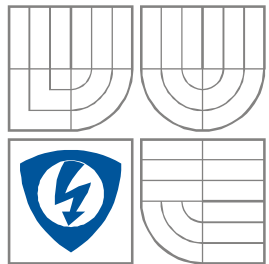


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

CHARAKTERISTIKA TURBULENTNÍ ATMOSFÉRY PRO HORIZONTÁLNÍ A VERTIKÁLNÍ TRASU OPTICKÉHO BEZKABELOVÉHO SPOJE

CHARACTERIZATION OF TURBULENT ATMOSPHERE FOR HORIZONTAL AND VERTICAL PATH OF
OPTICAL WIRELESS LINK

HABILITAČNÍ PRÁCE
HABILITATION THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. Lucie Hudcová, Ph.D.

BRNO, 2017

ABSTRAKT

Tato práce je zaměřená na charakterizování atmosféry horizontální a vertikální trasy optické bezkabelové komunikace se zaměřením na určení turbulentní charakteristiky přenosového media. Jsou zde představeny základní typy optických svazků, které se využívají v tomto typu bezkabelové komunikace, a stručně popsány atmosférické jevy, které ovlivňují kvalitativní a kvantitativní parametry optického signálu nesoucího informaci. Samostatná kapitola pojednává o modelech pro určení vertikálního profilu strukturního parametru indexu lomu pro účely vertikální optické bezkabelové komunikace. Jsou zde prezentovány metody měření míry atmosférické turbulence v případě horizontální optické komunikace. Součástí práce jsou doporučení ke snížení negativního vlivu atmosféry na přenášený optický svazek.

KLÍČOVÁ SLOVA

Atmosférické přenosové prostředí, optická oblast spektra, horizontální a vertikální optické bezkabelové spoje, atmosférická turbulence, měření strukturního parametru indexu lomu, turbulentní modely.

ABSTRACT

This work is focused on the characterization of the atmosphere for horizontal and vertical optical wireless communication with the aim on the atmospheric turbulence. Basic types of the optical beams and atmospheric transmission media affecting quantitative and qualitative parameters of the optical beams are briefly introduced. The work also describes models for determining of the vertical profiles of the refractive index structure parameter for the purpose of vertical optical wireless communication. The methods for determination of the volume of atmospheric turbulence for horizontal optical communication are presented. This work concludes to the recommendations for reducing of the negative influence of the atmosphere on the transmitted optical beams.

KEYWORDS

Atmospheric transmission media, optical spectrum, horizontal and vertical optical wireless links, atmospheric turbulence, measurement of refractive index structure parameter, turbulent models.

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji prof. Otakarovi Wilfertovi za cenné rady, které mi pomohly při práci na této habilitaci.

Věnováno Lindě, Danovi a Lubošovi.

Experimentální část této habilitační práce byla realizována na výzkumné infrastruktuře
vybudované v rámci projektu CZ.1.05/2.1.00/03.0072
Centrum senzorických, informačních a komunikačních systémů (SIX)
operačního programu Výzkum a vývoj pro inovace.

OBSAH

Úvod	1
1 Optické bezkabelové spoje	3
1.1 Parametry optických bezkabelových spojů.....	3
1.1.1 Směrnost	3
1.1.2 Přenosové rychlosti	3
1.1.3 Dosah	4
1.1.4 Pracovní spektrum	4
1.1.5 Mobilita	4
1.1.6 Počet komunikačních vlnových délek	4
1.1.7 Časová dostupnost spoje a pravděpodobnost přerušení svazku	4
1.1.8 Pravděpodobnost detekce optického výkonu	5
1.2 Typy optických svazků v optické bezkabelové komunikaci.....	6
1.3 Konstrukce optického bezkabelového spoje	7
1.4 Optické vysílače.....	8
1.5 Optické přijímače	9
1.6 Ztráty a bezpečnost v optické bezkabelové komunikaci.....	9
1.6.1 Výkonové ztráty v atmosféře (turbulence, útlumy)	9
1.6.2 Geometrické ztráty a zesílení na přijímací optice	10
1.6.3 Ztráty zamířením	10
1.6.4 Útlumy na optických elementech a vazbách	11
1.6.5 Difrakce na vysílací čočce	11
1.6.6 Nestandardní jevy	11
1.6.7 Bezpečnost a zabezpečení optické bezkabelové komunikace	11
1.7 Energetická bilance optického bezkabelového spoje	12
1.8 Modulace optického svazku.....	14
1.8.1 On-off keying – OOK	14
1.8.2 Pulsně polohová modulace L- PPM	16
1.8.3 Pulsně Amplitudová Modulace M-PAM	19
1.8.4 Porovnání základních modulačních technik	22
1.8.5 Ostatní nekoherentní modulační techniky	25
1.8.6 Modulace polarizace	26
1.8.7 Koherentní modulace	26

1.8.8	Kvantová modulace	26
2	Vlastnosti přenosového prostředí v optické oblasti spektra	27
2.1	Struktura atmosféry Země	27
2.1.1	Chemické složení atmosféry	27
2.1.2	Model vrstev atmosféry	27
2.2	Útlum optického signálu	28
2.3	Atmosférická turbulence.....	30
2.3.1	Vznik atmosférické turbulence	30
2.3.2	Projevy atmosférické turbulence	31
2.3.3	Měření a modelování atmosférické turbulence	32
2.4	Šumy.....	33
2.4.1	Kvantový šum	33
2.4.2	Šum temného proudu	33
2.4.3	Šum pozadí	34
2.4.4	Tepelný šum	34
2.5	Přerušení svazku	34
3	Vertikální modelování atmosférické turbulence	35
3.1	Hufnagelův model.....	35
3.2	Hufnagelův-Valleyův model	39
3.3	Hufnagelův-Valleyův 5/7 model	42
3.4	DLR Hufnagelův-Valleyův 5/7 model	44
3.5	Hufnagelův - Andrewsův – Phillipsův (HAP) model	44
3.6	Modifikovaný Hufnagelův - Andrewsův – Phillipsův (HAP) model	46
3.7	Hufnagelův-Valleyův noční model	51
3.8	Sadotův – Kopeikův model	52
3.9	$h^{-4/3}$ model	55
3.10	Kaimalův model.....	56
3.11	Waltersův – Kunkelův model	56
3.12	Kukharetsův – Tsvangův model	57
3.13	Wyngaardův model.....	59
3.14	Thiermannův - Kohnleův model.....	61
3.15	Brooknerův model	63
3.16	Modifikovaný Brooknerův model	64
3.17	Greenwoodův model	65
3.18	Gurvichův model.....	66

3.19	Gracheva - Gurvichův zjednodušený model	68
3.20	Maui 3 model	70
3.21	Maui 4 model	71
3.22	Clear1Night Model	74
3.23	SLC Day model.....	75
3.24	Modifikovaný SLC Day model.....	76
3.25	SLC Night model	78
3.26	AFGL AMOS model.....	79
3.26.1	Noční režim	79
3.26.2	Ranní režim	80
3.26.3	Denní režim	80
3.27	NOAA Van Zandtův model	84
3.28	Pamela model	84
3.29	Ostatní modely.....	85
3.30	Přehled modelů pro stanovení C_n^2 a jejich vstupních parametrů.....	85
4	Metodika určování míry turbulence	87
4.1	Rytovova metoda pro stanovení relativní variance optické intenzity	87
4.2	Andrewsova metoda.....	88
4.3	Kvantifikace turbulence pomocí úhlu dopadu.....	89
4.4	Metoda snímání teploty atmosféry	89
4.5	Sadotova – Kopeikova metoda	92
4.5.1	yr.no	93
4.5.2	weather.com	93
4.5.3	in-pocasi.cz	93
4.5.4	windyty.com	93
4.5.5	Měřené meteorologické parametry	94
4.5.6	Přesnost předpovědi	94
4.5.7	Předpověď míry turbulence	96
4.5.8	Určení míry turbulence na střeše FEKT	98
4.6	Metoda dostupných výkonů	99
4.7	Interferenční metoda.....	103
4.8	Metoda ekvivalentního gradientu teploty	109
4.9	Friedův parametr	116
4.10	Zobrazení atmosférické turbulence	116
4.11	Ostatní metody	117

5	Metody potlačení negativního vlivu interakce optického svazku s atmosférou	118
5.1	Kompenzace útlumu optického signálu	118
5.2	Minimalizace šumů v optické bezkabelové komunikaci	118
5.3	Redukce vlivu atmosférické turbulence na optický signál	119
	Závěr	121
	Literatura	122
	Seznam symbolů, veličin a zkratk	129

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obrázek 1: Pravděpodobnost detekce signálu, kde šedě vyznačené oblasti $F(P_{\text{MIN}})$ a $F(P_{\text{MAX}})$ představují nedostupnost spoje – ilustrační obrázek.	5
Obrázek 2: Stopa Gaussovského svazku [9].	6
Obrázek 3: Stopa Top Hat svazku [11].	6
Obrázek 4: Stopa Besselovského svazku [12].	7
Obrázek 5: Stopa prstencového svazku [13].	7
Obrázek 6: Schématické znázornění optického bezkabelového spoje.	8
Obrázek 7: Ukázka energetické bilance optického bezkabelového spoje včetně uvedení vstupních parametrů.	13
Obrázek 8: Zobrazení odstupe signálu od šumu pro vybrané chybovosti BER pro OOK, PPM a PAM modulační schémata.	23
Obrázek 9: Parametr A představuje koeficient související s odstupem signálu od šumu pro vybranou chybovost, parametr B je vztažen k výkonovým nárokům při vybrané chybovosti spoje a nspektr ukazuje spektrální účinnost daných modulačních technik opět při vybrané chybovosti.	25
Obrázek 10: Propustnost atmosféry na úrovni moře [48].	29
Obrázek 11: Ilustrace šíření optického svazku oblastí s turbulentními celami.	31
Obrázek 12: Ilustrační obrázek pro putování svazku, kde $T_1 - T_4$ představují časy záznamu optické stopy na stínítku v rovině přijímače.	31
Obrázek 13: Ilustrace výkonové úrovně optického signálu. V případě průchodu svazku turbulencí dojde k fluktuaci úrovně optického záření.	32
Obrázek 14: Závislost C_n^2 s rostoucí výškou nad povrchem h a nulovou rychlost větru v	36
Obrázek 15: Zobrazení závislosti C_n^2 s rostoucí výškou nad povrchem h , kdy osu y zobrazujeme pro větší názornost v logaritmické míře.	36
Obrázek 16: Zobrazení vztahu C_n^2 k rostoucí výšce nad povrchem, který je zobrazen na ose y	37
Obrázek 17: Vývoj C_n^2 s rostoucí výškou pro různé rychlosti větru v	38
Obrázek 18: Záznam rychlosti větru s rostoucí výškou nad povrchem ze dne 9. července 2017 v 6:10, stanice Ancetri Observatory, Itálie.	39
Obrázek 19: Vypočtený vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný 6:10 určený Hufnagelovým modelem.	39
Obrázek 20: Vývoj C_n^2 s rostoucí výškou pro různé vybrané rychlosti větru – Hufnagelův – Valleyův model.	40
Obrázek 21: Vypočtený vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10 (Hufnagelův – Valleyův	

model).	41
Obrázek 22: Porovnání výsledů Hufnagelova a Hufnagelova – Valleyova modelu pro vybraný vertikální větrný profil pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10.	41
Obrázek 23: Vývoj C_n^2 s rostoucí výškou pro různé rychlosti větru.	42
Obrázek 24: Vypočtený vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10 (Hufnagelův – Valleyův 5/7 model).	43
Obrázek 25: Porovnání výsledů Hufnagelova – Valleyova modelu a jeho 5/7 modifikace pro vybraný vertikální větrný profil pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10.	43
Obrázek 26: Vývoj C_n^2 s rostoucí výškou pro různé rychlosti větru – HAP model.	45
Obrázek 27: Porovnání výsledů Hufnagelova – Valleyova 5/7 a HAP modelu pro vybraný vertikální větrný profil pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10.	46
Obrázek 28: Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro 7:00.	48
Obrázek 29: Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro 12:00.	48
Obrázek 30: Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro 18:00.	49
Obrázek 31: Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro 23:00.	49
Obrázek 32: Porovnání výsledů Hufnagelova – Valleyova 5/7 a modifikovaného HAP modelu pro vybraný vertikální větrný profil pro místní čas 8:30.	50
Obrázek 33: Porovnání výsledů Hufnagelova – Valleyova 5/7 a modifikovaného HAP modelu pro vybraný vertikální větrný profil pro místní čas 15:00.	51
Obrázek 34: Vypočtený vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pomocí nočního Hufnagelova – Valleyova modelu.	52
Obrázek 35: Vstupní data pro určení vertikálního charakteru turbulence pomocí Sadotova – Kopeikova modelu. RV představuje relativní vlhkost v %, v je rychlost větru v m/s a T je teplota v Kelvinech. V každém z obrázků jsou zobrazeny i meze platnosti metody (červená – minimum, žlutá – maximum pro vstupní hodnoty).	53
Obrázek 36: Výsledná charakteristika vykazuje minimální změny (jednotky v rámci stejného řádu) ve strukturním parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem.	54
Obrázek 37: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pro model $h^{(-4/3)}$	55
Obrázek 38: Porovnání modelu $h^{(-4/3)}$ s nočním Hufnagelovým – Valleyovým modelem.	56
Obrázek 39: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Waltersova – Kunkelova modelu pro výšku inverzní vrstvy 50 km.	57
Obrázek 40: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Kukhatersova – Tsvangova modelu pro výšku inverzní vrstvy 50 km.	58
Obrázek 41: Porovnání výsledků Waltersova – Kunkelova a Kukhatersova – Tsvangova modelu.	59

Obrázek 42: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu určený Wyngaardovým modelem – stabilní podmínky.....	60
Obrázek 43: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu určený Wyngaardovým modelem – nestabilní podmínky.	61
Obrázek 44: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Thiermannova – Kohnleova modelu pro nestabilní podmínky.....	62
Obrázek 45: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Thiermannova – Kohnleova modelu pro stabilní podmínky.....	63
Obrázek 46: Výsledný profil Brooknerova modelu. Výsledky jsou uvedené pouze do výšky 7 km nad povrchem země. Nad hranicí tropopauzy je platný modifikovaný Brooknerův model.	63
Obrázek 47: Výsledný profil modifikovaného Brooknerova modelů.....	64
Obrázek 48: Porovnání Brooknerova modelu a jeho modifikované verze, která pracuje s výškou tropopauzy a lépe charakterizuje stav atmosféry.	65
Obrázek 49: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Greenwoodova modelu.	66
Obrázek 50: Výsledné vertikální průběhy strukturního parametru indexu lomu podle Gurvichova modelu pro vybrané hodnoty C_n^2 (pro střední a silnou turbulenci) ve výšce 2,5 m nad povrchem země.	67
Obrázek 51: Výsledný profil strukturního parametru indexu lomu podle Gurvichova modelu pro nízkou míru turbulence ve výšce 2,5 m nad povrchem.	68
Obrázek 52: Minimální hodnoty strukturního parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem podle Gracheva – Gurvichova zjednodušeného modelu.....	68
Obrázek 53: Maximální hodnoty strukturního parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem podle Gracheva – Gurvichova zjednodušeného modelu.....	69
Obrázek 54: Zobrazení minimálních (C_n^2 min), maximálních (C_n^2 max) a průměrných (C_n^2 av) hodnot strukturního parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem podle Gracheva – Gurvichova zjednodušeného modelu.	70
Obrázek 55: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle modelu Maui3.	71
Obrázek 56: Grafické zobrazení strukturního parametru indexu lomu pro různé denní doby pomocí Maui4 modelu.....	73
Obrázek 57: Denní průběh parametru $a(t)$	73
Obrázek 58: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Clear1Night modelu.	74
Obrázek 59: Porovnání výsledků Clear1Night modelu s výstupy Maui3 modelu.	75
Obrázek 60: Vertikální turbulentní profil určený pomocí denního SLC modelu.....	76
Obrázek 61: Porovnání výsledného strukturního parametru indexu lomu modifikovaného SLC modelu s původním SLC modelem do 20 km nad povrchem.	77
Obrázek 62: Porovnání výsledného strukturního parametru indexu lomu modifikovaného SLC modelu s původním SLC modelem pro výšky do 3 km nad povrchem.	78

Obrázek 63: Zobrazení vertikální charakteristiky strukturního parametru indexu lomu nočního SLC modelu a jeho porovnání s původním denním SLC modelem.	79
Obrázek 64: Vertikální profil turbulence podle AFGL AMOS modelu pro noční hodiny.....	80
Obrázek 65: Vertikální profil turbulence podle AFGL AMOS modelu pro ranní hodiny.	80
Obrázek 66: Vertikální profil turbulence podle AFGL AMOS modelu pro denní režim.	81
Obrázek 67: Turbulentní profily pro noční, ranní a denní režim podle AFGL AMOS modelu.	82
Obrázek 68: Turbulentní profily pro noční modely – AFGL AMOS, SLC a CLEAR1.	83
Obrázek 69: Turbulentní profily pro denní modely – AFGL AMOS a SLC.	84
Obrázek 70: Záznam teplot v laboratoři bez působení vnějšího zdroje tepla, $C_n^2 = 3,28 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$	91
Obrázek 71: Záznam teplot v laboratoři při působení vnějšího zdroje tepla, $C_n^2 = 1,98 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$	92
Obrázek 72: Záznam předpovědi počasí a měřené hodnoty pro teplotu [91].	94
Obrázek 73: Záznam předpovědi počasí a měřené hodnoty pro relativní vlhkost [91].	95
Obrázek 74: Záznam předpovědi počasí a měřené hodnoty pro rychlost větru [91].	95
Obrázek 75: Vypočtený C_n^2 z měřených (Brno – Soběšice 10. 3. 2017) a předpověděných dat (weather.com 8. 3. 2017) [91].	96
Obrázek 76: Vypočtený C_n^2 z měřených (Brno – Soběšice 10. 3. 2017) a předpověděných dat (weather.com 9. 3. 2017) [91].	97
Obrázek 77: Vypočtený C_n^2 z měřených (Brno – Soběšice 10. 3. 2017) a předpověděných dat (inpocasi.cz 8. 3. 2017) [91].	97
Obrázek 78: Vypočtený C_n^2 z měřených (Brno – Soběšice 10. 3. 2017) a předpověděných dat (inpocasi.cz 9. 3. 2017) [91].	98
Obrázek 79: Vypočítaný strukturní parametr indexu lomu pro den 10. srpna 2017 v čase od 13:40 do 13:50 na střeše UREL, FEKT, VUT v Brně.	99
Obrázek 80: Intenzitní profil laserového svazku bez turbulence	100
Obrázek 81: Intenzitní profil laserového svazku s turbulencí. Pokud by svazek nebyl ovlivněn turbulencí, tak by v tomto případě měl Gaussovský průběh. Optická intenzita může být místy vyšší než v případě, že svazek není ovlivněn turbulencí.	100
Obrázek 82: Intenzitní profil po průchodu turbulencí s vyznačením turbulentní obálky, funkce dostupného výkonu $f(x)$ a plochy dostupného výkonu S_{Dv}	101
Obrázek 83: Zobrazení funkce dostupného výkonu $f(x)$ pro extrémní míru turbulence	102
Obrázek 84: Michelsonovo zapojení interferometru pro detekci atmosférické turbulence [94].	103
Obrázek 85: Zapojení pracoviště pro přímé měření výkonu svazku po průchodu turbulencí. .	104
Obrázek 86: Záznam detekovaného výkonu při měření přímou metodou. Modrá charakteristika představuje detekovaný výkon bez turbulence, červený průběh byl zaznamenán při průchodu svazku turbulencí.	105
Obrázek 87: Záznam detekovaného výkonu při měření interferenční metodou. Modrá	

charakteristika představuje detekovaný výkon bez turbulence, červený průběh byl zaznamenán při průchodu svazku turbulencí.	106
Obrázek 88: Grafické zobrazení změn v optickém výkonu laserového svazku v rovině detektoru pro přímou metodu bez atmosférické turbulence.	107
Obrázek 89: Grafické zobrazení změn v optickém výkonu laserového svazku v rovině detektoru pro přímou metodu s atmosférickou turbulencí.	107
Obrázek 90: Grafické zobrazení změn v optickém výkonu laserového svazku v rovině detektoru pro interferenční metodu bez atmosférické turbulence.	108
Obrázek 91: Grafické zobrazení změn v optickém výkonu laserového svazku v rovině detektoru pro interferenční metodu s atmosférickou turbulencí.	108
Obrázek 92: Schématické znázornění pracoviště pro určení ekvivalentního gradientu teploty.	110
Obrázek 93: Ekvivalentní gradient teploty pro teploty vzduchu -20 až 40 °C.....	111
Obrázek 94: Ekvivalentní gradient teploty pro vzdálenost nehomogenity 0 až 10 m od přijímací roviny.	112
Obrázek 95: Ekvivalentní gradient teploty pro délku nehomogenity 0 až 3 m.....	112
Obrázek 96: Ekvivalentní gradient teploty pro výchylku 0 až 10 cm.	113
Obrázek 97: Závislost výchylky svazku v rovině přijímače pro teploty vzduchu v rozmezí -20 až 40 °C pro různé ekvivalentní gradienty teploty.	114
Obrázek 98: Závislost výchylky svazku v rovině přijímače pro vzdálenosti nehomogenity 0 až 10 m od roviny přijímače pro různé ekvivalentní gradienty teploty.....	115
Obrázek 99: Závislost výchylky svazku v rovině přijímače pro délku nehomogenity v rozmezí 0 až 3 m pro různé ekvivalentní gradienty teploty.....	115
Obrázek 100: Vizualizace turbulence způsobení plamenem svíčky [101].	117

SEZNAM TABULEK

Tabulka 1: Přehled útlumů a zesílení v optickém bezkabelovém komunikačním řetězci.....	8
Tabulka 2: Ukázka typických útlumů.....	9
Tabulka 3: Typické hodnoty míry turbulence v atmosféře	9
Tabulka 4: Výpočet poměru SNR (a) k SNR (b) pro jednotlivé modulace, kdy jednotlivé výsledky jsou udávány v dB.	22
Tabulka 5 Vypočtená konstanta A určená pro přímé porovnání SNR pro jednotlivé modulace	22
Tabulka 6: Přehled potřebných SNR pro dodržení vybraných chybovostí BER pro různé modulační techniky v optických bezkabelových komunikacích.....	23
Tabulka 7: Spektrální účinnost jednotlivých modulačních technik.....	24
Tabulka 8: Vypočtené poměry výkonů různých modulačních technik s výsledky v decibelové míře	24
Tabulka 9: Vypočtená konstanta B určená pro přímé porovnání výkonů pro jednotlivé modulace.	24
Tabulka 10: Vlastnosti jednotlivých vrstev atmosféry	28
Tabulka 11: Závislost relativní časové funkce hmotnosti atmosféry na pomocném čase.....	53
Tabulka 12: Hodnoty Moninovy délky L v závislosti na třetí rychlosti v^* a měrné potenciálové teplotě T^*	60
Tabulka 13: Hodnoty vstupních parametrů modifikovaného Brooknerova modelu	64
Tabulka 14: Hodnoty parametru $a(t)$ pro různé denní doby.....	72
Tabulka 15: Přehled vertikálních modelů strukturního parametru indexu lomu	85
Tabulka 16: Určení odchylky mezi předpovědí a měřenými daty pro 10/3/2017, lokalita Brno – Soběšice.	96
Tabulka 17: Určení odchylky C_n^2 určeného předpovědí a měřenými daty pro 10/3/2017, lokalita Brno – Soběšice.....	98

ÚVOD

Předkládaná habilitační práce je zaměřena na charakterizování atmosféry pro účely horizontální a vertikální optické bezkabelové komunikace se zaměřením na určení turbulentní charakteristiky tohoto přenosového media. Optické bezkabelové spoje jsou využívanou a velmi perspektivní technologií. Omezení tohoto typu komunikace spočívá v přenosu optického signálu atmosférou, která negativně působí na parametry optického svazku a tím redukuje možnosti přenosu informací.

Informace uvedené v některých částech práce bývají prezentované podrobněji v jiných publikacích, proto jsou pro úplnost zmíněné stručněji a další relevantní informace jsou uvedené v odkazech na příslušnou literaturu. Stěžejní kapitoly jsou rozvedené do větší hloubky. Práce je členěna do pěti kapitol.

První kapitola této práce se věnuje popisu optických bezkabelových spojů s ohledem na energetickou bilanci spoje, statistických a stacionárních parametrů komunikačního řetězce a modulaci optického signálu. Jsou zde představeny základní typy optických svazků, které se využívají v tomto typu bezkabelové komunikace, a stručně jsou popsány základní atmosférické jevy, které ovlivňují kvalitativní a kvantitativní parametry optického signálu nesoucího informace.

Ve druhé kapitole je věnována pozornost vlastnostem atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra pro účely optických bezkabelových spojů. Je zde představena základní charakteristika atmosféry, popsán útlum optického signálu a prezentována atmosférická turbulence.

Třetí kapitola se zaměřuje na modelování atmosférické turbulence ve vertikálním směru. V této části práce je uveden popis modelů pro určení výškového profilu strukturního parametru indexu lomu v zemské atmosféře. Jsou zde představeny historicky významné modely a jejich aktuální modifikace, které lze využít při návrhu vertikálních optických bezkabelových spojů (např. při komunikaci se satelitem nebo letounem). Některé modely dávají na výstupu přibližné výsledky, jiné z modelů, které pracují s dynamickými parametry atmosférického přenosového prostředí, vykazují vysokou shodu mezi vypočítanými a reálně měřenými hodnotami strukturního parametru indexu lomu. Jedná se o značně rozsáhlou kapitolu umožňující získat přehled ve značném počtu nabízených modelů turbulentní atmosféry.

Následující kapitola se věnuje měření míry atmosférické turbulence pro potřeby optických bezkabelových spojů. Kromě známých metod (Rytovova aproximace, Andrewsova metoda, metoda snímání teploty atmosféry) jsou zde prezentovány původní autorkou navržené metody (metoda dostupných výkonů, interferenční metoda měření turbulence) a metoda ekvivalentního gradientu teploty, která se dá využít i v optické bezkabelové komunikaci. V této kapitole je rovněž navržena prediktivní metoda určení strukturního parametru indexu lomu založená na Sadotově – Kopeikově modelu na základě předpovědi počasí.

Pátá kapitola, zaměřená na interakci optického svazku s atmosférou, popisuje, jakým způsobem ovlivňuje atmosféra vlastnosti optického svazku a jakým způsobem můžeme snížit negativní působení tohoto přenosového media na optický svazek.

Očekávaným přínosem dané habilitační práce je zpřehlednění nejvýznamnějších modelů pro určování vertikálního profilu strukturního parametru indexu lomu. Tento přehled nám umožní výběr nejvhodnějšího modelu pro danou lokalitu, den, čas, geografickou pozici a stav

počasí. Dalším přínosem habilitační práce je přehled používaných a nově navržených metod pro měření těchto parametrů pro optické bezkabelové spoje v horizontálním směru. Práce obsahuje soubor doporučení, jak postupovat v případě, že se v atmosféře vyskytnou nežádoucí jevy ovlivňující kvalitativní a kvantitativní parametry optického svazku nesoucího informaci.

1 OPTICKÉ BEZKABELOVÉ SPOJE

Je nepochybné, že bez světla by neexistoval život v podobě, v jaké ho známe a vnímáme. Světlo se dá popsat, vysvětlit, či chápat mnoha způsoby. Jeho vznik, šíření prostředím a detekci pak popisují a zohledňují různé fyzikální zákony, technologické postupy, či filozofické přístupy. Jedním z nejdůležitějších prostředí, ve kterém se optické záření šíří, je atmosféra. V tomto přenosovém mediu se odehrává celé spektrum procesů, které ovlivňují světlo a mění jeho parametry a vlastnosti. Jednou z oblastí, ve kterých se pracuje s optickým svazkem v atmosféře, jsou optické bezkabelové komunikace. První kapitola popisuje základní parametry, konstrukční řešení a vlastnosti těchto komunikačních systémů.

1.1 Parametry optických bezkabelových spojů

Za pojmem optické bezkabelové spoje (OBS) se skrývá rozsáhlá třída optických bezdrátových komunikačních systémů. Podle jejich vlastností je můžeme dělit do mnoha skupin. Oblasti jejich využití jsou velmi široké. Mezi jinými je využíváme pro komunikaci v rámci metropolitních i lokálních sítí, jako záložní linky k optickým kabelovým spojům, pro bezkabelový přenos HD TV signálu, přenosy videa, mohou se využít i případně katastrof jako rychlá možnost navázání komunikace, či pro kvantovou kryptografii [1], [2]. Nejčastěji dělíme tyto bezdrátové komunikační systémy podle následujících kritérií.

1.1.1 Směrnost

Optické bezkabelové spoje mohou pracovat jako směrové komunikační systémy, kdy přenos informace volným prostorem probíhá mezi dvěma body (optickými hlavicemi). U směrových linek je striktní požadavek přímé viditelnosti mezi přijímačem a vysílačem. Vysílaný svazek má nízkou divergenci. Pro nesměrové spoje (např. Visible Light Communication - VLC a ultrafialové - UV spoje), má vysílaný svazek podstatně vyšší divergenci [3]. Při UV komunikaci navíc není požadavek přímé viditelnosti mezi vysílačem a přijímačem. Jedná se o tzv. NLOS (non line of sight) spoj, to je spoj s nepřímou viditelností. Při ultrafialové komunikaci se využívá rozptyl UV záření v atmosféře, kdy se laserový svazek vyslaný vzhůru do atmosféry rozptyluje zpět k zemi, kde je umístěná detekční část komunikačního řetězce. Výhodou je, že v ultrafialové oblasti spektra není rušení (sluneční záření v UV oblasti neprojde atmosférou na povrch Země). Tuto část spektra označujeme taky jako SB (solar blind – bez šumu slunečního záření). Ultrafialové spoje se často označují jako UV SB NLOS spoje [4]. Oproti domu, VLC systémy pracují ve viditelné oblasti spektra. Vysílaný svazek je primárně určený pro osvětlení (světlo v místnosti, světlo met auta) a přenášená informace je až sekundární benefit [5].

1.1.2 Přenosové rychlosti

Přenosové rychlosti se u optických bezkabelových systémů pohybují od jednotek kb/s až po Tb/s [1]. Nejnižších přenosových rychlostí dosahujeme typicky u UV SB NLOS spojů, kdy se přenosové rychlosti pohybují řádově v kb/s. Standardní optické bezkabelové spoje komunikují řádově v jednotkách Gb/s. Nový přístup k bezkabelové komunikaci v optické oblasti spektra, který spočívá ve „fotonizaci“ vysílací a přijímací jednotky vede k přenosovým rychlostem řádově v jednotkách Tb/s.

1.1.3 Dosah

Stejně jako přenosové rychlosti, tak i dosah OBS může být malý (řádově metry), nebo naopak velmi vysoký (řádově až stovky kilometrů v případě kosmických spojů) [3]. Nejčastěji se standardní OBS konstruuje pro jednotky kilometrů, VLC systémy ale pracují s jednotkami až desítkami metrů. Dosah OBS je potřeba dát do kontextu s přenosovou rychlostí, jelikož pro narůstající délku trasy je většinou potřeba volit menší přenosová rychlost. Je tedy potřeba najít kompromis mezi přenosovou rychlostí a dosahem optického spoje ve volném prostoru.

1.1.4 Pracovní spektrum

Jak již bylo uvedeno výše, optické bezkabelové systémy mohou v atmosféře pracovat jak v ultrafialové oblasti, i když tato komunikace je spíše okrajovou záležitostí, která se využívá v armádních aplikacích, tak ve viditelné oblasti (VLC) [1] a v infračervené oblasti (IR). Stěžejní oblastí spektra jsou infračervené vlnové délky. Vhodné komunikační vlnové délky jsou dány charakteristikou atmosféry. Zásadní vliv pro výběr vhodné části spektra má chemické složení atmosféry, kdy je potřeba určit absorpční spektrum přenosového media. Mezi nevhodnější vlnové délky v současné době považujeme oblasti kolem 850 nm a 1550 nm.

1.1.5 Mobilita

Pokud jsou OBS pevně umístěné (např. na konzolách), pak hovoříme o statických spojích. Mobilní optické spoje mají alespoň jeden z terminálů pohyblivý. Typickým příkladem je optická komunikace mezi automobily a letouny. Samozřejmě mobilní OBS jsou náročnější na směřování svazků. Výhodou je, pokud mají tyto svazky vyšší divergenci.

1.1.6 Počet komunikačních vlnových délek

Komunikace mezi vysílací a přijímací jednotkou může probíhat na jedné vlnové délce, lze však také volit vícekanálový přístup. Mezi optickými hlavicemi lze komunikovat pomocí více vlnových délek, které jsou od sebe spektrálně vzdálenější, nebo lze volit obdobný přístup jako u optických kabelových spojů, kde se využívá optického multiplexování.

1.1.7 Časová dostupnost spoje a pravděpodobnost přerušení svazku

K popisu optického bezkabelového spoje přistupujeme ze statistického a stacionárního hlediska. Abychom byli konkrétní, tak za statistickými parametry si můžeme přestavit časovou dostupnost spoje, pravděpodobnost detekce určité hodnoty optického výkonu, pravděpodobnost krátkodobého a dlouhodobého přerušení komunikace, či meteorologický stav atmosféry. Pro určení statistických parametrů využíváme statistický přístup, který je vždy spojen s konkrétní lokalitou, ve které provozujeme optický bezkabelový spoj.

Pod pojmem časová dostupnost spoje rozumíme procento času, kdy je komunikační systém funkční s požadovanými parametry (přenosová rychlost a chybovost spoje). Časové procento dostupnosti t_{AV} je dáno vztahem [6]

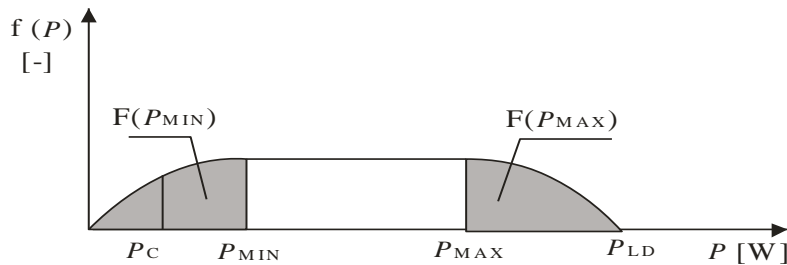
$$t_{AV} = \frac{\sum \Delta t_i}{T} \cdot 100, \quad (1)$$

kde Δt_i jsou časové úseky dostupnosti a T je délka určování dostupnosti. Nejvyšší dostupnosti

dosahují hodnot až 99,9999%. Za velmi kvalitní spoje považujeme i ty, jejichž dostupnost dosahuje až 99,99% [7]. Nižší časové dostupnosti (např. 97%) jsou spojené s nevlídnými meteorologickými podmínkami. S časovou dostupností souvisí také pravděpodobnost krátkodobého a dlouhodobého přerušení optického svazku. Není přesná definice, co je krátkodobé a co dlouhodobé přerušení, ale určitě budeme jinak vnímat 10 sekundový výpadek při komunikační rychlosti v kb/s, nebo v Tb/s. Krátkodobé přerušení je spojeno spíše s průletem ptáků, nebo například dronů. Naopak dlouhodobé přerušení spojujeme spíše s meteorologickým stavem atmosféry (např. mlha, husté sněžení).

1.1.8 Pravděpodobnost detekce optického výkonu

Ve statistickém přístupu k optickým bezkabelovým spojmům pracujeme také s pravděpodobnostmi detekce určité hodnoty optického signálu. Pro lepší názornost uvedeme následující obrázek.



Obrázek 1: Pravděpodobnost detekce signálu, kde šedě vyznačené oblasti $F(P_{MIN})$ a $F(P_{MAX})$ představují nedostupnost spoje – ilustrační obrázek.

Na obrázku máme na horizontální ose vyneseny optický výkon P přítomný na aktivní ploše fotodetektoru. Hodnota P_C je citlivost, což je stav, kdy je fotodetektor schopný rozlišit šum od signálu. P_{MIN} představuje úroveň, při které je dodržena požadovaná chybovost spoje. Pokud detekujeme optický výkon, který je nižší než P_C , tak je spoj považován za nedostupný. V případě, že detekujeme optický výkon z rozmezí P_C až P_{MIN} , tak sice detekujeme užitečný signál, ale jeho vlastnosti nesplňují naše požadavky, jelikož je chybovost spoje vyšší, než jakou požadujeme. I v tomto případě považujeme optický spoj za nedostupný. P_{MAX} představuje saturační úroveň fotodetektoru a P_{LD} je optický výkon vysílače. Přijatý optický výkon z rozmezí P_{MIN} až P_{MAX} splňuje požadavky na kvalitu signálu a spoj budeme považovat za dostupný. V případě, že bychom se signálem překročili úroveň saturace fotodetektoru, tak opět považujeme spoj za nedostupný. Na vertikální ose je vynesena hustota pravděpodobnosti detekce daného výkonu $f(P)$. Pravděpodobnost, že budeme detekovat čistě nulový optický výkon, se blíží k nule, jelikož každý fotodetektor je minimálně limitován kvantovým šumem [8]. Předpokládáme také, že pravděpodobnost $f(P_{LD})$, že přijmeme signál větší, než jaký vyšleme, se rovněž blíží k nule. Ostatní hodnoty mají různé pravděpodobnosti, které souvisí s charakteristikou lokality. Pravděpodobnost nedostupnosti optického bezkabelového P_{N-AV} spoje můžeme vyjádřit rovnicí

$$P_{N-AV} = \int_0^{P_{MIN}} f(P) dP + \int_{P_{MAX}}^{P_{LD}} f(P) dP \quad (2)$$

a pravděpodobnost dostupnosti P_{AV} spoje je dána jako

$$P_{AV} = \int_{P_{MIN}}^{P_{MAX}} f(P)dP = 1 - P_{N-AV}. \quad (3)$$

Druhá skupina parametrů, která popisuje optickou bezkabelovou komunikaci, je dána stacionárními parametry. Mezi ně počítáme typy optických svazků, přenosovou rychlost, dosah spoje, zvolený odstup signálu od šumu v závislosti na požadované chybovosti spoje a zvolenou modulační techniku (bude analyzováno samostatně v kapitole 1.8), či parametry jednotlivých komponent systému. Tady rozhodujeme o hodnotách jednotlivých parametrů my, dokážeme je také podle potřeby modifikovat. Podle potřeby můžeme jednotlivé části optického systému upravovat tak, aby vyhověly požadavkům na kvantitativní a kvalitativní parametry spoje.

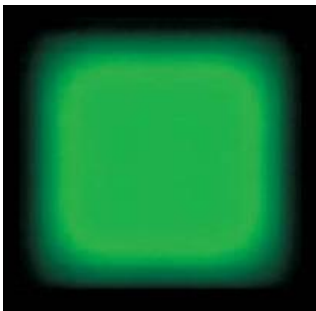
1.2 Typy optických svazků v optické bezkabelové komunikaci

Pro komunikační účely často využíváme optické svazky s Gaussovským rozložením, které jsou obecně velmi dobře známé a v optických bezkabelových spojích využívané [1], [7], [9]. Tyto svazky ale nejsou jedinou možností. Existuje několik alternativ, které nacházejí, či by mohly najít své uplatnění v optických bezkabelových spojích.



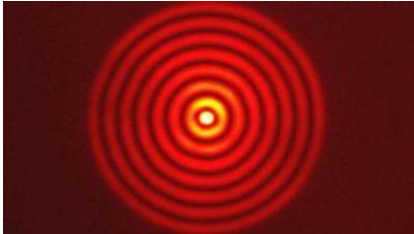
Obrázek 2: Stopa Gaussovského svazku [9].

V přenosovém prostředí s vyšší mírou turbulence se mohou využívat optické svazky s rovnoměrným rozložením optické intenzity v intenzitním profilu. Tyto svazky označujeme podle jejich tvaru jako Top Hat svazky (někdy také jako Flat Top svazky). Tento typ svazku se nejčastěji generuje transformací z Gaussovského svazku pomocí transformační optiky. Existuje několik přístupů, jak získat Top Hat svazek (např. pole mikročoček, difrakční difuzéry, gradientní optika, systémy zrcadel) [10], [11]. Kvalita výstupního Top Hat svazku závisí na kvalitě vstupního Gaussova svazku.



