je závislá na směru a síle větru. Při této turbulenci dochází k posuvu a výměně vzduchových hmot a tepla.

Při stabilním zvrstvení troposféry je mechanická turbulence klidnější, pohyb uspořádanější. Při působení termické turbulence (instabilní zvrstvení) je pohyb masy narušován dalšími pohyby a tak je mechanická turbulence výraznější.



Obr. 8: Vznik mechanické turbulence na závětrné straně překážky

5 Matematický popis turbulenci

Podle Kolmogorovy teorie přirovnáváme atmosféru kapalině. Podle již známých zkušeností víme, že jsou známy dva odlišné druhy pohybu – laminární a turbulentní pohyb. Hlavní rozdíl mezi těmito dvěma pohyby je, že při *laminárním proudění* nedochází k promíchávání, tj. rychlostní tok je jednotný a pravidelný. *Turbulentní proudění* doprovází dynamické míchání, při kterém získává náhodné sub-proudy, které nazýváme turbulentní víry. [2]

V některých studiích je pojednáváno o Reynoldsově čísle, které udává do souvislosti setrvačné síly a viskozitu, tj. odpor prostředí v důsledku vnitřního tření. Užitím Reynoldsova čísla (Re), je možné určit přechod z laminárního proudění do turbulentního, nazýván kritické Reynoldsovo číslo. Při hodnotě vyšší než je Re_{krit} je proudění považováno za turbulentní. [9]

$$Re = \frac{vl}{\nu}, \quad (5.1)$$

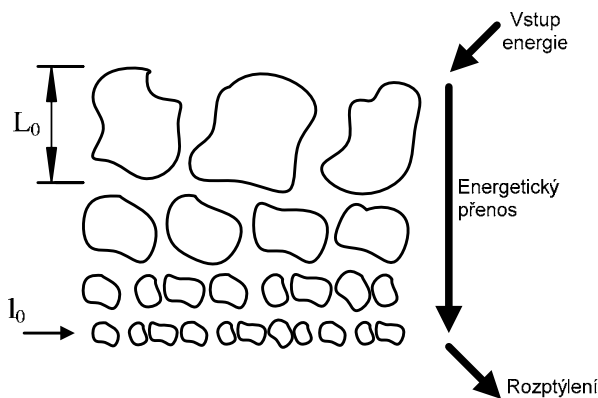
kde v a l je charakteristická rychlost a rozměr proudění a ν je kinematická viskozita (m^2/s). Charakteristické hodnoty při zemi jsou $l \sim 2m$, rychlost větru $v = 1 - 5m/s$ a viskozita $\nu \sim 0,15 \cdot 10^{-4} m^2/s$. Základní Reynoldsovo číslo [2] nabývá hodnot $Re \sim 10^5$.

Turbulence je základní nelineární proces popsáný podle Navierovy Stokesovy rovnice. Jelikož je tento popis matematicky značně obtížný, používá se pro popis Kolmogorova statistická teorie turbulence. [2]

5.1 Rychlost změn

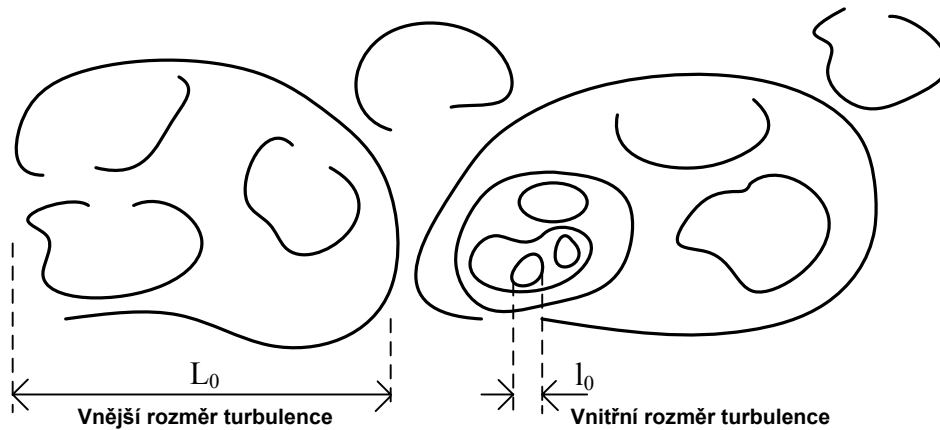
Klasická teorie turbulence podle Kolmogorova bere v úvahu náhodné změny ve velikosti a směru mas v kapalině. Tato teorie byla prezentována jako hypotéza, která je založená hlavně na fyzikálním pohledu. Pro dostatečně velké Reynoldsovo číslo je to předpoklad toho, že struktura malých rozměrů je určena kinematickou viskozitou ν a průměrnou rychlostí rozptýlení ε (m^2/s^3) turbulentní energie masou proudění. [2]

K pochopení struktury atmosférických turbulencí poslouží Obr.8 Teorie energetické kaskády.



Obr. 9: Teorie energetické kaskády [2]

Za zdroj energie je považován z větší váhy buď stříh větru nebo konvekce. Podle kaskádní teorie roste rychlost větru do té míry, než dosáhne Reynoldsovo číslo kritické hodnoty. Tato akce vyvolá lokální nestabilitu vzdušné masy a vzniknou vzdušné víry, které jsou mnohem menší než jejich „mateřský“ tok. Tyto víry se formují do makrocely o velikosti L_0 (nazývaných vnější rozměr turbulence) a mikrocely l_0 (nazývaných vnitřní rozměr turbulence). Tyto buňky jsou nezávislé na svém „mateřské“ toku. [2]



Obr. 10: Vnitřní a vnější rozměr turbulence [7]

Kolmogorova strukturální podélná funkce rychlosti větru D_{RR} (paralelně s vektorem \mathbf{R} spojujícím dva pozorované body), též nazývaná universální 2/3 silový zákon.

$$D_{RR}(R) = \langle (V_1 - V_2)^2 \rangle = C_V^2 R^{2/3}, l_0 \ll R \ll L_0, \quad (5.1)$$

kde V_1, V_2 zastupuje rychlost částic oddělených vzdáleností R a C_V^2 je konstanta rychlostní struktury ($\text{m}^{4/3}/\text{s}^2$). Konstanta C_V^2 je příbuzná průměrnému energetickému rozptylu

$$C_V^2 = 2e^{2/3}. [2] \quad (5.2)$$

5.2 Teplotní změny

Základní myšlenky a charakter turbulencí byly v historii rozvinuty ve vztahu ke změnám rychlosti. Avšak základní myšlenkou Kolmogorova ohledně rychlosti změn byla aplikace pasivních skalárů nebo-li potenciálů teploty (příbuzné absolutní teplotě při adiabatickém ději).

Teplotní změny považujeme za pasivní, neboť nepůsobí změny energie v rychlosti turbulence.[2]

Kolmogorova teorie struktury - statisticky homogenní a izotropní teplotní změna, vedená stejným vztahem silového zákona jako u podélné změny rychlosti.

Pro teplotní strukturní funkci platí vztah

$$D_T(R) = \langle (T_1 - T_2)^2 \rangle = C_T^2 R^{2/3}, l_0 \ll R \ll L_0 \quad (5.3)$$

$$= C_T^2 l_0^{-4/3} R^2, 0 \ll R \ll l_0, \quad (5.4)$$

kde T_1, T_2 označuje teploty ve dvou bodech od sebe vzdálených vzdáleností R a C_T^2 značí strukturní teplotní konstantu ($\text{deg}^2/\text{m}^{2/3}$). [2]

5.3 Změna indexu lomu

Známý index refrakce n je v atmosféře velice důležitý pro šíření optické vlny, je velice citlivý na změny teploty buněk malých rozměrů. Jednotlivé teplotní změny kombinované s turbulentním pohybem (zapříčiní velice náhodné chování v poli) přimějí atmosférický index k refrakci. Index lomu můžeme matematicky popsat v bodě prostoru a čase t

$$n(\mathbf{R}, t) = n_0 + n_I(\mathbf{R}, t), \quad (5.5)$$

kde $n_0 = [\langle n(\mathbf{R}, t) \rangle] \approx 1$ je střední hodnota indexu lomu a $n_I(\mathbf{R}, t)$ reprezentuje náhodnou odchylku od $n(\mathbf{R}, t)$ [2]

Časové změny v indexu lomu jsou v šíření optických vln často potlačeny. To způsobí, že vlna zachovává při svém šíření stálou frekvenci.

$$n(\mathbf{R}) = 1 + n_I(\mathbf{R}), \quad (5.6)$$

kde $n(\mathbf{R})$ je normalizovaná střední hodnota n_0 . [2]

Změna indexu lomu je příbuzná odpovídajícím změnám teploty a tlaku. Index lomu v atmosféře můžeme popsat pro optické a IČ (infračervené) vlnové délky následovně

$$n(\bar{R}) = 1 + 77,6 \cdot 10^{-6} (1 + 7,52 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2}) \frac{P(\bar{R})}{T(\bar{R})} \quad (5.7)$$

$$\cong 1 + 79 \cdot 10^{-6} \frac{P(\bar{R})}{T(\bar{R})}, \quad (5.8)$$

kde λ je optická vlnová délka v μm , P je tlak v milibarech a T je teplota v kelvinech . [2]

Jelikož je změna tlaku obvykle zanedbatelná, můžeme vidět refrakční index fluktuací v souvislosti s viditelným a blízkým IR spektrálním oblastem jsou způsobeny skrze nahodilé fluktuace v teplotě. Změny optického signálu způsobeny absorpcí či rozptýlením na molekulách a aerosolech zde nejsou uvažovány. [2]

Popis náhodných turbulentních polí, změny indexu lomu v atmosféře: v inerčních suboblastech existují spojeny vnější rozměry L_0 a níže ležící vnitřní rozměry l_0 . Pokud vystavujeme pole změně rychlosti uvnitř inerčního dílčího rozsahu, k vlastnostem statistické homogenity a isotropie pole zdědí i změnu indexu lomu uvnitř odpovídající sub-oblasti. [2]

Proto $[n_1(\mathbf{R})] = 0$, kovariační funkci (B_n) $n(\mathbf{R})$ můžeme vyjádřit následovně

$$B_n(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = B_n(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1 + \mathbf{R}) = [n_1(\mathbf{R}_1)n_1(\mathbf{R}_1 + \mathbf{R})], \quad (5.9)$$

což je náhodné pole změn indexu lomu, které je statisticky homogenní a je funkcí $\mathbf{R} = \mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2$. Pokud je náhodné pole statisticky homogenní a isotropní, kovarianční funkce podporuje redukci na pouhou skalární vzdálenost $R = |\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|^2$. Pro statisticky homogenní a isotropní turbulenci platí vztah strukturní funkce indexu lomu

$$D_n(R) = 2[B_n(0) - B_n(R)] = C_n^2 R^{2/3}, l_0 \ll R \ll L_0 \quad (5.10)$$

$$= C_n^2 l_0^{-4/3} R^2, 0 \leq R \ll l_0, \quad (5.11)$$

kde C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu a R je polohový vektor, který leží uvnitř inerciálního intervalu a určuje vnitřní rozměr turbulence. [2]

Parametr indexu lomu C_n^2 určuje míru změn indexu lomu. Chování C_n^2 jako bodu podél cesty šíření můžeme předpovídat z teplotní struktury získané měřením teplotních rozdílů dvěma přesnými teploměry. V zařízení je strukturní parametr indexu lomu C_n^2 vypočítán pomocí rovnice (5.3, 5.4) a hodnota C_n^2 je vypočítána pomocí tohoto vztahu

$$C_n^2 = (79 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T^2})^2 C_T^2. \quad (5.12)$$

Zprůměrnované hodnoty C_n^2 a vnitřní rozměry l_0 můžeme získat soudobým optickým měřením (přes cesty dlouhé typicky 150m) užitím zařízení nazývaní se SCINTILOMETR. [2]

Míra turbulence C_n^2 [$m^{-2/3}$]		
slabá	...	10^{-16}
střední	...	10^{-15}
silná	...	10^{-14}
velmi silná	...	10^{-13}

Tabulka 2: Míra turbulence C_n^2

6 Vliv na OBS

Optický bezkabelový systém pracuje uvnitř média, které podléhá náhodným změnám velmi citlivým na atmosférické podmínky. Tyto změny značně ovlivňují kvalitativní parametry přenášeného signálu.