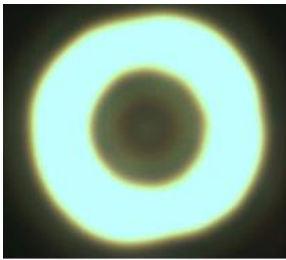
Obrázek 3: Stopa Top Hat svazku [11].

Besselovské nedifraktivní svazky jsou další možností výběru vhodného typu svazku pro optické bezkabelové komunikace pro kratší trasy. Besselovské svazky můžeme získat z Gaussovského svazku pomocí axiconu [12]. Jejich hlavní předností je, že se dokážou rekonstruovat poté, co narazí na překážku, kterou „obejdou“ a šíří se dál.



Obrázek 4: Stopa Besselovského svazku [12].

Pro prstencové svazky je typická nulová intenzita v geometrickém středu svazku, přičemž přenášenou optickou energii pozorujeme v prstenci o definované šířce [13].

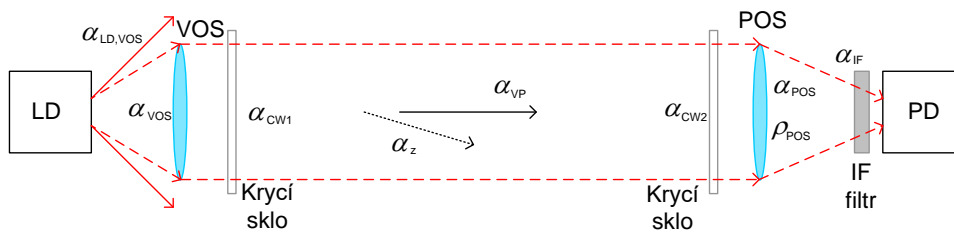


Obrázek 5: Stopa prstencového svazku [13].

Existují další typy svazků, které vytvoříme podle potřeby pomocí vhodné transformační techniky. Je nutné také zmínit, že intenzitní profil svazku v rovině přijímače se získá pomocí intenzitního profilu svazku v rovině vysílače teprve vhodnou transformací [10].

1.3 Konstrukce optického bezkabelového spoje

Vysílací a přijímací jednotka optického bezkabelového spoje tvoří ucelený systém, jelikož převážně provozujeme komunikaci v duplexním režimu. V jedné hlavici se tedy nachází jak vysílač, tak přijímač. Pro lepší názornost si ukážeme simplexní model. Schématické znázornění optické bezkabelové linky je na následujícím obrázku.



Obrázek 6: Schématické znázornění optického bezkabelového spoje.

Vysílací část se skládá z optického zdroje LD (většinou se používá laserová dioda LD), vysílacího optického systému VOS a krycího skla. Příjímač je rovněž chráněn krycím sklem, který zabraňuje vstupu hydrometeorů a jiných nečistot do optické hlavičky. Následně je optický signál zpracovaný přijímacím optickým systémem POS a interferenčním filtrem, který slouží k potlačení šumu pozadí. Konverzi optického signálu na elektrický zajišťuje fotodetektor PD. V komunikačním systému počítáme s útlumy a ziskem, které jsou přehledně uvedené v následující tabulce.

Tabulka 1: Přehled útlumů a zesílení v optickém bezkabelovém komunikačním řetězci

zkratka	význam
$\alpha_{LD,VOS}$	útlum vazby laserové dioda - optika
α_{VOS}	útlum na vysílací optice
α_{CW1}	útlum na krycím skle vysílače
α_Z	útlum zaměřením
α_{VP}	geometrický útlum - šířením
α_{CW2}	útlum na krycím skle přijímače
α_{POS}	útlum na přijímací optice
α_{IF}	útlum na interferenčním filtru
ρ_{POS}	zisk na přijímací optice

Jednotlivé útlumy a zesílení jsou specifikovány v následujících částech této kapitoly.

1.4 Optické vysílače

Ve vysílací jednotce je nejdůležitější částí optický zdroj. Jak již bylo uvedeno, nejčastěji se využívá vhodná laserová dioda. Výhodou laserové diody je jednoduchá možnost modulace optického signálu. Pro nenáročné aplikace lze zvolit také LED diodu. Pro optické komunikace lze použít i lasery, u kterých se volí externí modulace optického signálu [1].

Účelem vysílacího optického systému je vhodné tvarování optického svazku, který je generován optickým zdrojem. Často stačí vysílací čočkou, nebo soustavou vysílacích čoček, upravit divergenci svazku na požadovanou úroveň. V některých případech je ale potřeba transformovat vygenerovaný Gaussovský svazek na optický svazek s jiným rozložením optické intenzity v profilu. Existuje velké množství tvarovacích přístupů [10]. Vybíráme si vždy ty metody, které jsou pro dané vlastnosti laserového svazku nejvhodnější.

1.5 Optické přijímače

V přijímací části komunikačního řetězce je nejpodstatnější částí fotodetektor. Běžně si vystačíme s detektorem typu PIN, u kterého řešíme například velikost aktivní plochy, koeficient konverze, nebo temný proud. Pro náročnější aplikace můžeme zvolit lavinovou fotodiodu, která má ale horší šumové vlastnosti. Před fotodetektor běžně umísťujeme inferenční filtr, který slouží k potlačení šumu pozadí. Přijímací čočka, která fokusuje optický výkon na aktivní plochu fotodetektoru, bývá často fresnelovského typu (kvůli váze a rozměrům) [3].

1.6 Ztráty a bezpečnost v optické bezkabelové komunikaci

Optické bezkabelové spoje jsou citlivé na meteorologické změny v atmosférickém přenosovém prostředí. Zásadní vliv na výkonovou úroveň signálu mají útlumy v atmosféře. Kvalita optického svazku s ohledem na jeho rozprostření v čase je dána turbulentními vlastnostmi atmosféry. Díky nehomogenitám indexu lomu na přenosové trase může dojít až k intersymbolové interferenci. Fyzikální podstata těchto jevů bude rozebrána v následujících částech této práce. Tato část je věnována projevům daných nežádoucích jevů v optické bezkabelové komunikaci.

1.6.1 Výkonové ztráty v atmosféře (turbulence, útlumy)

Jak již bylo uvedeno výše, ztráty v atmosféře jsou dány útlumem a jistým dílem i turbulencí, která může částečně svazek odklonit od přijímače. V praxi nejčastěji vyjadřujeme útlum atmosféry v dB/km, někdy se míra útlumu udává koeficientem extinkce, jehož jednotkou je m^{-1} . V následující tabulce jsou uvedené měrné útlumy v atmosféře α_{atmo} pro dané meteorologické podmínky [14].

Tabulka 2: Ukázka typických útlumů

α_{atmo} [dB/km]	stav atmosféry
0,5 - 2	čistá atmosféra
3 - 8	opar
10 - 15	slabá mlha
35 - 90	střední mlha
>240	silná mlha

Nejvýraznější útlum v atmosféře je způsoben mlhou, kouřem a prachem, tlumivě na optický signál působí také husté sněžení, nebo velmi silný déšť.

Oproti tomu atmosférická turbulence, která se kvantifikuje strukturálním parametrem indexu lomu C_n^2 , má typické hodnoty uvedené v následující tabulce.

Tabulka 3: Typické hodnoty míry turbulence v atmosféře

C_n^2 [$m^{-2/3}$]	míra turbulence
10^{-18}	bez turbulence
10^{-16}	slabá turbulence
10^{-14}	střední turbulence
10^{-13}	silná turbulence
10^{-12}	velmi silná turbulence

Z míry turbulence můžeme určit turbulentní útlum [15], který je dán vztahem

$$\alpha_{turb} = 2\sqrt{23,17 \cdot k^{7/6} \cdot C_n^2 \cdot L^{11/6}}, \quad (4)$$

kde k je vlnové číslo a L je vzdálenost mezi přijímačem a vysílačem. Turbulentní útlum není v pravém slova smyslu útlum, jelikož přenášený optický výkon není přímo tlumený, ale je přesměrovaný (nedorazí k přijímači).

Celkově je tedy útlum v atmosférickém přenosovém prostředí α_{APP} dán jako součet útlumu atmosféry a turbulentního útlumu.

1.6.2 Geometrické ztráty a zesílení na přijímací optice

Abychom zajistili, že nám vysílaný optické svazek dopadne na přijímač, tak mu nastavíme nenulovou divergenci (běžně jednotky mrad). To způsobí, že se svazek rozšíří a v případě jeho částečného odklonění, díky větší šířce v rovině přijímače, budeme stále schopni tento svazek detekovat. Díky cílenému rozšíření svazku však dojde k poklesu optické intenzity v jeho profilu, i když na trase nebudou žádné útlumové jevy. Útlum šířením α_{VP} , často označovaný také jako geometrický útlum [6], je dán

$$\alpha_{VP} = \left| 20 \log \frac{L_0}{L_0 + L} \right|, \quad (5)$$

kde L_0 je pomocná délka a L je vzdálenost mezi vysílačem a přijímačem. Pomocnou délku můžeme určit následovně

$$L_0 = \frac{D_{VOS}}{\varphi_V}, \quad (6)$$

kde D_{VOS} je průměr vysílací čočky a φ_V je nastavený úhel divergence vysílaného svazku. Vzhledem k tomu, že přijímací optika není jednobodový objekt, ale její rozměr je v drtivé části větší než rozměr vysílací čočky, tak musíme počítat se ziskem na přijímací optice ρ_{POS} . Zisk na přijímací optice je stanoveno jako [6]

$$\rho_{POS} = \left| 20 \log \frac{D_{POS}}{D_{VOS}} \right| + 3dB, \quad (7)$$

kde D_{POS} je průměr přijímací čočky. Útlum šířením a zisk na přijímací optice jsou dva různé výpočty, které ale spolu velmi úzce souvisí a nelze je tedy při kalkulaci hodnotit samostatně.

1.6.3 Ztráty zaměřením

Komunikační hlavice bývají upevněné na statických konzolách, které ale nejsou absolutně stabilní. V případě větru, nebo zahříváním konzole, může dojít kvůli jejímu pohybu k odsměrování svazku od požadovaného směru. Ztráty zaměřením nebývají při dobrém konstrukčním řešení zásadním problémem, ale je potřeba na ně nezapomínat. Jiná situace nastává, pokud konce komunikačního řetězce jsou mobilní. Pak je správnost zaměření kritickým parametrem.

1.6.4 Útlumy na optických elementech a vazbách

I když se nám jeví optické čočky jako transparentní materiál, pravdou je, že jejich propustnost není stoprocentní. Ty nejlepší materiály (např. kalcit CaCO_3 , který je ale pro čočky pro komunikace nevhodný) mívají propustnosti kolem 95%. Vhodné materiály (např. N-BK7, N-SF11) mají propustnost kolem 90%, což znamená, že jak na vysílací, tak přijímací čočce musíme počítat s útlumem alespoň 0,5 dB. Stejně tak musíme počítat s útlumem na krycích sklech, nebo interferenčním filtru [16].

Laserové diody generují ze své podstaty optické záření s určitou mírou divergence. Pro naše účely ale většinou potřebujeme, aby měl přenášený optický svazek nižší divergenci. Záření z optického zdroje, které dopadá na vysílací čočku, není celé vysíláno. Část záření laserové diody dopadá mimo vysílací čočku. Tato část záření je pro komunikační účely ztracená. Ztrátu označujeme jako útlum vazby laserové dioda – čočka a určíme ji pomocí vztahu

$$\alpha_{LD,VOS} = \left| 10 \log \frac{P_{VOS}}{P_{LD}} \right|, \quad (8)$$

kde P_{LD} je optický výkon laserové diody a P_{VOS} je optický výkon, který dopadá na čočku.

Pokud by na přijímací straně došlo k situaci, kdy například díky sférické vadě čočky, by byl rozměr svazku v ohniskové vzdálenosti větší než je aktivní plocha fotodiody, pak by byla potřeba počítat také se ztrátou na vazbě přijímací čočka – fotodetektor. Míra ztráty optického výkonu by byla v tomto případě dána charakteristikou rozložení optické intenzity v ohniskové rovině přijímací čočky.

1.6.5 Difrakce na vysílací čočce

Jak již bylo uvedeno výše, pouze část optického výkonu vygenerovaného optickým zdrojem je dále zpracována vysílací čočkou a použita pro přenos informace. Záření optického zdroje je „ořezáno“ čočkou, což vede k difrakci na vysílací čočce. Díky této difrakci můžeme očekávat změnu v rozložení optické intenzity ve vysílaném svazku. Pro minimalizaci difrakce je vhodné použít vysílací čočku s relativně větším průměrem v porovnání s průměrem dopadajícího optického svazku a optimalizovat rozměr čočky s ohledem na její cenu a vyvolanou difrakci [17].

Vzhledem k vysoké směrovosti optického svazku lze difrakci vlivem překážek na trase zanedbat.

1.6.6 Nestandardní jevy

Jevy jako útlum optického signálu, nebo atmosférická turbulence vyvolávající fluktuaci optického signálu, jsou standardní jevy, které lze predikovat a kvantifikovat. Oproti tomu, musíme v optické bezkabelové komunikaci také počítat s nestandardními projevy, které jsou těžce předvídatelné a náhodné. Mezi tyto nestandardní jevy počítáme například námrazu, dorůstající větve na trase mezi komunikačními jednotkami, kapky vody, nebo nečistoty na krycím skle optické hlavice. Některé z nestandardních jevů lze minimalizovat vhodnými opatřeními (např. vyhříváním krycího skla), ostatní ale nelze systémově snadno vyřešit (např. hmyz).

1.6.7 Bezpečnost a zabezpečení optické bezkabelové komunikace

Při práci s laserovým zářením je potřeba dbát zvýšené pozornosti, aby nedošlo

k přechodnému, nebo trvalému poškození lidského zdraví, nebo poškození neživých věcí. Pro danou problematiku bylo vydáno Nařízení vlády 480/2000 Sb. O ochraně zdraví před neionizujícím zářením [18] a směrnicí Evropského parlamentu a Rady 2006/25/ES [19].

Díky své vysoké směrovosti jsou optické bezkabelové spoje z pohledu zabezpečení komunikace relativně bezpečné. Jejich odposlech není triviální záležitostí. Pokud by došlo k rozptylu svazku na hydrometeorech, nebo k jeho odsměrování vlivem turbulence, tak bychom byli za jistých okolností schopni tento optický výkon detekovat. Jeho hodnota by však byla s největší pravděpodobností tak nízká, že bychom nebyli schopni přenášenou informaci správně vyhodnotit. Pro optickou bezkabelovou komunikaci se dá pro zajištění bezpečného přenosu informací využít například kvantová kryptografie [2].

1.7 Energetická bilance optického bezkabelového spoje

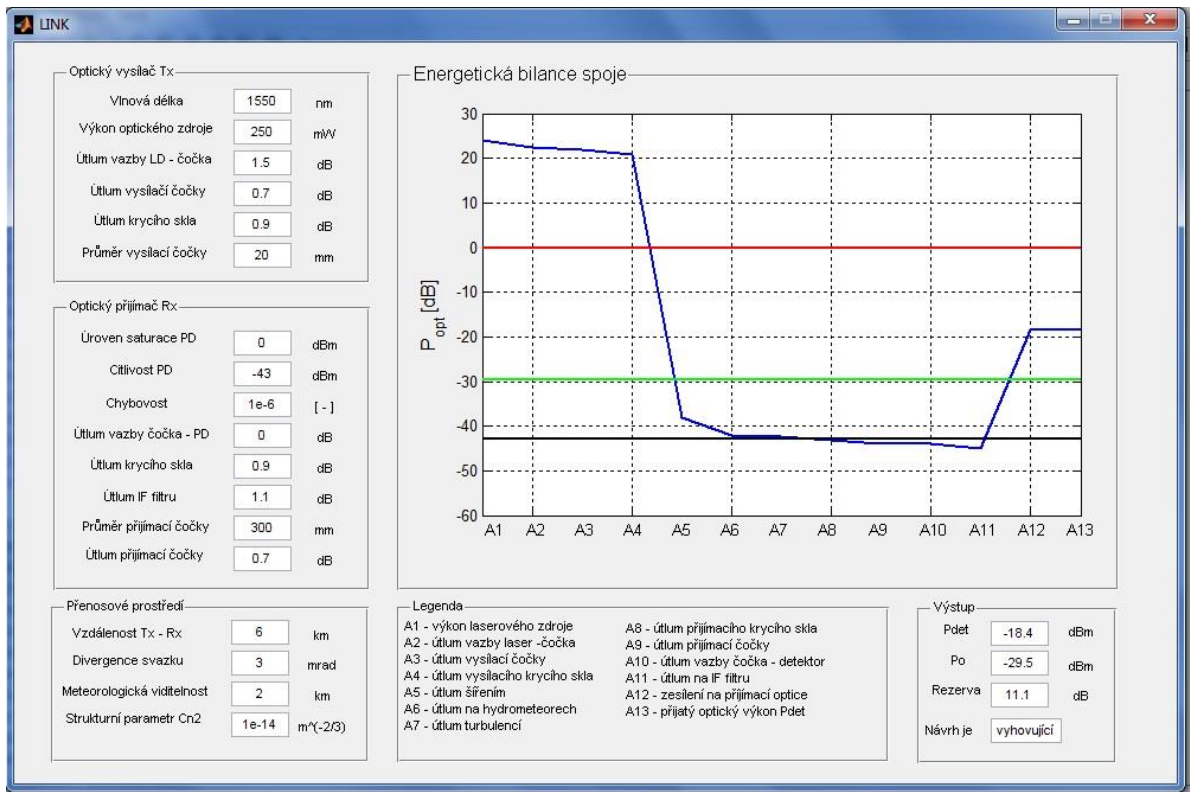
Statistický a stacionární přístup se prolínají v celkovém grafickém zhodnocení kvalitativních a kvantitativních parametrů optického bezkabelového spoje reprezentovaného energetickým bilančním grafem. Podstatou energetického bilančního grafu je výkonová bilanční rovnice [6]

$$P_C = P_{LD} - \alpha + \gamma + \rho, \quad (9)$$

kde P_C je citlivost fotodetektoru, P_{LD} je vyslaný optický výkon, α představuje součet všech útlumů, γ je celkové zesílení a ρ je rezerva spoje.

Aby byla zajištěna vybraná chybovost spoje BER (bit error rate), tak je potřeba zaručit příslušný odstup signálu od šumu SNR (signal to noise ratio), který závisí na modulační technice. Tímto postupem dosáhneme minimální detekovaný výkon P_{MIN} . Pokud budeme detekovat optický výkon z rozmezí minimálního detekovaného výkonu a saturačního výkonu, pak bychom měli přijímat signál s požadovanou chybovostí.

Na následujícím obrázku je představena energetická bilance optického bezkabelového spoje včetně vstupních parametrů. Program pro výpočet energetické bilance byl vytvořen v MATLABu pro výukové účely.



Obrázek 7: Ukázka energetické bilance optického bezkabelového spoje včetně uvedení vstupních parametrů.

1.8 Modulace optického svazku

Při volbě modulačního schématu optického signálu se můžeme vydat cestou interní nebo externí modulace. V nekoherentních komunikačních systémech, které jsou typické pro optické bezkabelové spoje, volíme nejčastěji intenzitní modulace [20]. Fázový přístup je další možností, jak přistoupit k modulaci optického signálu [21]. Určitě nesmíme opomenout modulační techniky zaměřené na změnu polarizačních vlastností optického signálu [22]. Externí modulace je typičtější pro koherentní optické komunikace. Pro úplnost modulačních technik je potřeba zmínit koherenční modulační techniky [23] a kvantové modulace [24], které jsou do budoucna pro určité aplikace velmi perspektivní technologií.

Cílem výběru vhodné modulační techniky je zvýšení spektrální a výkonové účinnosti a odolnosti proti negativním vlivům v atmosférickém přenosovém prostředí, zejména pak proti atmosférické turbulenci [21], [25].

V této kapitole se zaměříme na nejčastěji používané modulační techniky on-off keying OOK, pulzně polohovou modulaci PPM a pulzně amplitudovou modulaci PAM. Porovnáme jejich spektrální účinnosti, odstupy signálu od šumu a výkonové požadavky.

1.8.1 On-off keying – OOK

Modulační schéma OOK je jednou z nejstarších a v dnešní době jednou z nejrozšířenějších digitálních technik pro modulaci intenzity optického signálu v optických kabelových spojích [20], [21]. Popularita této metody je dána zejména její jednoduchostí a možností použití pulzních formátů jak RZ (Return to Zero), tak i NRZ (Non-Return to Zero). Hlavní výhodou kódování NRZ je, že v případě krátkodobého přerušení signálu lze rozpoznat rozdíl mezi signálovou nulou a samotným výpadkem.

Vztah chybovosti a odstupu signálu od šumu

Porovnávat jednotlivé modulační techniky můžeme z několika hledisek. Souvislost mezi chybovostí BER (Bit Error Rate) a odstupem signálu od šumu SNR (Signal to Noise Ratio) pro kódování NRZ [25] je dána vztahem

$$BER_{NRZ-OOK} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{SNR} \right), \quad (10)$$

kde erfc představuje chybovou funkci. Pro kódování RZ platí vztah mezi chybovostí a odstupem signálu od šumu [25]

$$BER_{RZ-OOK} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \sqrt{SNR} \right). \quad (11)$$

Z výše uvedených vztahů pro chybovost můžeme vyjádřit odstup signálu od šumu SNR v závislosti na požadované chybovosti při komunikaci v optickém bezkabelovém spoji. Pro NRZ-OOK je SNR dán vztahem

$$SNR_{NRZ-OOK} = \left[2\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \right]^2, \quad (12)$$

kde erfc^{-1} je funkce inverzní k chybové funkci. Modulace RZ-OOK má odstup signálu od šumu vyjádřený rovnicí

$$SNR_{RZ-OOK} = [2\operatorname{erfc}^{-1}(2BER)]^2. \quad (13)$$

Abychom porovnali oba typy OOK modulace s ohledem na odstup signálu od šumu, tak určíme jejich poměr $SNR_{NRZ-OOK}$ a SNR_{RZ-OOK} , který můžeme vypočítat následovně

$$\frac{SNR_{NRZ-OOK}}{SNR_{RZ-OOK}} = \frac{[2\sqrt{2}\operatorname{erfc}^{-1}(2BER)]^2}{[2\operatorname{erfc}^{-1}(2BER)]^2} = \sqrt{2}^2 = 2 = 3dB. \quad (14)$$

Z předchozí rovnice vyplývá, že pro zachování stejné chybovosti optického bezkabelového spoje je potřeba zaručit dvojnásobný odstup signálu od šumu pro modulaci NRZ-OOK v porovnání s RZ-OOK. Z tohoto hlediska je výhodnější použít RZ-OOK schéma modulace.

Spektrální účinnost modulace

Spektrální účinnost η_{spekt} je dalším parametrem pro porovnání efektivity modulační techniky. Standardně se spektrální účinnost definuje jako přenosová rychlost vztažená k potřebné šířce pásma [21]. Požadovaná šířka pásma $B_{NRZ-OOK}$ pro NRZ-OOK je dána [25]

$$B_{NRZ-OOK} = v_i, \quad (15)$$

kde v_i je přenosová rychlost. Spektrální účinnost této modulační techniky určíme tedy následovně

$$\eta_{spektNRZ-OOK} = \frac{v_i}{B_{NRZ-OOK}} = \frac{v_i}{v_i} = 1. \quad (16)$$

Pro modulaci RZ-OOK je požadovaná šířka pásma dvojnásobná vůči přenosové rychlosti [25]

$$B_{RZ-OOK} = 2v_i. \quad (17)$$

Spektrální účinnost této modulační techniky dána vztahem

$$\eta_{spektRZ-OOK} = \frac{v_i}{B_{RZ-OOK}} = \frac{v_i}{2v_i} = \frac{1}{2} \quad (18)$$

a oproti modulaci NRZ-OOK je její účinnost poloviční.

Požadavky na výkon

Dalším a neméně podstatným kritériem pro výběr vhodné modulační techniky je zohlednění výkonových požadavků. Obecně platí výraz pro optický výkon P_{opt} [25]

$$P_{opt} = \frac{1}{R_{det}} \sqrt{\sigma_N^2 SNR}, \quad (19)$$

kde R_{det} je proudová rezpozivita optického přijímače a σ_N^2 představuje výkon šumu. Pokud za SNR dosadíme pro modulaci NRZ-OOK rovnici (12), pak získáme výraz

$$P_{opt NRZ-OOK} = \frac{\sigma_N}{R_{det}} \sqrt{SNR} = \frac{\sigma_N}{R_{det}} \sqrt{[2\sqrt{2}\operatorname{erfc}^{-1}(2BER)]^2} = \frac{2\sqrt{2}\sigma_N}{R_{det}} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER). \quad (20)$$

Analogicky pro modulaci RZ-OOK díky rovnici (13) obdržíme matematickou formulaci

$$P_{opt\ RZ-OOK} = \frac{\sigma_N}{R_{det}} \sqrt{[2\operatorname{erfc}^{-1}(2BER)]^2} = \frac{2\sigma_N}{R_{det}} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER). \quad (21)$$

Nyní porovnáme výkonové požadavky pro modulaci NRZ-OOK a RZ-OOK za předpokladu, že chybovosti budou v obou případech totožné. Poměr obou výkonů je tedy dán vztahem

$$\frac{P_{opt\ NRZ-OOK}}{P_{opt\ RZ-OOK}} = \frac{\frac{2\sqrt{2}\sigma_N \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)}{R_{det}}}{\frac{2\sigma_N \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)}{R_{det}}} = \sqrt{2} = 1,5\ \text{dB}, \quad (22)$$

což znamená, že při stejné chybovosti je potřeba zaručit pro modulaci NRZ-OOK o 1,5dB vyšší výkon než pro modulační schéma RZ-OOK.

Z výkonového hlediska se jeví modulace RZ-OOK jako efektivnější než NRZ-OOK (poměry výkonů 1,5 dB a SNR 3 dB), z pohledu spektrální účinnosti má dvojnásobně vyšší efektivitu modulace NRZ-OOK. Je potřeba si uvědomit, optický signál, který se šíří reálným prostředím je v tomto mediu utlumen. Na detekční straně komunikačního řetězce je potřeba pracovat s dynamickým prahováním, jelikož hodnota „on“ nepředstavuje z dlouhodobého časového hlediska konstantní úroveň optického výkonu.

1.8.2 Pulsně polohová modulace L- PPM

Pro pulsně polohovou modulaci PPM (Pulse Position Modulation) je charakteristické, že optické pulzy jsou vysílány v jednom z možných časových slotů symbolu [26], [27]. Jednoduše řečeno, symbol, který má definovanou časovou délku, je rozdělen na určitý počet slotů L , přičemž výskyt pulzu v daném slotu představuje danou informaci, což je jeden, či více bitů. Velkou výhodou oproti modulaci OOK je, že nepotřebujeme řešit problém dynamického rozhodování, jelikož neřešíme intenzitu pulzu, ale jeho časovou pozici.

Vztah chybovosti a odstupu signálu od šumu

Vztah mezi chybovostí a odstupem signálu od šumu v modulačním schématu PPM je dán rovnicí [25]

$$BER_{L-PPM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{K_1 2^{K_1-1} SNR} \right), \quad (23)$$

kde K_1 představuje počet bitů v jednom pulzu. Pro stanovení počtu pozic pro pulzy v symbolu L použijeme následující rovnici

$$L = 2^{K_1}, \quad (24)$$

Vztah (23) lze uvádět i v modifikované podobě, která je uvedena v následující rovnici [25]

$$BER_{L-PPM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{SNR \frac{L}{2} \log_2 L} \right). \quad (25)$$

Obecně si můžeme vyjádřit odstup signálu od šumu SNR pro danou modulaci L-PPM rovnicí, která vychází ze vztahu (25) v podobě

$$SNR_{L-PPM} = \left[\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\frac{L}{2} \log_2 L}} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \right]^2. \quad (26)$$

Pro jednotlivé L-PPM pak bude chybovost BER a odstup signálu od šumu SNR dána následujícími vztahy

2-PPM:

$$BER_{2-PPM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{SNR} \right), \quad (27)$$

$$SNR_{2-PPM} = \left[2\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \right]^2, \quad (28)$$

4-PPM:

$$BER_{4-PPM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{SNR} \right), \quad (29)$$

$$SNR_{4-PPM} = \left[\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \right]^2, \quad (30)$$

8-PPM:

$$BER_{8-PPM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \sqrt{SNR} \right), \quad (31)$$

$$SNR_{8-PPM} = \left[\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \right]^2, \quad (32)$$

16-PPM:

$$BER_{16-PPM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(2\sqrt{SNR} \right), \quad (33)$$

$$SNR_{16-PPM} = \left[\frac{1}{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \right]^2. \quad (34)$$

Spektrální účinnost modulace

Pro stanovení spektrální účinnosti pulzně poziční modulační techniky budeme vycházet ze vztahu šířky pásma a přenosové rychlosti [28], který je pro L-PPM dán následovně

$$\nu_i = B_{L-PPM} \frac{\log_2 L}{L} \quad (35)$$

a spektrální účinnost této modulace je dána

$$\eta_{spektL-PPM} = \frac{\nu_i}{B_{L-PPM}}. \quad (36)$$

Jednotlivé závislosti přenosové rychlosti a šířky pásma jsou pro danou modulační techniku a spektrální efektivity vyjádřeny matematicky takto

2-PPM:

$$v_i = \frac{1}{2} B_{2-PPM}, \quad (37)$$

$$\eta_{spekt2-PPM} = \frac{v_i}{B_{2-PPM}} = \frac{\frac{1}{2} B_{2-PPM}}{B_{2-PPM}} = \frac{1}{2}, \quad (38)$$

4-PPM:

$$v_i = \frac{1}{2} B_{4-PPM}, \quad (39)$$

$$\eta_{spekt4-PPM} = \frac{v_i}{B_{4-PPM}} = \frac{\frac{1}{2} B_{4-PPM}}{B_{4-PPM}} = \frac{1}{2}, \quad (40)$$

8-PPM:

$$v_i = \frac{3}{8} B_{8-PPM}, \quad (41)$$

$$\eta_{spekt8-PPM} = \frac{v_i}{B_{8-PPM}} = \frac{\frac{3}{8} B_{8-PPM}}{B_{8-PPM}} = \frac{3}{8}, \quad (42)$$

16-PPM:

$$v_i = \frac{1}{4} B_{16-PPM}, \quad (43)$$

$$\eta_{spekt16-PPM} = \frac{v_i}{B_{16-PPM}} = \frac{\frac{1}{4} B_{16-PPM}}{B_{16-PPM}} = \frac{1}{4}. \quad (44)$$

Požadavky na výkon

Pro zachování chybovosti BER dané modulační techniky je potřeba zajistit výkon daný následující rovnicí [25]

$$P_{opt L-PPM} = \frac{\frac{\sigma_N}{R_{det}} 2\sqrt{2} \cdot \text{erfc}^{-1}(2BER)}{\sqrt{K_1 2^{K_1-1}}}, \quad (45)$$

kde $K_1 = \log_2 L$. Pro jednotlivá L můžeme požadované výkony vyjádřit následovně

2-PPM:

$$P_{opt\ 2-PPM} = \frac{\sigma_N}{R_{det}} 2\sqrt{2} \cdot \operatorname{erfc}^{-1}(2BER), \quad (46)$$

4-PPM:

$$P_{opt\ 4-PPM} = \frac{\frac{\sigma_N}{R_{det}} \sqrt{2} \cdot \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)}{2}, \quad (47)$$

8-PPM:

$$P_{opt\ 8-PPM} = \frac{\frac{\sigma_N}{R_{det}} \sqrt{2} \cdot \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)}{6}, \quad (48)$$

16-PPM:

$$P_{opt\ 16-PPM} = \frac{\frac{\sigma_N}{R_{det}} \sqrt{2} \cdot \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)}{16}. \quad (49)$$

Hlavní výhodou PPM je to, že není potřeba řešit v přijímací jednotce dynamické prahování. U přijatého signálu nás až tak nezajímá jeho hodnota jako jeho pozice v symbolu. Při porovnání modulačních technik si ukážeme (bude následovat), že PPM má v porovnání s ostatními modulačními schémata vysokou výkonovou efektivitu.

1.8.3 Pulsně Amplitudová Modulace M-PAM

Při použití pulsně amplitudové modulace (Pulse Amplitude Modulation) je informace zakódována v amplitudě signálových pulzů. Hlavní nevýhodou této jedné z nejstarších modulačních technik je její citlivost k přenosovému prostředí, které může způsobit zkreslení přijatého signálu. PAM modulace vyžaduje v přijímači dynamické prahování kvůli útlumu signálu v atmosférickém přenosovém prostředí. Výše popsaná modulace OOK je v podstatě speciální případ modulačního schématu 2-PAM.

Vztah chybovosti a odstupu signálu od šumu

Vztah mezi chybovostí a odstupem signálu od šumu v modulačním schématu PPM je dán rovnicí [25]

$$BER_{M-PAM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{SNR \cdot \log_2 M}}{2\sqrt{2}(M-1)} \right), \quad (50)$$

kde M představuje počet možných amplitud v symbolu. Mezi počtem pozic M a počtem bitů K_2 existuje vztah

$$M = 2^{K_2}. \quad (51)$$

Vztah pro chybovost BER můžeme zapsat ve tvaru

$$BER_{M-PAM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{SNR \cdot K_2}}{2\sqrt{2}(2^{K_2}-1)} \right), \quad (52)$$

Pro jednotlivá modulační schémata můžeme odvodit následující rovnice

2-PAM:

$$BER_{2-PAM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{SNR}}{2\sqrt{2}} \right), \quad (53)$$

$$SNR_{2-PAM} = [2\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)]^2, \quad (54)$$

4-PAM:

$$BER_{4-PAM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{SNR}}{6} \right), \quad (55)$$

$$SNR_{4-PAM} = [6 \cdot \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)]^2, \quad (56)$$

8-PAM:

$$BER_{8-PAM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{3}\sqrt{SNR}}{14\sqrt{2}} \right), \quad (57)$$

$$SNR_{8-PAM} = \left[\frac{14\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \right]^2, \quad (58)$$

16-PAM:

$$BER_{16-PAM} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{SNR}}{15\sqrt{2}} \right), \quad (59)$$

$$SNR_{16-PAM} = [15\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)]^2, \quad (60)$$

Spektrální účinnost modulační

Přenosová rychlost pro M-PAM je stanovena jako [28]

$$\nu_i = B_{M-PAM} \log_2 M = B_{M-PAM} K_2. \quad (61)$$

Spektrální účinnost M-PAM modulační dána známým vztahem, který dokážeme upravit do následující podoby

$$\eta_{spektM-PAM} = \frac{\nu_i}{B_{M-PAM}} = \frac{B_{M-PAM} \log_2 M}{B_{M-PAM}} = \log_2 M = K_2. \quad (62)$$

Jednotlivé spektrální účinnosti si můžeme matematicky vyjádřit následovně.

2-PAM:

$$\eta_{spekt2-PAM} = 1, \quad (63)$$

4-PAM:

$$\eta_{spekt4-PAM} = 2, \quad (64)$$

8-PAM:

$$\eta_{spekt8-PAM} = 3, \quad (65)$$

16-PAM:

$$\eta_{spekt16-PAM} = 4. \quad (66)$$

Požadavky na výkon

Pro dodržení vybrané chybovosti při využití pulzně amplitudové modulace je potřeba zajistit požadovaný výkon P_{M-PAM} , který je obecně dán vztahem [25]

$$P_{M-PAM} = \frac{\frac{\sigma_N}{R_{det}} 2\sqrt{2}(M-1) \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)}{\sqrt{\log_2 M}}. \quad (67)$$

Pro jednotlivá M pak můžeme konkrétní požadavky na výkon zapsat v následujících tvarech

2-PAM:

$$P_{2-PAM} = \frac{\sigma_N}{R_{det}} 2\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \quad (68)$$

4-PAM:

$$P_{4-PAM} = \frac{\sigma_N}{R_{det}} 3\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \quad (69)$$

8-PAM:

$$P_{8-PAM} = \frac{\frac{\sigma_N}{R_{det}} 14\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)}{3} \quad (70)$$

16-PAM:

$$P_{16-PAM} = \frac{\frac{\sigma_N}{R_{det}} 15\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER)}{2} \quad (71)$$

Na první pohled je hlavní výhodou pulzně amplitudové modulace její vysoká spektrální účinnost.

Na druhou stranu je potřeba dodat vyšší výkony, a tedy systém je energeticky neefektivní.

1.8.4 Porovnání základních modulačních technik

Porovnání SNR jednotlivých modulací

Pro porovnání jednotlivých SNR zvolíme postup, kdy určíme poměr odstupů signálů od šumů dvou SNR (a) k SNR (b).

Tabulka 4: Výpočet poměru SNR (a) k SNR (b) pro jednotlivé modulace, kdy jednotlivé výsledky jsou udávány v dB.

SNR(a) → SNR(b) ↓	NRZ- OOK	RZ- OOK	2-PPM	4-PPM	8-PPM	16- PPM	2-PAM	4-PAM	8-PAM	16- PAM
NRZ-OOK	0,0	-3,0	0,0	-6,0	-12,6	-15,1	0,0	6,5	12,1	17,5
RZ-OOK	3,0	0,0	3,0	-3,0	-9,5	-12,0	3,0	9,5	15,1	20,5
2-PPM	0,0	-3,0	0,0	-6,0	-12,6	-15,1	0,0	6,5	12,1	17,5
4-PPM	6,0	3,0	6,0	0,0	-6,5	-9,0	6,0	12,6	18,2	23,5
8-PPM	12,6	9,5	12,6	6,5	0,0	-2,5	12,6	19,1	24,7	30,1
16-PPM	15,1	12,0	15,1	9,0	2,5	0,0	15,1	21,6	27,2	32,6
2-PAM	0,0	-3,0	0,0	-6,0	-12,6	-15,1	0,0	6,5	12,1	17,5
4-PAM	-6,5	-9,5	-6,5	-12,6	-19,1	-21,6	-6,5	0,0	5,6	11,0
8-PAM	-12,1	-15,1	-12,1	-18,2	-24,7	-27,2	-12,1	-5,6	0,0	5,4
16-PAM	-17,5	-20,5	-17,5	-23,5	-30,1	-32,6	-17,5	-11,0	-5,4	0,0

Jednotlivé SNR můžeme porovnat i přímo, a to tak, že každý z výrazů popisující SNR a BER přepíšeme do podoby

$$SNR = A[erfc^{-1}(2BER)]^2, \quad (72)$$

kde A představuje číselnou konstantu charakteristickou pro každou modulaci.

Tabulka 5 Vypočtená konstanta A určená pro přímé porovnání SNR pro jednotlivé modulace

	NRZ- OOK	RZ- OOK	2-PPM	4-PPM	8-PPM	16-PPM	2-PAM	4-PAM	8-PAM	16-PAM
A [-]	8	4	8	2	2/3	1/4	8	36	392/3	450

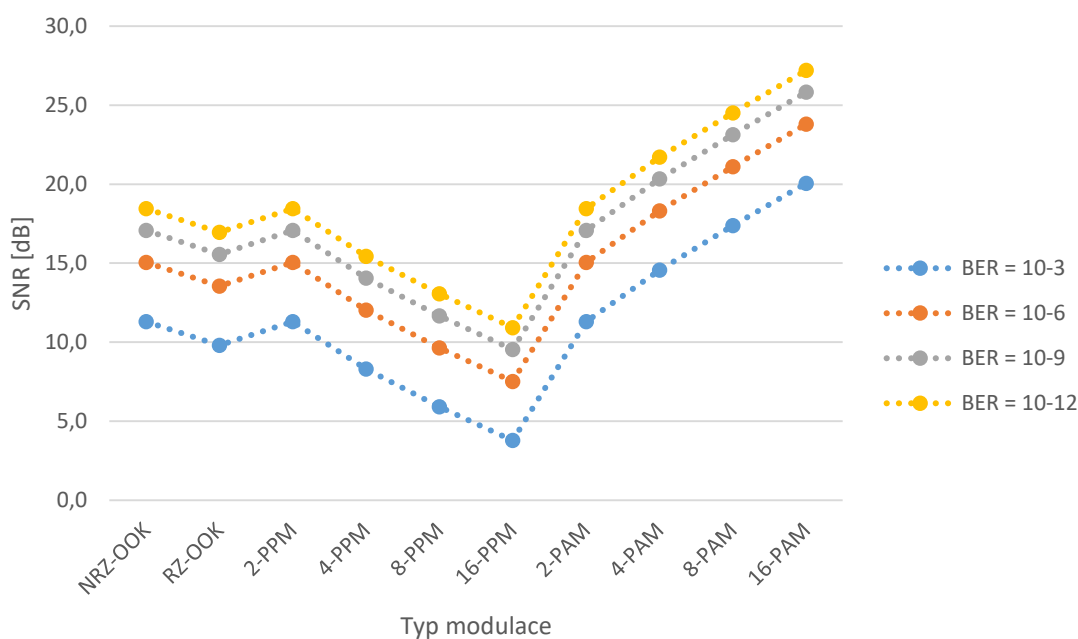
S ohledem na odstup signálu od šumu můžeme konstatovat, že modulace PAM potřebují mít zajištěný vyšší odstup signálu od šumu než OOK a PPM. Z tohoto hlediska je PAM pro praktické využití méně vhodná než například PPM.

Z výše uvedených vztahů pro odstupy signálu od šumu v závislosti na chybovosti byla sestavena přehledová tabulka pro zvolené chybovosti 10^{-3} , 10^{-6} , 10^{-9} a 10^{-12} . Výsledné SNR jsou uvedeny v decibelech.

Tabulka 6: Přehled potřebných SNR pro dodržení vybraných chybovostí BER pro různé modulační techniky v optických bezkabelových komunikacích.

SNR [dB] → BER [-] ↓	NRZ- OOK	RZ- OOK	2-PPM	4-PPM	8-PPM	16- PPM	2-PAM	4-PAM	8-PAM	16- PAM
10^{-3}	11,3	9,8	11,3	8,3	5,9	3,8	11,3	14,6	17,4	20,1
10^{-6}	15,0	13,5	15,0	12,0	9,6	7,5	15,0	18,3	21,1	23,8
10^{-9}	17,1	15,6	17,1	14,1	11,7	9,5	17,1	20,3	23,1	25,8
10^{-12}	18,4	16,9	18,4	15,4	13,1	10,9	18,4	21,7	24,5	27,2

Hodnoty z výše uvedené tabulky jsou zobrazeny pro názornější porovnání také v následujícím obrázku.



Obrázek 8: Zobrazení odstupu signálu od šumu pro vybrané chybovosti BER pro OOK, PPM a PAM modulační schémata.

Výsledné hodnoty odstupu signálu od šumu nám ukazují, kterou z modulačních technik je vhodné volit s ohledem na chybovost a výkonové možnosti optického bezkabelového spoje. Pokud požadujeme nižší SNR, pak bychom měli primárně vybírat nejlépe vícestavovou PPM, případně bychom měli volit OOK modulaci. Pokud nám to podmínky dovolí a můžeme zajistit vyšší odstup signálu od šumu, pak samozřejmě můžeme zvážit také PAM.

Porovnání spektrálních účinností jednotlivých modulací

Spektrum můžeme považovat za komoditu, jejíž rozsah je omezený. V komunikačních systémech je potřeba brát v úvahu i spektrální efektivitu komunikačních systémů. U analyzovaných

modulačních technik byla určena jejich spektrální účinnost. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v následující tabulce.

Tabulka 7: Spektrální účinnost jednotlivých modulačních technik

	NRZ- OOK	RZ- OOK	2-PPM	4-PPM	8-PPM	16-PPM	2-PAM	4-PAM	8-PAM	16-PAM
$\eta_{spekt} [-]$	1	1/2	1/2	1/2	3/8	1/4	1	2	3	4

Z vypočtených hodnot vyplývá, že vícestavová pulzně amplitudová modulace je z porovnávaných modulací efektivnější než OOK modulace. Z porovnání vyšla PPM nejhůře.

Porovnání požadavků na výkon jednotlivých modulací

Pro porovnání jednotlivých výkonů zvolíme postup, kdy určíme poměr dvou výkonů $P(a)$ k $P(b)$. Následující tabulka zobrazí výsledné poměry v decibelové míře.

Tabulka 8: Vypočtené poměry výkonů různých modulačních technik s výsledky v decibelové míře

P(a) → P(b) ↓	NRZ- OOK	RZ- OOK	2-PPM	4-PPM	8-PPM	16- PPM	2-PAM	4-PAM	8-PAM	16- PAM
NRZ-OOK	0,0	-1,5	0,0	-6,0	-10,8	-15,1	0,0	1,8	3,7	5,7
RZ-OOK	1,5	0,0	1,5	-4,5	-9,3	-13,5	1,5	3,3	5,2	7,2
2-PPM	0,0	-1,5	0,0	-6,0	-10,8	-15,1	0,0	1,8	3,7	5,7
4-PPM	6,0	4,5	6,0	0,0	-4,8	-9,0	6,0	7,8	9,7	11,8
8-PPM	10,8	9,3	10,8	4,8	0,0	-4,3	10,8	12,6	14,5	16,5
16-PPM	15,1	13,5	15,1	9,0	4,3	0,0	15,1	16,8	18,7	20,8
2-PAM	0,0	-1,5	0,0	-6,0	-10,8	-15,1	0,0	1,8	3,7	5,7
4-PAM	-1,8	-3,3	-1,8	-7,8	-12,6	-16,8	-1,8	0,0	1,9	4,0
8-PAM	-3,7	-5,2	-3,7	-9,7	-14,5	-18,7	-3,7	-1,9	0,0	2,1
16-PAM	-5,7	-7,2	-5,7	-11,8	-16,5	-20,8	-5,7	-4,0	-2,1	0,0

Jednotlivé výkony můžeme porovnat i přímo, a to tak, že každý z výrazů popisující výkon a BER přepíšeme do podoby

$$P = B \left[\frac{\sigma_N}{R_{det}} \operatorname{erfc}^{-1}(2BER) \right], \quad (73)$$

kde B představuje číselnou konstantu charakteristickou pro každou modulaci.

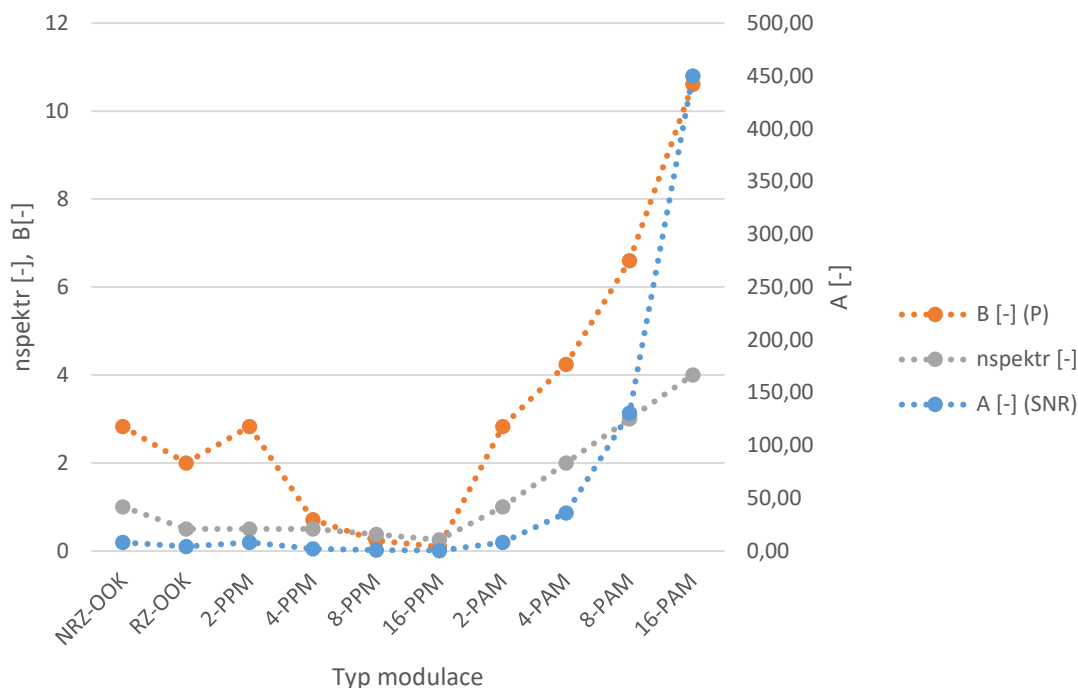
Tabulka 9: Vypočtená konstanta B určená pro přímé porovnání výkonů pro jednotlivé modulace.

	NRZ- OOK	RZ- OOK	2-PPM	4-PPM	8-PPM	16-PPM	2-PAM	4-PAM	8-PAM	16-PAM
$B [-]$	$2\sqrt{2}$	2	$2\sqrt{2}$	$\sqrt{2}/2$	$\sqrt{2}/6$	$\sqrt{2}/16$	$2\sqrt{2}$	$3\sqrt{2}$	$14\sqrt{2}/3$	$15\sqrt{2}/2$

Hodnoty v tabulce ukazují energetickou náročnost jednotlivých modulačních technik. Z přímého porovnání vychází jako nejméně náročná 16-PPM. Naopak nejméně energeticky efektivní je z analyzovaných modulací 16-PAM.

Souhrnné porovnání

Pro přehled porovnávaných modulací poslouží následující obrázek, ve kterém je zobrazeny parametry A (souvisí s SNR), B (souvisí s požadovaným výkonem) a η_{spektr} (spektrální účinnost modulační techniky).



Obrázek 9: Parametr A představuje koeficient související s odstupem signálu od šumu pro vybranou chybovost, parametr B je vztažen k výkonovým nárokům při vybrané chybovosti spoje a nspektr ukazuje spektrální účinnost daných modulačních technik opět při vybrané chybovosti.

Z analýzy uvedených technik můžeme vyvodit, že použití OOK modulační techniky je zlatou střední cestou při uvažování spektrální účinnosti modulační techniky, potřebného výkonu a odstupem signálu od šumu. Modulační techniku PPM budeme volit v případě, kdy výkonová efektivita je pro nás přednější než spektrální účinnost modulační techniky. Naopak PAM volíme v případě, že požadujeme vyšší spektrální účinnost modulační techniky a výkonová efektivita je až na druhém místě.

Při výběru modulační techniky samozřejmě musíme také zvážit, zda budeme v přijímači řešit dynamické prahování, které potřebujeme mít ošetřeno pro OOK a PAM.

1.8.5 Ostatní nekoherentní modulační techniky

V optické bezkabelové komunikaci využíváme rovněž další typy modulačních schémat. Poměrně často uplatňujeme pulzně šířkovou modulaci PWM (pulse width modulation), která má v porovnání s PPM modulační technikou lepší spektrální účinnost a je odolnější proti intersymbolovým interferencím. Na druhou stranu výkonové nároky této modulační techniky jsou vyšší oproti PPM [29], [30].

Často se také setkáváme s přístupem, že nejdříve namodulujeme data na RF (radiofrekvenční) signál a následně tímto signálem modulujeme intenzitu optického záření. Tento přístup

označujeme jako modulaci SIM (subcarrier intensity modulation) [31], [32], [33]. Zásadní nevýhodou této metody je její nízká výkonová efektivita [32].

Přehled dalších možných nekoherentních modulací je uveden v literatuře [1], [26], [23], [34], [35].

1.8.6 Modulace polarizace

Další možností, jak modulovat optický signál, je využití polarizačních vlastností laserového záření [22]. Informaci zakódujeme do polarizačního stavu laserového svazku. Pro zpracování optického signálu je možné využít Stokesovy parametry, nebo Jonesovy vektory. Velkou výhodou polarizačního kódování je jeho rezistence vůči negativním vlivům atmosférické turbulence [36]. Modulaci polarizačního stavu optického záření lze tedy úspěšně využít pro optické bezkabelové spoje, u kterých předpokládáme významné působení atmosférické turbulence. Další výhodou je to, že nemusíme řešit dynamické prahování v přijímači.

1.8.7 Koherentní modulace

Pro fotonické bezkabelové spoje nové generace, jejichž přenosové rychlosti mohou dosahovat k jednotkám Tb/s, jsou standardní modulační schémata nedostatečná a komunikačním systému je potřeba řešit koherentní modulaci [37].

Při koherentní modulaci zpracováváme fázi, případně kombinaci fáze a amplitudy optického signálu. Pro tento typ modulace je samozřejmě nutnou podmínkou, aby optické záření, které bude přenášet informaci, bylo koherentní. Hlavními výhodami koherentních metod jsou vysoká spektrální účinnost, či odolnost proti chybám v přenosu informace [21].

Pro komunikaci v optických bezkabelových spojích volíme nejčastěji modulace M-PSK (Phase Shift Keying), kde M představuje počet stavů modulace, a M-QAM (Quadrature Amplitude Modulation) [21], [34], [35], [38], [39], [40].

PSK digitální modulace využívá změnu fáze optické nosné vlny. V přijímači využíváme koherentní (heterodynní nebo homodynní) detektor [21]. V optických bezkabelových spojích se setkáváme s modulacemi BPSK (2-PSK), QPSK (4-PSK), či 8-PSK [23], [41].

Přehled dalších koherentních modulačních technik, které lze použít v optických komunikačních systémech, je uveden a popsán v literatuře [23].

1.8.8 Kvantová modulace

Kvantová komunikace má velmi výrazný potenciál s ohledem na bezpečnost komunikace a přenosové rychlosti [42]. Kvantová kryptografie, což je prakticky nejbezpečnější komunikační protokol, je známá a využívána již řadu let [2].

Nový směr ve výzkumu kvantové komunikace je zaměřen na studium vzájemně provázaných fotonových párů, kdy změna jednoho fotonu způsobí změnu i na druhém fotonu entanglovaného páru. Jednou z možností je využití kvantově korelovaných fotonových párů [43] pro kvantovou modulaci. Zajímavostí je, že nerozhoduje vzdálenost mezi provázanými fotony. Tento princip je použitelný také pro komunikaci na velké vzdálenosti za použití satelitů [44], [24].

2 VLASTNOSTI PŘENOSOVÉHO PROSTŘEDÍ V OPTICKÉ OBLASTI SPEKTRA

Vakuum lze považovat za ideální prostředí pro šíření optického svazku, jelikož v tomto prostředí nedochází k útlumu, odsměrování nebo jinému zásadnímu narušení vlastností optického záření. Pro život v podobě, jaký ho známe, je ale atmosféra nutnou podmínkou. Při přenosu optického svazku se tedy musíme vyrovnat se změnou vlastností záření vlivem atmosférického přenosového prostředí. Kromě atmosféry je potřeba zmínit také například vodní přenosové prostředí, protože i zde můžeme využívat optické svazky. Je rovněž perspektivní studovat vlastnosti atmosférického přenosového prostředí na Marsu, či jiných planetách.

V této kapitole se zaměříme na tři atmosférické jevy, které podstatně ovlivňují vlastnosti šířícího se optického svazku. Prvním jevem je útlum optického signálu, následovat budou změny v optickém signálu vlivem turbulence a určitě nesmíme opomenout šумы, které se projeví při detekci přenášeného optického svazku.

2.1 Struktura atmosféry Země

Jak již bylo uvedeno výše, atmosférické přenosové prostředí je základním prostředím, ve kterém fungují optické bezkabelové spoje. K popisu atmosféry můžeme přistoupit několika způsoby. Atmosféru lze charakterizovat podle jejího chemického složení, často ji také popisujeme podle jednotlivých vrstev. V atmosféře se vyskytuje značné množství vody v podobě hydrometeorů a litometeory (prach, kouř), které spolu s atmosférickým tlakem, denní dobou, dnem v roce a zeměpisným místem utvářejí meteorologickou charakteristiku vybrané lokality.

2.1.1 Chemické složení atmosféry

Během svého vývoje se složení zemské atmosféry průběžně měnilo. V dnešní podobě je atmosféra složená s dusíku (78%), kyslíku (21%), argonu (1%), CO₂ (0,04%) a dalších neméně významných plynů, jejichž procentuální zastoupení je menší než jedna setina procenta (např. neon, helium, metan, krypton, vodík). Chemické složení atmosféry nám určuje optická přenosová okna, jelikož je potřeba počítat s absorpčními vlastnostmi atmosféry [45].

2.1.2 Model vrstev atmosféry

S rostoucí výškou nad zemským povrchem se mění vlastnosti a struktura atmosféry. Při vertikální optické bezkabelové komunikaci je potřeba znát charakteristické vlastnosti atmosféry v jednotlivých výškách nad povrchem pro určení míry turbulence a útlumu signálu. Abychom si situaci zjednodušili, tak zavádíme model vrstev atmosféry, kdy pro určité rozmezí výšek nad povrchem (vrstvu) má atmosféra určité specifické vlastnosti. Nejčastěji dělíme vertikálně atmosféru na vrstvy uvedené v následující tabulce [45], [46], [47].

Tabulka 10: Vlastnosti jednotlivých vrstev atmosféry

vrstva	rozmezí výšek	vlastnosti
troposféra	povrch až cca 9 km na pólech, až 17 km na rovníku, ostatní oblasti cca 12 km, závisí na počasí	Obsahuje většinu atmosférické vlhkosti a cca 80% hmotnosti atmosféry. Na je jí hranici je planetární mezní vrstva s vysokou turbulentní aktivitou. Teplota vzduchu s výškou kontinuálně klesá.
stratosféra	od cca 12 km do cca 50 až 55 km	Atmosférický tlak je asi tisíc krát menší než na úrovni moře. Teplota vzduchu s rostoucí výškou roste. Ve výšce cca 20 – 30 km nad povrchem je ozónová vrstva.
mezosféra	od cca 50 km do cca 85 km	Teplota vzduchu s výškou klesá. Teplota se pohybuje kolem -85°C. Atmosférický tlak je zanedbatelný.
termosféra	od cca 80 km do až 1 000 km	Teplota vzduchu s výškou narůstá, může dosáhnout až 1500°C, přičemž je potřeba brát ohled na hustotu atmosféry. Je zde ionosféra.
exosféra	od cca 900 km až cca 10 000 km	Poslední vrstva zemské atmosféry, hustota částic je minimální. Částice unikají do vesmíru.

Výšky jednotlivých vrstev nemají konstantní hodnotu. Ty závisí na zeměpisné poloze, dnu v roce, hodině a stavu počasí.

2.2 Útlum optického signálu

Propustnost atmosféry τ lze kvantifikovat pomocí Beerova Lambertova zákona, jehož podoba je [6]

$$\tau(\lambda, L) = \frac{I(\lambda, L)}{I(\lambda, 0)} = e^{-\gamma(\lambda) \cdot L}, \quad (74)$$

kde $I(\lambda, L)$ je intenzita optického záření ve vzdálenosti L od začátku, $I(\lambda, 0)$ je intenzita optického záření v počátku a $\gamma(\lambda)$ je koeficient extinkce [6]. Jednotkou koeficientu extinkce je m^{-1} . Tento koeficient je dán následovně

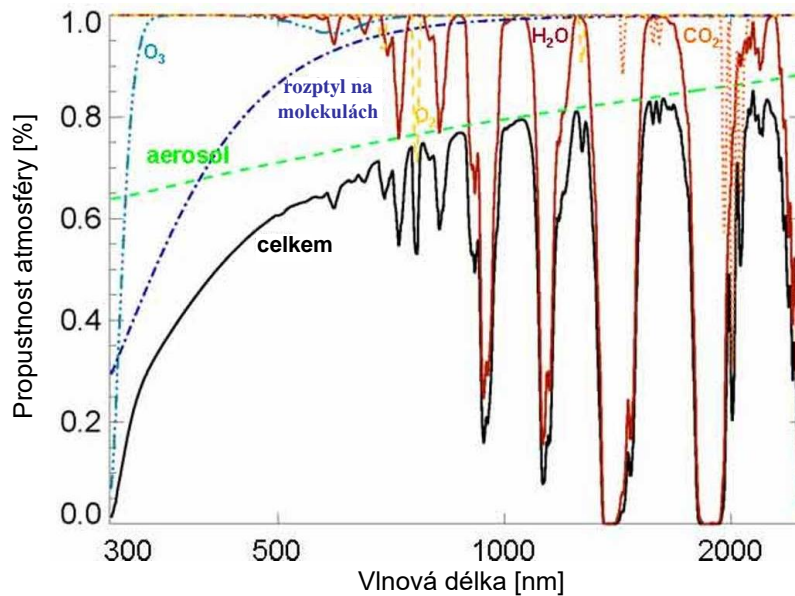
$$\gamma(\lambda) = \alpha_m(\lambda) + \alpha_a(\lambda) + \beta_m(\lambda) + \beta_a(\lambda), \quad (75)$$

kde $\alpha_m(\lambda)$ je absorpce na molekulách, $\alpha_a(\lambda)$ je absorpce na aerosolech, $\beta_m(\lambda)$ představuje rozptyl na molekulách a $\beta_a(\lambda)$ je rozptyl na aerosolech. Absorpce na molekulách je v optickém komunikačním spektru nejvýraznější na ozonu O_3 v ultrafialové oblasti, na vodních molekulách H_2O a CO_2 molekulách hlavně v infračervené oblasti, nebo na molekulách kyslíku O_2 ve viditelné oblasti. Absorpce na aerosolech je ve sledované oblasti spektra v podstatě lineární, přičemž vyšší vlnové délky jsou aerosoly absorbovány méně.

Při zvažování rozptylu je potřeba porovnat velikost částice, na které má dojít k rozptylu záření, a vlnovou délku záření. Pokud je vlnová délka záření výrazně větší, než je velikost částice, pak dochází k Rayleighově rozptylu. Tento rozptyl optického záření je typický pro molekuly vzduchu, kdy například pozorujeme rozptyl modré části spektra slunečního záření v atmosféře (modré nebe). Pokud je velikost vlnové délky srovnatelná s velikostí částice, tak hovoříme o Mieově rozptylu. Pro komunikační optické vlnové délky dochází k Mieově rozptylu na částicích

mlhy, nebo mrholení. Tento rozptyl je spojen s velmi vysokými útlumy optického svazku. Částice větší než vlnová délka způsobují neselektivní geometrický rozptyl, který také způsobuje útlum optického signálu, ale ne tak výrazný jako v případě Miova rozptylu.

Následující obrázek shrnuje spektrální propustnosti optického záření atmosférou, kde tmavě modrou přerušovanou čarou je znázorněn rozptyl na molekulách, světlemodrá (O₃), žlutá (O₂), červená (H₂O) a oranžová (CO₂) charakteristika ukazuje absorpci na příslušných molekulách a zelenou barvou je označena absorpce na aerosolech. Souhrn těchto tří jevů je znázorněn černou čarou, která představuje celkovou propustnost atmosféry. V obrázku není zohledněn rozptyl na aerosolech, protože ten se liší pro jednotlivá místa a časy.



Obrázek 10: Propustnost atmosféry na úrovni moře [48].

Rozptyl na aerosolech souvisí s meteorologickou viditelností, která je dána jako [7]

$$\beta_a(\lambda) = \frac{3,912}{V} \left(\frac{\lambda_{nm}}{550} \right)^{-q}, \quad (76)$$

kde V je meteorologická viditelnost udávána v km a λ_{nm} je vlnová délka záření v nm. Koeficient q závisí rovněž na meteorologické viditelnosti a je dán Kimovým modelem následovně [49]

$$q = \begin{cases} 1,6 & V > 50 \text{ km} \\ 1,3 & 6 \text{ km} < V < 50 \text{ km} \\ 0,16V + 0,34 & 1 \text{ km} < V < 6 \text{ km} \\ V - 0,5 & 0,5 \text{ km} < V < 1 \text{ km} \\ 0 & V < 0,5 \text{ km} \end{cases} \quad (77)$$

V technické praxi upřednostňujeme vyjádření útlumu optického signálu pomocí koeficientu útlumu α_{dB} v dB. Z Beerova – Lambertova zákonu lze dojít jednoduchým postupem ke vztahu

$$\beta_a(\lambda) = 0,23\alpha_{dB}. \quad (78)$$

Existuje celá řada dalších přístupů, jak kvantifikovat míru útlumu optického signálu v atmosféře podle jednotlivých jevů (např. déšť, konvekční a advekční mlha, sníh) [7], [46], [50].

2.3 Atmosférická turbulence

Atmosférická turbulence je jev, který ovlivňuje kvalitativní parametry optického svazku šířícího se v atmosférickém přenosovém prostředí. K turbulenci můžeme přistupovat několika způsoby. Můžeme sledovat její projevy, můžeme turbulenci matematicky popsat, můžeme ji modelovat a také měřit.

2.3.1 Vznik atmosférické turbulence

Obecně při studiu tekutin můžeme sledovat dva způsoby jejich pohybu. Pro laminární proudění je charakteristické rovnoběžné proudění částic. Za určitých okolností však není možné laminární proudění a nastává turbulentní proudění, kdy částice tekutiny se již nepohybují ve vzájemných rovnoběžných trajektoriích. Tento turbulentní pohyb je stochastický a nestacionární [14].

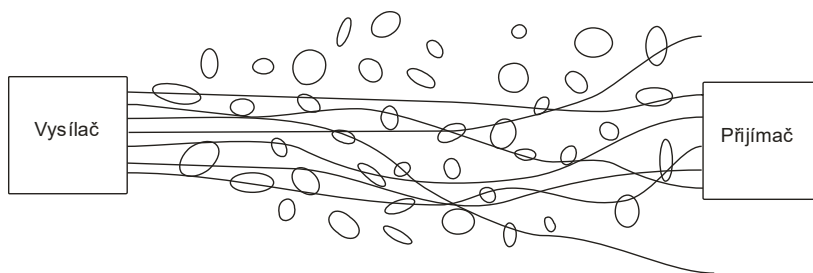
Při studiu atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra pozorujeme, že za jistých okolností se v atmosféře vytvoří nehomogenity, následkem čehož není možný přímočarý pohyb optického svazku. Jednotlivé nehomogenity mají odlišný index lomu od svého okolí a fungují tedy jako optické čočky, které, jak víme z geometrické optiky, mění původní směr optického svazku. Velikost těchto nehomogenit, turbulentních cel, se pohybuje od řádově jednotek milimetrů až po stovky metrů. Turbulence vzniká, když díky proudění vzduchu dojde k mísení vzduchové masy o různé vlhkosti a teplotě. To má za následek vytvoření již zmíněných turbulentních cel. Abychom stanovili míru atmosférické turbulence, zavedeme strukturní funkci indexu lomu D_n , která je daná rovnicí [51]

$$D_n = \langle [n(R_1) - n(R_2)]^2 \rangle, \quad (79)$$

kde $n(R_1)$ a $n(R_2)$ jsou indexy lomu atmosféry v bodech R_1 a R_2 a $\langle \dots \rangle$ představuje střední hodnotu. Míru turbulence hodnotíme strukturním parametrem indexu lomu C_n^2 , který souvisí se strukturní funkcí indexu lomu D_n následovně [51]

$$D_n = \begin{cases} C_n^2 \cdot R^{2/3} & l_0 \ll R \ll L_0 \\ C_n^2 \cdot l_0^{-4/3} \cdot R^2 & R \ll l_0 \end{cases}, \quad (80)$$

kde R je vzdálenost bodů R_1 a R_2 a l_0 představuje minimální rozměr turbulentní cely, naopak L_0 je maximální rozměr turbulentní cely. Přehledová tabulka, kdy je danému strukturnímu parametru indexu lomu přiřazena síla turbulence, je uvedena výše (Tabulka 3, s. 9).



Obrázek 11: Ilustrace šíření optického svazku oblastí s turbulentními celami.

2.3.2 Projevy atmosférické turbulence

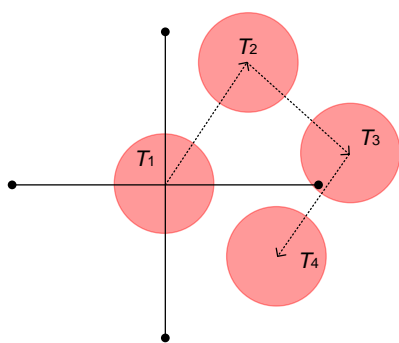
Při astronomických pozorováních sledujeme tzv. mihotání hvězd, což je projev turbulence v atmosféře. Jedním z důvodů, proč velká část astronomických pozorování probíhá nad ránem, je právě to, že v tomto časovém období je v atmosféře relativně nižší turbulentní aktivita. Projevy turbulence můžeme rozdělit do následujících kategorií

- rozšíření vysílaného optického svazku,
- posuny optického svazku,
- scintilace,
- změna úhlu dopadu optického záření [51].

Platí, že výše vyjmenované jevy se mohou vyskytovat současně [14].

Vlivem turbulentních cel na trase optického signálu může dojít k rozšíření vysílaného optického svazku. Turbulentní cely fungují jako čočky, které zvětšují šířku svazku. To vede ke snížení jeho optické intenzity v místě příjmu. Díky turbulenci pak přijímáme nižší optický výkon.

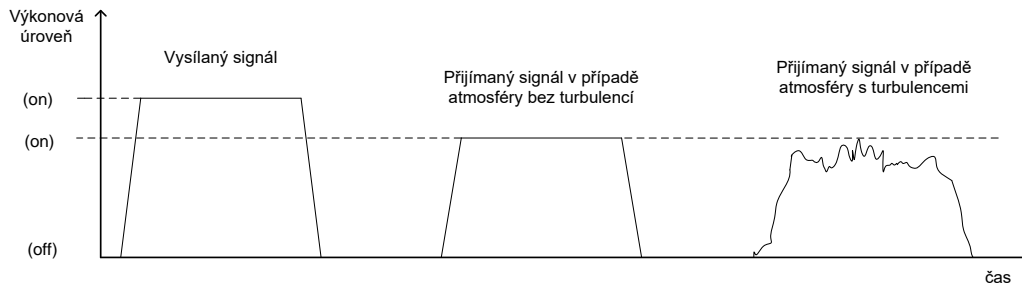
Turbulentních cely, jejichž velikost je větší než velikost stopy svazku v daném místě, způsobují pomalé odsměrování svazku od osy svazku. Optický svazek „putuje“ po stínítku umístěném v přijímací rovině. Tento efekt může v optické bezkabelové komunikaci způsobit úplný výpadek přijímaného optického signálu.



Obrázek 12: Ilustrační obrázek pro putování svazku, kde $T_1 - T_4$ představují časy záznamu optické stopy na stínítku v rovině přijímače.

Pokud se na trase mezi vysílačem a přijímačem vyskytují turbulentní cely menších rozměrů, pozorujeme jev zvaný scintilace. Scintilace se projevuje fluktuací optické intenzity ve stopě svazku. Míra fluktuace optické intenzity může být ohodnocena Rytovovou aproximací (kapitola

4.1 Rytovova metoda pro stanovení relativní variance optické intenzity).



Obrázek 13: Ilustrace výkonové úrovně optického signálu. V případě průchodu svazku turbulencí dojde k fluktuaci úrovně optického záření

V optických komunikacích často hodnotíme úhel dopadu svazku β , který se mění podle turbulentní aktivity atmosféry. Stanovujeme úhel mezi dopadajícím svazkem a osou, která je kolmá k rovině přijímače. Jelikož se úhel dopadu v turbulenci mění, hodnotíme varianci úhlu dopadu σ_β , která je pro sférickou vlnu dána vztahem [52]

$$\sigma_\beta = \sqrt{1,09 C_n^2 L D_{POS}^{-1/3}}, \quad (81)$$

L je vzdálenost mezi přijímací a vysílací rovinou a D_{POS} představuje průměr přijímací apertury.

2.3.3 Měření a modelování atmosférické turbulence

Jak již bylo uvedeno výše, atmosférická turbulence se dá velmi dobře kvantifikovat strukturálním parametrem indexu lomu C_n^2 . Tento parametr však nelze jednoduše určit přímo, proto je potřeba využít některou z metod, která nám umožní tento parametr vyčíslit. K požadovanému výsledku se můžeme dostat měřením, nebo využijeme některý z modelů pro stanovení parametru C_n^2 .

Pro určení míry turbulence lze využít postupy, kdy změříme meteorologické parametry (např. teplota a tlak) v oblasti šíření laserového svazku a následně vypočteme požadovaný C_n^2 . Změřením fluktuace optické intenzity svazku (komerčně dostupné systémy známé jako scintilometry), či změřením turbulentního útlumu se rovněž dostaneme k C_n^2 . Pro určení míry turbulence můžeme použít i méně rozšířené metody (např. metoda dostupných výkonů, interferenční metoda, Schlierenova metoda zobrazování, metoda ekvivalentního gradientu teploty). Měření míry atmosférické turbulence se zabývá kapitola 4 Metodika určování míry turbulence.

Pokud předpokládáme významnější změny míry turbulence na trase svazku, pak je potřeba určit turbulentní profil optické trasy. Pro horizontální optické bezkabelové spoje ale často počítáme s konstantním strukturálním parametrem indexu lomu.

Ve vertikálním směru je míra atmosférické turbulence proměnlivá a její míra závisí na mnoha faktorech. Mezi zásadní parametry počítáme nadmořskou výšku a obecně výšku nad povrchem a lokalitu, ve které sledujeme turbulentní profil. Vliv na profil strukturálního parametru indexu lomu má samozřejmě také rychlost větru, vlnová délka optického záření, velikosti turbulentních cel, teplota, tlak a vlhkost vzduchu, tedy obecně dynamika atmosféry. Vertikálními

modely strukturního parametru indexu lomu v zemské atmosféře se zabývá kapitola 3 Vertikální modelování atmosférické turbulence.

2.4 Šumy

Obecně lze říct, že šum představuje problém ve všech komunikačních systémech. Při návrhu komunikačního systému je potřeba definovat a analyzovat zdroje šumu, které mohou ovlivnit kvalitativní parametry přenášené informace. Zároveň je potřeba dodržet zásady návrhu komunikačního řetězce, abychom minimalizovali negativní vliv šumů. Z principu nelze šum z komunikačního řetězce plně odstranit, vhodnými opatřeními lze však jeho vliv na kvalitu signálu minimalizovat.

V optické bezkabelové komunikaci hodnotíme výstřelový šum, který je spojen se samotným fotodetektozem a je dán jako součet kvantového šumu, šumu temného proudu a šumu pozadí. Dalším šumem je tepelný šum, který souvisí s obvodovou částí přijímače. V jistých případech může dojít k tomu, že je přenášený signál nižší, než je citlivost přijímače, a pak je přenášená informace ztracená v šumu. Při návrhu optického bezkabelového spoje si definujeme požadovanou chybovost spoje BER (Bit Error Rate), při které musíme dodržet definovaný odstup signálu od šumu SNR (Signal to Noise Ratio). Hodnota SNR pro danou BER se liší podle typu modulační techniky (1.8 Modulace optického svazku).

2.4.1 Kvantový šum

Kvantový šum, často také označujeme jako fotonový šum, je dán kvantovou povahou světla [8]. Tím, že fotony dopadají náhodně na aktivní plochu fotodetektoru, dochází ke generaci tohoto šumu. Výkon fotonového (kvantového) šumu P_{N1} je dán vztahem

$$P_{N1} = 2e \cdot B_m \cdot G_{PD}^2 \left(\frac{e\eta}{\omega} P_{PD} \right) R, \quad (82)$$

kde B_m je šířka pásma propustnosti fotodetektoru, G_{PD} je zesílení fotodetektoru, e je elektrický náboj, η představuje kvantovou účinnost detektoru, P_{PD} je přijatý užitečný optický výkon, ω je úhlová rychlost optického signálu a R představuje odpor fotodetektoru. Tento šum nelze z principu odstranit (kvantové limitování detektoru).

2.4.2 Šum temného proudu

V případě, že fotodioda nepřijímá žádný optický signál a přesto na výstupu je detekován určitý fotoproud, hovoříme o temném proudu I_D nebo o proudu za tmy (dark current). Tento temný proud je pak příčinou šumu, který označujeme jako šum temného proudu. Aby bylo možné zamezit vzniku temného proudu, je potřeba fotodetektor chladit. Na rozdíl od tepelného šumu, který vzniká v obvodové části, šum temného proudu vzniká v samotném fotodetektozem. Výkon šumu za tmy P_{N2} [53] má následující hodnotu

$$P_{N2} = 2e \cdot B_m \cdot G_{PD}^2 \cdot I_D \cdot R. \quad (83)$$

Hodnoty temného proudu I_D se pohybují v řádu jednotek nA (konkrétní hodnoty lze nalézt v datasheetech).

2.4.3 Šum pozadí

Tento šum je generován zdrojem optického záření, který negeneruje užitečný signál. K rušení dojde ve chvíli, kdy užitečný optický signál bude ovlivněn signálem z rušivého zdroje (jiný optický signál, sluneční záření). Šum pozadí lze vyjádřit vztahem [6]

$$P_{N3} = 2e \cdot B_m \cdot G_{PD}^2 \left(\frac{e\eta}{\omega} P_B \right) R, \quad (84)$$

kde P_B je výkon rušivého optického signálu. Abychom omezili vliv šumu pozadí, tak umístíme před fotodetektor filtr (např. interferenční filtr), který nám propustí pouze užitečnou část optického spektra.

Výstřelový šum P_N , který je součtem kvantového šumu a šumu temného proudu a pozadí, zapisujeme

$$P_N = P_{N1} + P_{N2} + P_{N3}. \quad (85)$$

Za předpokladu, že pracujeme s detektorem se zesílením 1, minimalizujeme temný proud a šum pozadí, pak je detektor omezený fotonovým šumem [49].

2.4.4 Tepelný šum

Tepelný šum P_T , jinak nazývaný Johnsonův nebo Nyquistův šum, je způsoben nahodilým pohybem elektronů v elektrickém vodiči. Obecně je závislý pouze na teplotě, nezávisí na napětí, proudu ani na frekvenci, jedná se o bílý šum (AWGN) [54].

Matematicky jej lze určit vztahem

$$P_T = 4k \cdot T \cdot B_m, \quad (86)$$

kde k je Boltzmannova konstanta a T_K je termodynamická teplota. Tento obvodový šum lze snížit vhodným chlazením.

2.5 Přerušení svazku

Důvodů, proč se přeruší optický svazek v atmosféře, může být několik. Mezi běžné příčiny počítáme průlet ptáků, nebo přerušení z důvodů nepříznivých atmosférických podmínek. Mezi méně časté příčiny započítáváme průlet dronů, RC nebo jiných letadel. K přerušení může dojít i díky odsměrování laserového svazku (např. chyba konzole, na které je umístěna optická hlavička), nebo například výpadku elektrického proudu.

Rozlišujeme krátkodobé a dlouhodobé přerušení svazků, i když není přesně definováno, co znamená pojem krátkodobý. Jako hranici mezi krátkodobým a dlouhodobým přerušením často ze zkušeností považujeme čas 2 sekundy. Delší doba přerušení je většinou spojená např. s mlhou, kratší přerušení spojujeme právě s průlety ptáků.

Některé typy přerušení jsou predikovatelné (např. vlivem počasí), jiné jsou zcela náhodné a nepředvídatelné.

3 VERTIKÁLNÍ MODELOVÁNÍ ATMOSFÉRICKÉ TURBULENCE

Atmosférickou turbulenci můžeme kvantifikovat strukturním parametrem indexu lomu. V horizontálních optických bezkabelových spojích určených pro komunikaci na kratší vzdálenosti můžeme obecně tento parametr považovat za konstantu. Pokud bychom chtěli řešit delší trasu svazku, pak bychom měli uvážit, zda není vhodnější stanovit horizontální profil strukturního parametru indexu lomu.

V případě komunikace ve vertikálním směru (vertikální optické bezkabelové spoje), je potřeba určit, jak se mění turbulentní charakter atmosféry s rostoucí výškou nad povrchem. Vertikální charakteristiku strukturního parametru indexu lomu nemůžeme považovat za konstantní a její měření je relativně náročnou záležitostí. Z těchto důvodů pro stanovení míry vertikální atmosférické turbulence použijeme vhodný matematický model. Pro tento směr existuje řada modelů, které budou v této kapitole postupně představeny. Některé z popsaných modelů mají svůj historický význam (jsou předchůdci současně používaných modelů), další jsou velmi dobře aplikovatelné na aktuální generaci vertikálních optických bezkabelových spojů. Část modelů byla původně navržena pro účely astronomických pozorování, ale jsou také použitelné pro optické komunikace pro případ, kdy nejsme schopni změřit potřebné vstupní parametry komplexnějších vertikálních turbulentních modelů.