Jak již bylo zmíněno, v troposféře se vyskytuje větší část projevů počasí (obsahuje většinu vody na zemi). Vodní pára zde podléhá kondenzaci, tvoří se zde oblaka, bouřky, mlhy, působí déšť či sníh. Působí zde i větry a turbulence.

Mechanické jevy nebo teplotní gradient v takovémto prostředí způsobují, že teplota a tlak ovzduší se v prostoru a čase mění. Optický svazek procházející tímto prostředím podléhá tvarovým i energetickým změnám.

Mezi hlavní jevy projevující se v atmosféře během šíření svazku jsou [10] :

- Fluktuace optické intenzity vlivem turbulence troposféry
- Fluktuace optické intenzity působením deště nebo sněhu
- Fluktuace optické intenzity vlivem deformace tvaru svazku
- Extinkce optické intenzity vlivem rozptylu a absorpce na molekulách a aerosolech
- Extinkce optické intenzity vlivem turbulence troposféry
- Přerušení svazku biosférou, tj. letící pták

Základními veličinami pro modelování vlivu atmosférického přenosového prostředí na kvalitu přenosu v optickém bezkabelovém spoji jsou [10] :

- Koeficient útlumu $\alpha_{1,atm}$ [dB/km], resp. koeficient extinkce α_e [km^{-1}]
- Index lomu prostředí n [-]
- Strukturální parametr indexu lomu C_n^2 [$\text{m}^{-2/3}$]

6.1 Vliv turbulencí

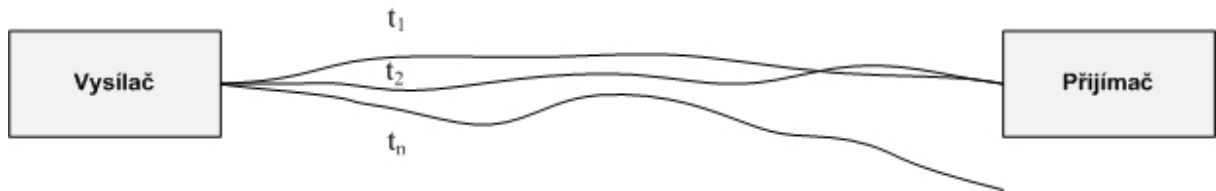
Na degradaci a zhoršení optického svazku působí míšení vzdušných mas s rozličnými indexy lomu. Výsledkem je cestování svazku a zkreslení vlnoplochy, tj. mihotání, nebo-li scintilace. Velikost buněk (vzdušných vírů) jimiž optický svazek prochází má značný vliv na interakci svazku po průchodu buňkou. [8]

Pokud je velikost buňky menší než poloměr laserového svazku, bude svazek odkloněn do různých směrů a bude sledována neuniformní optická intenzita napříč vlnoplochou, tj. intenzitní rozptyl svazku.

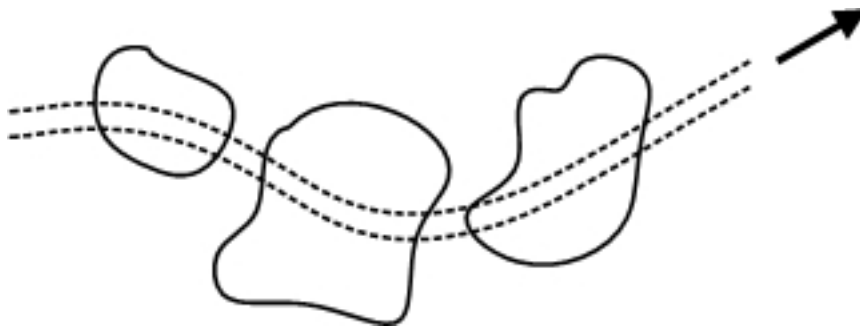
Pokud je velikost buňky srovnatelná s poloměrem laserového svazku, nemění se jeho směr šíření, pouze způsobí zvětšení úhlu divergence.

Pokud je velikost buňky větší než poloměr laserového svazku, dochází k ohybu a náhodnému cestování svazku (Obr.11). Možnost úplného přerušení optického bezkabelového spoje. [8]

Kombinování efektu scintilace a svazkového cestování vede k fluktuaci celkové stability signálu. Ze známých zkušeností se svazek v nehomogenním prostoru stejně jako cesta, kterou putuje chová náhodně (v každém čase t , má svazek jinou trajektorii, viz. Obr.9). [8]



Obr. 11: Trajektorie svazku v čase t_n



Obr. 12: Cestování svazku

Efekt scintilace je příčinou kolísání optické intenzity přijímaného signálu v ohniskové rovině přijímače. Rozložení přijímané optické intenzity v rovině přijímače je rovno log normálnímu rozložení. [8]

7 Měření míry atmosférických turbulencí

Měření míry atmosférických turbulencí lze uskutečnit pomocí měření již známých parametrů C^2_T , C^2_n (viz. Kapitola 5.3) zařízením nesoucí název Scintilometr. Dále je možné určit hodnotu míry turbulence pomocí poměrů dvou výkonů, kdy se porovnává výkon s a bez útlumu (laboratorní podmínky). Další možnost je výpočet relativní variance optické intenzity pomocí Rytovovy aproximace.

Útlum na trase mezi dvěma hlavicemi α_{turb} [dB] lze určit pomocí různých vztahů počítajících se strukturním parametrem indexu lomu, vlnovou délkou, délkou spoje, ale i s velikostí přijímací čočky. Tyto vztahy si ukážeme v následujících podkapitolách, kde jsou použity vzorce odvozené z Rytovovy variace, ale i vzorce složitější, empiricky dosažené.

7.1 Rytovova variance – podmínky slabé a silné fluktuaace

Teoretická studie šíření optické vlny je tradičně klasifikována jako teorie slabé, či silné fluktuaace. Pokud použijeme Kolmogorova spektra při studii rovinné nebo sférické vlny šířící se cestou dlouhou L , hodnota Rytovovy variace (označení $\sigma^2_{I,rel}$) se mezi těmito případy liší. [2]

$$\sigma^2_{I,rel} = \sigma^2_1 = 1,23C^2_n k^{7/6} L^{11/6} \quad (\text{rovinná vlna}), \quad (7.1)$$

kde C^2_n je strukturní parametr indexu lomu, $k = 2\pi/\lambda$ je optické vlnové číslo a L je vzdálenost spoje. Slabá fluktuaace je přiřčleněna podmínce $\sigma^2_{I,rel} \ll 1$, Rytovova variance fyzicky reprezentuje fluktuaace záření sdruženou s (neomezenou) rovinnou vlnou. Podmínka pro střední fluktuaace je charakteristická pro $\sigma^2_{I,rel} \sim 1$ a režim saturace je definován pro podmínku $\sigma^2_{I,rel} \rightarrow \infty$. [2]

$$\sigma^2_{I,rel} = \sigma^2_2 = 0,4\sigma^2_1 = 0,5C^2_n k^{7/6} L^{11/6} \quad (\text{sférická vlna}) \quad (7.2)$$

Rozdělení na slabé a silné fluktuaace založené výhradně na Rytově varianci není adekvátní v případě Gaussovského svazku, zvláště jde-li o svazek soustředěný. Podmínka slabé fluktuaace odpovídá režimu, kde index scintilace svazkového profilu je menší než jednotka u rovinné či sférické vlny. [2]

$$\sigma^2_{I,rel} < 1 \quad \text{a} \quad \sigma^2_{I,rel} \Lambda^{5/6} < 1,$$

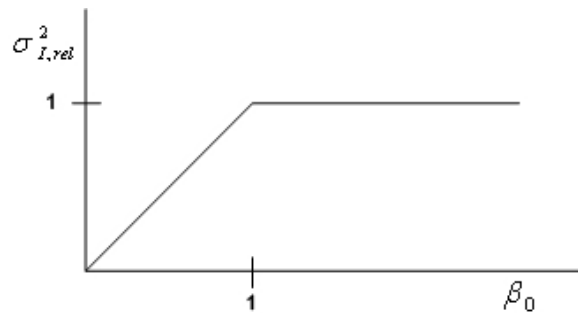
kde $\Lambda = 2L/kW^2$ a W je poloměr svazku na přijímači. Pokud jedna z těchto podmínek nesouhlasí, kvalifikuje fluktuaaci jako střední či silnou. [2]

Relativní variance optické intenzity je také určena vztahem

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1, \quad (7.3)$$

kde I značí optickou intenzitu vlny a $\langle \rangle$ znamená průměr. Pro podmínku $\sigma_{I,rel}^2 \rightarrow 1$ dochází k režimu saturace, při které relativní variance optické intenzity již dále neroste. Na Obr.11 je zakreslen průběh závislosti relativní variance optické intenzity na parametru β_0 . [10]

$$\beta_0 = KC_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (7.4)$$



Obr. 13: Závislost relativní variance na parametru β_0 [10]

7.2 Útlum na trase vlivem turbulencí

Troposférický efekt scintilací je zpravidla vysvětlován jako logaritmus amplitudy pozorovaného signálu, definovaného jako poměr v dB mezi jeho okamžitou a průměrnou hodnotou. Intenzita a rychlost změn roste s frekvencí vlny. Pro rovinnou vlnu, nízkou turbulenci a specifický přijímač můžeme varianci změn $\sigma^2[\text{dB}^2]$ popsat následovně

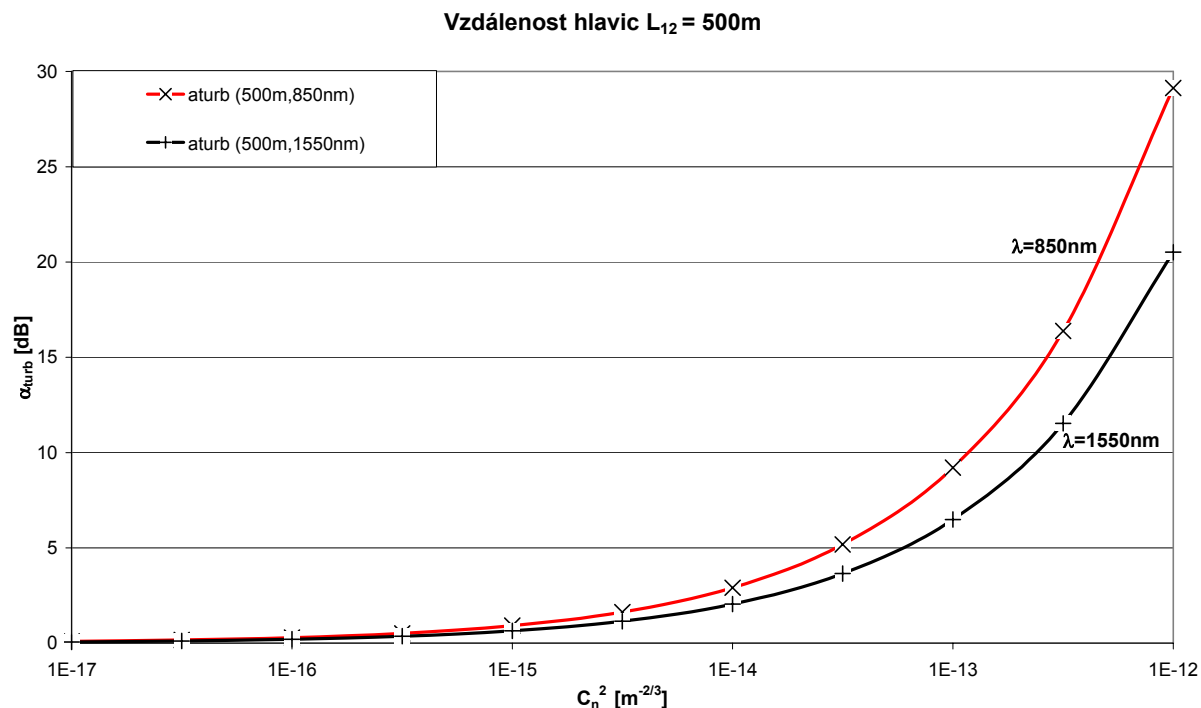
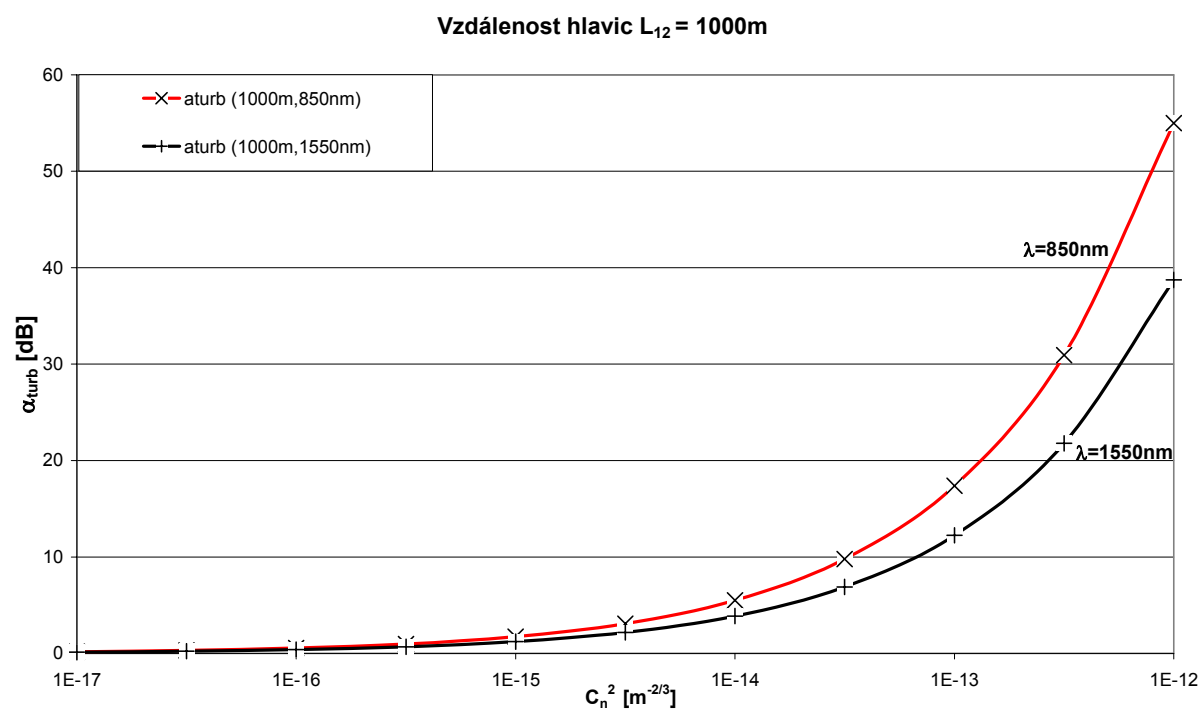
$$\sigma^2 = 23,17.C_n^2 k^{7/6} L_{12}^{11/6}, \quad (7.5)$$

kde k [m^{-1}] je vlnové číslo, L_{12} [m] je délka spoje a C_n^2 [$\text{m}^{-2/3}$] je strukturní parametr indexu lomu. [11]

Z tohoto vztahu je dále možné po převodu určit útlum na trase α_{turb} [dB]

$$\alpha_{turb} = 2 \cdot \sqrt{23,17.C_n^2 k^{7/6} L_{12}^{11/6}}. \quad (7.6)$$

Pomocí tohoto vzorce určujeme útlum v ideálně nekonečné úzké části v ose svazku. Na následujících grafech je možné vidět útlum na trase vlivem turbulencí při různé vlnové délce a délce spoje v závislosti na strukturním parametru C_n^2 . [11]

Obr. 14: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=500\text{m}$ Obr. 15: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=1000\text{m}$

Z grafických závislostí je zřejmé, že s rostoucím strukturálním parametrem C_n^2 útlum na trase roste a svazek při vlnové délce $\lambda = 1550\text{ nm}$ dosahuje lepších vlastností z hlediska útlumu, než při vlnové délce $\lambda = 850\text{ nm}$.

7.3 Útlum na trase vlivem turbulence, Andrewsova metoda

Následující výpočet bere v úvahu celou část svazku oproti předchozímu případu. Navíc počítá i s velikostí přijímací čočky. Výpočet variace změn $\sigma_I^2(D_{RXA})$ [dB²] je empiricky odvozen a tím je celkový výpočet útlumu na trase α_{turb} [dB] náročnější než v předchozím případě.

Rytovova variance pro sférickou vlnu

$$\beta_0^2 = 0,5C_n^2 k^{7/6} L_{12}^{11/6}. \quad (7.7)$$

$$d = \sqrt{\frac{2\pi}{4\lambda L_{12}}} D_{RXA}, \quad (7.8)$$

kde D_{RXA} [m] značí průměr čočky. [12][13]

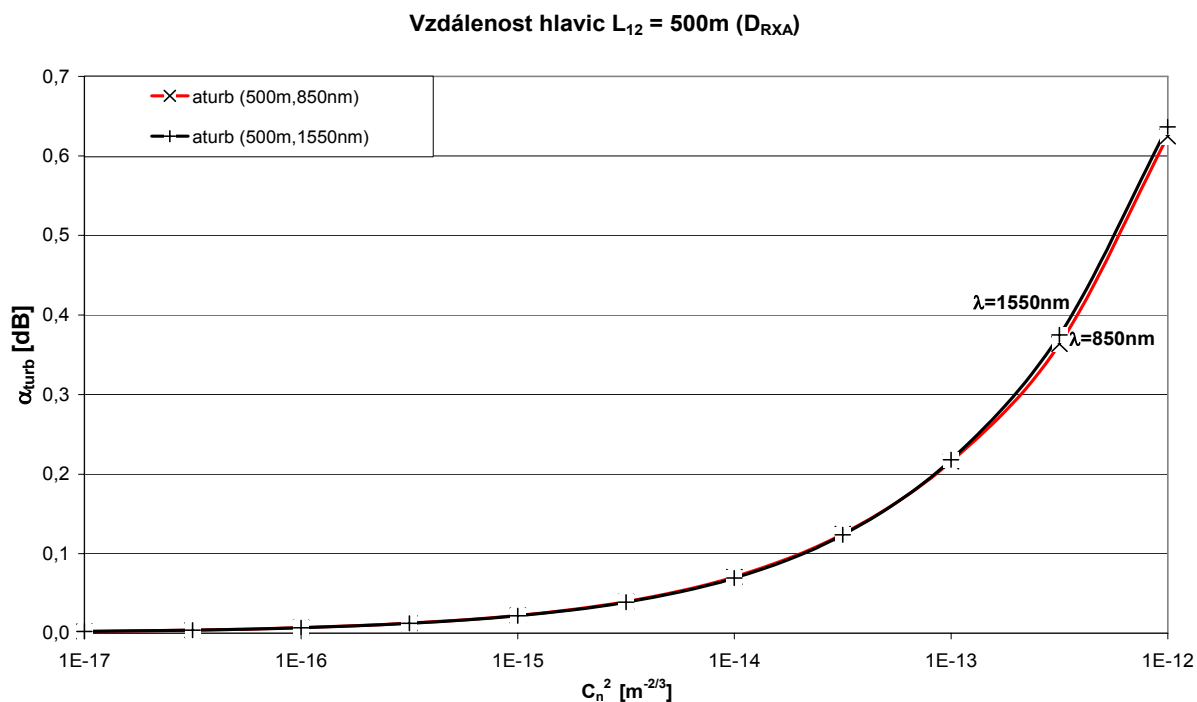
Variace změn $\sigma_I^2(D_{RXA})$ [dB²] s průměrem čočky D_{RXA} je určena

$$\sigma_I^2(D_{RXA}) \cong \exp \left[\frac{0,49\beta_0^2}{(1+0,18d^2+0,56\beta_0^{12/5})^{7/6}} + \frac{0,51\beta_0^2(1+0,69\beta_0^{12/5})^{-5/6}}{1+0,90d^2+0,62d^2\beta_0^{12/5}} \right] - 1. \quad (7.9)$$

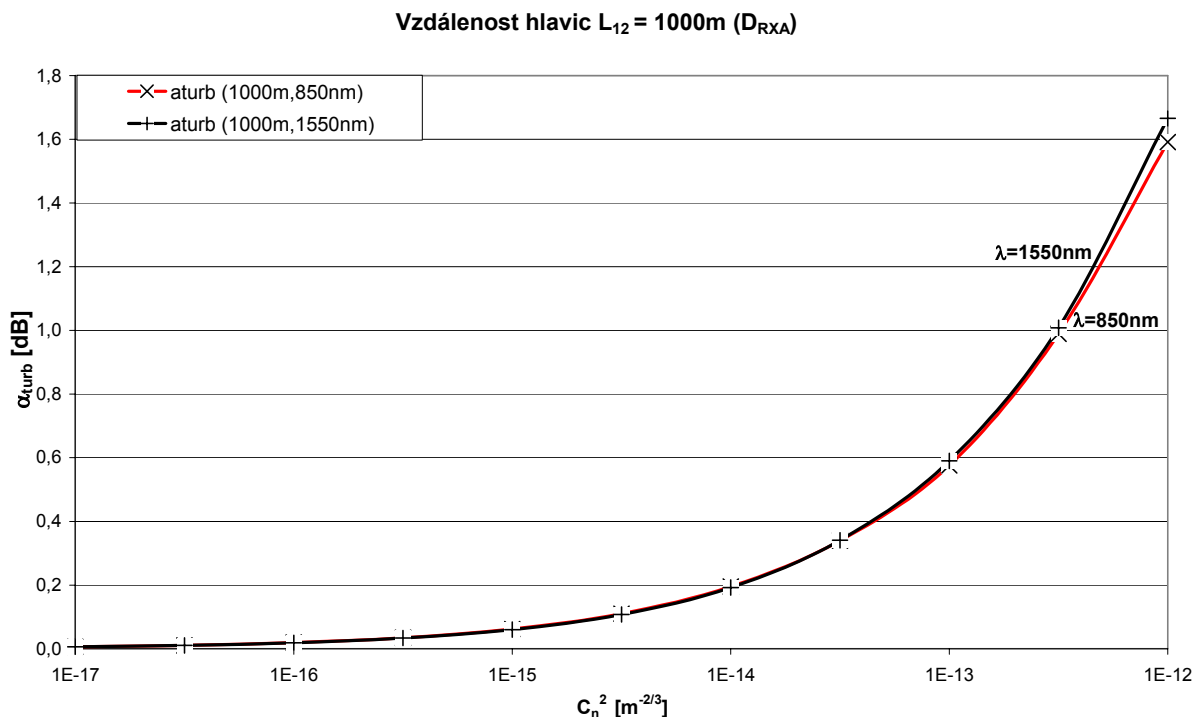
Útlum na trase α_{turb} [dB] určuje vztah [12][13]

$$\alpha_{turb} = 10 \log \left| 1 - \sqrt{\sigma_I^2(D_{RXA})} \right|. \quad (7.10)$$

Na třech následujících grafech je možné vidět útlum na trase vlivem turbulencí při různé vlnové délce a délce spoje v závislosti na strukturním parametru C_n^2 . Velikost přijímací čočky $D_{RXA}=0,3\text{m}$.