Modely profilu strukturního parametru indexu lomu ve vertikálním směru mají různý stupeň komplexity. Některé z modelů pracují pouze s výškou nad povrchem země, jiné potřebují pro úplnost například informaci o rychlosti větru, teplotě vzduchu, čas východu a západu slunce, nebo atmosférický tlak. Obecně také jednotlivé modely mají své výškové meze platnosti. Některé z modelů jsou platné pouze pro určité geografické lokality.

3.1 Hufnagelův model

Již od vynálezu teleskopů se potýkali astronomové s nežádoucím jevem – atmosférickou turbulencí, která negativně ovlivňuje veškerá astronomická pozorování ze Země. Jedním z průkopníků v popisu vertikální charakteristiky atmosféry s ohledem na turbulenci byl Robert E. Hufnagel, který navrhnul model pro určení strukturního parametru indexu lomu s rostoucí nadmořskou výškou. Tento model byl několikrát modifikován a upravován podle potřeb vybraných lokalit.

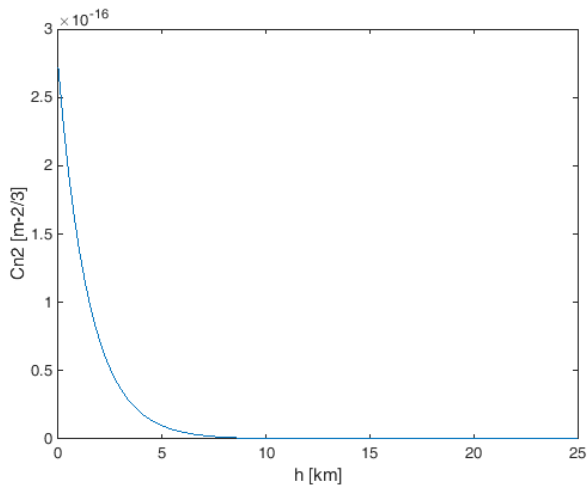
Původní Hufnagelův model [55], založený na empirickém výzkumu, byl publikován v roce 1974. Výsledky měření nad zemským povrchem i mořem dobře odpovídají této aproximaci, kdy nejlepší shody modelu s měřením je docíleno od výšky 3 km do 24 km nad povrchem [56], [57]. Hufnagelův vztah pro strukturní parametr indexu lomu C_n^2 je definován rovnicí

$$C_n^2(h) = 2,72 \cdot 10^{-16} \left(3v \left(\frac{h}{10} \right)^{10} e^{-h} + e^{\frac{-h}{1,5}} \right), \quad (87)$$

kde h představuje výšku nad povrchem země a v je rychlost větru. Největší shodu s měřeními hodnotami dosahuje model pro měření v nočních hodinách.

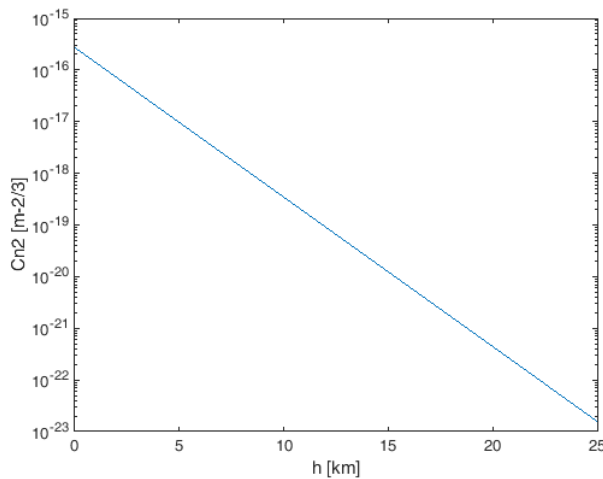
Od tohoto originálního modelu byly následně odvozeny Hufnagelův-Valleyův model, Hufnagelův-Valleyův 5/7 model, DLR Hufnagelův-Valleyův 5/7 model a HAP model.

Pro vykreslení grafu závislosti strukturního parametru indexu lomu C_n^2 na výšce h použijeme program MATLAB. Pokud zadáme nulovou rychlost větru v , tak získáme následující grafické zobrazení.



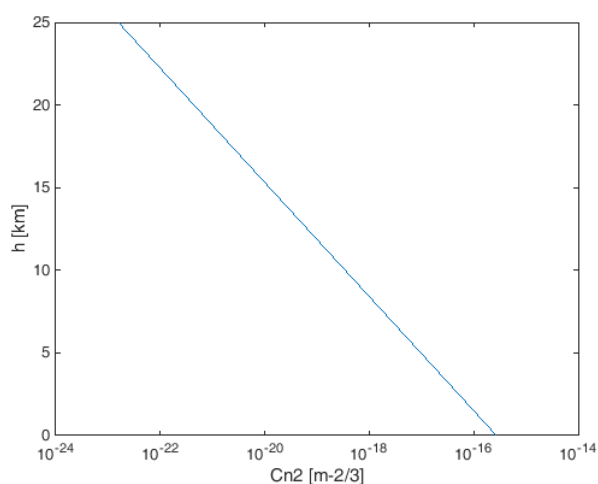
Obrázek 14: Závislost C_n^2 s rostoucí výškou nad povrchem h a nulovou rychlost větru v .

Vzhledem k charakteru strukturního parametru indexu lomu je vhodnější zobrazování výsledků v logaritmickém měřítku.



Obrázek 15: Zobrazení závislosti C_n^2 s rostoucí výškou nad povrchem h , kdy osu y zobrazujeme pro větší názornost v logaritmické míře.

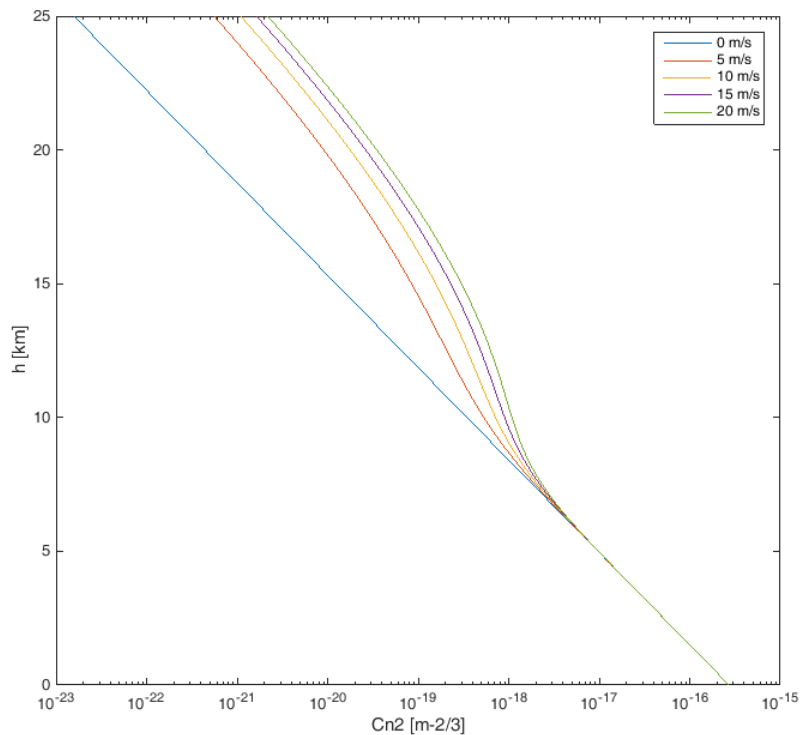
I když následující zobrazení nebude fyzikálně plně korektní (z definice funkce), zvolíme zobrazení C_n^2 na ose x a výšku nad povrchem budeme určovat z osy y . Tímto krokem se uchýlíme k lepší názornosti, kdy se vertikální osa více asociuje s narůstající výškou nad povrchem.



Obrázek 16: Zobrazení vztahu C_n^2 k rostoucí výšce nad povrchem, který je zobrazen na ose y.

V následujících obrázcích budeme používat tento typ zobrazení. Z Obrázek 16, kde je nastavená nulová rychlost větru pro všechny zvažované výšky, je patrné, že samotná výška představuje spíše „váhování“ a podstatným vstupním parametrem bude vítr, který bude formovat tvar výsledné charakteristiky strukturního parametru indexu lomu. Hufnagelova rovnice v sobě neobsahuje vstupní parametry spojené s lokalitou, větší shoda s měřenými výsledky byla zaznamenána pro místa nad pevninou.

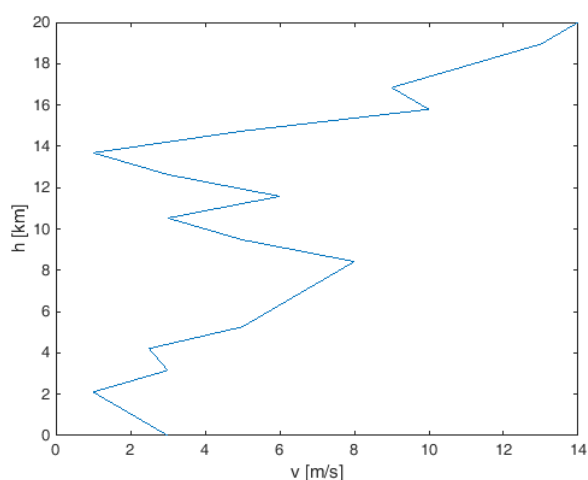
Pro vybrané rychlosti větru, které jsou v celém rozsahu zvažovaných výšek konstantní (s rostoucí výškou nad povrchem) platí následující obrázek. Parametrem je rychlost větru, která byla nastavena od 0 m/s do 20 m/s.



Obrázek 17: Vývoj C_n^2 s rostoucí výškou pro různé rychlosti větru v .

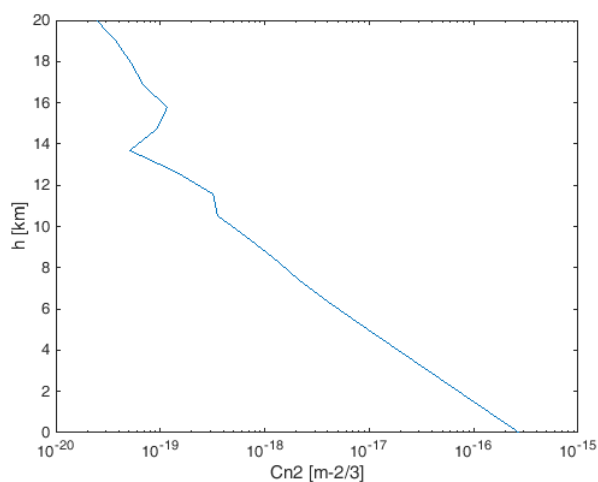
Abychom mohli použít Hufnagelův model korektně, museli bychom znát rychlosti větru v jednotlivých výškách nad povrchem. Obecně je známo, že rychlost větru je vyšší nad povrchem moří a oceánů než nad zemským povrchem. Rychlost větru samozřejmě také souvisí se zeměpisnou pozicí zvažované lokality, denní dobou, dnem v roce a aktuálním stavem počasí. Obecně se dá očekávat vyšší turbulentní činnost v atmosféře nad vodními prostředími.

Z meteorologického stanoviště Arcetri Observatory, Itálie, (<http://alta.arcetri.astro.it>) se podařilo získat data o rychlosti větru ze dne 9. července 2017 (měřeno v 6:10). Zobrazení charakteristiky větru je na následujícím obrázku.



Obrázek 18: Záznam rychlosti větru s rostoucí výškou nad povrchem ze dne 9. července 2017 v 6:10, stanice Ancetri Observatory, Itálie.

Díky známé rychlosti větru s rostoucí výškou nad povrchem jsme schopni z Hufnagelova modelu určit požadovanou charakteristiku strukturního parametru indexu lomu v závislosti na výšce nad povrchem. Ta je zobrazena na následujícím obrázku.



Obrázek 19: Vypočtený vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný 6:10 určený Hufnagelovým modelem.

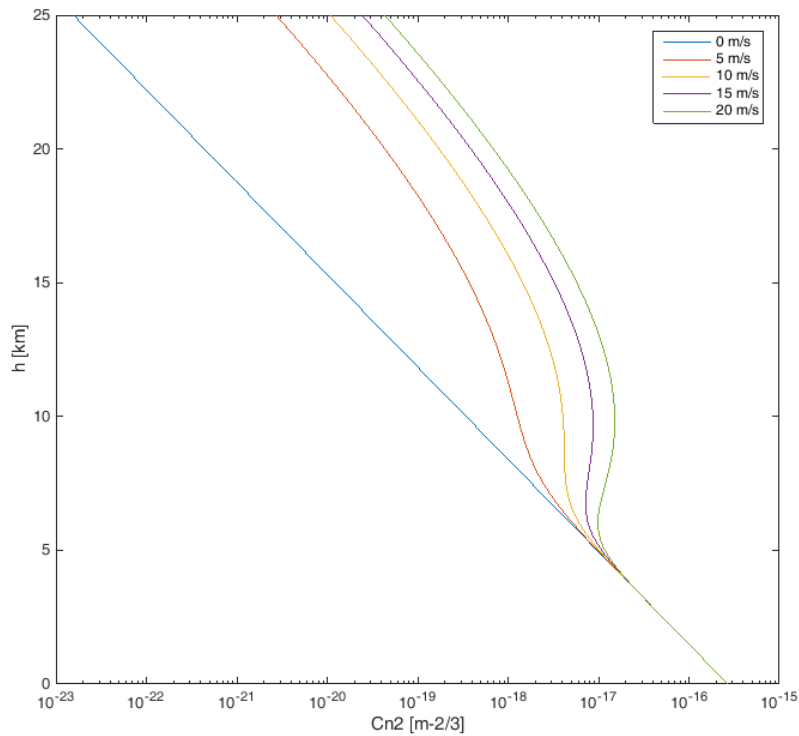
3.2 Hufnagelův-Valleyův model

Původní Hufnagelův model byl modifikován G. G. Valleyem [58]. Tento rozšířený model odpovídá nejlépe měřeným hodnotám strukturního parametru indexu lomu $C_n^2(h)$ ve středních zeměpisných šířkách a jeho výsledky odpovídají měřením v denním i nočním režimu. Jeho podoba je následující

$$C_n^2(h) = 5,94 \cdot 10^{-53} \left(\frac{v}{27}\right)^2 h^{10} e^{\left(\frac{-h}{1000}\right)} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{\left(\frac{-h}{1500}\right)}, \quad (88)$$

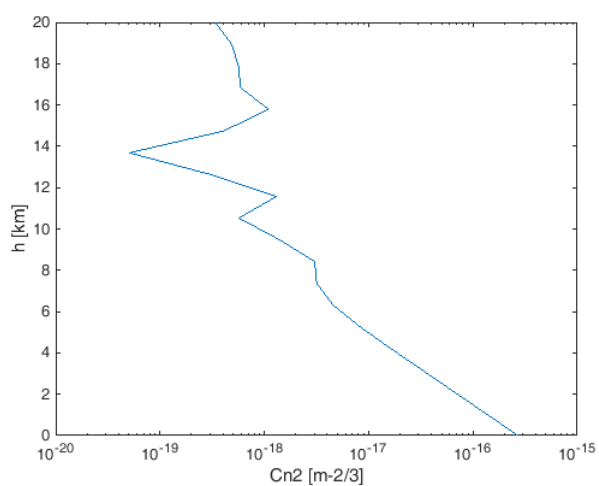
kde v představuje rychlost větru a h představuje výšku nad povrchem země. Nejlepší shoda s měřenými výsledky je pro výšky od 1500 m do 10 km.

Charakteristika C_n^2 je opět závislá na výšce nad zemí a rychlosti větru. Pro vybrané hodnoty větru (0 – 20 m/s) získáme následující průběhy.



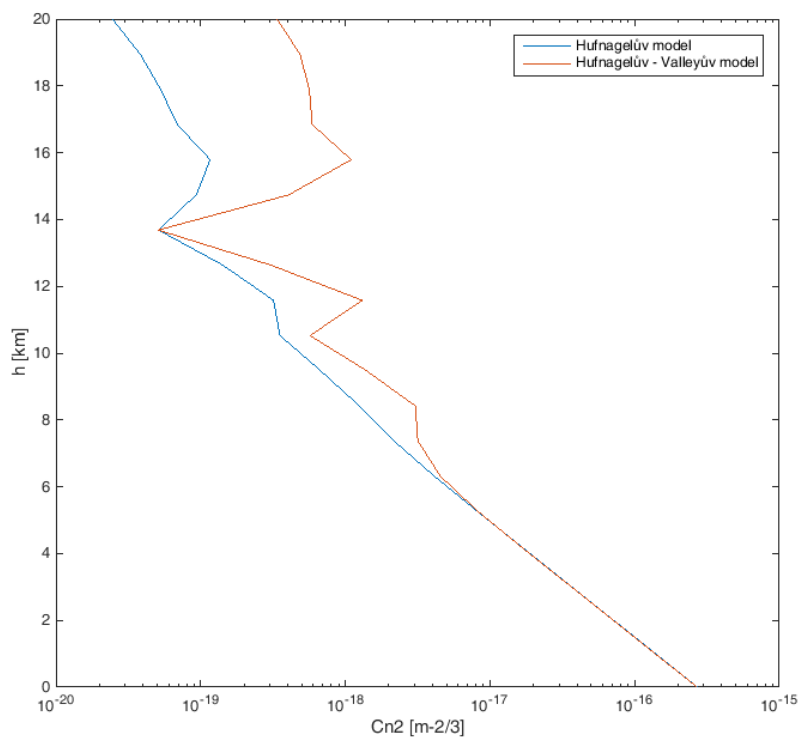
Obrázek 20: Vývoj C_n^2 s rostoucí výškou pro různé vybrané rychlosti větru – Hufnagelův – Valleyův model.

Pokud použijeme pro výpočet výškového profilu charakter větrného profilu z obrázku Obrázek 18, pak vertikální turbulentní charakteristika bude mít následující podobu.



Obrázek 21: Vypočtený vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10 (Hufnagelův – Valleyův model).

Nyní porovnáme výsledky Hufnagelova a Hufnagelova – Valleyova modelu v jednom obrázku pro vertikální profil větru (9. července 2017, 6:10, Arcetri Observatory, Itálie).



Obrázek 22: Porovnání výsledů Hufnagelova a Hufnagelova – Valleyova modelu pro vybraný vertikální větrný profil pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10.

Z obrázku Obrázek 22, který čerpá z reálných dat, jsou vidět rozdíly ve výstupech modelů pro výšky nad 6 km nad povrchem. Pro dané podmínky a lokalitu by podle popisu modelů měla být přesnější charakteristika daná Hufnagelovým – Valleyovým modelem, který je určený primárně pro střední zeměpisné šířky. Jako výhodu Hufnagelova modelu, a důvod, proč se model stále používá, můžeme uvést jeho větší univerzálnost s ohledem na lokalitu (obecně vhodný pro místa nad pevninou).

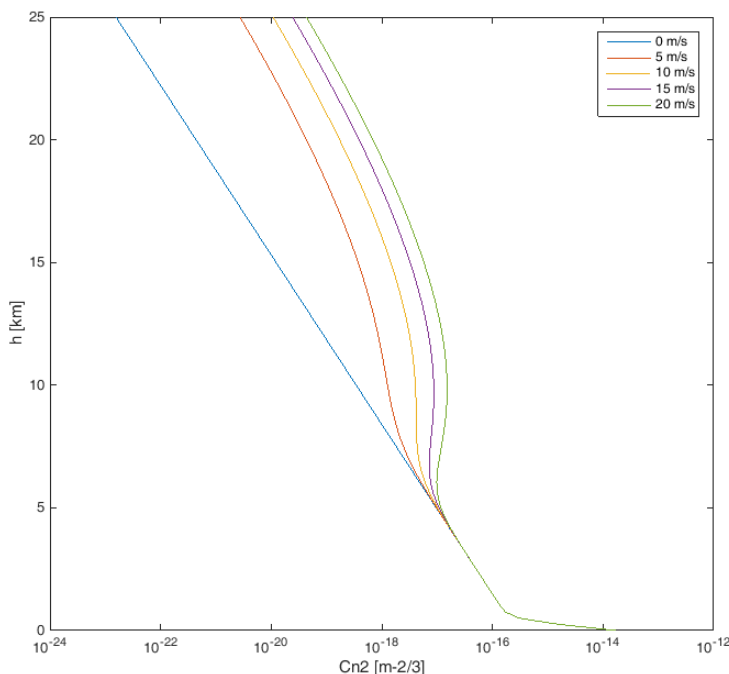
3.3 Hufnagelův-Valleyův 5/7 model

Další modifikace původního Hufnagelova modelu poléhá v rozšíření Hufnagelova-Valleyova modelu, kdy do vztahu

$$C_n^2(h) = 5,94 \cdot 10^{-53} \left(\frac{v}{27}\right)^2 h^{10} e^{\left(\frac{-h}{1000}\right)} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{\left(\frac{-h}{1500}\right)} + C_n^2(h_0) e^{\left(\frac{-h}{100}\right)}, \quad (89)$$

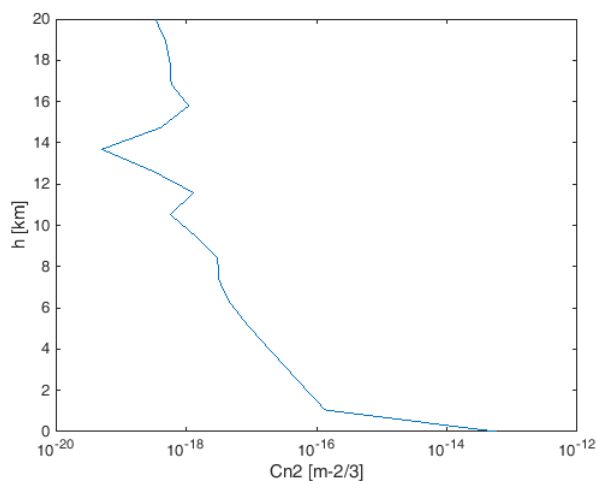
kde h představuje výšku nad povrchem země, $C_n^2(h_0)$ značí míru atmosférické turbulence v nulové výšce nad zemí a v představuje rychlost větru v dané výšce. Pro střední zeměpisné šířky a lokality nad pevninou dosazujeme konstantní hodnoty $C_n^2(h_0) = 1,7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ pro slabou turbulenci, silná turbulence je určena hodnotou parametru $C_n^2(h_0) = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ a $v = 21 \text{ m/s}$ pro slabý vítr a $v = 57 \text{ m/s}$ pro silný vítr (pokud nejsou dostupné reálné změřené hodnoty).

Pokud zvolíme doporučenou konstantu $C_n^2(h_0) = 1,7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ a použijeme opět rychlosti větru o hodnotách uvedených v následujícím obrázku (0 – 20 m/s), pak dostaneme tyto vertikální charakteristiky.



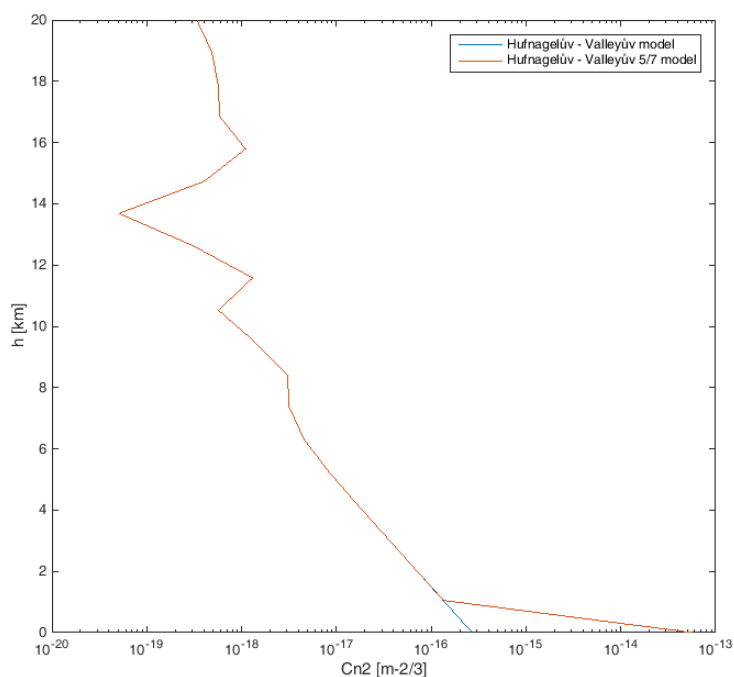
Obrázek 23: Vývoj C_n^2 s rostoucí výškou pro různé rychlosti větru.

Pro 9. července 2017 (6:10, Arcetri Observatory, Itálie) je hodnota $C_n^2(h_0)$ dána hodnotou $5,7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ a rychlost větru bude opět použita z předchozích změřených údajů. Výsledný profil strukturního parametru indexu lomu je zobrazen na následujícím obrázku.



Obrázek 24: Vypočtený vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10 (Hufnagelův – Valleyův 5/7 model).

Pokud porovnáme výsledky Hufnagelova – Valleyova a jeho 5/7 modifikace, pak získáme pro reálná data následující obrázek.



Obrázek 25: Porovnání výsledů Hufnagelova – Valleyova modelu a jeho 5/7 modifikace pro vybraný vertikální větrný profil pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10.

Při hodnocení rozdílů mezi výsledky, které získáme z Hufnagelova – Valleyova modelu a jeho 5/7 modifikace, je patrné, že modifikace spočívá v korekci hodnot strukturního parametru indexu lomu pro výšky nižší, než je 1 km nad povrchem země, což je dáno vstupem hodnoty strukturního parametru indexu lomu pro nulovou výšku nad povrchem. V případě, že máme dostupné hodnoty C_n^2 pro nulovou výšku nad povrchem, tak je určitě lepší použít 5/7 model, v ostatních případech zůstaneme u Hufnagelova – Valleyova modelu, případně Hufnagelova modelu (podle lokality).

3.4 DLR Hufnagelův-Valleyův 5/7 model

Upravený 5/7 model se dočkal modifikace, kdy autoři z German Aerospace Centre (DLR Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) korigovali zmíněný vztah o refraktivitu atmosféry. Upravený vztah má podobu [59]

$$C_n^2(h) = HV_{5/7}(h) + \langle N(h) \rangle^2 C_K(h), \quad (90)$$

kde $HV_{5/7}$ představuje vztah pro Hufnagelův-Valleyův 5/7 model, $\langle N(h) \rangle$ určuje střední refraktivitu atmosféry [46]. Pro vlnové délky větší než 300 nm je vliv vlnové délky zanedbatelný a $\langle N(h) \rangle$ je úměrná hustotě vzduchu. Tento parametr je dále vztahem

$$\langle N(h) \rangle = 2,7 \cdot 10^{-4} e^{\frac{-h}{H_0}}, \quad (91)$$

kde H_0 představuje charakteristickou výšku, která je v tomto modelu pro střední zeměpisné šířky nastavená na hodnotu 7 km (hodnota se liší podle lokality a charakteristiky troposféry). Pomocný parametr C_K je dán vztahem

$$C_K(h) = 10^{-10} e^{\frac{h}{10^4}}. \quad (92)$$

Parametr C_K se udává v jednotkách $m^{-2/3}$. Model DLR HV 5/7 koriguje předchozí model, kdy dochází ke zlepšení shody modelu s měřenými výsledky hlavně v rozmezí výšek do 3 km.

Pro námi zadané parametry pro porovnání výstupů z Hufnagelova – Valleyova 5/7 modelu a jeho DLR modifikace byly změny zanedbatelné a v grafickém výstupu nepozorovatelné. Z tohoto důvodu zde není uveden grafický výstup.

3.5 Hufnagelův - Andrewsův – Phillipsův (HAP) model

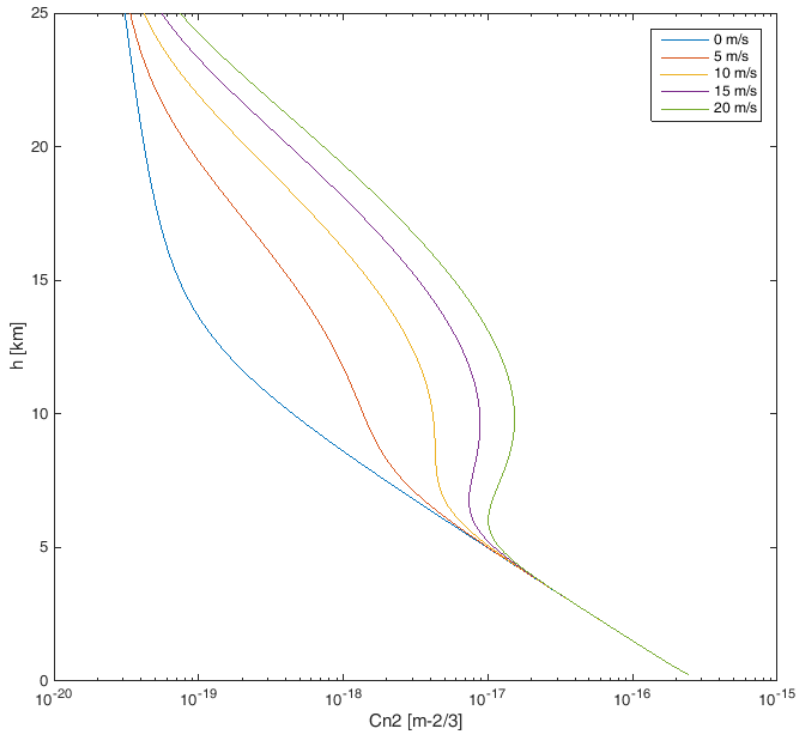
Dalším modelem strukturního parametru indexu lomu v atmosféře je model vypracovaný Andrewsem a Philipsem na základě původního Hufnagelova modelu [60]. Podoba tohoto HAP modelu je následující

$$C_n^2(h) = 5,94 \cdot 10^{-53} \left(\frac{v}{27}\right)^2 h^{10} e^{\left(\frac{-h}{1000}\right)} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{\left(\frac{-h}{1500}\right)} + C_n^2(h_0) \left(\frac{h_0}{h}\right)^{4/3}, \quad (93)$$

kde $h \gg h_0$ a $C_n^2(h_0)$ představuje hodnotu strukturního parametru indexu lomu při povrchu země,

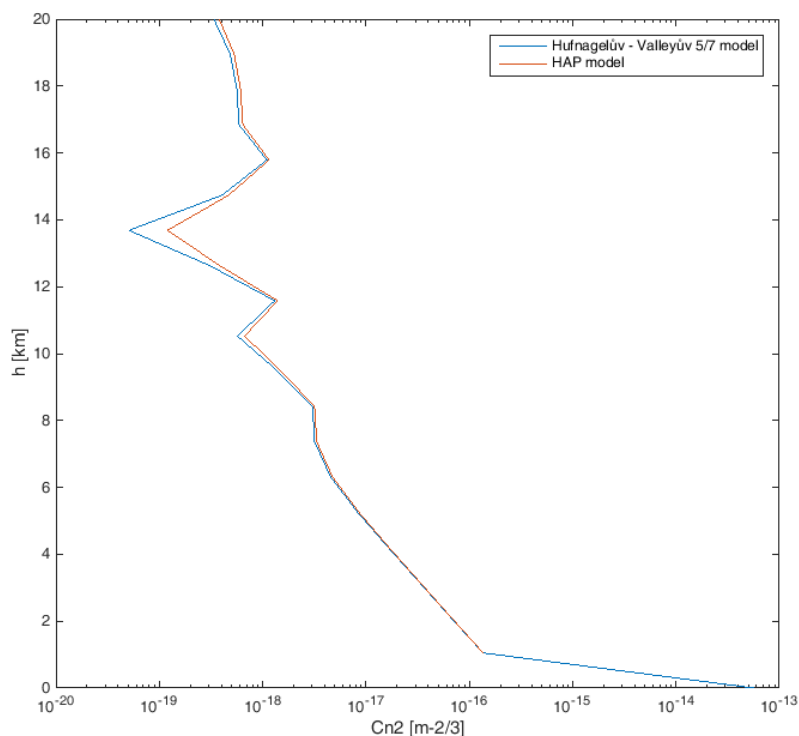
případně při referenční výšce h_0 . Hlavní výhodou tohoto modelu je, že není shora výškově omezen (většina modelů má mez platnosti omezenou do 25 km nad povrchem).

Pro různé vybrané rychlosti větru a hodnotu $C_n^2 = 5,7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ a výšku měření $h_0 = 0,5 \text{ m}$ (měřeno 9. července 2017 v 6:10, Arcetri Observatory, Itálie) získáme následující záznam.



Obrázek 26: Vývoj C_n^2 s rostoucí výškou pro různé rychlosti větru – HAP model.

Pro reálná data rychlosti větru budeme porovnávat vzájemně výsledky Hufnagelova – Valleyova 5/7 modelu s údaji získanými z HAP modelu.



Obrázek 27: Porovnání výsledů Hufnagelova – Valleyova 5/7 a HAP modelu pro vybraný vertikální větrný profil pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10.

Rozdíly ve výsledcích modelů jsou patrné až ve vyšších výškách, přičemž rozdíly jsou minimální a trendy charakteristik jsou totožné. Přesnější by měly být výsledky z HAP modelu, protože je tento model upraven tak, aby hodnoty pro vyšší výšky odpovídaly měřeným hodnotám. HAP model lze použít i pro vyšší výšky nad povrchem než je zobrazeno ve výsledném porovnání.

3.6 Modifikovaný Hufnagelův - Andrewsův – Phillipsův (HAP) model

Rovněž HAP model se dočkal v roce 2012 své modifikace, která spočívá ve vztažení výšky h k výšce nad úrovní moře h_s [61]. Jeho vyjádření je následující

$$C_n^2(h) = 5,94 \cdot 10^{-53} \left(\frac{v}{27}\right)^2 (h + h_s)^{10} e^{\left(\frac{-(h+h_s)}{1000}\right)} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{\left(\frac{-(h+h_s)}{1500}\right)} + C_n^2(h_0) \left(\frac{h_0}{h}\right)^p, \quad (94)$$

kde p je parametr, který souvisí s denní dobou a s dobou východu a západu slunce v dané lokalitě. Jeho hodnota je dána následujícím vztahem

$$p = \begin{cases} -0,11(12 - t_{12})^2 + 1,83(12 - t_{12}) - 6,22 & 0,75 < t_{12} < 3,5 \\ 1,45 - 0,02(t_{12} - 6)^2 & 3,5 < t_{12} < 8,5 \\ -0,048t_{12}^2 + 0,68t_{12} - 1,06 & 8,5 < t_{12} < 11,25 \end{cases}, \quad (95)$$

kde t_{12} představuje čas rovnoměrně rozdělený na 12 časových úseků mezi dobu od východu po západ slunce. Tento čas je dán vztahem

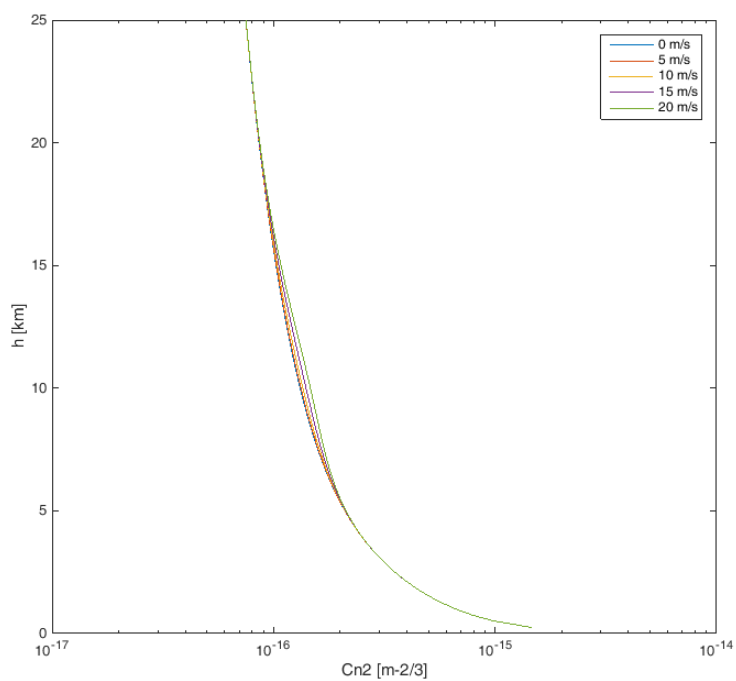
$$t_{12} = \frac{t - t_{\text{východ}}}{t_p}, \quad (96)$$

kde t představuje aktuální čas, $t_{\text{východ}}$ je čas východu slunce v dané lokalitě a t_p je pomocný čas daný vztahem

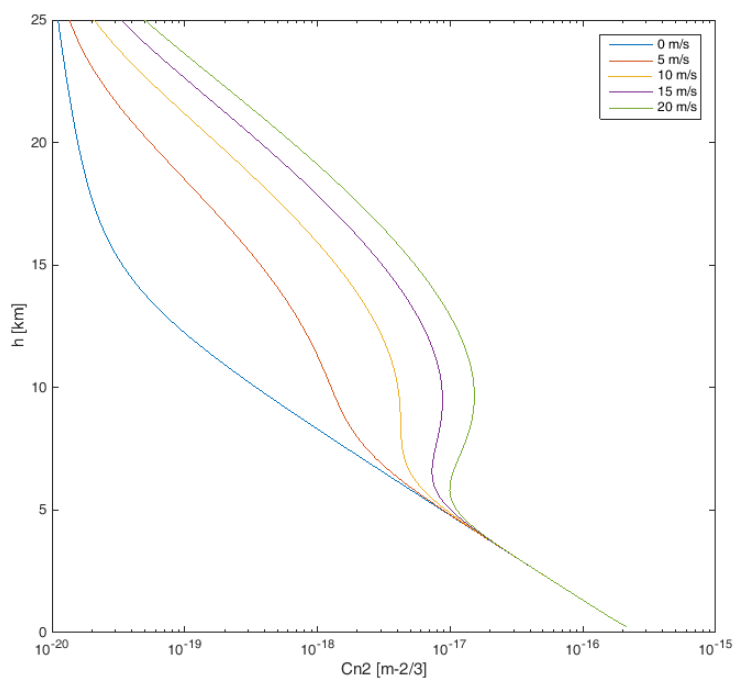
$$t_p = \frac{|t_{\text{východ}} - t_{\text{západ}}|}{12}. \quad (97)$$

Ve vztahu $t_{\text{západ}}$ představuje čas západu slunce v dané lokalitě. Tento model tedy adaptivně reaguje na charakteristiku atmosféry, která se během dne mění. Pro noční hodiny se používá hodnota parametru $p = 0,67$. Předností modifikovaného HAP modelu je, že jeho platnost není výškově a časově omezená.

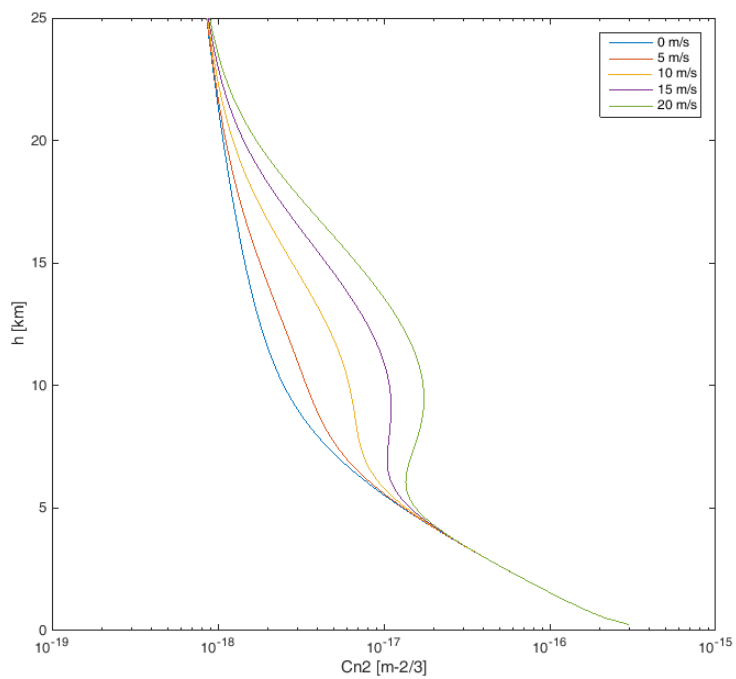
Pro práci s touto modifikací potřebujeme znát nadmořskou výšku, která je podle map 175 m nad úrovní moře, východ slunce je v 5:42 a západ slunce je v 20:58, čas výpočtu volíme na 7:00, 12:00, 18:00 a 23:00 (Florence, Itálie). Simulace provádíme pro vybrané velikosti rychlosti větru v rozmezí 0 – 20 m/s v celém vertikálním profilu pro čas 7:00, 12:00, 18:00 a 23:00 místního času.



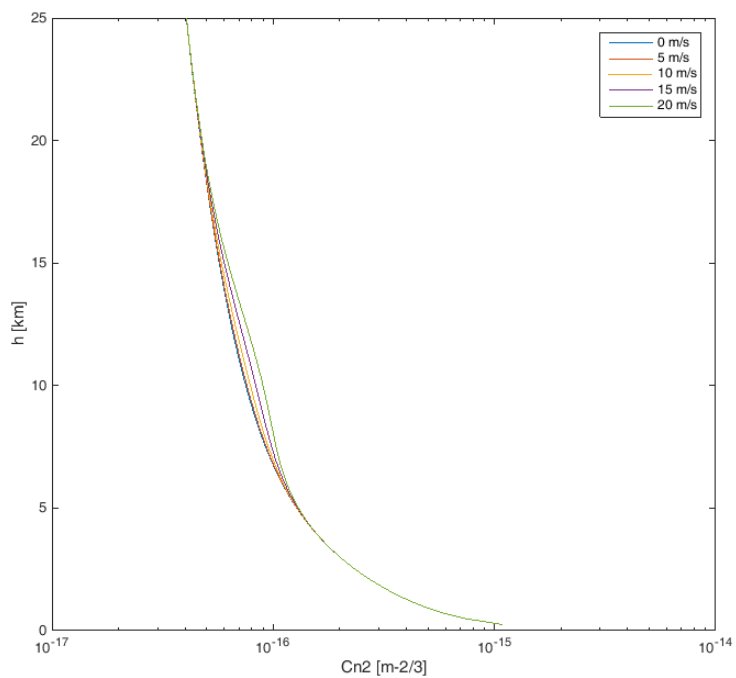
Obrázek 28: Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro 7:00.



Obrázek 29: Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro 12:00.



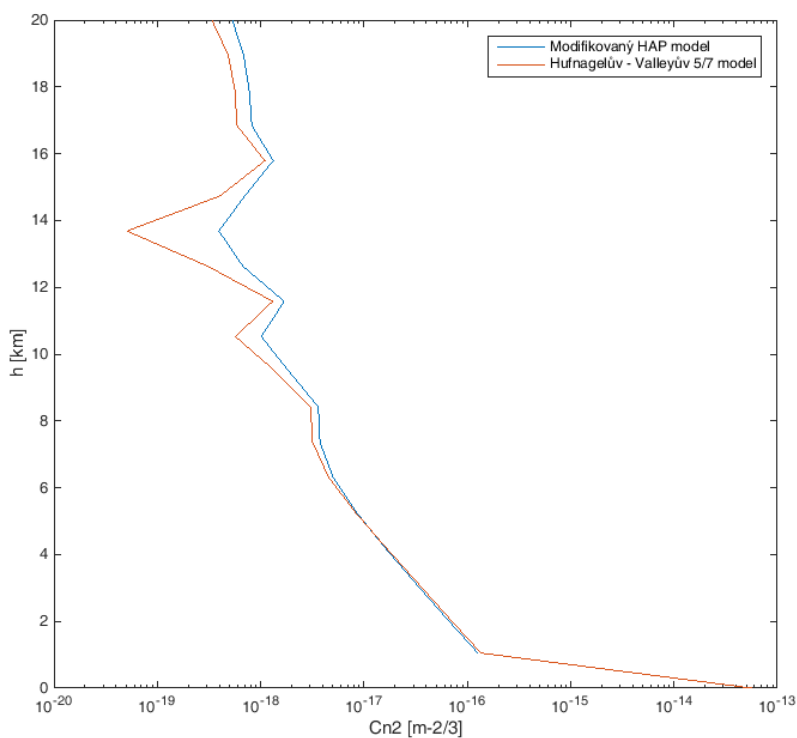
Obrázek 30: Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro 18:00.



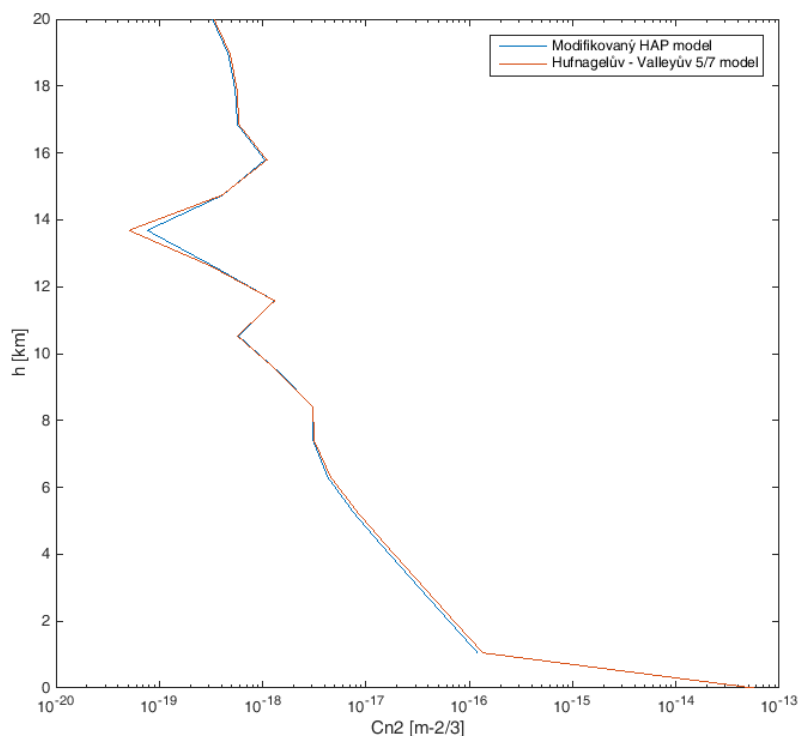
Obrázek 31: Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro 23:00.

Modifikovaný HAP model respektuje lokalitu měření, a to tak, že zohledňuje údaje o východu a západu slunce, respektuje část dne, kterou udáváme přímo v hodinách, zohledňuje nadmořskou výšku, ve které se nachází zemský povrch a počítá také s rychlostí větru. Z grafů je patrné, jak se mění strukturní parametr indexu lomu ve vertikálním profilu během dne pro vybrané rychlosti větru. Nad ránem a v noci je jeho hodnota nízká, během dopoledne narůstá a během pozdního odpoledne začne opět jeho hodnota klesat (viz vypočtené charakteristiky pro čas 7:00, 12:00, 18:00 a 23:00).

Nyní porovnáme vertikální charakteristiku strukturního parametru indexu lomu, kterou určíme modifikovanou HAP metodou s údaji získanými z Hufnagelova – Valleyova 5/7 modelu (má obdobné výsledky jako původní HAP model). Opět použijeme měřený vertikální profil rychlosti větru (pro lokalitu Florencie, Itálie ze dne 9. července 2017 platný pro 6:10), kdy jej použijeme pro výpočet strukturního parametru indexu lomu pro dva časy 8:30 a 15:00.



Obrázek 32: Porovnání výsledů Hufnagelova – Valleyova 5/7 a modifikovaného HAP modelu pro vybraný vertikální větrný profil pro místní čas 8:30.



Obrázek 33: Porovnání výsledů Hufnagelova – Valleyova 5/7 a modifikovaného HAP modelu pro vybraný vertikální větrný profil pro místní čas 15:00.

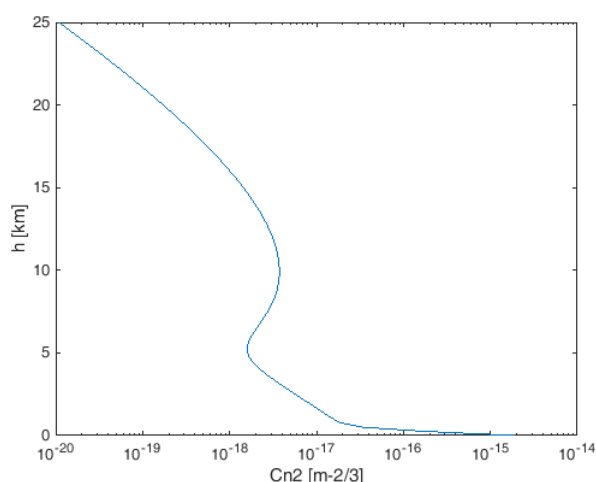
V přechozích porovnáních jsme vždy viděli vysokou míru shody hodnot strukturního parametru indexu lomu v trendech profilů. V tomto případě ale vidíme rozdíly, které závisí na denní době. Modifikovaný HAP profil reaguje na místní čas. Tento přístup má své opodstatnění, jelikož je přirozené, že míra turbulencí se vyvíjí a mění se sluneční aktivitou, což zohledňuje právě modifikovaný HAP model.

3.7 Hufnagelův-Valleyův noční model

Další verzí Hufnagelova modelu je jeho přizpůsobení nočním podmínkám [62], kdy vypracovaný model původně sloužil pro určení strukturního parametru indexu lomu pro astronomická pozorování noční oblohy, v dnešní době se ale dá využít i pro vertikální optickou bezkabelovou komunikaci. Model je dán rovnicí

$$C_n^2(h) = 1,9 \cdot 10^{-15} e^{\left(\frac{-h}{100}\right)} + 8,16 \cdot 10^{-54} h^{10} e^{\left(\frac{-h}{1000}\right)} + 3,02 \cdot 10^{-17} e^{\left(\frac{-h}{1500}\right)}. \quad (98)$$

Tento model nezohledňuje rychlost větru a dává konstantní celonoční charakteristiku, která je zobrazena na dalším obrázku.



Obrázek 34: Vypočtený vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pomocí nočního Hufnagelova – Valleyova modelu.

Výstup nočního Hufnagelova – Valleyova modelu ukazuje, že do výšky cca 5 km nad povrchem míra turbulence klesá, následně mírně narůstá a od výšky cca 10 km opět klesá. Nárůst míry turbulence je spojen s přítomností mezní planetární vrstvy, ve které je vyšší turbulentní aktivita atmosféry [47].

3.8 Sadotův – Kopeikův model

Tento empirický model vychází z měření meteorologických parametrů atmosféry [63], [64]. Pro výpočet strukturního parametru indexu lomu je potřeba znát teplotu, relativní vlhkost, rychlost větru a sluneční aktivitu. Vztah pro určení C_n^2 je následující

$$C_n^2 = 3,8 \cdot 10^{-14} W + 2 \cdot 10^{-15} T - 2,8 \cdot 10^{-15} RV + 2,9 \cdot 10^{-17} RV^2 - 1,1 \cdot 10^{-19} RV^3 - 2,5 \cdot 10^{-15} v + 1,2 \cdot 10^{-15} v^2 - 8,5 \cdot 10^{-17} v^3 - 5,3 \cdot 10^{-13}, \quad (99)$$

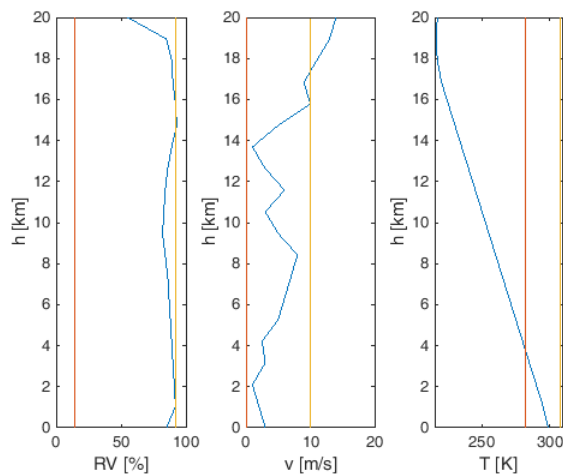
kde W představuje relativní časovou funkci hmotnosti atmosféry, která se mění v průběhu dne, T je teplota vzduchu v Kelvinech, RV představuje relativní vlhkost vzduchu v % a v je rychlost větru v m/s. Platnost modelu je omezena teplotním rozmezím od 9°C do 35 °C, relativní vlhkostí 14% - 92% a rychlostí větru v rozmezí 0 – 10m/s.

Hodnota relativní časové funkce hmotnosti závisí na pomocném času t_{12} , který jsme měli uvedený u modifikovaného HAP modelu. Hodnoty W pro t_{12} jsou uvedeny v následující tabulce.

Tabulka 11: Závislost relativní časové funkce hmotnosti atmosféry na pomocném čase.

Pomocný čas t_{12} [h]	Funkce W [-]
méně než -4	0,11
-4 až -3	0,11
-3 až -2	0,07
-2 až -1	0,08
-1 až 0	0,06
0 až 1	0,05
1 až 2	0,10
2 až 3	0,51
3 až 4	0,75
4 až 5	0,95
5 až 6	1,00
6 až 7	0,90
7 až 8	0,80
8 až 9	0,59
9 až 10	0,32
10 až 11	0,22
11 až 12	0,10
12 až 13	0,08
nad 13	0,13

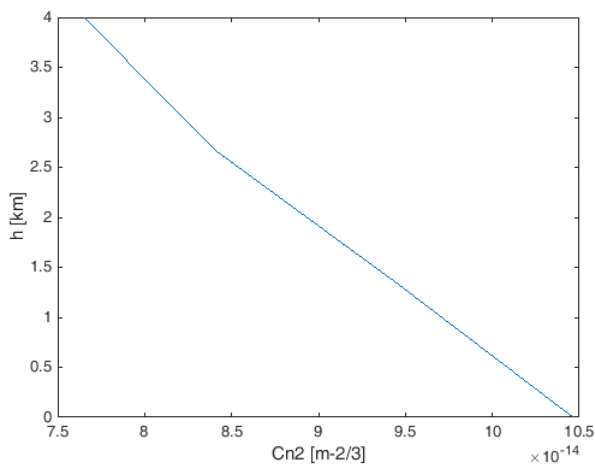
Abychom určili vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pomocí Sadotova – Kopeikova přístupu, je potřeba si zajistit vstupní data - vertikální profil teploty, rychlosti větru a relativní vlhkosti pro dané výšky nad povrchem. Tyto data jsme získali z meteorologického servisu (Sevilla, Španělsko – oblast subtropického podnebí, 18. července 2017, 10:00). Data jsou zobrazena na následujícím obrázku.



Obrázek 35: Vstupní data pro určení vertikálního charakteru turbulence pomocí Sadotova – Kopeikova modelu. RV představuje relativní vlhkost v %, v je rychlost větru v m/s a T je teplota v Kelvinech. V každém z obrázků jsou zobrazeny i meze platnosti metody (červená – minimum, žlutá – maximum pro vstupní hodnoty).

Aby byly výsledky výpočtů korektní, je potřeba dodržet meze platnosti Sadotovy - Kopeikovy metody. Meze platnosti pro jednotlivé vstupní parametry jsou ve výše uvedeném obrázku znázorněny červenou barvou pro minimální hodnotu vstupního parametru a maximální hodnota vstupního parametru je vykreslena žlutou barvou. Z grafů je vidět, že relativní vlhkost je v mezích platnosti metody, pro vítr jsou platné vstupní parametry do 17 km nad povrchem země a teplota nám omezuje využití metody pouze do 4 km nad povrchem. Účelově jsme volili lokalitu ze subtropického pásu kvůli vyšší teplotě atmosféry, abychom se s platností metody dostali na co nejvyšší výšku. Pro severnější oblasti by byla dosažitelná platná výška nad povrchem nižší.

Pro vybranou lokalitu (Sevilla, Španělsko) je pro den 18. července 2017 určen východ slunce na 7:17 a západ je v 21:42. Výpočet bude proveden pro 10:00 místního času. Z těchto vstupních parametrů jsme schopní určit vertikální profil turbulence.



Obrázek 36: Výsledná charakteristika vykazuje minimální změny (jednotky v rámci stejného řádu) ve strukturálním parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem.

I když se Sadotova – Kopeikova metoda používá pro určování vertikálních profilů strukturálního parametru indexu lomu, tak je potřeba uvažovat omezení metody na platné vstupní parametry. Není možné se ovšem zaměřit pouze na toto omezení. Z výsledků výpočtů vyplývá, že s rostoucí výškou nad povrchem klesá strukturální parametr indexu lomu pouze minimálně (jednotky v rámci stejného řádu). Na vině bude parametr W (relativní časová funkce hmotnosti atmosféry), která je vztažena k denní době a není zohledněna její výšková závislost (hmotnostní parametry atmosféry se mění s rostoucí výškou nad povrchem). Z tohoto důvodu lze omezit platnost Sadotovy – Kopeikovy metody pouze na nízké výšky nad povrchem země, kde můžeme považovat parametr W za konstantu. Metodu by bylo možné rozšířit (při zachování omezení pro teplotu, relativní vlhkost a rychlost větru) pomocí parametrizace funkce W , která by byla závislá kromě času, také na výšce nad povrchem.

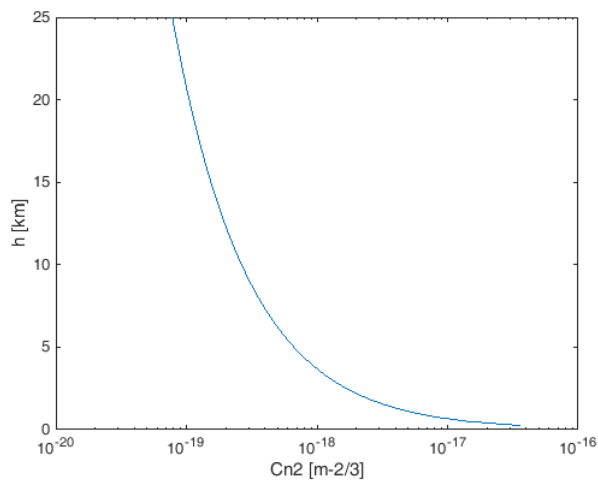
Sadotovu – Kopeikovu metodu můžeme používat pro určení míry turbulence ve vybrané lokalitě, kde využijeme i možnost predikce strukturálního parametru indexu lomu na základě předpovědí meteorologických parametrů.

3.9 $h^{-4/3}$ model

Jeden z historicky nejstarších modelů profilu strukturního parametru indexu lomu je jednoduchý $h^{-4/3}$ model, který nese své označení podle rovnice [15]

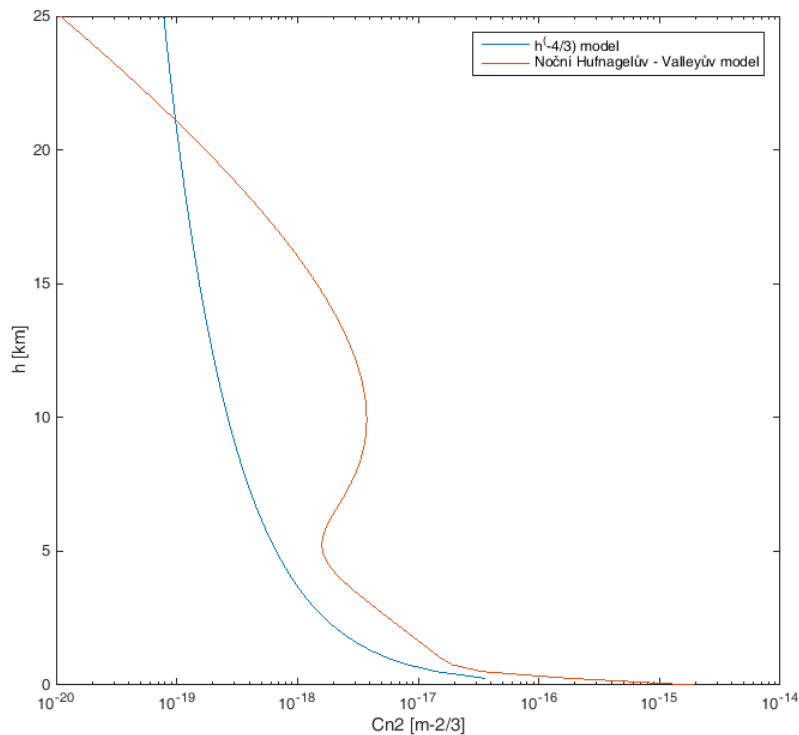
$$C_n^2(h) = C_n^2(h_0)h^{-\frac{4}{3}}, \quad (100)$$

kde $C_n^2(h_0)$ představuje hodnotu strukturního parametru indexu lomu při povrchu země, případně při referenční výšce h_0 a h vyjadřuje výšku nad povrchem, ve které určujeme strukturní parametr indexu lomu. Model je určen pro přízemní vrstvu atmosféry. Jeho hlavní výhodou je, že pro výpočet nepotřebujeme znát parametry atmosféry (kromě $C_n^2(h_0)$). Na druhou stranu model je potřeba model brát jako přibližný.



Obrázek 37: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu pro model $h^{-4/3}$.

Tento model je podle grafického znázornění velmi jednoduchý, reflektuje pouze na dva vstupní parametry, ze kterých je časově proměnný pouze C_n^2 . Obdobně jednoduchý přístup k určení strukturního parametru indexu lomu má například noční Hufnagelův – Valleyův model, proto tyto dvě charakteristiky na následujícím obrázku porovnáme.



Obrázek 38: Porovnání modelu $h^{-4/3}$ s nočním Hufnagelovým – Valleyovým modelem.

Vzhledem k jednoduchosti a přibližnému charakteru modelů není žádným překvapením, že pro některé výšky nad povrchem se výsledné hodnoty strukturního parametru indexu lomu liší i o řád. I přesto se dají oba modely výhodně pro svou jednoduchost použít pro odhad turbulentní činnosti ve vybrané výšce.

3.10 Kaimalův model

Jedním ze základních modelů je Kaimalův model [65], který má ale omezenou platnost, a to pouze do mezní planetární vrstvy. Jeho modifikacemi však vznikly další modely, které mají daleko širší meze platnosti i vyšší přesnost (např. Waltersův – Kunkelův model, nebo Kukharetsův – Tsvangův model). Tento historický model se již nepoužívá, a proto není v této práci analyzován.

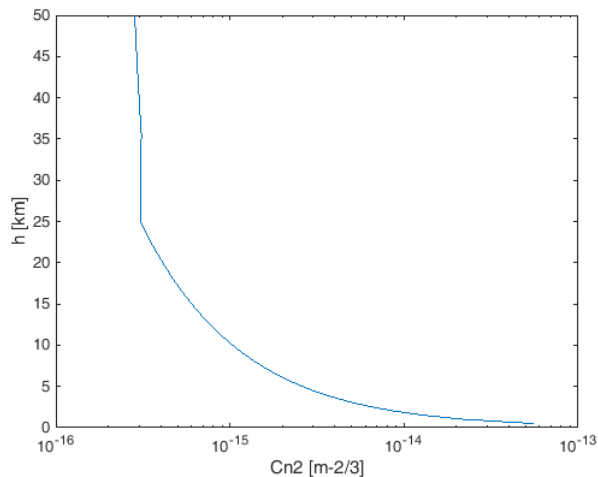
3.11 Waltersův – Kunkelův model

Tento model vznikl na základě modifikací a uprav původního Kaimalova modelu [65], kdy strukturní parametr indexu lomu ve výšce h nad povrchem země je dán [66]

$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2(h_0) \left(\frac{h}{h_0}\right)^{-\frac{4}{3}} & h_0, h \leq 0,5h_i \\ C_n^2(h_0) \left(\frac{0,5h_i}{h_0}\right)^{-\frac{4}{3}} & 0,5h_i \leq h \leq 0,7h_i \\ C_n^2(h_0) \cdot 2,9 \cdot \left(\frac{0,5h_i}{h_0}\right)^{-\frac{4}{3}} \left(\frac{h}{h_0}\right)^{-\frac{1}{4}} & 0,7h_i \leq h \leq h_i \end{cases} \quad (101)$$

kde $C_n^2(h_0)$ představuje hodnotu strukturního parametru indexu lomu při povrchu země, případně při referenční výšce (výšce měření C_n^2 v blízkosti povrchu země) h_0 a h_i označuje výšku inverzní vrstvy nad povrchem země. Výšku inverzní vrstvy určujeme jako vertikální vzdálenost mezi povrchem zemí a bodem, do kterého dochází k poklesu teploty atmosféry. Tento model je platný do výšky $h = h_i$.

Inverzní vrstva zasahuje obvykle do výšky kolem 50 km nad povrchem země. Konkrétní výška dosahu inverzní vrstvy však závisí na místě, počasí, dni v roce a čase měření.



Obrázek 39: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Waltersova – Kunkelova modelu pro výšku inverzní vrstvy 50 km.

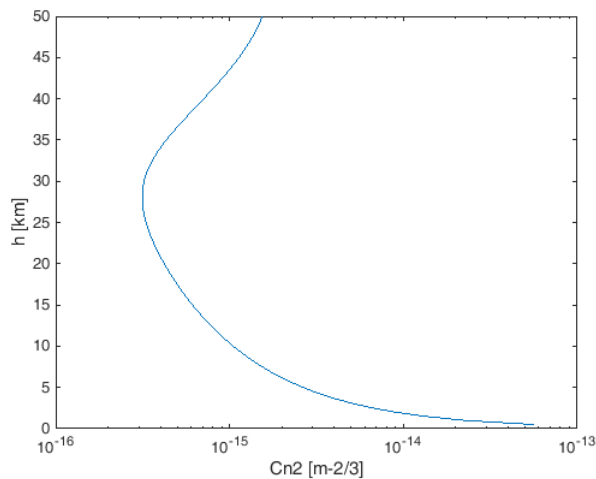
Hlavní výhodou tohoto modelu je jeho vysoký výškový dosah (závisí na výšce inverzní vrstvy), který využijeme v případě návrhu optického bezkabelového komunikačního systému spojujícího zemský povrch s platformou ve vysoké výšce HAP (high altitude platform).

3.12 Kukharetsův – Tsvangův model

Další modifikací původního Kaimalova modelu bylo jeho rozšíření nad inverzní vrstvu [67]. Význam modelu pro optické bezkabelové komunikace spočívá v možnosti namodelovat si průběh strukturního parametru indexu lomu i pro velmi vysoké výšky nad povrchem, což můžeme využít při optické komunikaci s HAP, nebo například s družicí. Matematická podoba tohoto modelu je následující.

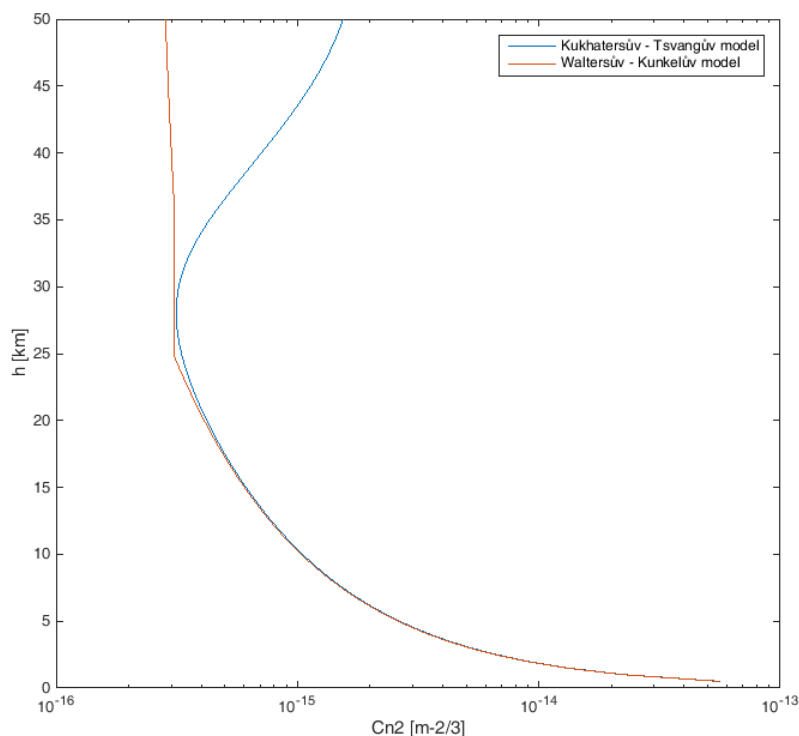
$$C_n^2(h) = \frac{4,6 \cdot 10^{-2} \left(\frac{h}{h_i}\right)^{-\frac{4}{3}} + 0,6e^{-12\left(\frac{h}{h_i}-1,1\right)^2}}{4,6 \cdot 10^{-2} \left(\frac{h_0}{h_i}\right)^{-\frac{4}{3}}} C_n^2(h_0), \quad (102)$$

kde h_0 představuje referenční výšku, při které byl určen $C_n^2(h_0)$ a h_i je výška inverzní vrstvy. Zobrazení průběhu strukturního parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem země podle Kukharetsova – Tsvangova modelu je na následujícím obrázku.



Obrázek 40: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Kukharetsova – Tsvangova modelu pro výšku inverzní vrstvy 50 km.

Pokud bychom chtěli porovnat výsledky Waltersova – Kunkelova modelu s výstupem Kukharetsova – Tsvangova modelu, tak zjistíme, že u druhého z modelů je pro vyšší výšky pozorován nárůst míry turbulence C_n^2 . Současné zobrazení obou modelů je v následujícím obrázku.



Obrázek 41: Porovnání výsledků Waltersova – Kunkelova a Kukhatersova – Tsvangova modelu.

3.13 Wyngaardův model

Wyngaardův model [68] pracuje s tzv. Moninovou – Obhukovou délkou L , která je definována jako

$$L = \frac{v_*^2 \theta}{k^2 g \theta_*}, \quad (103)$$

kde v_* představuje třecí rychlost prostředí [15], což je pojem využívaný v popisu rozdělení rychlosti při proudění, k je bezrozměrná von Karmanova konstanta, která má nad povrchem těsně nad zemí typicky hodnotu 0,4, gravitační zrychlení g má hodnotu přibližně $9,8 \text{ m/s}^2$, θ představuje potenciální teplotu, která je pro výšky blízké povrchu země obdobná jako termodynamická teplota T a θ_* označuje měrnou potenciální teplotu, která se určuje podle typu terénu. Jelikož určení této délky je relativně zdlouhavou záležitostí, lze využít pro její určení některý z online kalkulátorů [69]. Obecně platí, že Moninova délka, jak ji často zkráceně označujeme, bývá menší než 100 m a dosahuje i záporných hodnot.

Obecně považujeme kladné hodnoty Moninovy – Obhukovy délky za typické pro stabilní prostředí, které se vyskytuje v noci. Naopak záporné hodnoty představují denní prostředí, které je z turbulentního hlediska nestabilní.

Samotný Wyngaardův model je následně po úpravách dán vztahem

$$C_n^2 = \frac{A_T^2 \cdot T_*^2}{T^4} P^2 h^{-2/3} \cdot 4,9 \cdot \begin{cases} \left[1 - 7 \left(\frac{h}{L}\right)\right]^{-2/3} & L < 0 \\ 1 + 2,4 \left(\frac{h}{L}\right)^{2/3} & L > 0 \end{cases}, \quad (104)$$

kde A_T je konstanta o hodnotě $79 \cdot 10^{-6}$ K/mb [68], T je termodynamická teplota v Kelvinech a P je atmosférický tlak v milibarech. Symbolem T_* označujeme opět měrnou potenciální teplotu, která se ale vyjadřuje jiným způsobem než θ_* [68] a je vyjádřena vztahem

$$T_* = k \cdot \theta_*, \quad (105)$$

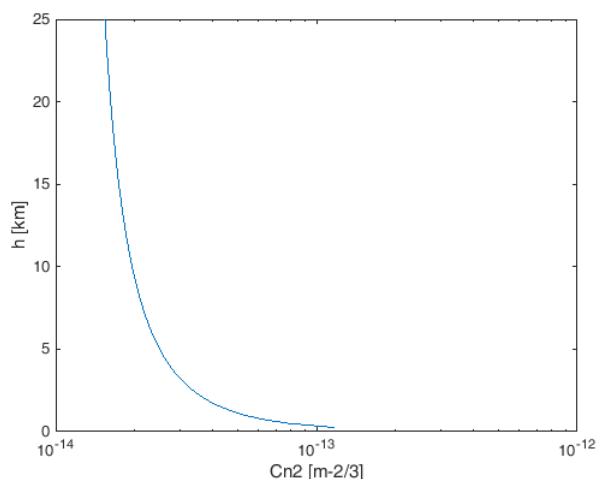
kde k je opět von Karmanova konstanta a θ_* označuje měrnou potenciální teplotu [68]. Běžné hodnoty T_* se pohybují v rozmezí -1,5 K do 0,5 K.

Pro přehled nám poslouží následující tabulka, ve které jsou vypočítané hodnoty Moninovy – Obhukovy délky L pro danou třecí rychlost v_* a měrnou potenciálovou teplotu T_* pro teplotu atmosféry $T = 300$ K [68].

Tabulka 12: Hodnoty Moninovy délky L v závislosti na třecí rychlosti v_* a měrné potenciálové teplotě T_* .

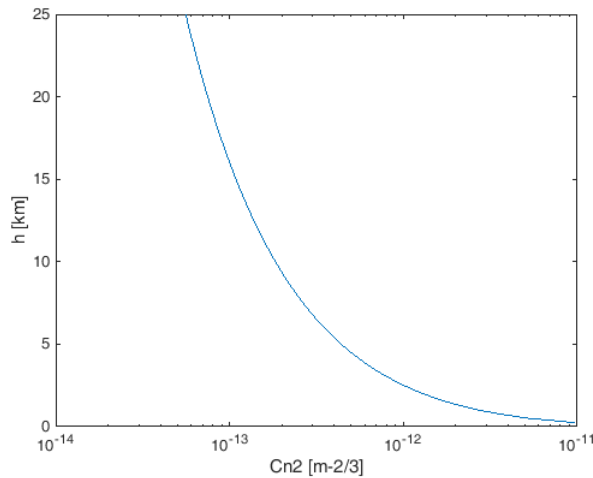
v_*/T_*	0,5	0,3	0,1	-0,1	-0,3	-0,5	-0,7	-0,9	-1,1	-1,3	-1,5
0,1	1,53	2,55	7,65	-7,65	-2,55	-1,53	-1,09	-0,85	-0,70	-0,59	-0,51
0,2	6,12	10,2	30,6	-30,6	-10,2	-6,12	-4,37	-3,40	-2,78	-2,35	-2,04
0,3	13,8	23,0	68,9	-68,9	-23,0	-13,8	-9,84	-7,65	-6,26	-5,30	-4,59
0,4	24,5	40,8	122	-122	-40,8	-24,5	-17,5	-13,6	-11,1	-9,42	-8,16
0,5	38,3	63,8	191	-191	-63,8	-38,3	-27,3	-21,3	-17,4	-14,7	-12,8

Pro teplotu atmosféry 20°C, Moninově délce 30,6 m (stabilní prostředí) a standardním atmosférickém tlaku (1013,25 hPa) je vypočtený výškový profil strukturního parametru indexu lomu následující.



Obrázek 42: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu určený Wyngaardovým modelem – stabilní podmínky.

Pro nestabilní podmínky – teplota vzduchu 30°C, Moninova délka -6,26 m a standardní atmosférický tlak (1013,25 hPa) je vypočtený profil následující.



Obrázek 43: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu určený Wyngaardovým modelem – nestabilní podmínky.

Abychom obdrželi důvěryhodné výsledky v celém rozsahu výšek nad mořem, tak bychom museli stanovit Moninovu délku pro každý výškový bod, jelikož se dynamika atmosféry s rostoucí výškou nad povrchem neustále mění.

Wyngaardův model pracuje s teplotními charakteristikami, které zohledňují typ terénu, atmosférický tlak a samozřejmě s výškou nad povrchem země. Tím, že jsou ve výpočtech zohledněny dynamické charakteristiky atmosféry, můžeme model počítat mezi ty přesnější. Velkou nevýhodou je potřeba znát parametry jako třecí rychlost, nebo měrná potenciálová teplota, které samy o sobě musí být určeny z dalších vstupních parametrů [14], [68]. Pro lokality blízké povrchu země není problém potřebné vstupní veličiny určit. Pro větší výšky nad povrchem země je naopak problematické dospět k těmto potřebným vstupním parametrům, jelikož máme omezené možnosti monitorování a záznamu všech nezbytných vstupních atmosférických parametrů.

3.14 Thiermannův - Kohnleův model

Tento model pracuje s atmosférickým přenosovým prostředím jako s médiem, které je charakterizováno strukturním parametrem teploty C_T^2 , který je proměnný s rostoucí výškou nad povrchem země [70]. Matematicky se model popisuje následující rovnicí

$$C_n^2 = \left(79 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T^2}\right)^2 \cdot C_T^2, \quad (106)$$

kde P představuje atmosférický tlak v Pascalech, T je teplota v místě měření v Kelvinech a C_T^2 je strukturní parametr teploty, který můžeme získat měřením teplot [51], nebo výpočtem. Při výpočtu zvažujeme, zda je Moninova – Obhukova délka v místě měření teploty kladná, nebo

dosahuje záporné hodnoty. Podle hodnoty Moninovy délky můžeme strukturní parametr teploty vyjádřit následujícími způsoby

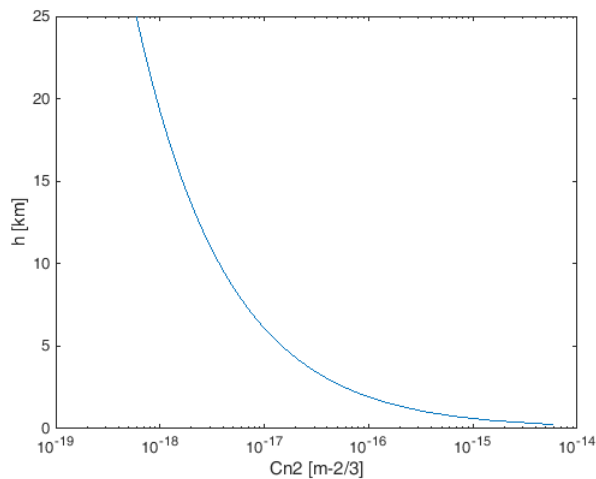
$$C_T^2 = 4\beta \frac{T_*^2}{(k \cdot h_s)^{2/3}} \left[1 + 7 \frac{h_s}{L} + 20 \left(\frac{h_s}{L} \right)^2 \right]^{1/3} \quad L > 0$$

$$C_T^2 = 4\beta \frac{T_*^2}{(k \cdot h_s)^{2/3}} \left[1 - 7 \frac{h_s}{L} + 75 \left(\frac{h_s}{L} \right)^2 \right]^{1/3} \quad L < 0$$
(107)

kde β je empiricky určená konstanta o hodnotě 32 W/m^2 , k je von Karmanova konstanta (0,35), h_s představuje nadmořskou výšku v metrech a T_* je teplotní parametr – měrná potenciálová teplota v Kelvinech [70].

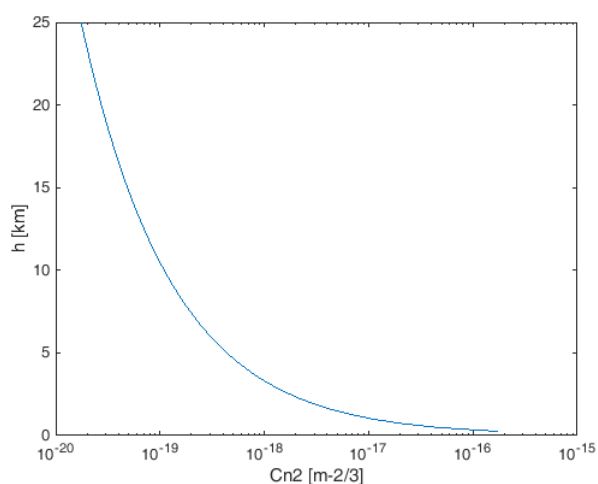
Pokud tento model porovnáme s předchozím Wyngaardovým modelem, tak zjistíme, že Thiermannův – Kohnleův model je modifikací Wyngaardova přístupu.

Pro nestabilní podmínky (Moninova délka je $-9,42 \text{ m}$, teplota vzduchu je 30°C a měrná potenciálová teplota má hodnotu $-1,3 \text{ K}$) je vertikální průběh strukturního parametru indexu lomu následující.