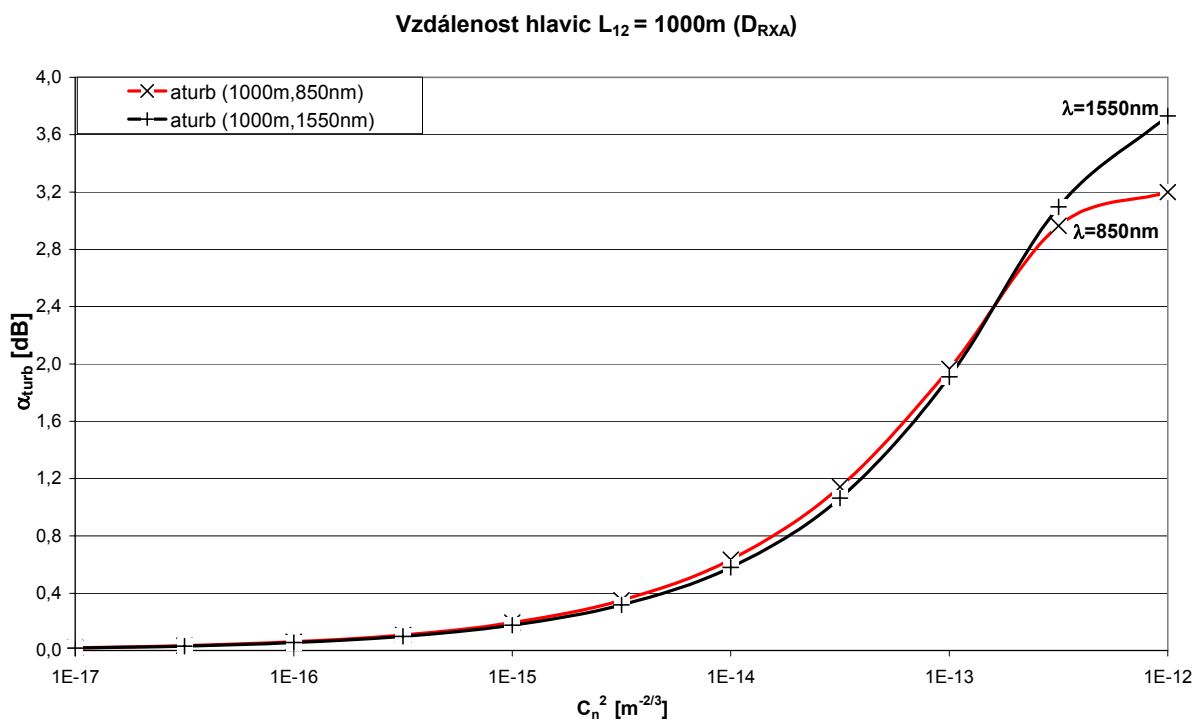


Obr. 16: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=500\text{m}$ ($D_{RXA} = 0,3\text{m}$)



Obr. 17: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=1000\text{m}$ ($D_{RXA} = 0,3\text{m}$)

Použitím menší přijímací čočky (průměr D_{RXA}) se vliv turbulencí na svazek projeví mnohem větším útlumem než při použití větší čočky. Viz. Obr.18, kde je pro srovnání na trase $L_{12} = 1000\text{m}$ při dvou vlnových délkách použita přijímací hlavičky o průměru $D_{RXA} = 0,1\text{m}$.



Obr. 18: Útlum na trase vlivem turbulencí $L_{12}=1000\text{m}$ ($D_{RXA} = 0,1\text{m}$)

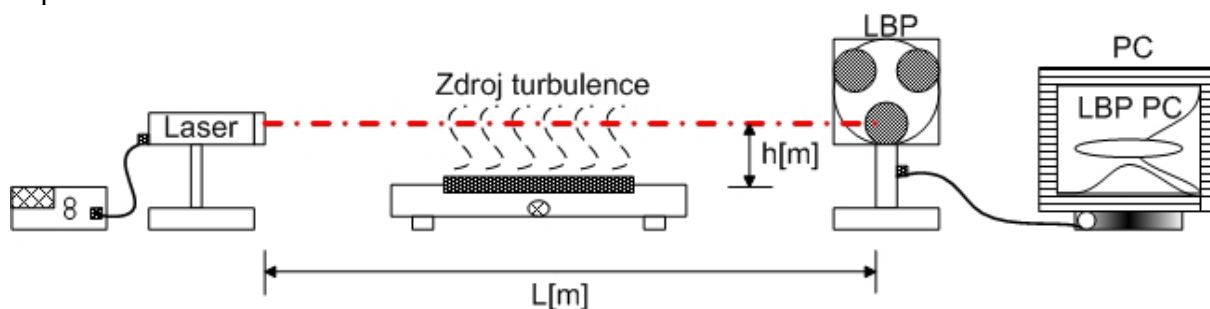
8. Modelování turbulentní atmosféry

Pro modelování turbulentní atmosféry v laboratorních podmínkách lze použít jako zdroje turbulence různé infrazářiče či větráky, které jsou umístěny v cestě optického svazku.

K vytváření turbulence bylo v této práci využito vařiče s nastavitelným 6-stupňovým termostatem → *st0* značí, že byl vařič při měření vypnut a *st1-st6* značí zapnutý vařič s rostoucím nastavením úrovně termostatu.

8.1 Pracoviště s využitím LBP

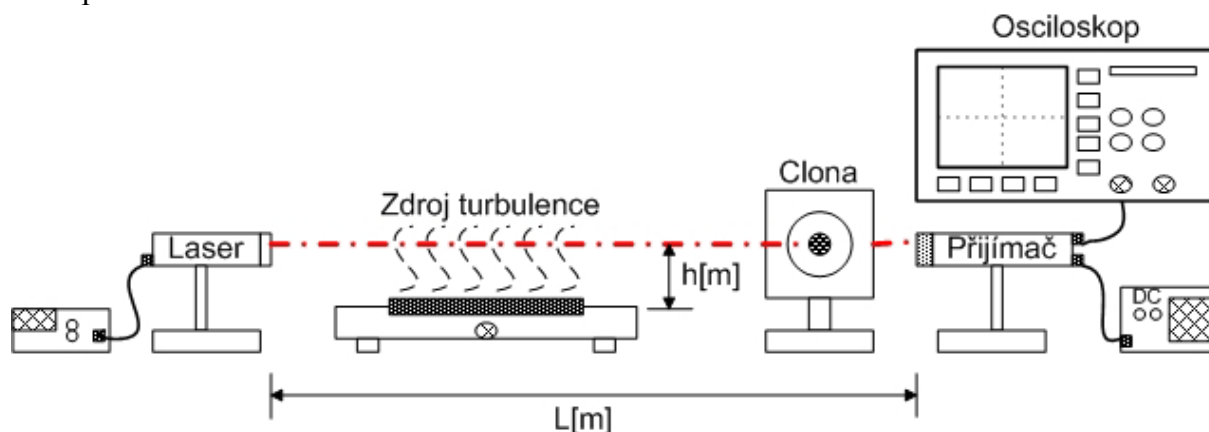
Zkratka LBP (Laser beam profiler) označuje snímač, zachycující intenzitní profil laserového svazku a to jak v 2D (vertikální profil svazku, horizontální profil svazku) či v 3D zobrazení. Ze snímací hlavičky jsou pomocí rozhraní USB2 měřená data přenášena do PC, kde jsou následně dle požadavků obsluhy zobrazena. Pro měření byla převážně využita rozlišovací schopnost snímače 480x640 bodů, hodnoty naměřeného profilu je možné pro další práci exportovat do *.txt.



Obr. 19: Pracoviště s využitím LBP

8.2 Pracoviště s využitím fotodiody

Měření pomocí snímací fotodiody jako přijímače a osciloskopu se používá pro bodové proměření laserové profilu svazku. Do cesty optického svazku je umístěna clona s okénkem (otvorem), v ideálním případě o průměru blízkého se nule. Následným vertikálním posuvem stínítka je proměřen celý profil svazku. Osciloskopem naměřené elektrické napětí je přímo úměrné optické intenzitě.



Obr. 20: Pracoviště s využitím fotodiody

9. Výsledky měření

Pro stanovení vlivu atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku bylo při měření postupováno tak, že pro každou nastavenou teplotu infrazářiče, umístěného do cesty svazku, bylo naměřeno větší množství vzorků. Na hodnotách každého vzorku optické intenzity pro daný stupeň byla zřejmá fluktuace optické intenzity.

Po naměření dostatečného počtu vzorků optických intenzit pro daný teplotní stupeň infrazářiče byla vyhodnocena míra variance optické intenzity $\sigma_{I,rel}^2$

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1, \quad (9.1)$$

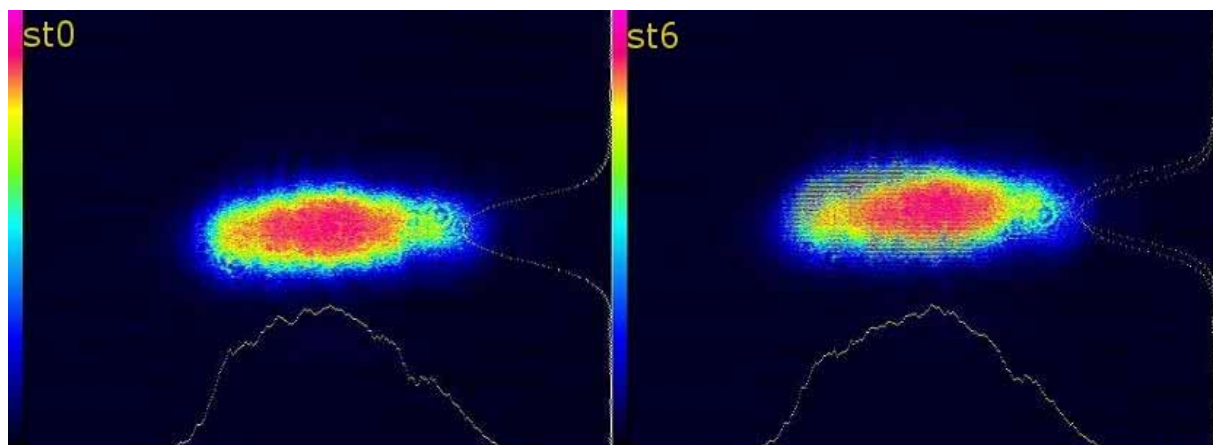
kde I značí optickou intenzitu vlny a $\langle \rangle$ znamená průměr.

9.1 Vyhodnocení měření pomocí LBP

Principem měření pomocí LBP bylo změření 25 vzorků pro každé nastavení teploty infrazářiče. Každý vzorek měření je reprezentován 480x680 body s hodnotou optické intenzity. Pro výpočet variance optické intenzity byla vybrána vždy pouze jedna horizontální řada procházející středem stopy laserového svazku. Tato řada 680 bodů je také zredukována z obou stran na velikost stopy laserového svazku. Po této redukci hodnot je počítána variance optické intenzity v každém bodě horizontální linie svazku.

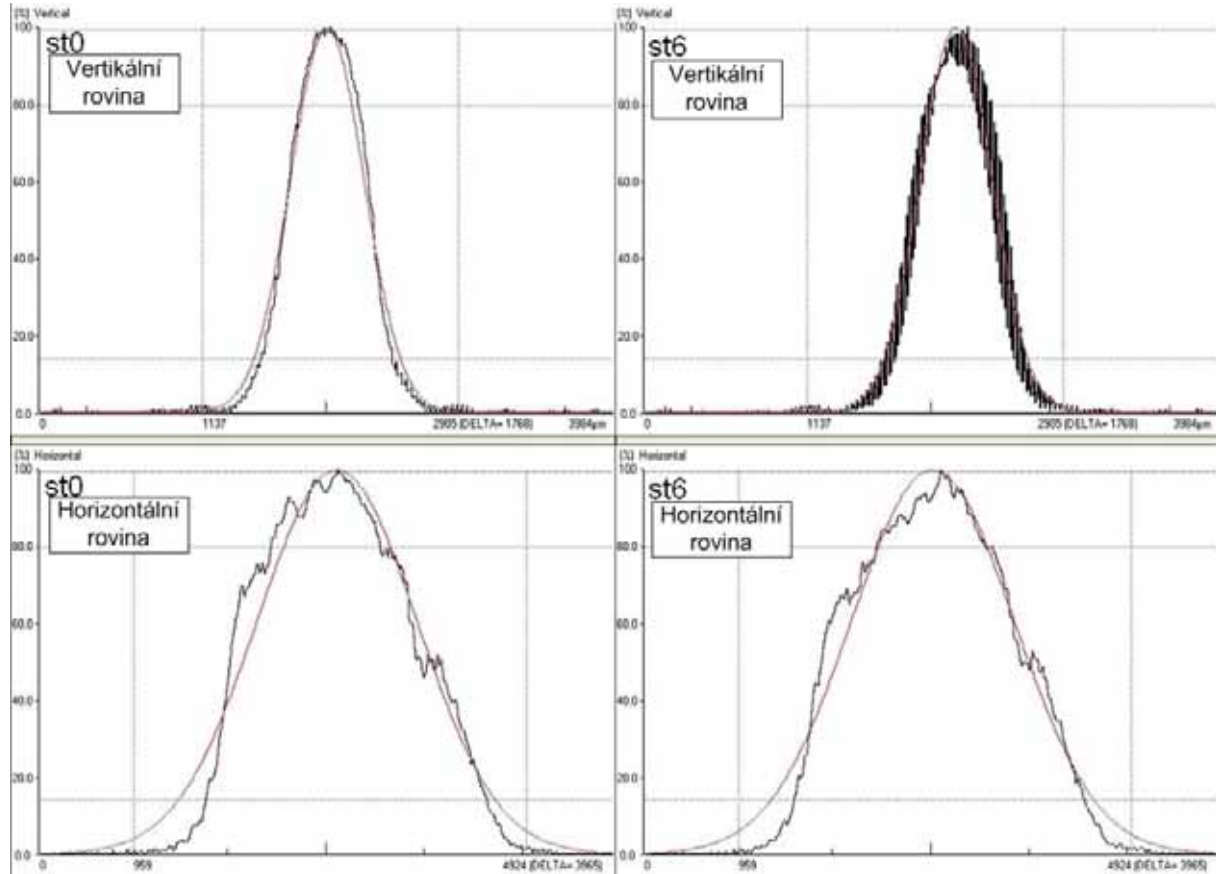
9.1.1 Optický svazek 635 nm

Na obr.21 je patrné působení turbulence na intenzitní profil laserového svazku ($\lambda=635\text{nm}$). Laserová stopa je při *st0* téměř neporušena, vyskytují se zde pouze slabé variance optické intenzity, kdežto u *st6* laserová stopa velice přeskakuje, variance optické intenzity značně narostly a samotný LBP má problém rozeznat tvar svazku (viz. vertikální složka).



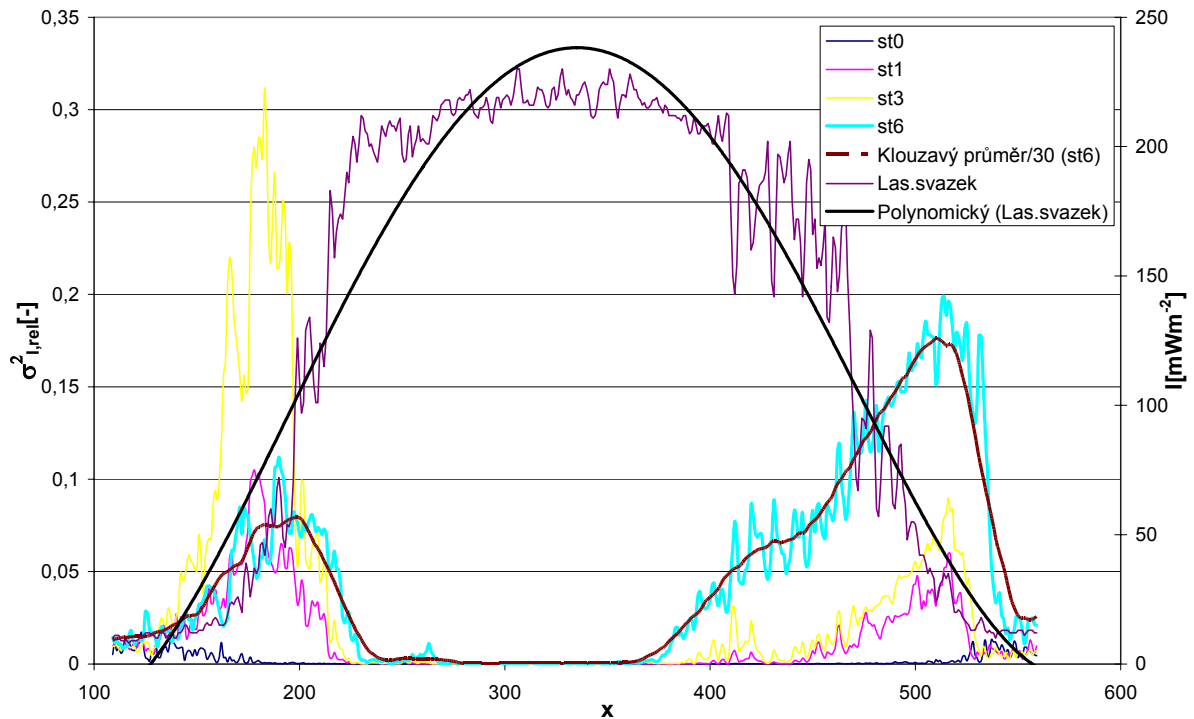
Obr. 21: Rozložení intenzity optického svazku při *st0*, *st6* ($\lambda=635\text{nm}$) pomocí LBP

Vliv atmosférické turbulence je patrný i v řezech horizontální a vertikální rovinou intenzitního profilu svazku měřeného pomocí LBP. Značný vliv změny teplotního stupně infrazářiče ze *st0* na *st6* je dobře viditelný ve vertikální rovině intenzitního profilu svazku (obr.22), kde při *st6* dochází k velice silné fluktuaci optické intenzity a tím i nárůstu variance optické intenzity.

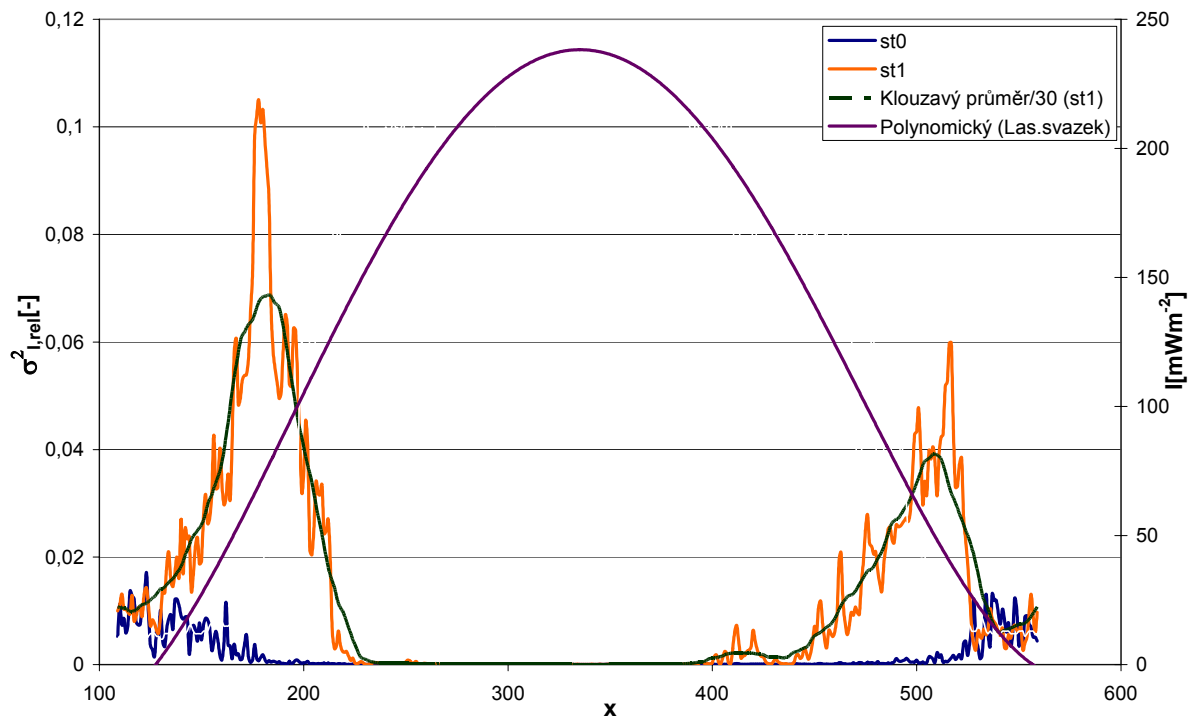


Obr. 22: Vertikální a horizontální řez intenzitním profilem svazku při *st0*, *st6* ($\lambda=635\text{nm}$) pomocí LBP

Následující grafické závislosti znázorňují rozložení variance optické intenzity podél horizontální linie stopy svazku. Přehlednější grafickou závislost přináší obr.24, který vykresluje varianci optické intenzity při vypnutém (*st0*) a zapnutém (*st1*) infrazářiči. Pro názornost vlivu turbulencí na optický svazek jsou grafické závislosti doplněny o průběh svazku daný optickou intenzitou I [Wm^{-2}] v jednotlivých bodech.