Obrázek 44: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Thiermannova – Kohnleova modelu pro nestabilní podmínky.

Pro stabilní podmínky (Moninova délka je $2,55 \text{ m}$, počítáme s teplotou vzduchu 10°C a měrná potenciálová teplota má hodnotu $0,3 \text{ K}$) je míra turbulence charakterizována následovně.



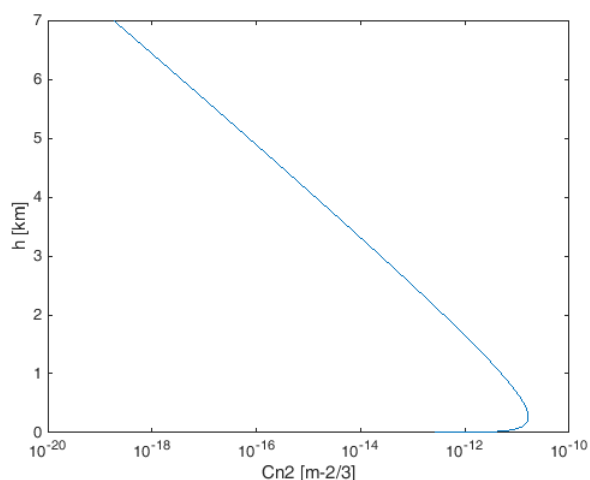
Obrázek 45: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Thiermannova – Kohnleova modelu pro stabilní podmínky.

3.15 Brooknerův model

Další model profilu strukturního parametru indexu lomu v atmosféře byl vypracován E. Brooknerem, který stanovil závislost C_n^2 parametru na výšce nad zemí a stavu počasí [71]

$$C_n^2(h) = C_n^2(h_0)h^{-b}e^{\frac{-h}{h_0}}, \quad (108)$$

kde $C_n^2(h_0)$ představuje hodnotu strukturního parametru indexu lomu ve výšce h_0 nad zemí, kterou můžeme určit například měřením, b je konstanta, která se určuje pro konkrétní počasí a časový úsek dne. Pro den a slunečné počasí je hodnota parametru $b = 5/6$. Model je platný pouze pro troposféru.



Obrázek 46: Výsledný profil Brooknerova modelu. Výsledky jsou uvedené pouze do výšky 7 km nad povrchem země. Nad hranicí tropopauzy je platný modifikovaný Brooknerův model.

3.16 Modifikovaný Brooknerův model

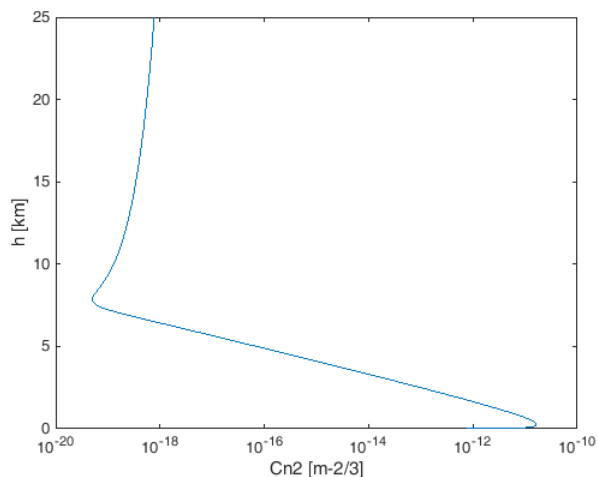
Brooknerův původní model byl následně modifikován tak, aby jeho výsledky lépe korespondovaly s reálnými měřeními daty nad hranicí tropopauzy do podoby [71]

$$C_n^2(h) = C_n^2(h_0)h^{-b}e^{\frac{-h}{h_0}} + C_n(h_t)(h - h_t)$$

kde h_t představuje hranici tropopauzy (9 – 17 km podle lokality) a $C_n(h_t)$ představuje průměrnou hodnotu ve výšce h_t , za kterou dosazujeme hodnotu $4,3 \cdot 10^{-23} \text{ [m}^{-1/3}\text{]}$. Následující tabulka přehledně ukazuje vybrané hodnoty vstupních parametru modifikovaného Brooknerova modelu.

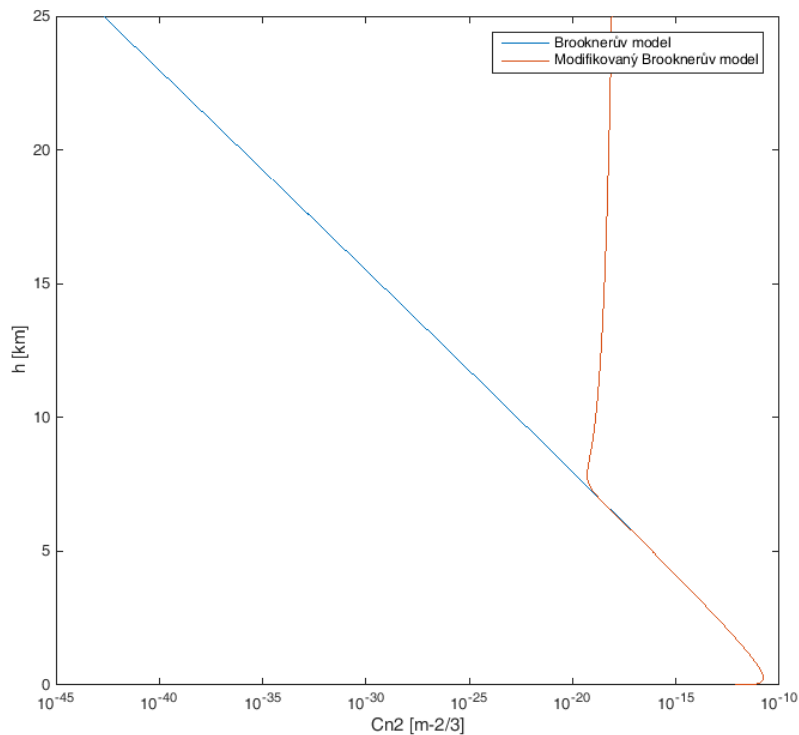
Tabulka 13: Hodnoty vstupních parametrů modifikovaného Brooknerova modelu

	b [-]	h_0 [m]	$C_n^2(h_0)$ [$\text{m}^{-2/3}$]
Slunečný den	5/6	320	$3,6 \cdot 10^{-13}$
Noc	1	320	$1,6 \cdot 10^{-13}$
Západ slunce	2/3	320	$8,7 \cdot 10^{-15}$



Obrázek 47: Výsledný profil modifikovaného Brooknerova modelu.

Pro porovnání je na následujícím obrázku zobrazen profil vypočítaný Brooknerovým modelem bez omezení výšky s modifikovaným Brooknerovým modelem. Hodnoty v původním modelu s výškou kontinuálně klesají a nerespektují charakteristiku atmosféry. Z grafu modifikované charakteristiky je tedy patrná korekce nad hranicí tropopauzy (v našem případě nastaveno na 7 km nad povrchem země).



Obrázek 48: Porovnání Brooknerova modelu a jeho modifikované verze, která pracuje s výškou tropopauzy a lépe charakterizuje stav atmosféry.

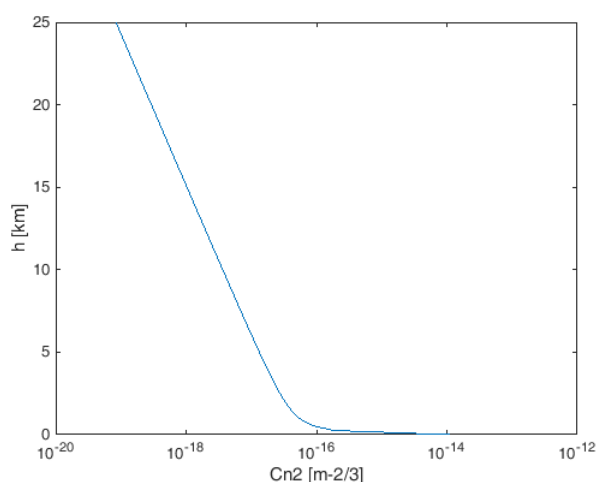
Pokud bychom navrhovali optický bezkabelový spoj s dosahem do 5 km nad povrchem, tak se spokojíme s Brooknerovým modelem. V případě, že by vertikální dosah spoje překročil tuto hodnotu, tak je lepší, vzhledem k proměnné výšce hranice tropopauzy, volit modifikovaný Brooknerův model.

3.17 Greenwoodův model

Dalším modelem, který byl vytvořen pro potřeby astronomických pozorování a zároveň je vhodný pro charakterizaci míry atmosférické turbulence pro vertikální optické bezkabelové spoje, je Greenwoodův noční model [72]

$$C_n^2(h) = [2,2 \cdot 10^{-13}(h + 10)^{-1,3} + 4,3 \cdot 10^{-17}]e^{\frac{-h}{4000}}, \quad (109)$$

kde h představuje výšku nad povrchem.



Obrázek 49: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Greenwoodova modelu.

Tento jednoduchý model ukazuje noční atmosféru jako klidné prostředí, kdy jediným vstupním parametrem je výška nad povrchem.

3.18 Gurvichův model

Další z modelů, který pracuje s výškou nad povrchem, je Gurvichův model [73]. Způsob výpočtu vertikálního průběhu $C_n^2(h)$ závisí na míře turbulence ve výšce 2,5 m nad povrchem.

Pro silnou atmosférickou turbulenci $C_n^2(2,5\text{ m}) > 10^{-13}\text{ m}^{-2/3}$ je

$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2(2,5\text{ m}) \left(\frac{h}{2,5}\right)^{-4/3} & 2,5\text{ m} \leq h \leq 1000\text{ m} \\ C_n^2(1000\text{ m}) e^{-(h-1000)/9000} & 1000\text{ m} < h \end{cases} \quad (110)$$

Pro $6,5 \cdot 10^{-15}\text{ m}^{-2/3} < C_n^2(2,5\text{ m}) < 10^{-13}\text{ m}^{-2/3}$ platí vztah

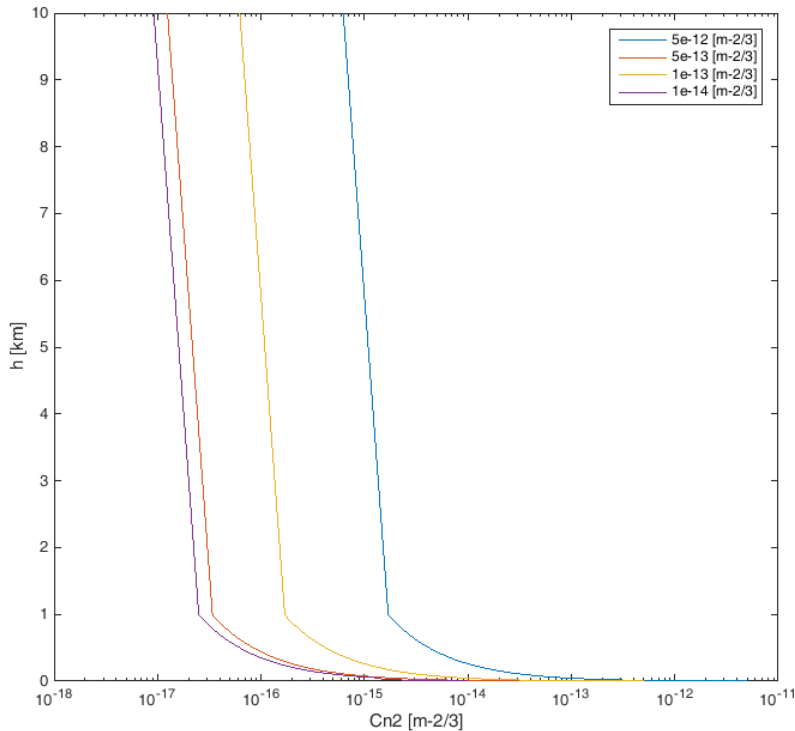
$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2(2,5\text{ m}) \left(\frac{h}{2,5}\right)^{-2/3} & 2,5\text{ m} \leq h \leq 50\text{ m} \\ C_n^2(50\text{ m}) \left(\frac{h}{50}\right)^{-4/3} & 50\text{ m} \leq h \leq 1000\text{ m} \\ C_n^2(1000\text{ m}) e^{-(h-1000)/9000} & 1000\text{ m} < h \end{cases} \quad (111)$$

Pro turbulenci $4,3 \cdot 10^{-16}\text{ m}^{-2/3} < C_n^2(2,5\text{ m}) < 6,5 \cdot 10^{-15}\text{ m}^{-2/3}$ platí vztah

$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2(2,5\text{ m}) \left(\frac{h}{2,5}\right)^{-2/3} & 2,5\text{ m} \leq h \leq 1000\text{ m} \\ C_n^2(1000\text{ m}) e^{-(h-1000)/9000} & 1000\text{ m} < h \end{cases} \quad (112)$$

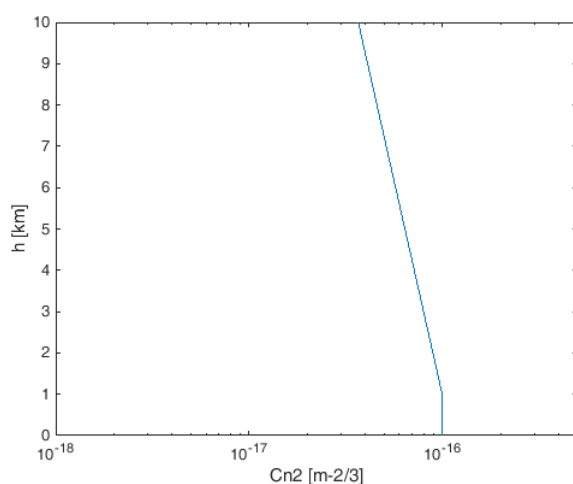
Pro slabou turbulenci $4,3 \cdot 10^{-16}\text{ m}^{-2/3} > C_n^2(2,5\text{ m})$ platí rovnice

$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2(2,5m) & 2,5m \leq h \leq 1000m \\ C_n^2(1000m)e^{[-(h-1000)/9000]} & 1000m < h \end{cases} \quad (113)$$



Obrázek 50: Výsledné vertikální průběhy strukturního parametru indexu lomu podle Gurvichova modelu pro vybrané hodnoty C_n^2 (pro střední a silnou turbulenci) ve výšce 2,5 m nad povrchem země.

Tento model vychází z hodnoty strukturního parametru indexu lomu ve výšce 2,5 m a určuje změnu tohoto atmosférického parametru s rostoucí výškou nad povrchem. Model ovšem nezohledňuje další podstatné parametry jako teplotu, geografickou pozici, charakteristiku větru, nebo denní dobu. Pro nízkou míru turbulence ($C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$) ve výšce 2,5 m nad povrchem země vychází podle modelu výsledná charakteristika následovně.



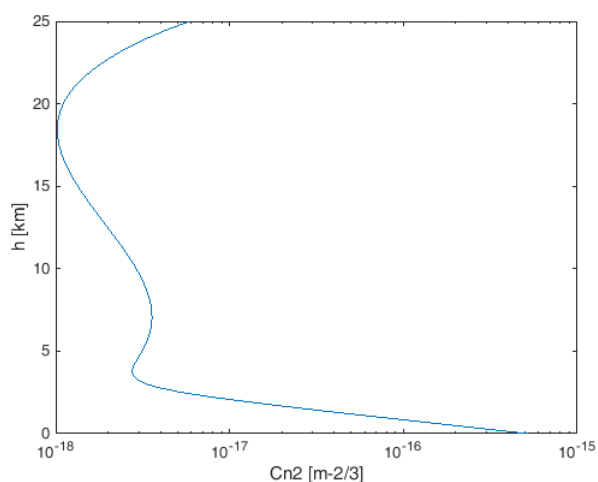
Obrázek 51: Výsledný profil strukturního parametru indexu lomu podle Gurvichova modelu pro nízkou míru turbulence ve výšce 2,5 m nad povrchem.

3.19 Gracheva - Gurvichův zjednodušený model

Tento modifikovaný model vychází z velkého množství experimentálních měření strukturního parametru indexu lomu [74], kdy strukturní parametr indexu lomu je dán následovně.

Pro slabou turbulenci platí vztah

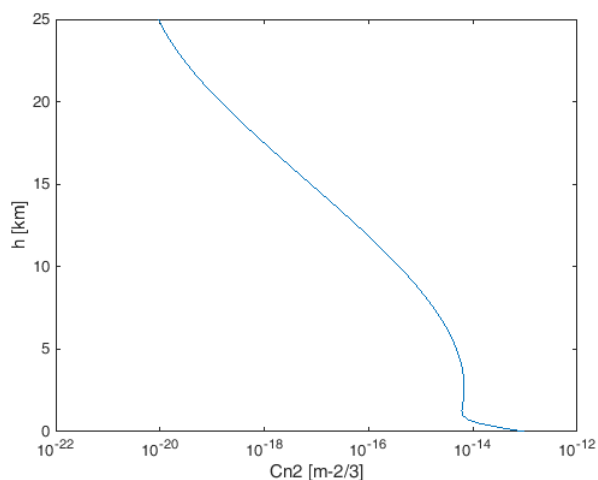
$$\log_{10}[C_n^2 \min(h) - 5,19 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,00086h}] = -18,34 + 2,9 \cdot 10^{-4}h - 2,84 \cdot 10^{-8}h^2 + 7,43 \cdot 10^{-13}h^3. \quad (114)$$



Obrázek 52: Minimální hodnoty strukturního parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem podle Gracheva – Gurvichova zjednodušeného modelu.

Hodnota $C_n \min^2$ představuje nejlepší stav atmosféry (tj. minimální turbulentní činnost za daných okolností). Pro silnou turbulenci je uveden vztah

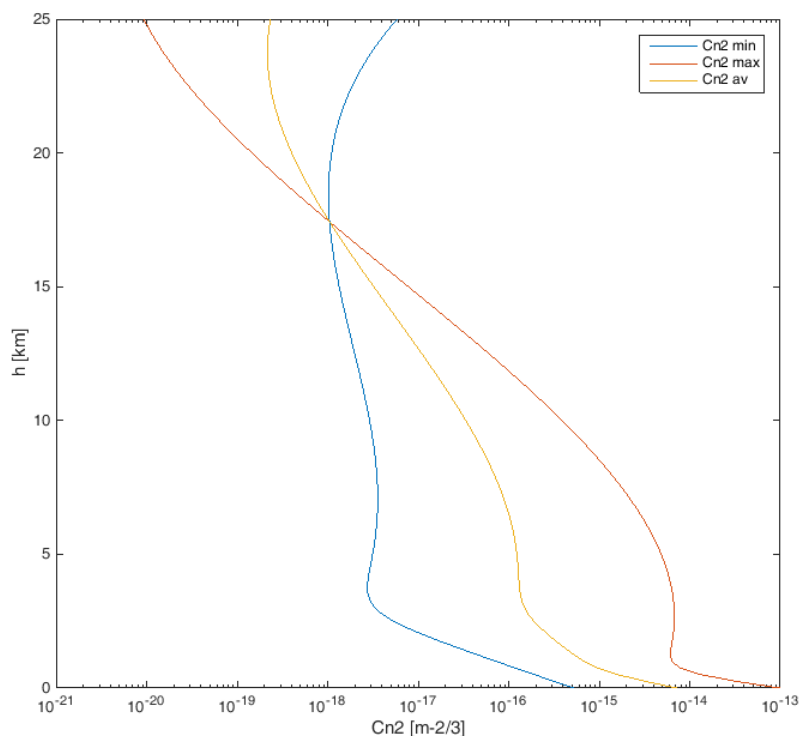
$$\log_{10}[C_n^2 \max(h) - 9,5 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-0,00209h}] = -14,39 + 1,7 \cdot 10^{-4}h - 3,48 \cdot 10^{-8}h^2 + 7,59 \cdot 10^{-13}h^3. \quad (115)$$



Obrázek 53: Maximální hodnoty strukturního parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem podle Gracheva – Gurvichova zjednodušeného modelu.

Naopak, hodnota $C_n \max^2$ představuje nejhorší turbulenci pro danou výšku. Střední turbulentní aktivita je vyjádřena vztahem

$$\log_{10}[C_n^2 \text{av}(h)] = \frac{1}{2} \{ \log_{10}[C_n^2 \max(h)] + \log_{10}[C_n^2 \min(h)] \}. \quad (116)$$



Obrázek 54: Zobrazení minimálních (Cn2 min), maximálních (Cn2 max) a průměrných (Cn2 av) hodnot strukturního parametru indexu lomu s rostoucí výškou nad povrchem podle Gracheva – Gurvichova zjednodušeného modelu.

Tento model nám tedy stanovuje meze pro maximální a minimální hodnoty strukturního parametru indexu lomu ve vertikálním profilu atmosféry na základě výšky nad povrchem země. Hodnoty, které se běžně vyskytují v atmosféře, by se měly pohybovat mezi těmito mezemi. Model určuje i průměrnou míru atmosférické turbulence, která se určí z minimálních a maximálních hodnot.

3.20 Maui 3 model

Model Maui 3 je modifikací původního modelu Maui Night, který vznikl na základě měření na stanici Haleakala (Havajské ostrovy) v 80. letech 20. století [15]. Původně nesl tento model označení Medial Parameters model, ale později byl přejmenován právě na Maui 3 model. Výstupy tohoto modelu nezávisí na denní době, parametrem je pouze výška nad povrchem, kterou do modelu zadáváme v km [75].

Pro výšky v rozmezí od 3,05 km do 4,2 km platí charakteristika

$$\log_{10}(C_n^2) = -9,4010 - 1,5913 \cdot h - 0,0606 \cdot h^2. \quad (117)$$

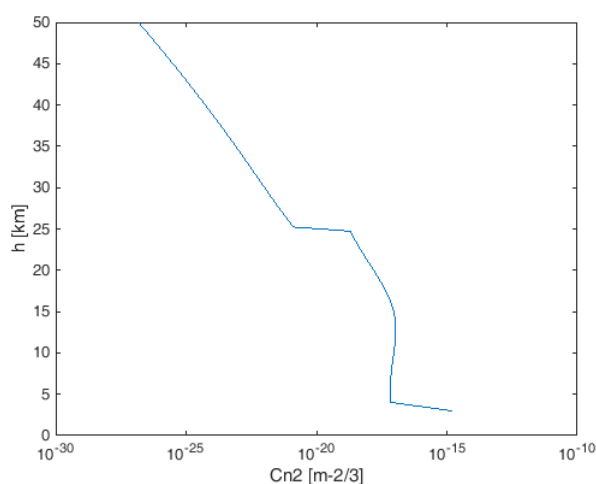
V rozmezí výšek 4,2 km až 25 km lze použít vztah

$$\log_{10}(C_n^2) = -17,1273 - 0,0332 \cdot h - 0,0015 \cdot h^2 + 0,9061e^{-0,5\left[\frac{h-15,0866}{5,2977}\right]^2} \quad (118)$$

a výšky nad 25 km jsou charakterizované

$$C_n^2 = e^{-\frac{h-25}{5}} \cdot 10^{-17,1273-0,0332 \cdot h-0,0015 \cdot h^2+0,9061e^{-0,5\left[\frac{h-15,0866}{5,2977}\right]^2}} \quad (119)$$

Výsledná charakteristika je zobrazena v následujícím obrázku. Vzhledem k tomu, že daný model nepočítá s denní dobou, což je v oblasti jako Havajské ostrovy kvůli výrazným změnám v charakteru atmosféry během dne podstatné, dočkal se model modifikace do podoby Maui4, který již zohledňuje denní dobu.



Obrázek 55: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle modelu Maui3.

3.21 Maui 4 model

Oproti modelu Maui 3 zohledňuje novější model Maui 4 také denní dobu. Pro výškové rozmezí 3,05 km až 5,7 km nad povrchem platí vztah

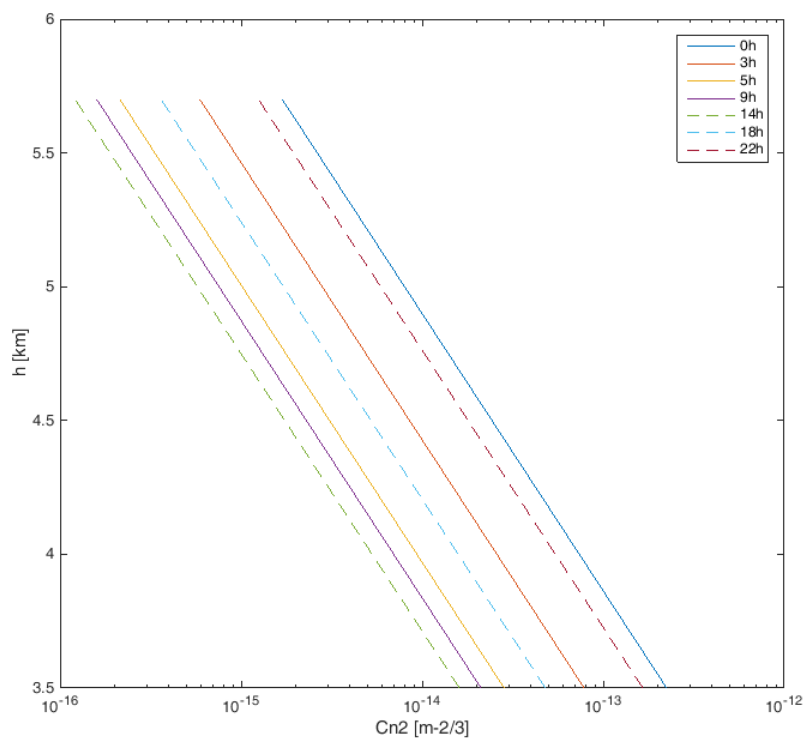
$$C_n^2(h, t) = \frac{0,2290 \cdot a(t) \cdot e^{-\frac{h-3,05}{0,450}}}{0,13}, \quad (120)$$

kde h je výška nad povrchem země a t představuje hodinu dne. Hodnota parametru $a(t)$ byla získána měřeními a je zobrazena v následující tabulce.

Tabulka 14: Hodnoty parametru $a(t)$ pro různé denní doby.

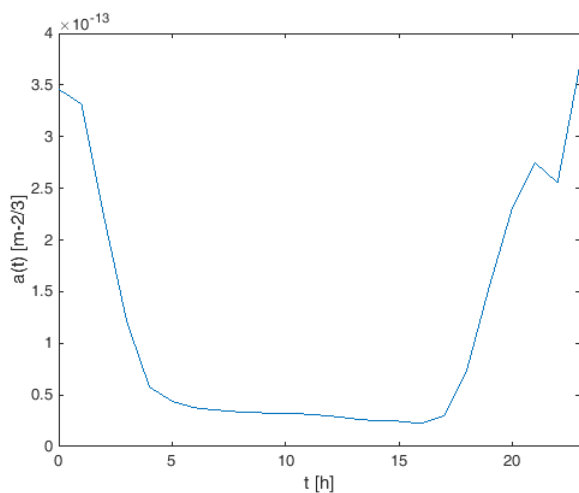
hodina dne [h]	$a(t)$ [$m^{-2/3}$]
0	$3.4589 \cdot 10^{-13}$
1	$3.3162 \cdot 10^{-13}$
2	$2.2199 \cdot 10^{-13}$
3	$1.2120 \cdot 10^{-13}$
4	$5.7698 \cdot 10^{-14}$
5	$4.3834 \cdot 10^{-14}$
6	$3.75185 \cdot 10^{-14}$
7	$3.5223 \cdot 10^{-14}$
8	$3.3383 \cdot 10^{-14}$
9	$3.26345 \cdot 10^{-14}$
10	$3.1800 \cdot 10^{-14}$
11	$3.1406 \cdot 10^{-14}$
12	$2.9494 \cdot 10^{-14}$
13	$2.69225 \cdot 10^{-14}$
14	$2.47875 \cdot 10^{-14}$
15	$2.4524 \cdot 10^{-14}$
16	$2.23215 \cdot 10^{-14}$
17	$3.00775 \cdot 10^{-14}$
18	$7.4095 \cdot 10^{-14}$
19	$1.55775 \cdot 10^{-13}$
20	$2.3081 \cdot 10^{-13}$
21	$2.7498 \cdot 10^{-13}$
22	$2.5523 \cdot 10^{-13}$
23	$3.70955 \cdot 10^{-13}$

Pro ukázkou jsme vybrali čas 0h, 3h, 5h, 9h, 14h, 18h a 22h místního času. Z následujícího grafu je vidět, že od půlnoci se postupně zvyšuje míra turbulence (dopolední hodiny jsou vyznačeny spojitou čarou), odpoledne postupně míra turbulence klesá (křivky vyznačené přerušovanou čarou).



Obrázek 56: Grafické zobrazení strukturního parametru indexu lomu pro různé denní doby pomocí Maui4 modelu.

Trendy samozřejmě odpovídají charakteristice parametru $a(t)$, který je pro názornost zobrazený v čase na následujícím obrázku.



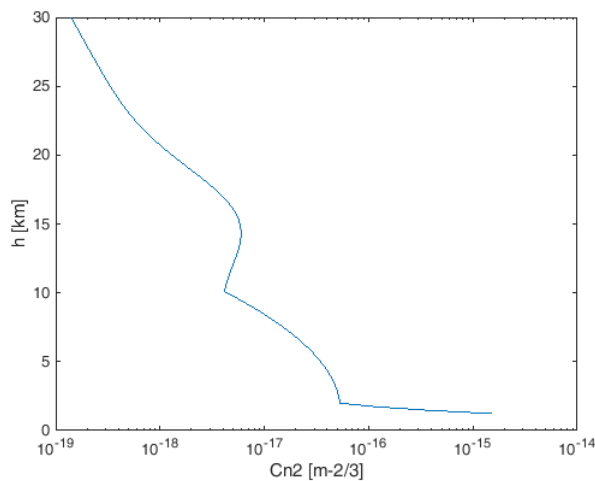
Obrázek 57: Denní průběh parametru $a(t)$.

3.22 Clear1Night Model

Model Clear1Night udává hodnotu strukturního parametru indexu lomu v závislosti na výšce nad povrchem země. Platnost modelu je omezena pro výšky od 1230 m do 30 km. Pro určení míry turbulence je určen následující vztah [15]

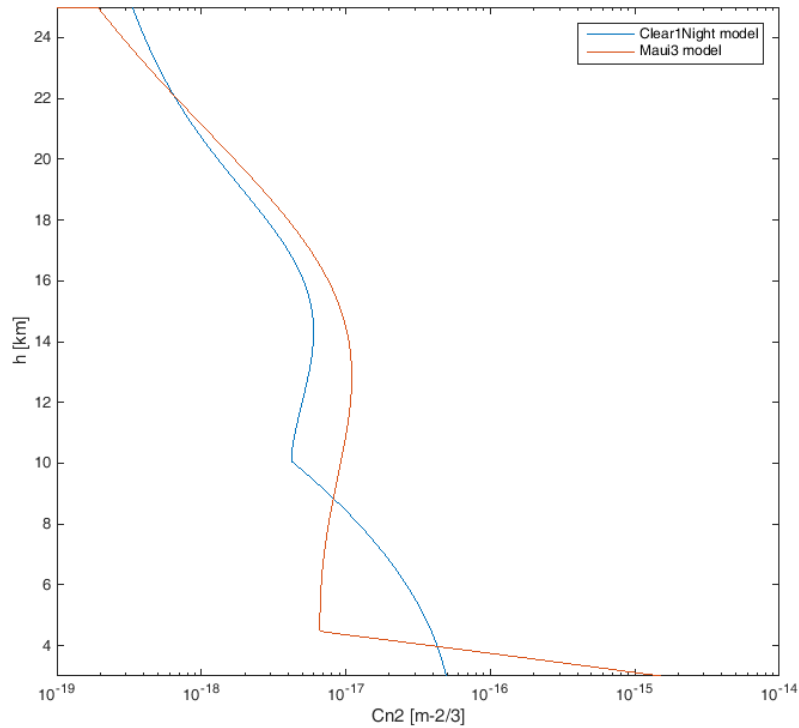
$$\log_{10}(C_n^2) = \begin{cases} -10,7025 - 4,3507 \cdot h + 0,8141 \cdot h^2 & 1,23 < h < 2,13 \\ -16,2897 + 0,0335 \cdot h - 0,0134 \cdot h^2 & 2,13 < h < 10,34 \\ -17,0577 - 0,0449 \cdot h - 0,0005 \cdot h^2 + 0,6181 \cdot e^{-0,5 \left(\frac{h-15,5617}{3,4666} \right)^2} & 10,34 < h < 30 \end{cases} \quad (121)$$

kde výška nad povrchem země h je uvedená v km. Tento model byl přizpůsoben nočním charakteristikám, jeho použitelnost je omezena nejen výškou, ale i denní dobou.



Obrázek 58: Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu podle Clear1Night modelu.

Tento noční model má podobnou matematickou formulaci jako Maui3 model, který však není vztažen ke konkrétní denní době. Modely mají také rozdílnou výškovou mez platnosti, proto pro lepší vizuální porovnatelnost byla zobrazena pouze výšková oblast, kde jsou oba modely definované. Z obrázku je patrné, že pro nízké výšky vykazuje Maui3 model vyšší míru turbulence. Je to pochopitelné, protože nižší míra turbulentní aktivity je pozorována v noci, což představuje výstup z modelu Clear1Night.



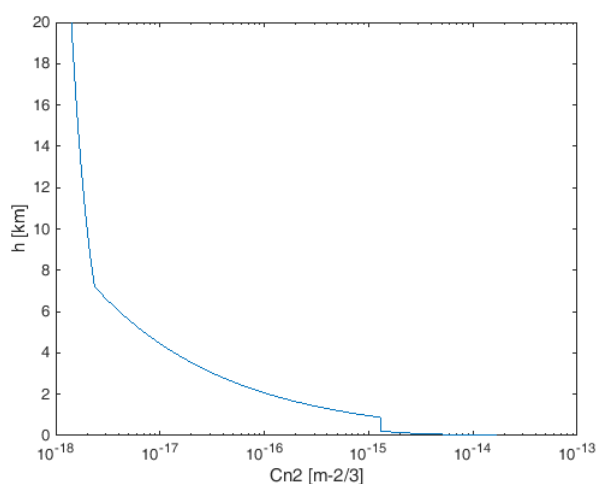
Obrázek 59: Porovnání výsledků Clear1Night modelu s výstupy Maui3 modelu.

3.23 SLC Day model

Jedním z nejrozšířenějších modelů je SLC Day model (Submarine Laser Communications) [76]. Tento model vznikl na základě měření (AMOS teleskop) na vrcholku Mt. Haleakala (Havajské ostrovy). Použitelnost tohoto modelu je omezena na subtropickou klimatickou oblast. Vertikální profil strukturního parametru indexu lomu je dán jako

$$C_n^2(h) = \begin{cases} 1,70 \cdot 10^{-14} & h < 18,5 \text{ m} \\ 3,13 \cdot 10^{-13}/h & 18,5 \text{ m} < h < 240 \text{ m} \\ 1,30 \cdot 10^{-15} & 240 \text{ m} < h < 880 \text{ m} \\ 8,87 \cdot 10^{-7}/h^3 & 880 \text{ m} < h < 7200 \text{ m} \\ 2,00 \cdot 10^{-16}/h^{0,5} & 7200 \text{ m} < h < 20000 \text{ m} \end{cases}, \quad (122)$$

kde h je výška nad zemí.



Obrázek 60: Vertikální turbulentní profil určený pomocí denního SLC modelu.

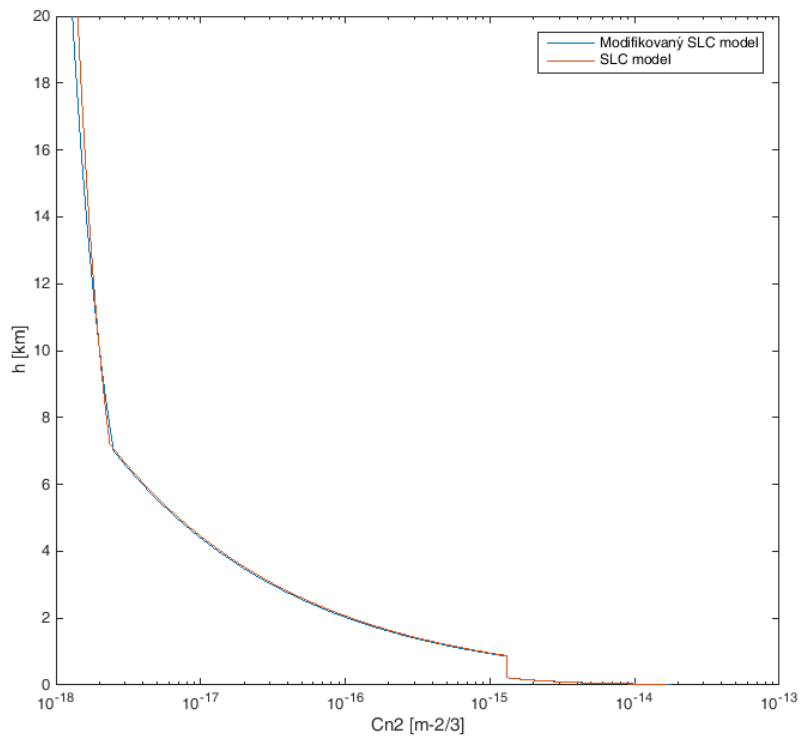
3.24 Modifikovaný SLC Day model

Své modifikace se dočkal i rozšířený SLC Day model, kdy modifikovaná podoba tohoto C_n^2 modelu má následující podobu [62]

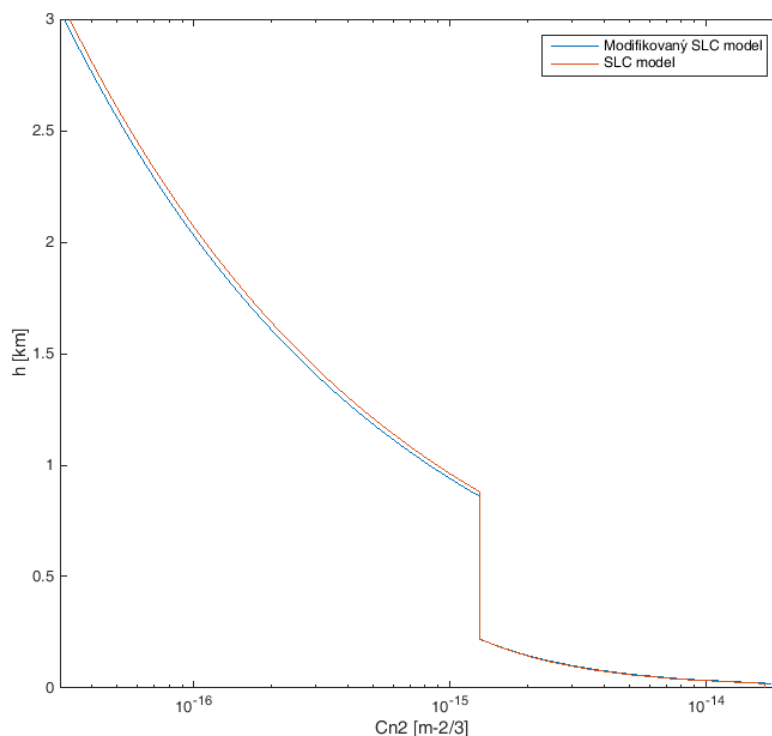
$$C_n^2(h) = \begin{cases} 0 & h < 19 \text{ m} \\ 4,008 \cdot 10^{-13} / h^{1,054} & 19 \text{ m} < h < 230 \text{ m} \\ 1,300 \cdot 10^{-15} & 230 \text{ m} < h < 850 \text{ m} \\ 6,352 \cdot 10^{-7} / h^{2,966} & 850 \text{ m} < h < 7000 \text{ m} \\ 6,209 \cdot 10^{-16} / h^{0,6229} & 7000 \text{ m} < h < 20000 \text{ m} \end{cases}, \quad (123)$$

kde h je výška nad zemí. Výsledky modifikovaného SLC Day modelu více odpovídají dlouhodobě měřeným hodnotám.

Z následujícího porovnání původního SLC modelu s modifikovanou verzí je patrné, že změny v průbězích pro rozmezí výšek 0 – 20 km nad povrchem země jsou minimální. Pro lepší názornost byly také vygenerovány průběhy s omezením výšky nad povrchem na 3 km. I v detailnějším zobrazení jsou rozdíly s ohledem na charakter turbulence zanedbatelné.