Obr. 23: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (*st0*,*st1*,*st3*,*st6*) pomocí LBP ($\lambda=635$ nm)

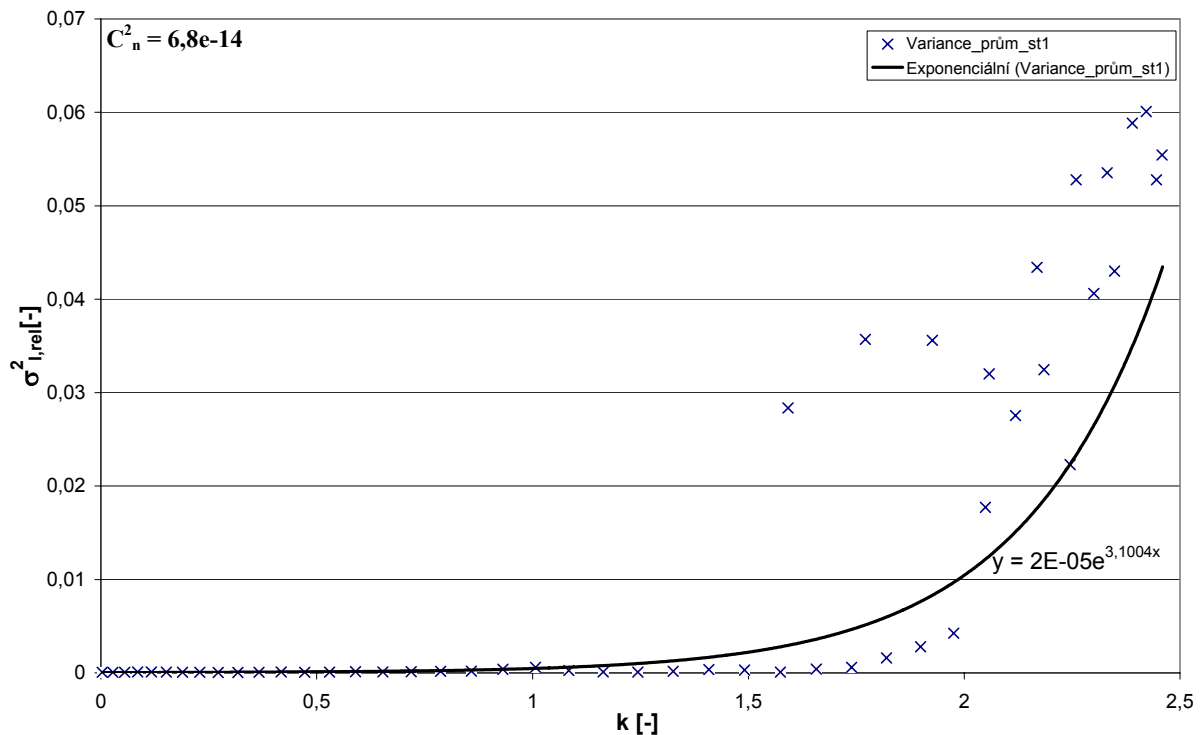


Obr. 24: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (*st0* , *st1*) pomocí LBP ($\lambda=635$ nm)

Z předcházejících grafických závislostí je patrné, že variance optické intenzity vykazuje nárůst pouze v určitých oblastech předpokládaného Gaussovského svazku. Obr.25 obsahuje grafickou závislost variance optické intenzity na směrnici přímky (9.2), ze které vyplývá, že se zvyšující se směrnici přímky roste variance optické intenzity, tj. v místech největší strmosti laserového svazku dochází ke zvýšení variance optické intenzity oproti oblastem se směrnici blížíící se nule, kde je variance optické intenzity minimální.

$$k = \frac{I_2 - I_1}{x_2 - x_1} = \frac{\Delta I}{\Delta x}, \quad (9.2)$$

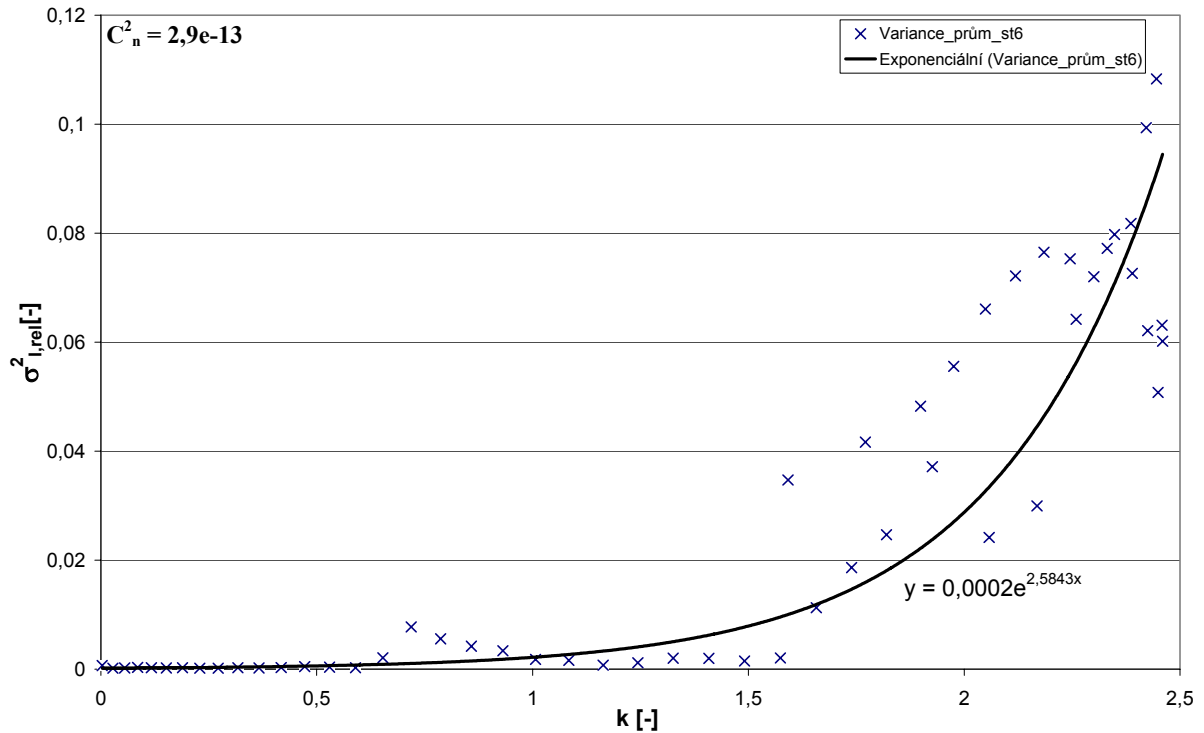
kde I a x značí souřadnice začátku a konce směrnice přímky.



Obr. 25: Závislost variance optické intenzity na směrnici přímky pro st1 ($\lambda=635\text{nm}$)

Porovnáním závislosti variance optické intenzity na směrnici přímky pro *st1* (obr.25) se závislostí variance optické intenzity na směrnici přímky pro *st6* (obr.26) je zjevný vliv velikosti stupně infrazářiče na výsledný průběh variance optické intenzity. S rostoucí mírou atmosférických turbulencí neustále narůstá hodnota variance optické intenzity v závislosti na směrnici tečny.

Jako doplňující hodnota je vypočítán podle vztahu (7.2) strukturní parametr indexu lomu určující míru turbulence. Pro výpočet byla vybrána hodnota variance optické intenzity z oblasti svazku se směrnici blížíící se nule. Pro *st0* je určen vztažný strukturní parametr indexu lomu $C_n^2=6,8e-14$ a pro *st6* (značící větší míru turbulence) hodnota $C_n^2=2,9e-13$.

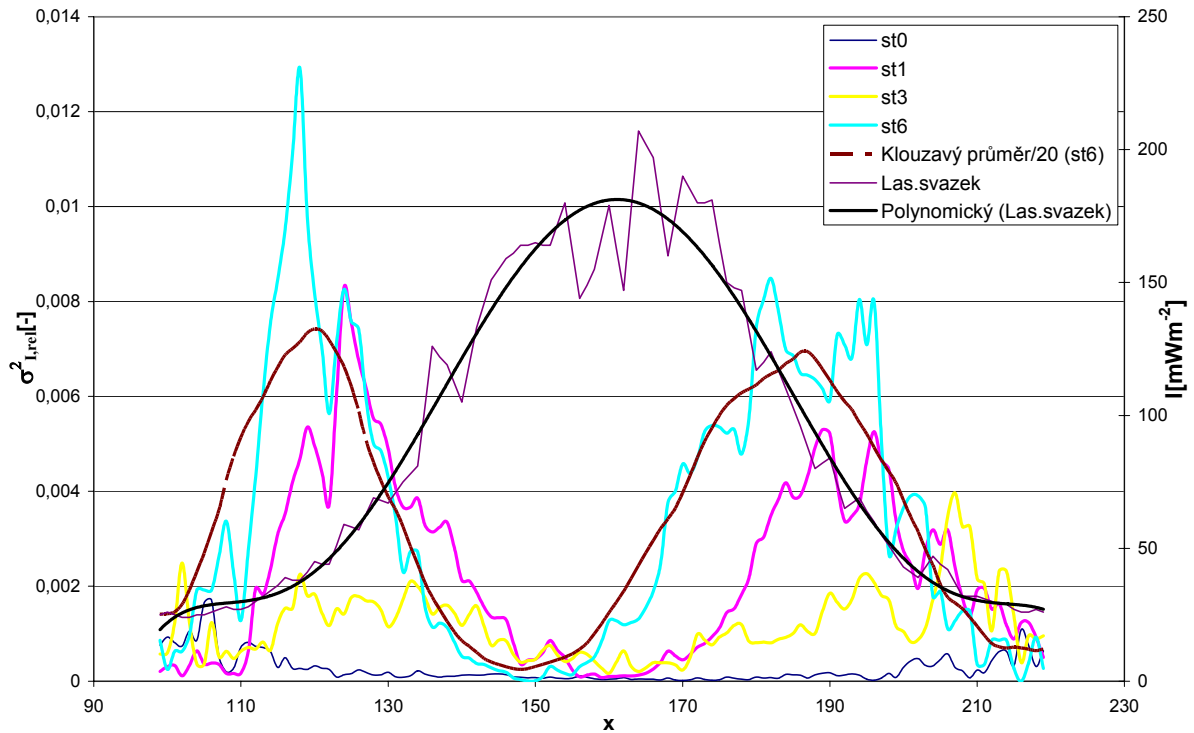


Obr. 26: Závislost variance optické intenzity na směrnici přímky pro st6 ($\lambda=635\text{nm}$)

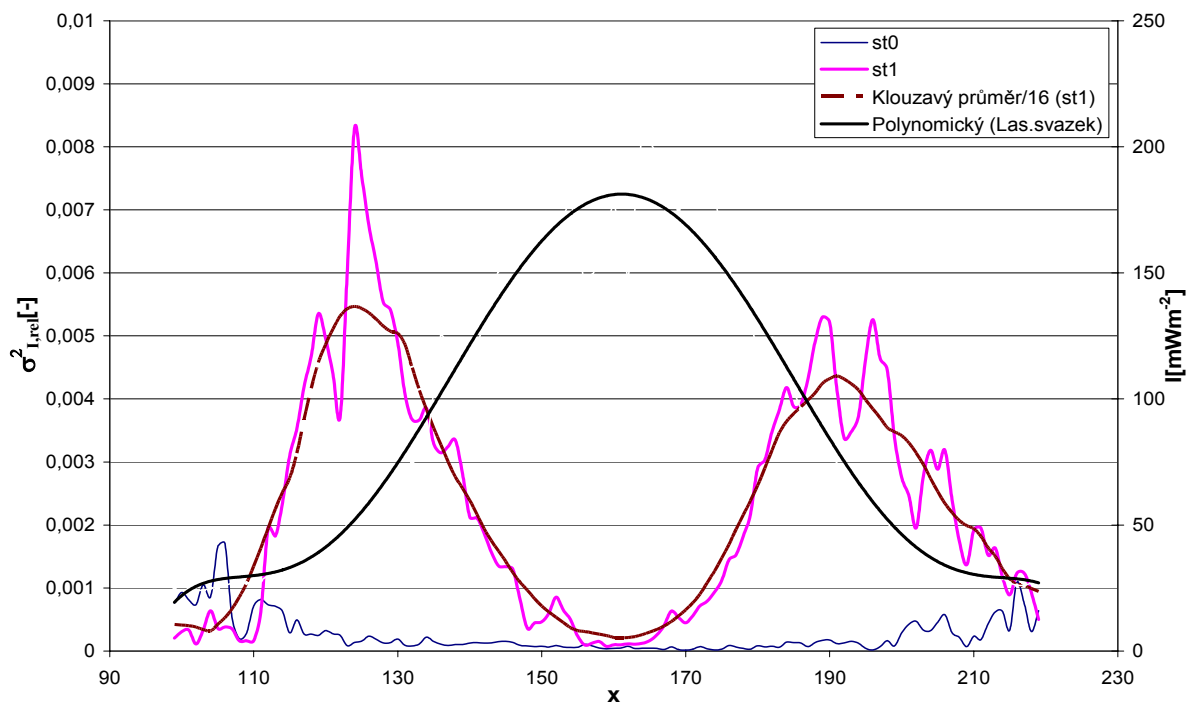
Průběh závislosti variance optické intenzity na směrnici přímky je přínosem pro stanovení optimálního tvaru laserového svazku. Nejmenší variance optické intenzity je při směrnici tečny blížící se nule. Z tohoto důvodu, je lepší volit svazek s co nejstrmějším náběhem (ideální Top-hat).

9.1.2 Optický svazek 670 nm

V dalším měření pro porovnání vlivu atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku byl použit laser o vlnové délce $\lambda = 670$ nm. Dvojice grafických závislostí znázorňuje rozložení variance optické intenzity podél horizontální linie stopy svazku (obr.27, obr.28).

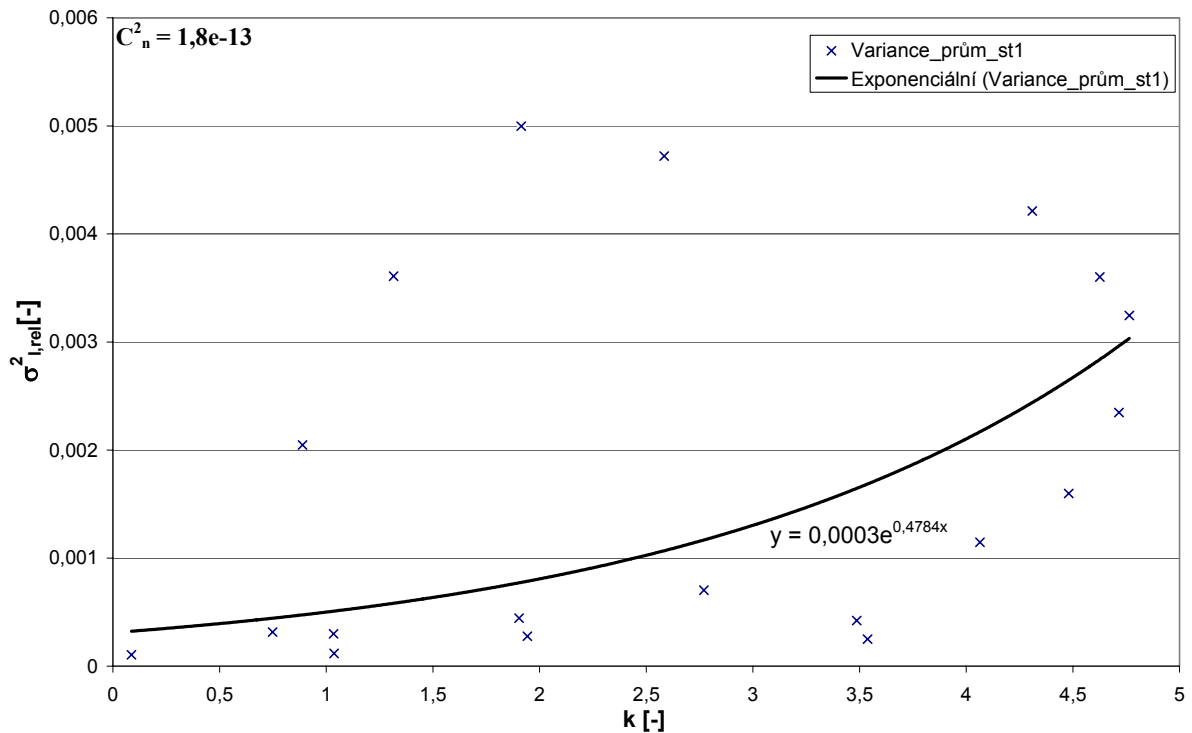


Obr. 27: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (st0,st1,st3,st6) pomocí LBP ($\lambda=670$ nm)

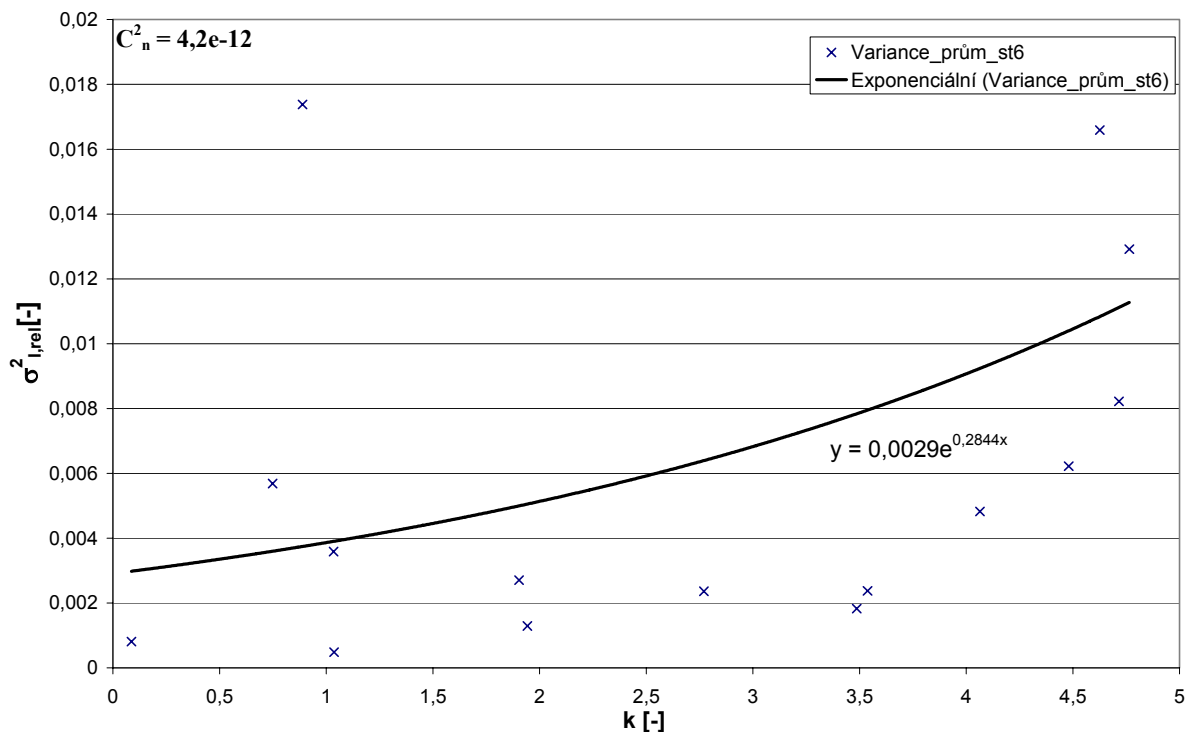


Obr. 28: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (st0 , st1) pomocí LBP ($\lambda=670$ nm)

Grafické závislosti variance optické intenzity na směrnici přímky *st0*, *st6* byly vykresleny s podobným výsledkem i pro laser o vlnové délce $\lambda = 670$ nm.



Obr. 29: Závislost variance optické intenzity na směrnici přímky pro *st0* ($\lambda=670$ nm)

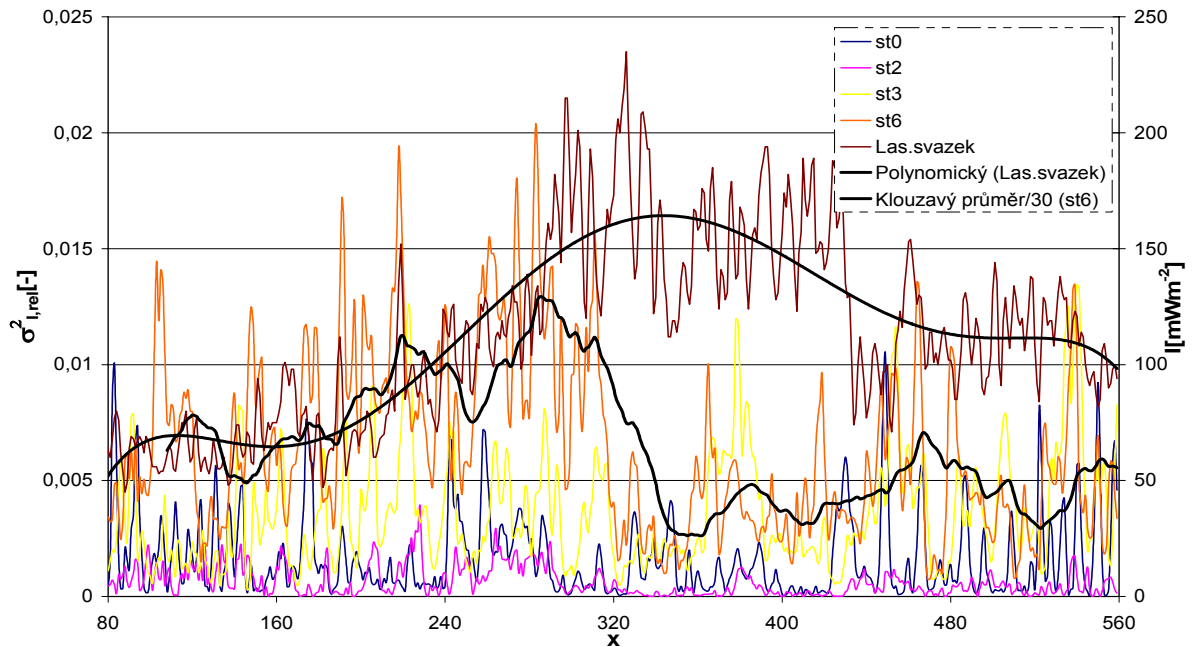


Obr. 30: Závislost variance optické intenzity na směrnici přímky pro *st6* ($\lambda=670$ nm)

Pro *st0* je určen vztažný strukturální parametr indexu lomu $C_n^2=1,8e-13$ a pro *st6* (značící větší míru turbulence) hodnota $C_n^2=4,2e-12$.

9.1.2 Optický svazek 808 nm

Posledním měřeným laserem pomocí LBP byl laser o vlnové délce $\lambda=808\text{nm}$. Požadovaná variance optické intenzity byla počítána z 25 vzorků, ale takováto přesnost nebyla využita, neboť je laser pro práci nepoužitelný. Zdroj laseru zanášá do optického svazku příliš mnoho šumu, což je patrné na grafické závislosti rozložení variance optické intenzity obr.28.