Obrázek 61: Porovnání výsledného strukturního parametru indexu lomu modifikovaného SLC modelu s původním SLC modelem do 20 km nad povrchem.



Obrázek 62: Porovnání výsledného strukturního parametru indexu lomu modifikovaného SLC modelu s původním SLC modelem pro výšky do 3 km nad povrchem.

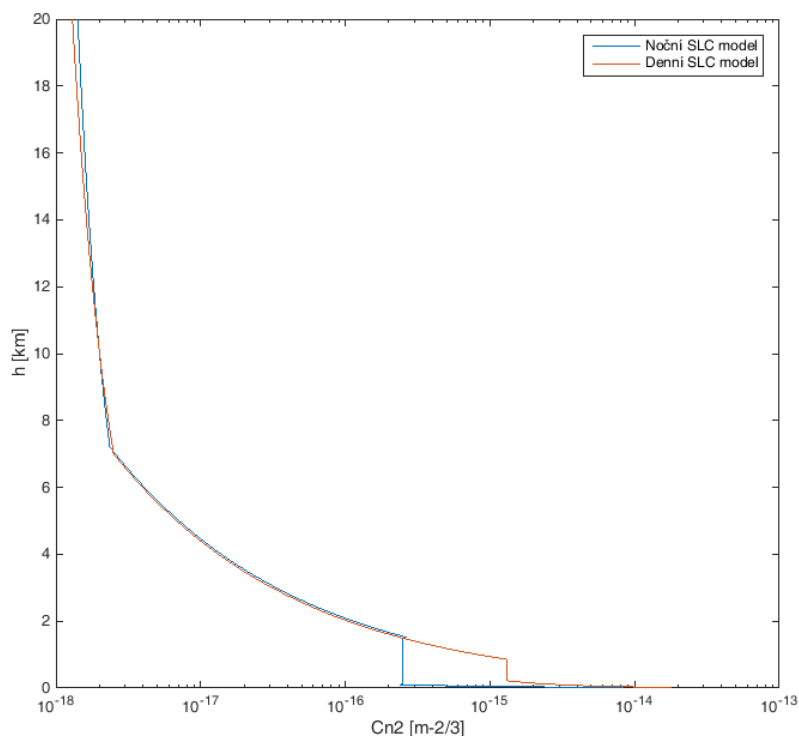
3.25 SLC Night model

Alternativou k SLC Day modelu je SLC Night model pro určení strukturního parametru indexu lomu v subtropickém podnebí v nočních hodinách. Podoba modelu je následující [15]

$$C_n^2(h) = \begin{cases} 8,40 \cdot 10^{-15} & h < 18,5 \text{ m} \\ 2,87 \cdot 10^{-12}/h^2 & 18,5 \text{ m} < h < 110 \text{ m} \\ 2,50 \cdot 10^{-16} & 110 \text{ m} < h < 1500 \text{ m} , \\ 8,87 \cdot 10^{-7}/h^3 & 1500 \text{ m} < h < 7200 \text{ m} \\ 2,00 \cdot 10^{-16}/h^{0,5} & 7200 \text{ m} < h < 20000 \text{ m} \end{cases} \quad (124)$$

kde h je výška nad zemí.

V případě nočního SLC modelu je rozdíl oproti dennímu SLC režimu ve výsledných průbězích pouze pro nízké výšky, pro vyšší výšky se průběhy opět téměř shodují.



Obrázek 63: Zobrazení vertikální charakteristiky strukturního parametru indexu lomu nočního SLC modelu a jeho porovnání s původním denním SLC modelem.

3.26 AFGL AMOS model

Tento model (AFGL AMOS – Air Force’s Maui Optical Station model) je založen na SLC nočním modelu. Modifikovaná charakteristika vznikla díky velkému množství měřených dat pro různé meteorologické podmínky. Jednotlivé modifikace popisují noční, ranní a denní režim pro různé výšky nad povrchem [77].

3.26.1 Noční režim

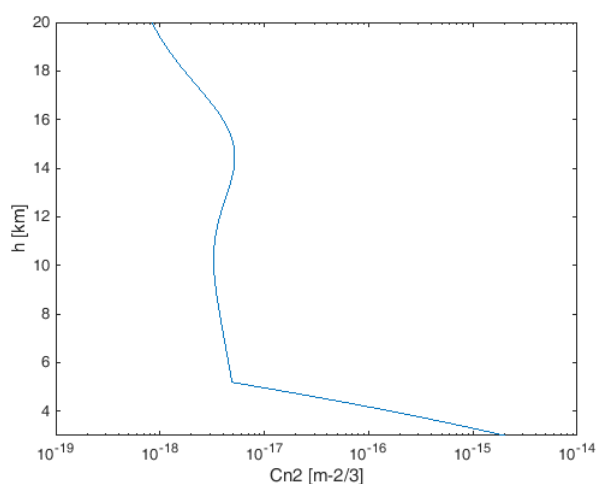
Pro noční režim rozlišujeme výškové rozmezí od 3052 m do 5200 m a nad 5200 m. Model je obecně platný pro výšky nad 3052 m nad povrchem.

Charakteristika strukturního parametru indexu lomu pro noční režim a $3052 \text{ m} < h < 5200 \text{ m}$ je následující

$$\log_{10}(C_n^2) = -12,412 - 0,4713 \cdot h - 0,0906 \cdot h^2 . \quad (125)$$

Výška nad 5200 m je charakterizována vztahem

$$\log_{10}(C_n^2) = -17,1273 - 0,0301 \cdot h - 0,0010 \cdot h^2 + 0,5061e^{-0,5 \left[\frac{h-15,0866}{3,2977} \right]^2} . \quad (126)$$



Obrázek 64: Vertikální profil turbulence podle AFGL AMOS modelu pro noční hodiny.

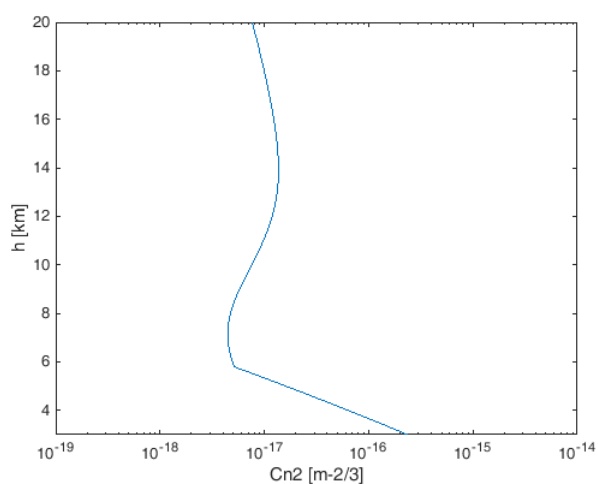
3.26.2 Ranní režim

Ranní režim kolem východu slunce je dán charakteristikou pro výšky $3052 \text{ m} < h < 5780 \text{ m}$

$$\log_{10}(C_n^2) = -14,0245 - 0,4809 \cdot h - 0,0144 \cdot h^2 \quad (127)$$

a pro výšky nad 5780 m vztahem

$$\log_{10}(C_n^2) = -16,7545 + 0,0259 \cdot h - 0,0022 \cdot h^2 - 0,6693e^{-0,5\left[\frac{h-7,0330}{2,8558}\right]^2} \quad (128)$$



Obrázek 65: Vertikální profil turbulence podle AFGL AMOS modelu pro ranní hodiny.

3.26.3 Denní režim

Charakteristika změny turbulence s rostoucí výškou nad povrchem země je dána u denního

modelu pro výšky $3052 \text{ m} < h < 3540 \text{ m}$ rovnicí

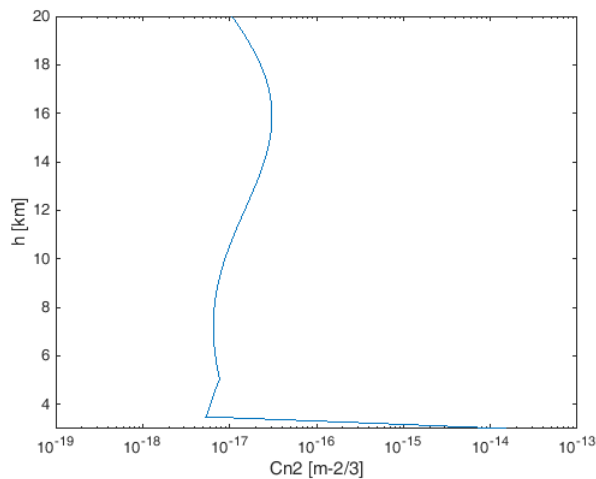
$$\log_{10}(C_n^2) = 0,0482 - 2,3416 \cdot h - 0,7211 \cdot h^2, \quad (129)$$

pro $3540 \text{ m} < h < 5100 \text{ m}$

$$\log_{10}(C_n^2) = -17,4778 + 0,0320 \cdot h + 0,0078 \cdot h^2 + 1,5066e^{-0,5 \left[\frac{h-4,4603}{0,0968} \right]^2}, \quad (130)$$

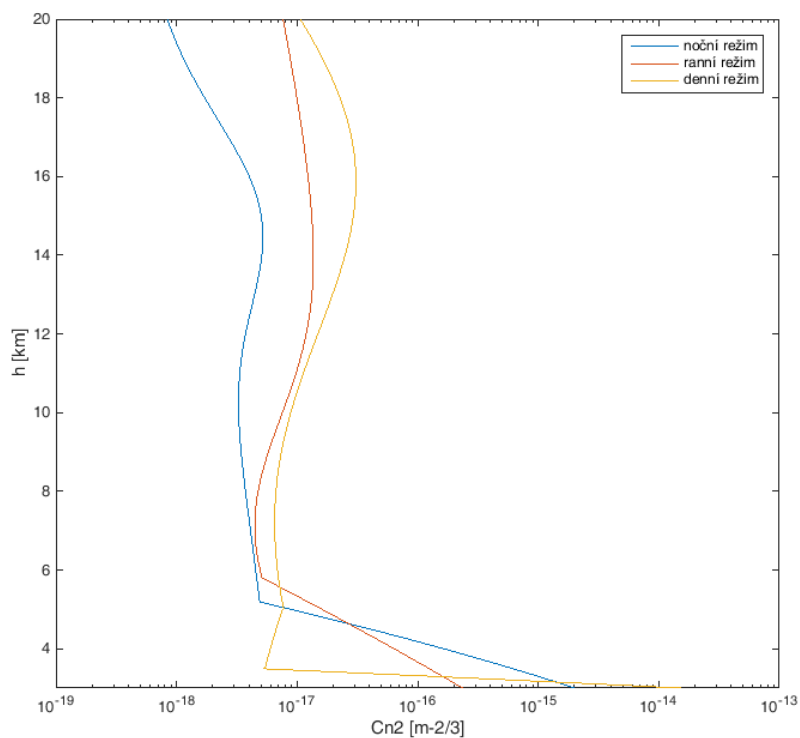
a pro výšky nad 5100 m

$$\log_{10}(C_n^2) = -16,5589 - 0,1424 \cdot h + 0,0030 \cdot h^2 + 1,5694e^{-0,5 \left[\frac{h-16,6300}{4,8757} \right]^2}. \quad (131)$$



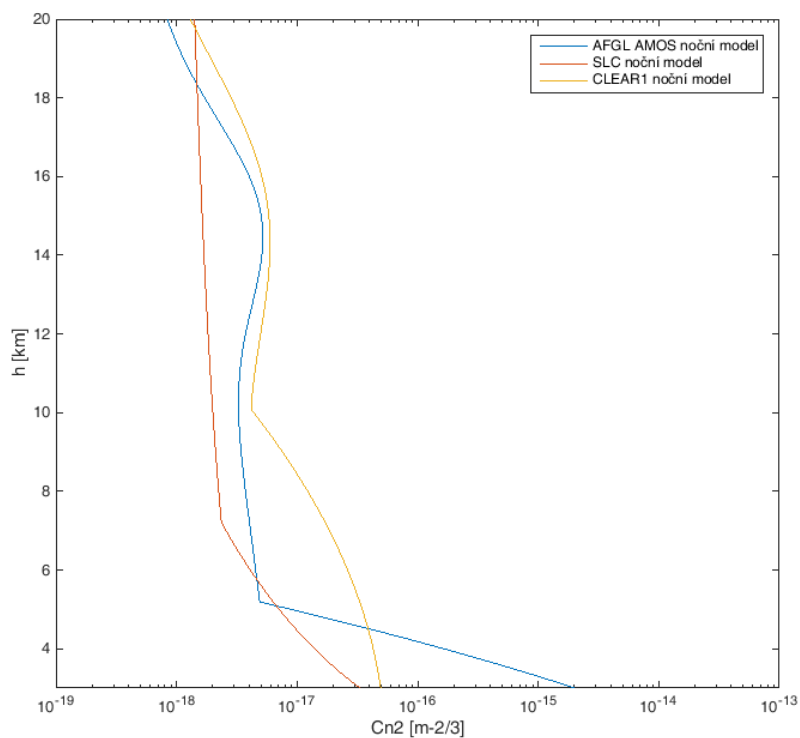
Obrázek 66: Vertikální profil turbulence podle AFGL AMOS modelu pro denní režim.

Abychom si ukázali rozdíly v míře turbulence během dne, tak všechny tři režimy zobrazíme na následujícím obrázku. Je potřeba mít na paměti, že model AFGL AMOS je ve všech třech případech definovaný až od výšky 3052 m nad povrchem. Pro nižší výšky je tedy potřeba využít jiný model. Pro všechny 3 modely je charakteristické, že od určité výšky nad povrchem (cca 6 km) se s rostoucí výškou míra turbulence příliš nemění.



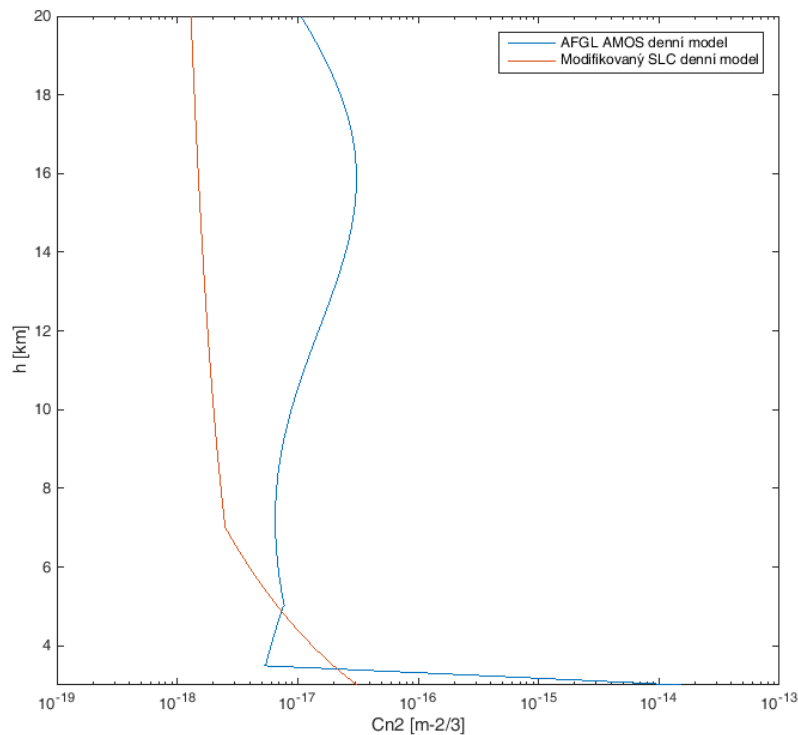
Obrázek 67: Turbulentní profily pro noční, ranní a denní režim podle AFGL AMOS modelu.

Dále porovnáme noční modely AFGL AMOS, SLC a Clear1, které mají společné to, že jejich původ se odvozuje od měření na stanici na Havajských ostrovech. Rozdíly pro míru turbulence v porovnávaných výškách se pohybují maximálně v jednom řádu.



Obrázek 68: Turbulentní profily pro noční modely – AFGL AMOS, SLC a CLEAR1.

Pro denní režim jsou porovnány výsledky AFGL AMOS modelu a modifikovaného SLC modelu. Rozdíly v trendech charakteristik jsou patrné v celé oblasti porovnání. I když mají oba modely stejný původ, tak dávají na výstupu rozdílné výsledky.



Obrázek 69: Turbulentní profily pro denní modely – AFGL AMOS a SLC.

3.27 NOAA Van Zandtův model

Následující model, navržený Van Zandtem [78], využívá pro stanovení strukturního parametru indexu lomu data z tzv. rawinsonde (radio + wind + sonde), což je sonda, která měří například směr a rychlost větru, teplotu, nebo vlhkost vzduchu. Míra turbulence je pak dána rovnicí

$$C_n^2 = b \cdot \alpha' \cdot L_0^{4/3} \cdot M^2, \quad (132)$$

kde b je konstanta, u které se běžně využívá hodnota 2,8. Symbolem α' je hodnota vztažená k poměrům velikosti turbulentních cel, L_0 představuje maximální rozměr turbulentních cel a hodnota M určuje generalizovaný index lomu, který je funkcí atmosférického tlaku, absolutní a potenciální teploty a vlhkostí vzduchu. Model je prioritně určený pro stanovování C_n^2 pro oblasti, kde jsou dostupné rawinsonde data (využíváno např. US Air Force).

3.28 Pamela model

Tento model má své meze platnosti do několika stovek metrů nad povrchem. Jeho hlavní nevýhodou je požadavek na velké množství vstupních parametrů, které ale na výstupu dávají hodnotu strukturního parametru indexu lomu, který odpovídá měřeným hodnotám [7].

Pro určení strukturního parametru indexu lomu je potřeba znalost zeměpisné šířky a délky, den v roce, čas, procento oblačnosti v oblasti, atmosférický tlak a teplota, střední a okamžitá rychlost větru, typ terénu a drsnost terénu a výška nad povrchem země [7].

Tento model není vhodný pro určování vertikálních profilů strukturního parametru indexu lomu. Jeho využití se nachází ve stanovování míry turbulentní atmosféry pro horizontální směr, kdy díky komplexnosti modelu při znalosti potřebných parametrů jsme schopni určit strukturní parametr indexu lomu v jednotlivých místech na modelované trase.

3.29 Ostatní modely

Výše uvedené a popsané modely patří k nejpoužívanějším, případně jsou zde uvedené i historicky nejvýznamnější modely, na základě kterých vznikly další dnes používané modely. Samozřejmě existuje velké množství dalších matematických modelů a přístupů, jak stanovovat vertikální turbulentní charakteristiku, kterou lze využít při návrhu vertikálních optických bezkabelových spojů.

Mezi další modely pro určení vertikálního profilu strukturního parametru indexu lomu počítáme například Tatarského model [15], Tunickův model [79], Coudmanův model [7], Heeleesův model [60], Benderského model [79], AFGL Radiosonda model [80], US Standard model 76 [81], HEKHEM 0 model [80], WMSR Cn2 model [80], NSLOT model [80], LEEDR model [7], nebo Ryznarův – Bartlův model [82]. Samozřejmě existují ještě další modely, které jsou modifikacemi uvedených modelů. Existují také modely, které v této práci nejsou uvedené, protože jejich použití nebylo a není pro optické bezkabelové komunikace ve vertikálním směru významné.

3.30 Přehled modelů pro stanovení C_n^2 a jejich vstupních parametrů

Následující tabulka ukazuje přehledně nejvýznamnější vertikální modely strukturního parametru indexu lomu s jejich vstupními parametry a časovou platností.

Tabulka 15: Přehled vertikálních modelů strukturního parametru indexu lomu

Název modelu	Vstupní parametry	Časová platnost	Poznámka
Hufnagelův model	h, v	denní a noční režim	lepší shoda pro noční režim a výšky v rozmezí 2 – 24 km
Hufnagelův – Valleyův model	h, v	denní a noční režim	nejlepší shoda pro výšky 1,5 – 10 km a střední zeměpisné šířky
Hufnagelův – Valleyův 5/7 model	$h, v, C_n^2(h_0)$	denní a noční režim	korekce pro výšky pod 1 km
DLR Hufnagelův – Valleyův 5/7 model	$h, v, C_n^2(h_0), N(h)$	denní a noční režim	korekce pro výšky do 3 km, pro vlnové délky větší než 300 nm
HAP model	$h, v, C_n^2(h_0), h_0$	denní a noční režim	není výškově omezen
Modifikovaný HAP model	$h, v, C_n^2(h_0), h_s, t_{\text{východ}}, t_{\text{západ}}, t$	konkrétní čas	není výškově ani časově omezen

Hufnagelův – Valleyův noční model	h	noční režim	jednoduchý, pro astronomická pozorování
Sadotův – Kopeikův model	$T, RV, v, t_{východ}, t_{západ}, t$	konkrétní čas	pouze pro velmi malé výšky nad zemí
$h^{-4/3}$ model	$h, C_n^2(h_0)$	denní a noční režim	lepší shoda pro nižší výšky
Waltersův - Kunkelův model	h, h_0, h_i	denní a noční režim	platí do výšky inverzní vrstvy
Kukharetsův – Tsvangův model	$h, h_0, h_i, C_n^2(h_0)$	denní a noční režim	zasahuje nad inverzní vrstvou
Wyngaardův model	L, T, T^*, P, h	denní a noční režim	zohledňuje dynamiku atmosféry
Thiermannův – Kohnleův model	L, T, T^*, P, h_s	denní a noční režim	zohledňuje dynamiku atmosféry
Brooknerův model	$h, h_0, b, C_n^2(h_0)$	denní a noční režim	záleží na počasí, platí do 7 km
Modifikovaný Brooknerův model	$h, h_0, b, C_n^2(h_0), C_n(h_0), h_t$	denní a noční režim	rozšíření nad 7 km
Greenwoodův model	h	noční režim	pro astronomická pozorování
Gurvichův model	$h, C_n^2(2,5m), C_n^2(50m), C_n^2(1000m),$	denní a noční režim	pro 4 stupně turbulence od slabé po silnou
Gracheva – Gurvichův model	h	denní a noční režim	určuje se minimální, maximální a střední turbulence
Maui3 model	h	denní a noční režim	platí nad 3052 m, subtropická oblast
Maui4 model	$h, a(t)$	konkrétní čas	rozšíření pro konkrétní čas, subtropická oblast
Clear1Night model	h	noční režim	platí od 1230 m, subtropická oblast
SLC Day model	h	denní režim	subtropická oblast
Modifikovaný SLC Day model	h	denní režim	subtropická oblast
SLC Night model	h	noční režim	subtropická oblast
AFGL AMOS model	h	denní, ranní a noční režim	subtropická oblast

Při návrhu vertikálního optického bezkabelového spoje musíme počítat s turbulentní aktivitou atmosféry. Pokud je dosah tohoto typu spoje řádově desítky metrů, tak můžeme považovat strukturní parametr indexu lomu za konstantu. V případě komunikace na větší vzdálenosti (například s HAP – high altitude platform) [83] je potřeba vypracovat vertikální profil strukturního parametru indexu lomu abychom byli schopni posoudit míru negativního vlivu turbulence na parametry přenášeného optického svazku. Uvedené modely lze pro naše účely využít, přičemž výběr vhodného modelu závisí na našich možnostech, resp. na přístupu a znalosti vstupních parametrů potřebných pro jednotlivé modely.

4 METODIKA URČOVÁNÍ MÍRY TURBULENCE

Předchozí kapitola ukazovala, jak dokážeme určit míru turbulence atmosféry pro vertikální směr. V horizontálním směru, ve kterém pracuje převážná většina optických bezkabelových spojů, hybridních FSO/RF spojů, VLC, nebo nově plně fotonických spojů, je potřeba také stanovit turbulentní vlastnosti atmosféry. Existuje několik přístupů, tak vyjádřit míru atmosférické turbulence. Některé z přístupů zkoumají vlastnosti přijatého optického svazku, který byl ovlivněn nehomogenitami v přenosovém prostředí, jiné postupy zase zkoumají samotné přenosové prostředí. Samozřejmě existují další možnosti, které nejsou v této práci uvedené. Tato práce se však zaměřuje na ty nejznámější a nejrozšířenější, a naopak, uvádí zcela nové metody, které jsou zatím rozpracované na experimentální úrovni. Předpokládá se, že trasa svazku leží v troposféře.

4.1 Rytovova metoda pro stanovení relativní variance optické intenzity

Jedním z projevů atmosférické turbulence je fluktuace optické intenzity ve svazku. Tato fluktuace může být kvantifikována pomocí relativní variance optické intenzity $\sigma_{I,rel}^2$, která se dá poměrně snadno změřit. Z naměřených dat optické intenzity I vyhodnotíme tuto varianci podle vztahu [51]

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1. \quad (133)$$

Rytovovu aproximaci můžeme použít pro slabou míru turbulence, kde platí, že $\sigma_{I,rel}^2 \ll 1$. Při splnění této podmínky můžeme použít rovnici pro vztah mezi relativní variancí optické intenzity a strukturálním parametrem indexu lomu [51]

$$\sigma_{I,rel}^2 = K \cdot C_n^2 \cdot k^{7/6} \cdot L^{11/6}, \quad (134)$$

kde K je konstanta pro rovinnou vlnu 1,23 a pro vlnu sférickou 0,5, k je vlnové číslo $\left(k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \right)$ s jednotkou je $[m^{-1}]$ a L je vzdálenost mezi optickým vysílačem a přijímačem $[m]$.

Díky měření a analýze časových změn zaznamenané optické intenzity optického signálu lze určit míru turbulence, která je charakterizována C_n^2 .

Kromě fluktuace se turbulence projevuje únikem optického signálu, který můžeme vyjádřit pomocí Rytovovy aproximace jako útlum α_{Rytov} v podobě [51]

$$\alpha_{Rytov} = 2\sqrt{23,17 \cdot k^{7/6} \cdot C_n^2 \cdot L^{11/6}}. \quad (135)$$

Hlavním nedostatkem Rytovovy metody je to, že předpokládáme měření optické intenzity minimální aperturou. V praxi může být tato podmínka problém, jelikož při použití minimálního otvoru v clonce získáme velmi nízké hodnoty optické intenzity. Tento nedostatek můžeme korigovat pomocí tzv. Aperture averaging faktoru A_{AF} [84].

Pro stanovení $\sigma_{I,rel}^2$ můžeme využít relativní varianci optického výkonu $\sigma_{P,rel}^2$, kterou určíme pomocí měření optického výkonu P následovně

$$\sigma_{P,rel}^2 = \frac{\langle P^2 \rangle - \langle P \rangle^2}{\langle P \rangle^2} = \frac{\langle P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} - 1. \quad (136)$$

A_{AF} je dán poměrem

$$A_{AF} = \frac{\sigma_{P,rel}^2}{\sigma_{I,rel}^2}, \quad (137)$$

a může být zároveň vyjádřen pomocí vztahu [84]

$$A_{AF}(D) = \left(1 + 1,062 \frac{kD^2}{4L}\right)^{-7/8}, \quad (138)$$

kde k je vlnové číslo, D je průměr přijímací apertury a L je vzdálenost mezi optickým vysílačem a přijímačem. Vztah je platný pro $0 < A_{AF}(D) < 1$.

Výpočtem z velikosti přijímací apertury si určíme $A_{AF}(D)$, následně změříme $\sigma_{P,rel}^2$ a vypočteme $\sigma_{I,rel}^2$, která je již korigována podle velikosti přijímací apertury.

V praxi postupujeme tak, že v přijímací rovině měříme malým otvorem s definovanou velikostí apertury v clonce optický výkon. Po určení relativní variance optického výkonu pomocí A_{AF} faktoru určíme relativní varianci optické intenzity, což následně ústí v požadovaný výpočet relativní variance optické intenzity C_n^2 .

V některých případech můžeme na přijímací straně získat přijímací aperturu v podobě mezikruží. Pak je potřeba k řešení problematiky přistoupit metodou uvedenou v literatuře [52].

4.2 Andrewsova metoda

Obdobným přístupem jako Rytovova aproximace je Andrewsova metoda, která již sama v sobě obsahuje kompenzaci přijímací apertury kruhového tvaru, kdy relativní variance optické intenzity je dána vztahem

$$\sigma_{I,rel}^2(D) \cong \exp \left[\frac{0,49 \cdot \beta_0^2}{\left(1 + 0,18 \cdot d^2 + 0,56 \cdot \beta_0^{12/5}\right)^{7/5}} + \frac{0,51 \cdot \beta_0 \left(1 + 0,69 \cdot \beta_0^{12/5}\right)^{-5/6}}{1 + 0,90 \cdot d^2 + 0,62 \cdot d^2 \beta_0^{12/5}} \right] - 1, \quad (139)$$

kde koeficient β_0 , který je formálně totožný s Rytovovou aproximací pro sférickou vlnu, je dán

$$\beta_0 = 0,5 \cdot C_n^2 \cdot k^{7/6} \cdot L^{11/6} \quad (140)$$

a koeficient d je stanoven pomocí vztahu

$$d = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi}{4 \cdot \lambda \cdot L}} \cdot D. \quad (141)$$

Pomocí Andrewsovy metody lze určit rovněž turbulentní útlum, který je stanoven následujícím vztahem

$$\alpha_{Andrews} = 10 \log \left| 1 - \sqrt{\sigma_{I,rel}^2(D)} \right|. \quad (142)$$

Je potřeba si uvědomit, že turbulentní útlum není útlumem v pravém slova smyslu. Ztracený signál se totiž netlumí, ale je odsměrován. Pro účely komunikace je sice ztracen, ale pokud bychom zvětšili velikost přijímací apertury, tak bychom zmenšili tento tzv. turbulentní útlum.

4.3 Kvantifikace turbulence pomocí úhlu dopadu

Při detekci optického svazku, který prochází turbulentním prostředím, se setkáváme také s pohybem laserového svazku v rovině přijímače. Úhel, který svírá osa svazku bez turbulence a svazek odkloněný turbulencí, označujeme β . Tento jev můžeme kvantifikovat fluktuací úhlu dopadu σ_β^2 . Pro malé úhly je tato fluktuace pro rovinnou vlnu dána vztahem [14]

$$\sigma_\beta^2 = 2,914 \cdot C_n^2 \cdot L \cdot D^{-1/3} \quad (143)$$

a pro sférickou vlnu [14]

$$\sigma_\beta^2 = 1,093 \cdot C_n^2 \cdot L \cdot D^{-\frac{1}{3}}, \quad (144)$$

kde L je vzdálenost mezi přijímačem a vysílačem a D je průměr přijímací apertury.

S rostoucí mírou turbulence se nám zvyšuje fluktuace úhlu dopadu, což pozorujeme výraznějšími výkyvy laserového svazku od geometrického středu detekční roviny. V praxi můžeme kamerou zaznamenat pohyb laseru po detekční rovině a z následného vyhodnocení stanovíme míru turbulence vyjádřenou strukturním parametrem indexu lomu C_n^2 .

4.4 Metoda snímání teploty atmosféry

Metoda teplotní variance umožňuje výpočet strukturního parametru indexu lomu C_n^2 díky určení strukturního parametru teploty C_T^2 , který je měřitelný ideálně pomocí zapisovače a dvou teplotních čidel.

Vztah, který definuje souvislost C_n^2 a C_T^2 je následující [14]

$$C_n^2 = \left(79 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T^2} \right)^2 C_T^2, \quad (145)$$

kde P představuje atmosférický tlak v Pa a T je teplota v K.

Pro určení strukturního parametru teploty potřebujeme určit strukturní funkci teploty D_T , která

je dána jako [14]

$$D_T = \begin{cases} C_T^2 \cdot R^{2/3} & l_0 \ll R \ll L_0 \\ C_T^2 \cdot l_0^{-4/3} \cdot R^2 & R \ll l_0 \end{cases}, \quad (146)$$

kde R je vzdálenost mezi teplotními čidly, l_0 je minimální rozměr turbulentní cely a L_0 představuje maximální rozměr turbulentní cely. D_T se dá určit měřením a následně výpočtem jako střední hodnota čtverce rozdílů teplot ve stejném čase a dvou bodech vzdálených o R . Zápis do rovnice je následující [14]

$$D_T = \langle [T(R_1) - T(R_2)]^2 \rangle, \quad (147)$$

kde $\langle \rangle$ představuje střední hodnotu a R_1 a R_2 jsou body měření teploty.

Předpokládejme, že body měření R_1 a R_2 jsou od sebe vzdáleny více než je minimální velikost turbulentní cely l_0 a méně než je maximální rozměr turbulentní cely L_0 , pak můžeme pro určení strukturního parametru indexu lomu uvést tento tvar

$$C_n^2 = \left(79 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T^2} \right)^2 \langle [T(R_1) - T(R_2)]^2 \rangle \cdot R^{-2/3}. \quad (148)$$

Pokud by vzdálenost bodů R_1 a R_2 byla menší než je l_0 , pak je vztah pro určení strukturního parametru indexu lomu následující

$$C_n^2 = \left(79 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T^2} \right)^2 \langle [T(R_1) - T(R_2)]^2 \rangle \cdot R^{-2} \cdot l_0^{4/3}. \quad (149)$$

Druhá možnost, jak využít teplotní charakteristiky atmosférického přenosového prostředí, je určení indexů lomů atmosféry ve dvou místech [51], kdy index lomu je dán jako

$$n = 1 + 77,6 \cdot 10^{-6} (1 + 7,52 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^{-2}) \frac{P}{T}, \quad (150)$$

kde je λ uvedená v μm , tlak P v mbarr a teplota T v K. Pokud je vlnová délka laserového záření blízká hodnotě 500 nm, pak můžeme vztah zjednodušit do podoby

$$n = 1 + 79 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T}. \quad (151)$$

Strukturní funkci indexu lomu pak opět určíme z indexů lomů ve dvou různých místech jako [14]

$$D_n = \langle [n(R_1) - n(R_2)]^2 \rangle. \quad (152)$$

Strukturní funkce indexu lomu je definována obdobně jako strukturní funkce teploty. Její vyjádření je formálně totožné [14]

$$D_n = \begin{cases} C_n^2 \cdot R^{2/3} & l_0 \ll R \ll L_0 \\ C_n^2 \cdot l_0^{-4/3} \cdot R^2 & R \ll l_0 \end{cases}. \quad (153)$$

Pro body měření teploty, které jsou ve větší vzdálenosti, než je minimální rozměr turbulentní cely, je strukturní parametr indexu lomu dán jako

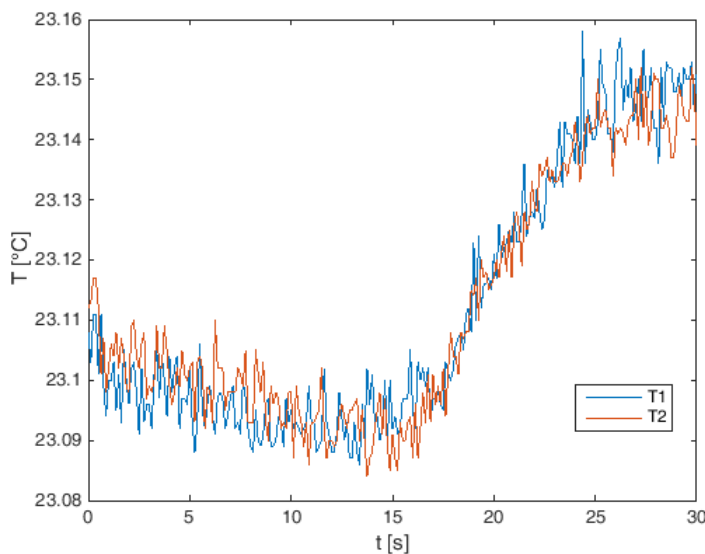
$$C_n^2 = \langle [n(R_1) - n(R_2)]^2 \rangle \cdot R^{-2/3}, \quad (154)$$

naopak, pokud jsou body blíže, tak tento parametr vyjadřujeme vztahem

$$C_n^2 = \langle [n(R_1) - n(R_2)]^2 \rangle \cdot R^{-2} \cdot l_0^{4/3}. \quad (155)$$

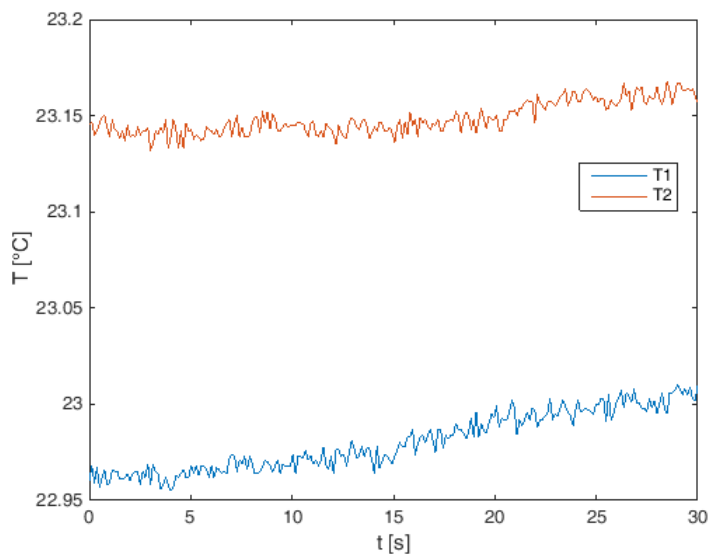
Abychom určili C_n^2 z měřených hodnot tlaku a teplot, je potřeba získat větší soubor dat. Atmosférický tlak vykazuje stabilní hodnoty, takže pro krátký časový úsek můžeme tuto veličinu považovat za konstantní. Pro teplotní charakteristiky lze na použitém zapisovači (JUMO Logoscreen 600) volit zápis osmi hodnot za sekundu. Data je potřebné zapisovat po dobu několika sekund. Z toho však vyplývá, že informaci o velikosti strukturního parametru indexu lomu nezískáme pro okamžitě změřené hodnoty, ale výsledná informace o míře turbulence je jakýmsi průměrem za určitý zvažovaný časový úsek. Výsledný C_n^2 tedy nemusí reflektovat nepravidelné výkyvy v měřených hodnotách, které se však projeví na laserovém svazku procházejícím oblastí turbulence.

Následující měření probíhalo v laboratorních podmínkách, kde byl změřený atmosférický tlak 1005,6 hPa, a doba snímání teploty dvěma čidly byla 30 sekund. Vzdálenost teplotních čidel byla nastavena na 4 cm. V prvním měření na teplotní čidla nepůsobil žádný externí zdroj tepla. Záznam teplot je zobrazen na následujícím obrázku. Na obrázku je od 15 sekundy patrný nárůst teploty o 0,05°C. Důvod nárůstu teploty nebyl identifikován. Je však možné, že tento nárůst byl způsoben přítomností osob v laboratoři. Pro dané podmínky byl vypočítaný strukturní parametr indexu lomu $C_n^2 = 3,28 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$, což je slabá turbulence. Oba postupy výpočtu strukturního parametru indexu lomu (určení C_n^2 přes výpočet C_T^2 a přes výpočet n) dospějí ke stejnému numerickému výsledku, což je logické, protože se vychází ze stejného souboru vstupních dat.



Obrázek 70: Záznam teplot v laboratoři bez působení vnějšího zdroje tepla, $C_n^2 = 3,28 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$.

Pokud budeme na atmosférické přenosové prostředí působit zdrojem tepla, tak se nám změní charakteristika prostředí a v dané oblasti naroste míra turbulence. Ukázka, kdy teplotní snímač č. 2 byl ovlivněn sálajícím teplem dlaně, je na následujícím obrázku. V daném místě by míra turbulence narostla na $C_n^2 = 1,98 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. Tuto hodnotu považujeme za silnější míru atmosférické turbulence. Je však potřeba si uvědomit, že daná míra turbulence by byla výrazně lokálně omezena a tepelné působení dlaně na delší trase laserového svazku by se nijak zvlášť neprojevovalo. Pro výraznější ovlivnění svazku by daná míra turbulence musela působit na delší trase optického svazku.



Obrázek 71: Záznam teplot v laboratoři při působení vnějšího zdroje tepla, $C_n^2 = 1,98 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.

Strukturní parametr teploty C_T^2 se dá také určit pomocí výpočtu z parametrů atmosféry pomocí Moninovy – Obhukovy délky [85] a následně se dá opět použít pro výpočet C_n^2 .