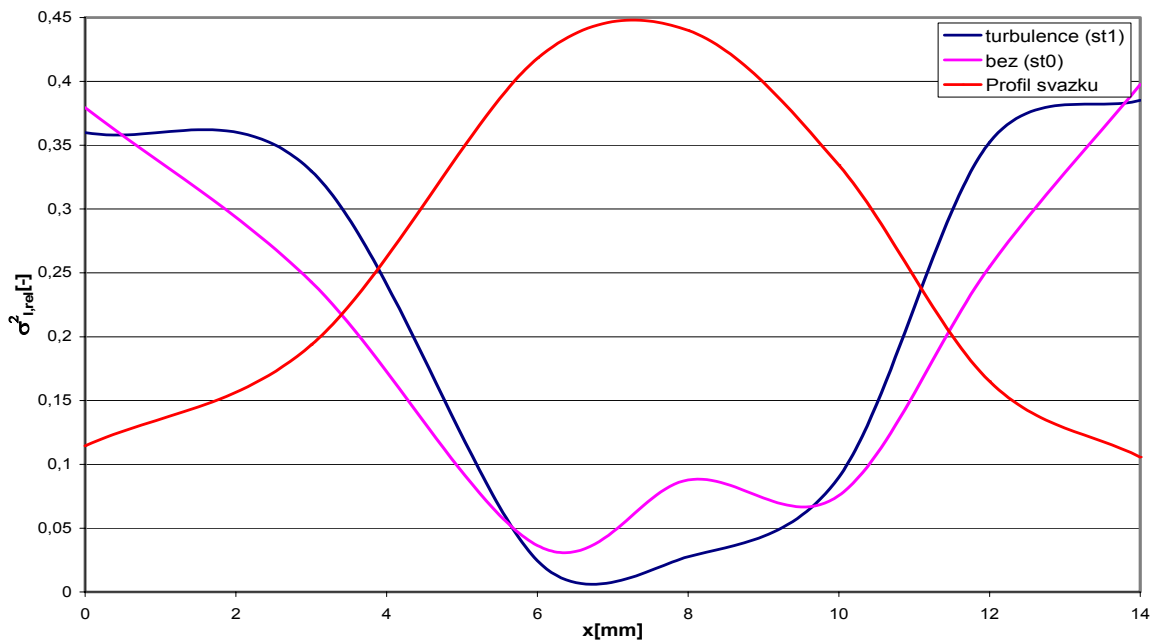


Obr. 31: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku (st0, st2, st3, st6) pomocí LBP ($\lambda=808\text{ nm}$)

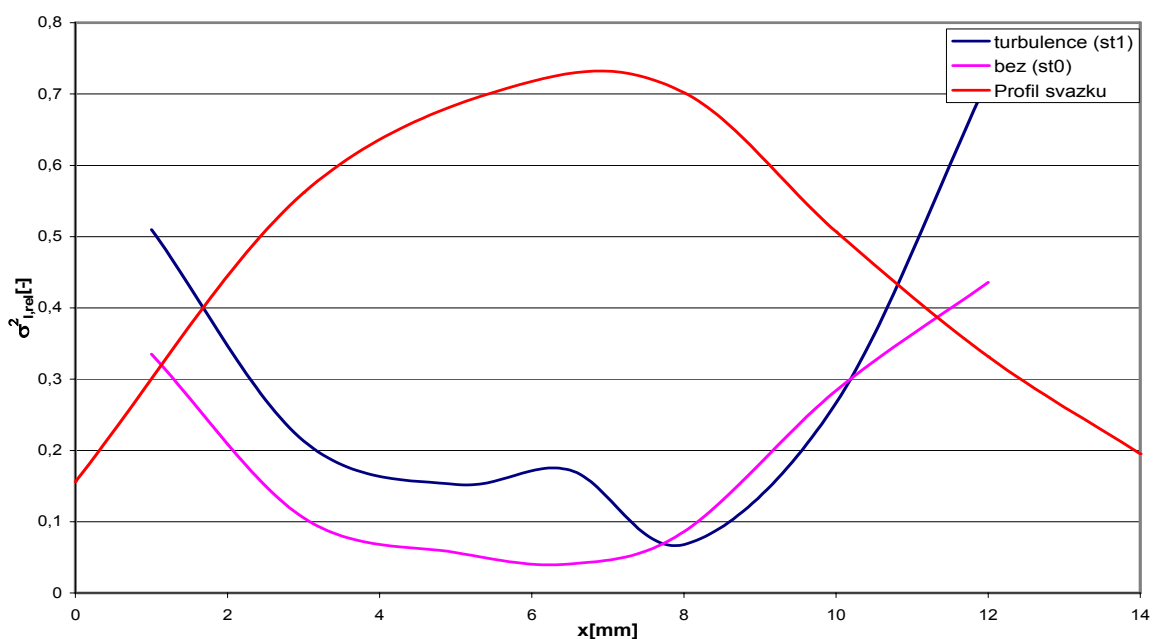
9.2 Vyhodnocení měření pomocí fotodiody

Fotodioda jakožto fotodetektor převádí elektromagnetické záření na elektrický signál, který je snímán osciloskopem. Naměřené elektrické napětí je přímo úměrné optické intenzitě.

Z naměřených vzorků je vypočtena hodnota variance optické intenzity (9.1) pro jednotlivé body v horizontální rovině svazku. Grafické závislosti obr.32 a obr.33 jsou zhotoveny pouze ze sedmi bodů rozprostřených napříč svazkem. Tento stav zanáší do měření jistou nepřesnost. Další nepřesností je bezesporu velikost okénka ve stínítku, která by měla propouštět při této metodě nekonečně malý zlomek svazku, čehož nelze dosáhnout. Ale i přesto je z grafických závislostí patrný vliv turbulencí (stI) na míru variance optické intenzity, která opět dosahuje svého minima v oblastech svazku se směrnici blíží se nule.



Obr. 32: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku $\lambda=635$ nm



Obr. 33: Závislost rozložení variance opt. intenzity v horizontální rovině opt. svazku $\lambda=670$ nm

10. Závěr

V bakalářské práci se zabývám studiem a problematikou šíření laserového svazku v atmosférickém přenosovém prostředí. Tato problematika je komplikována neuceleností dostupných informací, kdy každý známý autor publikací používá jiných symbolů, vztahů a principů. V práci jsem se tak snažil o postupné vysvětlení všech částí této problematiky od atmosférického přenosového prostředí, přes současně používané laserové svazky, matematické popisy atmosférických turbulencí a také určením míry atmosférických turbulencí a jejich vlivem na laserový svazek.

Dalším krokem této semestrální práce bylo názorné vykreslení grafických závislostí útlumu na trase vlivem míry atmosférických turbulencí $\alpha_{\text{turb}} = f(C_n^2)$, při použití dvou odlišných vztahů. U prvního použitého vztahu (7.6) je při stejné délce spoje několikanásobně větší útlum, než při použití druhého vztahu (7.10), který bere v úvahu i velikost přijímací čočky. Z grafických závislostí je patrné, že vliv na útlum má i větší průměr přijímací čočky, kdy ze současně používaných průměrů 10, 20, 30cm je nejméně ovlivňována ta s největším průměrem (D_{RXA}).

V poslední části práce jsem se věnoval praktickému zkoumání vlivu atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku (k práci byly použity lasery o vlnových délkách $\lambda = 635\text{nm}$, $\lambda = 670\text{nm}$ a $\lambda = 808\text{nm}$). Tato snaha probíhala v laboratorních podmínkách, kdy byla do trajektorie optického paprsku implementována nehomogenita tvořená turbulencí. Výsledný vliv atmosférických turbulencí na laserový svazek je prezentován variací optické intenzity. Výsledné variance byly zjištěny pomocí výpočtu z hodnot optických intenzit, získaných pomocí dvou metod měření. Z větší části bylo použito metody využívající Laser Beam Profiler, podle které je zřetelně vidět nárůst variací optické intenzity s rostoucí teplotou infrazářiče, tj. s větší mírou turbulence. K této závislosti vedla i druhá metoda využívající fotodiody a postupného proměřování horizontální linie stopy svazku tzv. "okénkovou metodou".

Hlavním přínosem ve druhé části práce je zjištění závislosti variance optické intenzity na směrnici přímky, kdy s rostoucí hodnotou směrnice přímky roste variance optické intenzity, viz. kap.9.1. Pomocí tohoto poznatku je možné určit optimální tvar svazku pro optické bezkabelové spoje. Jako nejlepší řešení je využití co nejstrmějšího náběhu tvaru svazku, čímž bude z větší části omezen vliv míry atmosférických turbulencí. Z tohoto důvodu se jako nejvhodnější jeví svazek Top-hat, oproti svazku Gaussovskému, okrajovému či středovému. Tento poznatek byl získán experimentálním měřením, je tedy nutné k němu takto přistupovat a pokud možno rozvíjet další studii.

Reference

- [1] Saleh, B. E. A., Teich, M. C. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley, 1991. ISBN 0-471-83965-5
- [2] Andrews, L. C., Phillips, R. L. Laser Beam Propagation through Random Media. Bellingham: SPIE, 1998. ISBN 0-81942787-X
- [3] Siegman, A.E., Lasers. University Science Books, 1986. ISBN 0935702113
- [4] Dvořák, P. Učebnice pilota. Svět křídel 2003. ISBN 80-85280-89-2
- [5] Mihos, C. Department of Astronomy, CWRU
<<http://burro.cwru.edu/Academics/Astr201/Atmosphere/atmosphere1.html>>
[cit. 2.5.2009]
- [6] WeatherStreet, <<http://www.weatherquestions.com/convection.gif>> [cit. 2.5.2009]
- [7] Ishamaru, A., Wave propagation and scattering in Random Media. New York: Academic Press, 1978. ISBN 0-7803-4771-X
- [8] Korevaar, E.J., Optical Wireless Communications. Boston: SPIE , 1999. ISBN 0-8194-2993-7
- [9] Wikimedia Foundation, Inc., <http://en.wikipedia.org/wiki/Reynolds_number>
[cit. 2.5.2009]
- [10] Wilfert, O., Optoelektronika, Brno University of Technology, Institute of Radio Electronics, Brno, 2002
- [11] Naboulsi, A., Sizun, M., De Fornel, F. Propagation of optical and infrared Waves in the atmosphere. In The Proceedings of the XXVIIIth URSI General Assembly in New Delhi. New Delhi (India): URSI, 2005, p.1-4.
- [12] Andrews, L.C. Free-Space laser propagation: Atmospheric effects. Digest of the LEOS Summer Topical Meetings, 2005, vol. 1, no. 1, p. 3-4. ISSN 1099-4742
- [13] Andrews, L., Phillips, R., Hopen, C. Laser Beam Scintillation with Applications. Washington: Spie Press, 2001

Seznam symbolů

A_0	Amplituda svazku $[(W/m^2)^{1/2}]$
C_n^2	Strukturní parametr indexu lomu $[m^{-2/3}]$
C_T^2	Strukturní teplotní parametr $[deg^2/m^{2/3}]$
C_v^2	Konstanta rychlostní struktury $[m^{4/3}/s^2]$
d	Vzdálenost [m]
$D_n(R)$	Index strukturní lomové funkce
D_{RXA}	Průměr přijímací čočky [m]
$I(0,0)$	Intenzita ve středu svazku $[W/m^2]$
k	Optické vlnové číslo $[m^{-1}]$
k	Směrnice přímky [-]
l	Vzdálenost [m]
L_0	Rozměr makrocely [m]
l_0	Rozměr mikrocely [m]
L_{12}	Vzdálenost spoje [m]
$n(\mathbf{R})$	Index refrakce [-]
n_0	Řádný index lomu [-]
P	Optický výkon [W]
P	Tlak [bar]
r	Radiální vzdálenost od optické osy svazku [m]
R	Vzdálenost dvou částic [m]
Re	Reynoldsovo číslo [-]
T	Teplota [K]
t	Čas [s]
v	Rychlost [m/s]
$W(z)$	Poloměr svazku (přijímač) [m]
W_0	Poloměr svazku (vysílač) [m]
z	Axiální vzdálenost od krčku svazku [m]
z_0	Rayleighova vzdálenost [m]
$\alpha_{l,atm}$	Koeficient útlumu [dB/km]
α_{turb}	Útlum na trase [dB]
β_0	Parametr relativní disperze $[dB^2]$
ε	Průměrná rychlost rozptýlení turbulentní energie masou proudění $[m^2/s^3]$
λ	Vlnová délka [m]
Λ	Fresnelův poměr svazku (vysílač) [-]
$\sigma_{l,rel}^2$	Relativní disperze optické intenzity $[dB^2]$
ν	Viskozita $[m^2/s]$