4.5 Sadotova – Kopeikova metoda

Sadotova - Kopeikova metoda byla představena v kapitole o modelech pro určení strukturního parametru indexu lomu ve vertikálním směru (3.8 Sadotův – Kopeikův model). Vzhledem ke své charakteristice není příliš vhodná pro výškové určování míry turbulence. Naopak, pro lokální určení turbulence v blízkosti povrchu země, je tato metoda vhodná i s ohledem na možnost predikce míry turbulence na základě meteorologické předpovědi.

Existuje řada numerických modelů pro předpověď počasí. Tyto modely využívají minulé a současné hodnoty meteorologických parametrů pro predikci počasí. Každý z modelů má svá specifika. Některé z modelů se používají pouze pro určité lokality, jiné modely počasí mají globální dopad. Rozlišujeme, zda jde o krátkodobou předpověď, která se pohybuje v řádech hodin až jednotek dnů, případně dlouhodobější předpověď, která předpovídá počasí až měsíc dopředu. Přesnější jsou samozřejmě krátkodobé předpovědi. Pro GFS model (Global Forecast System) je hranice krátkodobé (přesnější) předpovědi stanovena na 8 dnů. Pro předpovědi na 8

až 16 dnů dopředu dává GFS model méně přesné odhady počasí.

Z přesnosti předpovědi meteorologických parametrů se pak odvíjí i přesnost výpočtu strukturního parametru indexu lomu podle Sadotovy – Kopeikovy metody. Abychom vypočítali míru atmosférické turbulence v dané lokalitě, potřebujeme znát hodnoty rychlosti větru, teploty a relativní vlhkosti.

Pro Českou republiku lze využít s vysokou spolehlivostí globální služby, které zveřejňují meteorologická data online na yr.no, weather.com a windyty.com. Jako lokální meteorologickou službu lze využít in-pocasi.cz, která platí pro území střední Evropy, včetně České republiky.

4.5.1 yr.no

Tato meteorologická služba využívá data z NMI (the Norwegian Meteorological Institute) a NBC (the Norwegian Broadcasting Corporation) a výsledky zveřejňuje online na yr.no. Obě instituce, které se podílejí na předpovědích počasí, spolupracují déle než 70 let. Aby mohly tyto instituce pracovat v globálním měřítku, tak dále využívají data z ECMWF (European Centre for Medium Range Weather Forecasts) a EUMETSAT (European Organisation for the Exploitation of Meteorological Satellites). Předpověď yr.no je dostupná pro více než 700 tisíc míst v Norsku, celosvětově pak lze díky této službě získat předpověď pro asi 6,3 milionů lokalit [86].

4.5.2 weather.com

Jedním z nejrozšířenějších a nejlepších meteorologických servisů jsou předpovědi zveřejňované na weather.com, které jsou provozované společností The Weather Channel. Data pro předpovědi pocházejí z NWS (National Weather Service USA), NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration USA) a UV Index/Air Index US Environmental Protection Agency. Společnost funguje od roku 1982 a vydává detailní předpovědi nejen pro USA, ale také pro celý svět [87].

4.5.3 in-pocasi.cz

Pro Českou republiku, Slovensko a Rakousko lze využít předpovědi počasí na in-pocasi.cz. Servis je primárně zaměřený na střední Evropu, ale díky spolupráci s dalšími organizacemi lze využít servis pro globální předpovědi. Předpovědi jsou sestavovány na základě analýzy lokálních dat a využití výsledků několika globálních numerických modelů (např. GFS) [88].

4.5.4 windyty.com

Windyty je relativně nová meteorologická služba, která byla původně vyvinuta s ohledem na potřeby stanovování rychlosti větru při sportovních činnostech (windsurfing, yachting, paragliding, kiting). V dnešní době je služba využívána i pro amatérské letecké koníčky, protože u této služby můžeme jako parametr volit i výšku nad povrchem země.

Předpověď pro vybrané místo lze získat až na 4 dny. Předpovědi využívají ECMWF, GFS a NEMS (NOAA Environmental Modeling System). Přehledová tabulka s předpovědí však neobsahuje informaci o tlaku a relativní vlhkosti. Tyto hodnoty je potřeba odečítat z hodnoty uvedené v mapě [89].

4.5.5 Měřené meteorologické parametry

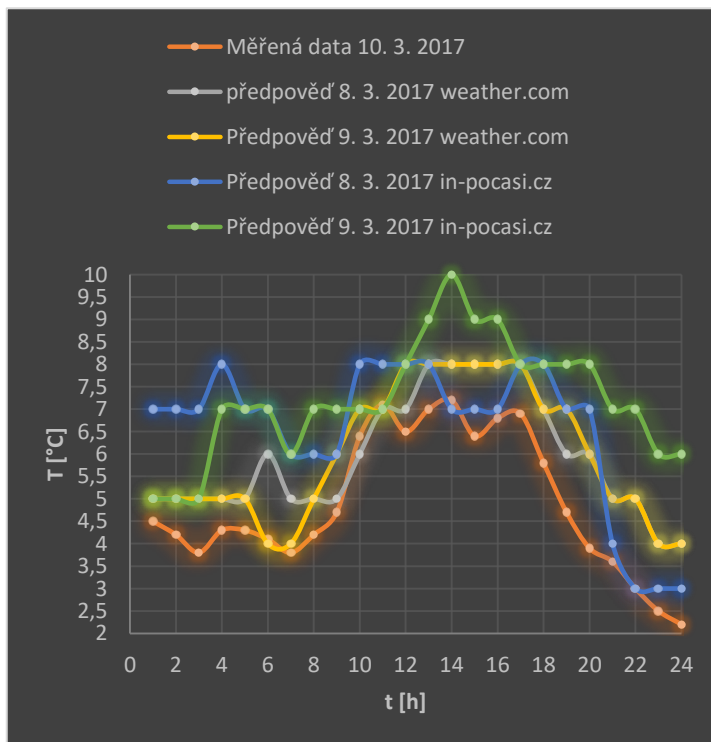
Abychom byli schopni vypočítat strukturní parametr indexu lomu C_n^2 a porovnat jeho hodnoty s predikovanými hodnotami, tak potřebujeme znát změřené hodnoty požadovaných vstupních parametrů. Ty můžeme získat díky síti meteostanic, které veřejně publikují informace o teplotě, relativní vlhkosti a rychlosti větru. Většina meteostanic uvádí měřené hodnoty v půlhodinových intervalech [90].

Pro určení C_n^2 v lokalitě Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií, VUT v Brně nám slouží meteostanice provozovaná naší optickou skupinou Optabro, která působí na Ústavu radioelektroniky. Výhodou naší meteostanice je publikace 4 hodnot měřeného parametru během jedné minuty.

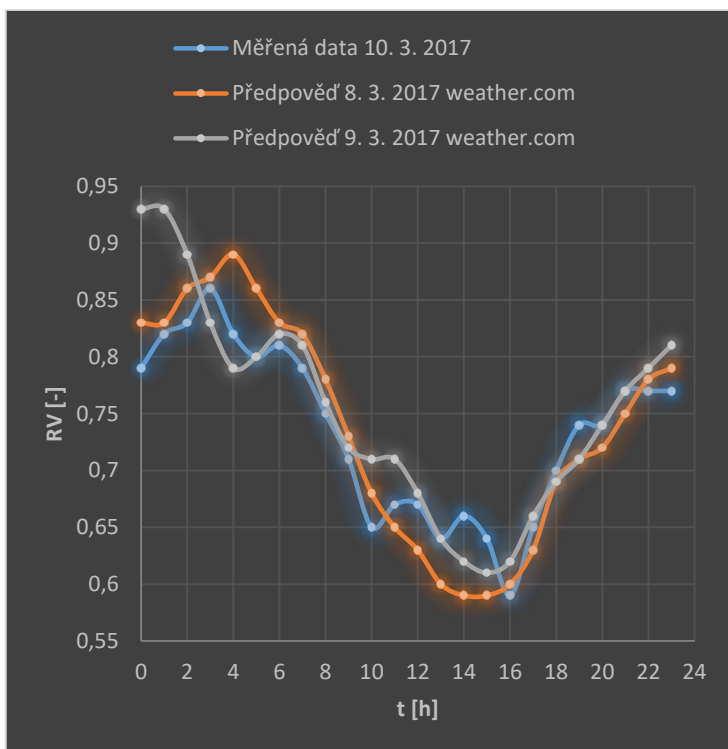
4.5.6 Přesnost předpovědi

Pro ukázkou přesnosti předpovědi použijeme data z weather.com a in-pocasi.cz. Jako cílový den byl vybrán 10. březen 2017. Celodenní předpovědi byly zaznamenány jeden a dva dny dopředu (8. a 9. března). Zaznamenali jsme teploty vzduchu, rychlost větru a relativní vlhkost. Zaznamenané průběhy jsou zobrazeny níže. Relativní vlhkost byla určena pouze pro weather.com, jelikož in-pocasi.cz neposkytuje hodinové předpovědi relativní vlhkosti [91].

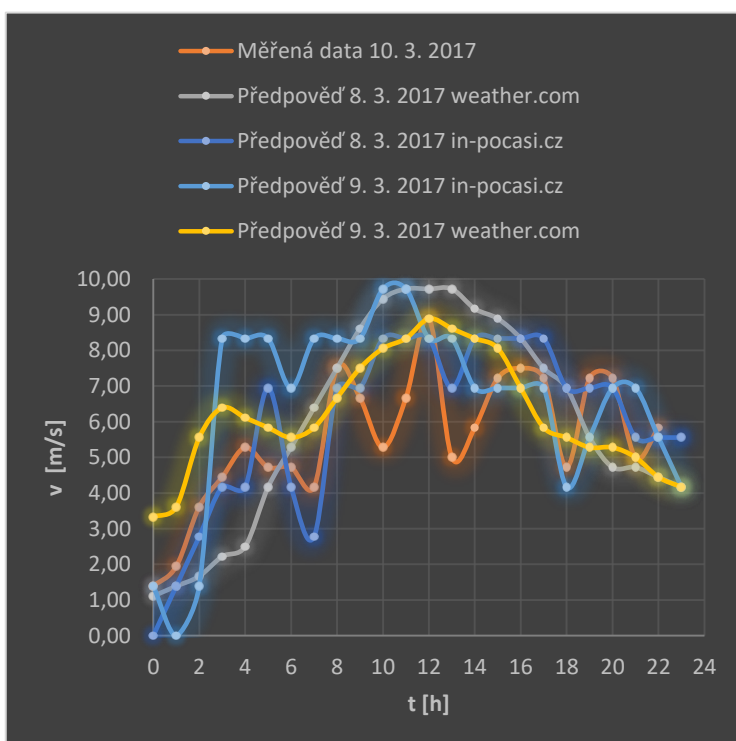
Jako lokalitu pro porovnání změřených a předpovězených dat jsme volili Brno – Soběšice. Následně jsme analyzovali shodu předpovědi s měřenými daty.



Obrázek 72: Záznam předpovědi počasí a měřené hodnoty pro teplotu [91].



Obrázek 73: Záznam předpovědi počasí a měřené hodnoty pro relativní vlhkost [91].



Obrázek 74: Záznam předpovědi počasí a měřené hodnoty pro rychlost větru [91].

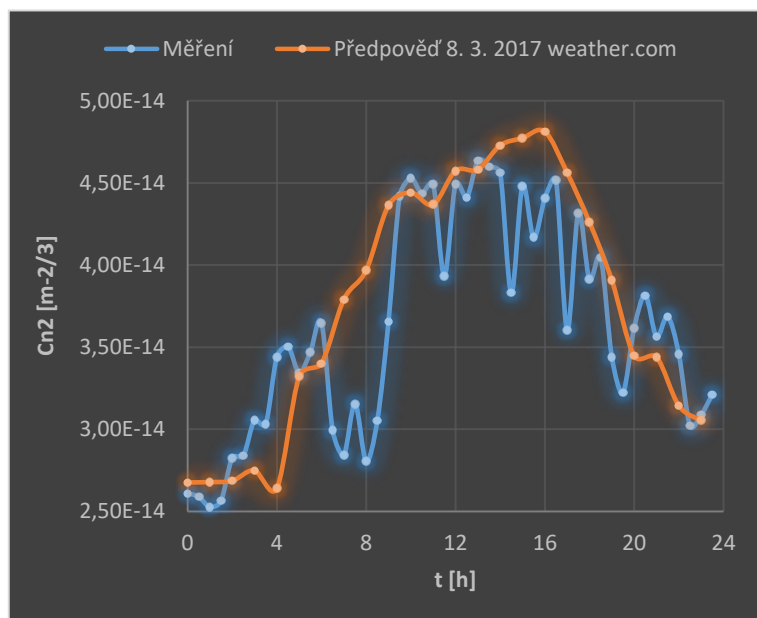
Tabulka 16: Určení odchylky mezi předpovědí a měřenými daty pro 10/3/2017, lokalita Brno – Soběšice.

	ΔT	ΔRV	Δv
8/3/17 weather.com	26,9%	4,1%	33,4%
9/3/17 weather.com	26,6%	4,1%	33,5%
8/3/17 in-pocasi.cz	37,3%	-	24,6%
9/3/17 in-pocasi.cz	57,3%	-	38,5%

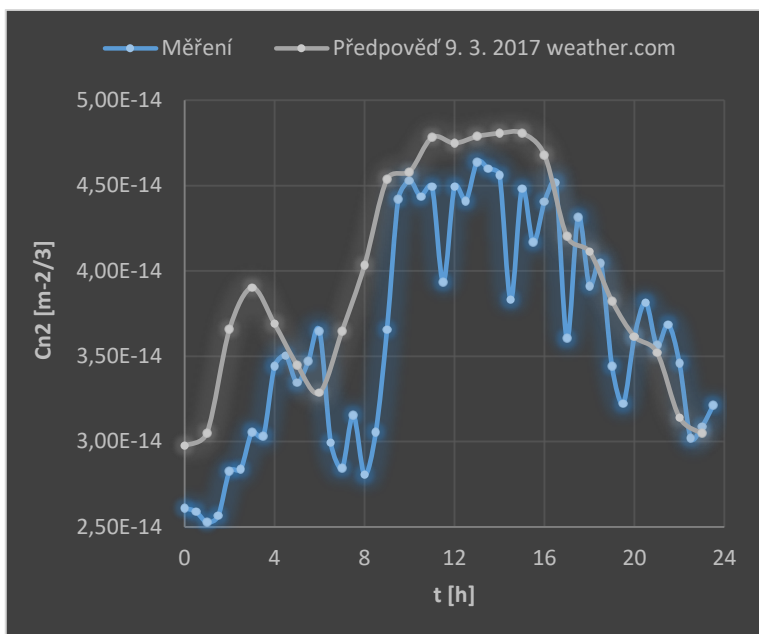
Při rozboru přesnosti předpovědi jsme určili odchylky měřených dat od předpovědí. Jak je vidět z výše uvedené tabulky, předpovědi počasí nejsou přesné, což samozřejmě není žádné překvapení. Samozřejmě by šlo pracovat na postupu, jak efektivně získat meteorologická data pro přesné přesnější předpovědi, ale tato problematika není náplní této habilitační práce.

4.5.7 Předpověď míry turbulence

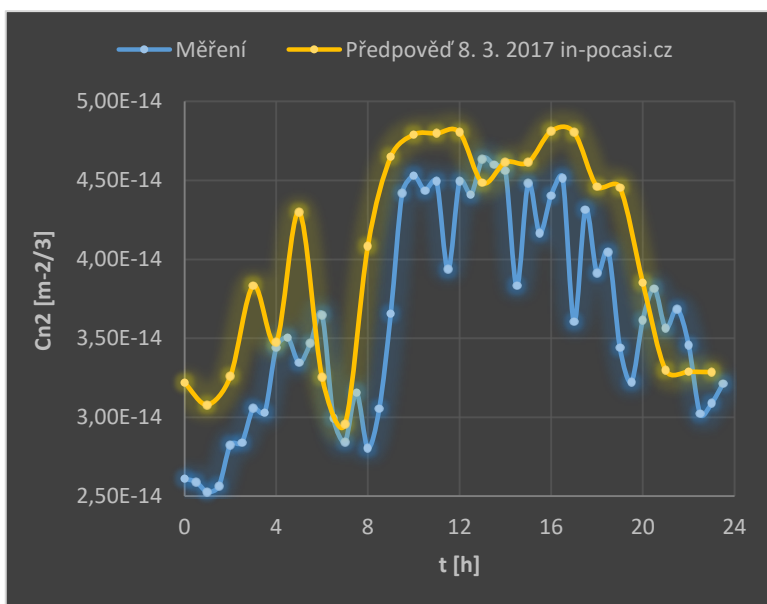
Z předpovězených a měřených meteorologických dat určíme průběhy strukturního parametru indexu lomu C_n^2 . Průběhy jsou znázorněny pro 24 hodinový interval.



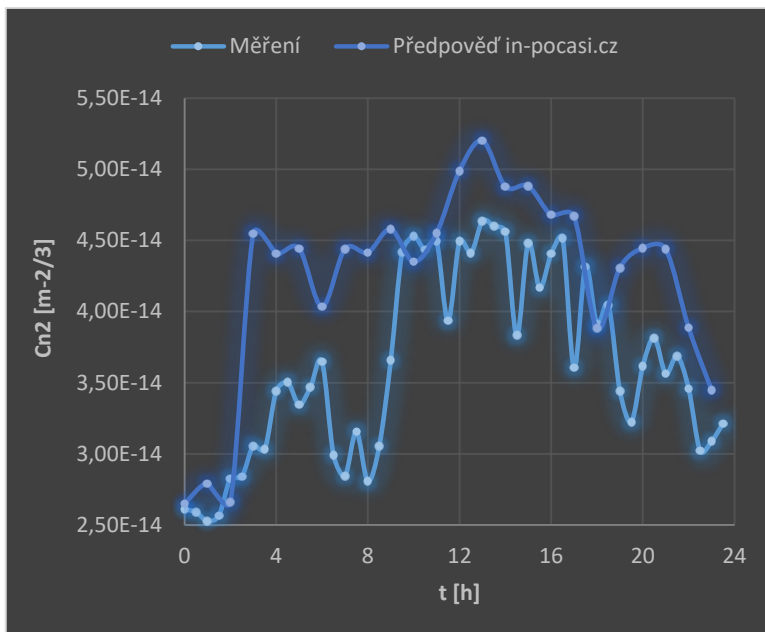
Obrázek 75: Vypočtený C_n^2 z měřených (Brno – Soběšice 10. 3. 2017) a předpověděných dat (weather.com 8. 3. 2017) [91].



Obrázek 76: Vypočtený C_n^2 z měřených (Brno – Soběšice 10. 3. 2017) a předpověděných dat (weather.com 9. 3. 2017) [91].



Obrázek 77: Vypočtený C_n^2 z měřených (Brno – Soběšice 10. 3. 2017) a předpověděných dat (in-pocasi.cz 8. 3. 2017) [91].



Obrázek 78: Vypočtený C_n^2 z měřených (Brno – Soběšice 10. 3. 2017) a předpověděných dat (in-pocasi.cz 9. 3. 2017) [91].

Abychom porovnali rozdíly mezi strukturním parametrem indexu lomu, který jsme určili pomocí měřených meteorologických dat, a strukturním parametrem indexu lomu, který jsme učili pomocí meteorologických předpovědí, tak vypočteme odchylku mezi těmito údaji. Odchylka se vztahuje k celému posuzovanému časovému záznamu (24 hodin) a je pro jednotlivé předpovědi zaznamenána v následující tabulce.

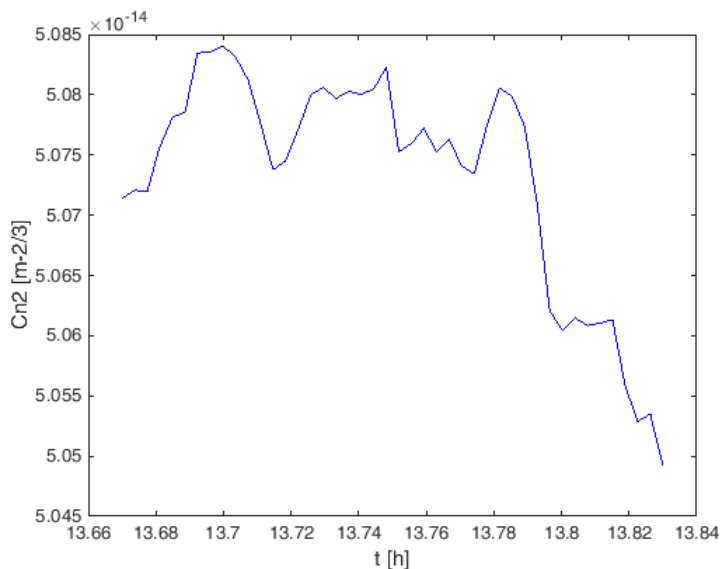
Tabulka 17: Určení odchylky C_n^2 určeného předpovědí a měřenými daty pro 10/3/2017, lokalita Brno – Soběšice.

	ΔC_n^2
8/3/17 weather.com	10,1%
9/3/17 weather.com	12,0%
8/3/17 in-pocasi.cz	14,2%
9/3/17 in-pocasi.cz	18,9%

Největší shody při předpovědi C_n^2 bylo dosaženo s dva dny starou předpovědí servisu weather.com. Předpověď jeden den dopředu od téhož servisu má obdobnou hodnotu odchylky. Vyšší odchylky pak bylo dosaženo při použití předpovědi servisu in-pocasi.cz. Míra odchylky C_n^2 logicky kopíruje trendy odchylek vstupních parametrů.

4.5.8 Určení míry turbulence na střeše FEKT

Na pracovišti FEKT (Brno, Technická 12) je umístěna meteostanice, díky které jsme schopni Sadotovou – Kopeikovou metodou určovat míru turbulence prakticky v reálném čase. Záznam míry turbulence pro 10. srpna 2017 v časovém intervalu 13:40 až 13:50 je zobrazen na následujícím obrázku.



Obrázek 79: Vypočítaný strukturní parametr indexu lomu pro den 10. srpna 2017 v čase od 13:40 do 13:50 na střeše UREL, FEKT, VUT v Brně.

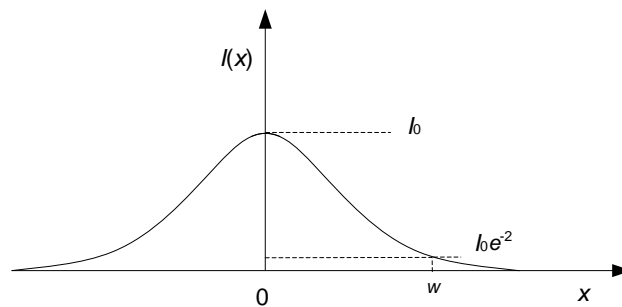
V měřeném časovém intervalu byla průměrná hodnota teploty 27,77 °C, což naznačuje, že můžeme očekávat vyšší míru turbulence, takže hodnoty kolem $5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ nejsou pro nás překvapením.

4.6 Metoda dostupných výkonů

Jednou z možností, jak kvantifikovat míru atmosférické turbulence, je určit změny v intenzitním profilu laserového svazku. Při průchodu optického svazku turbulentním prostředím dochází ke změnám v jeho intenzitním profilu. Změny závisí na velikosti turbulentních cel, kdy menší cely způsobují spíše fluktuaci v optické intenzitě. Větší turbulentní cely naopak způsobují turbulentní refrakci, která se projevuje jakýmsi putováním optického svazku po stínítku v detekční rovině. Metoda dostupných výkonů je primárně určena pro turbulenci s menším rozměrem turbulentních cel, kdy pozorujeme scintilaci v optickém svazku.

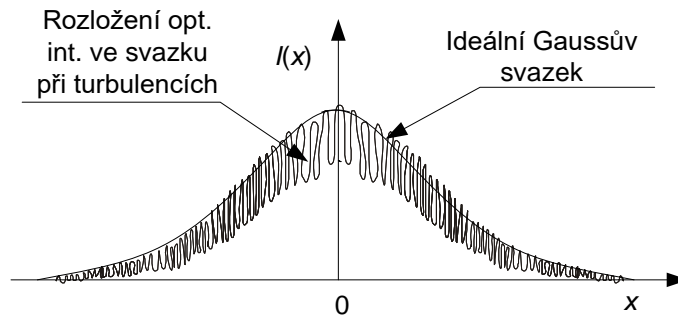
Metoda dostupného výkonu nezkoumá, zda je strukturní parametr indexu lomu konstantní na trase optického signálu, nebo zda je naopak turbulence nehomogenní. Tato metoda se zaměřuje na kvantifikaci změn v optické intenzitě svazku na přijímací straně optického bezkabelového spoje.

Předpokládejme, že pro prostředí bez atmosférické turbulence budeme v přijímací rovině detekovat „hladký“ intenzitní profil.



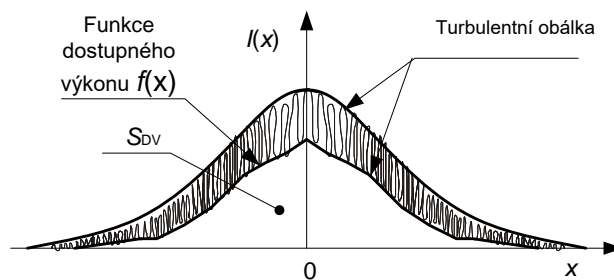
Obrázek 80: Intenzitní profil laserového svazku bez turbulence

V případě, že přenosová trasa bude turbulentní, tak v detekční rovině budeme pozorovat fluktuaci optické intenzity. S rostoucí mírou atmosférické turbulence budeme pozorovat zvyšující se míru fluktuací v intenzitním profilu optického svazku.



Obrázek 81: Intenzitní profil laserového svazku s turbulencí. Pokud by svazek nebyl ovlivněn turbulencí, tak by v tomto případě měl Gaussovský průběh. Optická intenzita může být místy vyšší než v případě, že svazek není ovlivněn turbulencí.

Pro danou míru turbulence a při dostatečně dlouhém čase pozorování intenzitního profilu lze vysledovat, že optická intenzita fluktuuje v určitých mezích. Pokud tyto fluktuční špičky vymezíme křivkou, pak dostaneme takzvanou turbulentní obálku. Spodní křivka turbulentní obálky je označena jako funkce dostupného výkonu. Pokud zobrazujeme intenzitní profil pouze v rovině x, y , kde x představuje vzdálenost od osy svazku a na ose y budeme mít optickou intenzitu $I(x)$, pak funkci dostupného výkonu označujeme jako $f(x)$. Pro zobrazení v souřadnicové soustavě x, y, z , kde x a y představují vzdálenosti od osy svazku ve směru x a y a osa z bude popisovat hodnotu optické intenzity $I(x, y)$, pak bude funkce dostupného výkonu značena $f(x, y)$.



Obrázek 82: Intenzitní profil po průchodu turbulencí s vyznačením turbulentní obálky, funkce dostupného výkonu $f(x)$ a plochy dostupného výkonu S_{DV} .

Důležitost funkce dostupného výkonu je v tom, že díky této funkci můžeme určit plochu dostupného výkonu S_{DV} , která je dána vztahem

$$S_{DV} = \int_x f(x) dx, \quad (156)$$

nebo objem dostupného výkonu V_{DV} , který má následující podobu

$$V_{DV} = \iint_{x,y} f(x, y) dx dy. \quad (157)$$

Z fyzikálního hlediska představuje objem dostupného výkonu V_{DV} garantovaný optický výkon. Tento dostupný optický výkon lze chápat tak, že je to hodnota, kterou máme na přijímací straně zajištěnou, resp. že pro danou míru atmosférické turbulence nebudeme přijímat nižší optický výkon než ten, který je vymezený danou funkcí dostupného výkonu.

Pro neturbulentní přenosové prostředí je dostupný výkon $V_{DV,0}$ dán vztahem

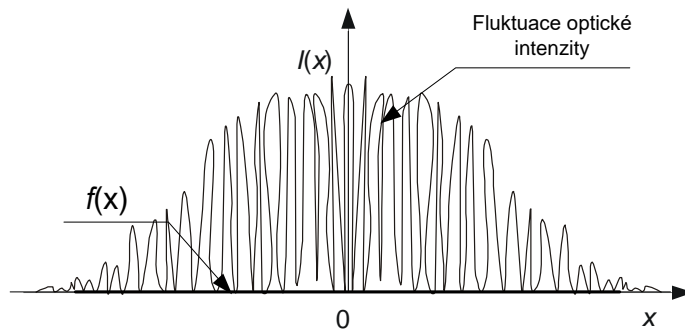
$$V_{DV,0} = \iint_{x,y} f_0(x, y) dx dy, \quad (158)$$

kde $f_0(x, y)$ odpovídá intenzitnímu profilu laserového svazku.

Naopak, při extrémní míře atmosférické turbulence bude dostupný výkon $V_{DV,max}$ dán vztahem

$$V_{DV,max} = \iint_{x,y} f_{max}(x, y) dx dy = 0, \quad (159)$$

kdy funkce dostupného výkonu $f_{max}(x, y)$ bude totožná v celém rozsahu hodnot x a y nulová. Pravděpodobnost výskytu tohoto stavu je však minimální.



Obrázek 83: Zobrazení funkce dostupného výkonu $f(x)$ pro extrémní míru turbulence

Abychom si zjednodušili kvantifikaci míry turbulence, zavedeme relativní objem dostupného výkonu $V_{DV,rel}$

$$V_{DVP,rel} = \frac{V_{DV}}{V_{DV,0}}, \quad (160)$$

který je dán jako poměr obecného dostupného výkonu a dostupného výkonu pro neturbulentní přenosové prostředí.

Pro přenosové prostředí bez turbulence bude relativní dostupný výkon $V_{DV,0,rel}$ dán rovnicí

$$V_{DV,0,rel} = \frac{V_{DV,0}}{V_{DV,0}} = 1. \quad (161)$$

Naopak, pro extrémní míru atmosférické turbulence můžeme relativní dostupný výkon $V_{DV,max,rel}$ kvantifikovat pomocí vztahu

$$V_{DV,max,rel} = \frac{V_{DV,max}}{V_{DV,0}} = 0. \quad (162)$$

Pomocí metody dostupných výkonů můžeme díky analýze intenzitního profilu laserového svazku ohodnotit libovolnou míru atmosférické turbulence číslem z intervalu $\langle 0,1 \rangle$, kdy nulová hodnota představuje extrémní míru turbulence, která je nepravděpodobná, a hodnota 1 určuje neturbulentní přenosové prostředí.

Metoda dostupných výkonů nám umožňuje určit turbulentní útlum optického signálu α_{DV} pomocí vztahu

$$\alpha_{DV} = 10 \cdot \log V_{DV,rel}. \quad (163)$$

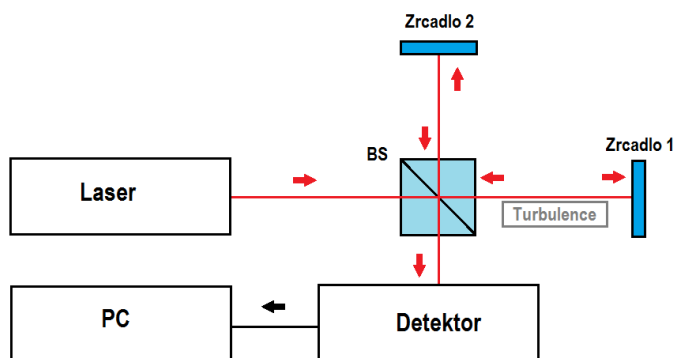
Hlavní výhodou určení turbulentního útlumu touto metodou je, že nejsme omezeni podmínkami jako například při určování turbulence Rytovovou metodou, která je omezena pouze na slabou míru turbulence.

Pro nízkou míru turbulence jsou výsledky turbulentních útlumů daných metodou dostupného výkonu a Rytovovou metodou obdobné, rozdíly nastávají pro vyšší míru turbulence [92], [93].

4.7 Interferenční metoda

Další možností, jak měřit a zároveň „zobrazovat“ atmosférickou turbulenci, je využití interferenční metody. Základní myšlenkou metody je, že měřicí rameno interferometru je ovlivněno turbulencí, referenční rameno je turbulencí nezasaženo. Díky turbulentním celám, které mají různé indexy lomu, dochází k deformaci vlnoplochy, jelikož každá část svazku se šíří vlivem turbulence po jiné dráze. Samozřejmě, čím je vyšší míra turbulence, tím vyšší zaznameneáme narušení kvalitativních parametrů laserového svazku. Po opětovném geometrickém sloučení referenčního a měřicího ramene pozorujeme ve vybrané rovině interferenční obrazec, který se v čase mění podle aktuální turbulence.

Tato experimentální metoda je vhodná pro laboratorní výzkum turbulence. Vaši experimentální práci jsme volili Michelsonovo zapojení interferometru [94]. Pro měření se dá také použít Machovo – Zenderovo zapojení.



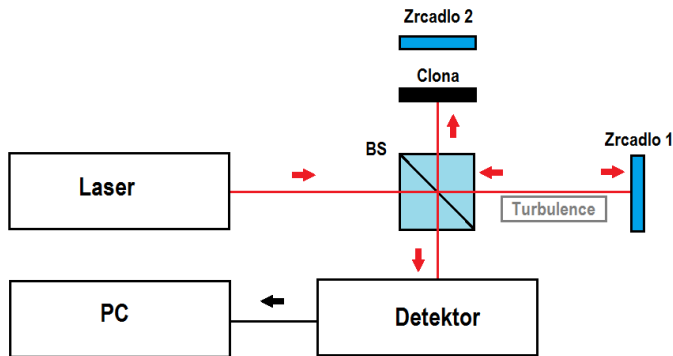
Obrázek 84: Michelsonovo zapojení interferometru pro detekci atmosférické turbulence [94].

Pracoviště je sestaveno ze zdroje optického záření, beamsplitteru a dvou zrcadel. Zrcadlo č. 1 je umístěno na konci měřicího ramene. Na svazek v tomto rameni působí atmosférická turbulence. Zrcadlo č. 2 je umístěno na konci referenčního ramene. Pro detekci může být použita vhodná kamera pro zachycení interferenčního obrazce. Pro případ, že na výstupu máme pouze jeden interferenční proužek, tak můžeme použít měřič optického výkonu, který připojíme k počítači. Záznam z kamery, nebo časový záznam detekovaného optického výkonu následně vhodně zpracujeme.

Pro ověření funkčnosti metody jsme sestavili pracoviště s Michelsonovým interferometrem. Jako zdroj záření jsme použili He-Ne laser Uniphase s vlnovou délkou 633 nm (model 1508-0, SN 1190728/4.0), detektor optického výkonu Vega Orphir (DD300-3W-v1), nepolarizační krychlový beamsplitter, dvě zrcadla s rovinností $\lambda/16$, osobní počítač a jako kameru jsme použili profilometr Orphir Spiricon (BGS-USB-SP620U). Pro generaci turbulence jsme vybrali teplotní zdroj s kruhovou aktivní plochou o průměru 20 cm. Míru turbulence jsme během celého experimentu neměnili a kvantifikovali jsme ji pomocí teplotních parametrů. Ve výšce 20 cm nad aktivní plochou teplotního zdroje byla změřena teplota ve výšce 36,2°C.

S rostoucí výškou nad touto úrovní jsme změřili pokles $-0,09^{\circ}\text{C}/\text{mm}$.

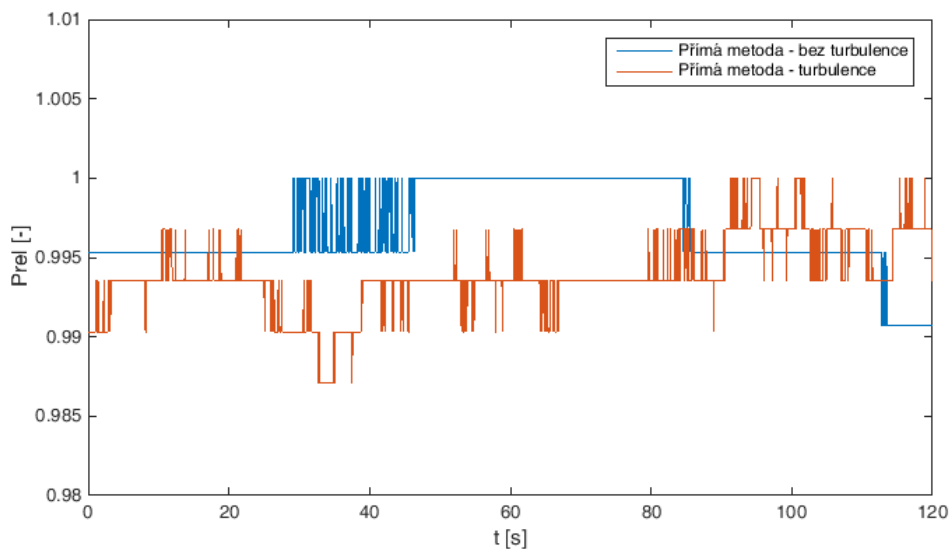
Abychom mohli ukázat výhodu interferenční metody, tak jsme také měřili fluktuaci v optickém výkonu přímou metodou tak, že jsme mezi beamsplitter a zrcadlo 2 umístili clonu. Tím jsme vlastně „vypli“ interferometr a na detekční část dopadal pouze svazek, který procházel od beamsplitteru k zrcadlu č 1 a zpět.



Obrázek 85: Zapojení pracoviště pro přímé měření výkonu svazku po průchodu turbulencí.

Při přímé detekci jsme zaznamenávali přijatý optický výkon po dobu 120 s. Kolísání ve výkonové úrovni je přičteno nestabilitě laseru. Následně jsme zapnuli tepelný zdroj a na trase se začala generovat turbulence. Po dosažení požadované míry vyzařování tepla tepelným zdrojem (definováno teplotními parametry uvedenými výše), jsme opět změřili optický výkon v rovině detektoru. Oba průběhy jsou zaznamenány v následujícím obrázku. Nelze očekávat, že průběhy budou výrazně odlišné. Abychom zaznamenali rozdíly v průbězích, tak bychom museli místo výkonu sledovat intenzitní charakteristiky, resp. rozložení optické intenzity ve stopě svazku.

Pro lepší názornost a porovnatelnost všech charakteristik jsme grafy upravili tak, že maximální zobrazená hodnota P_{rel} výkonu je rovná jedné.



Obrázek 86: Záznam detekovaného výkonu při měření přímou metodou. Modrá charakteristika představuje detekovaný výkon bez turbulence, červený průběh byl zaznamenán při průchodu svazku turbulencí.

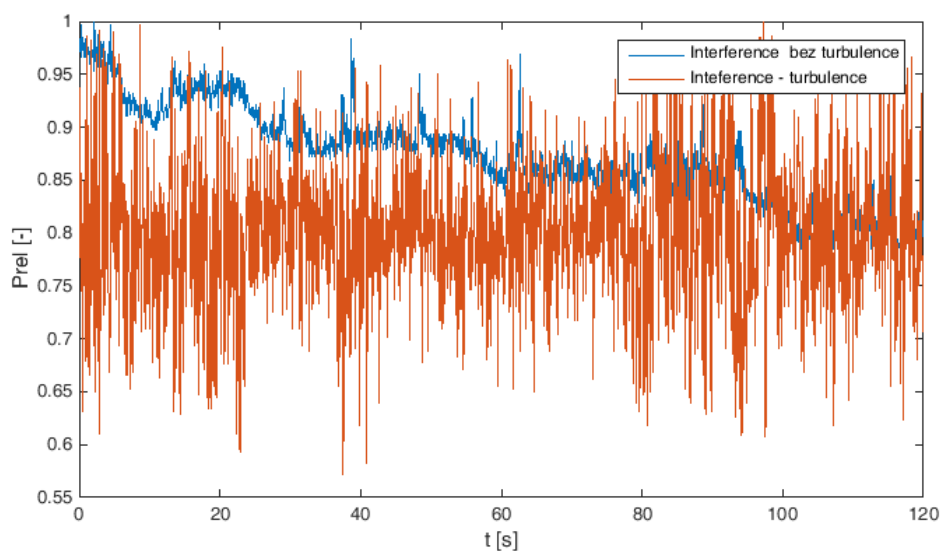
Abychom kvantifikovali míru fluktuace optického výkonu, tak určíme relativní varianci optického výkonu jako

$$\sigma_{P_{rel}}^2 = \frac{\langle P_{rel}^2 \rangle - \langle P_{rel} \rangle^2}{\langle P_{rel} \rangle^2}. \quad (164)$$

Pro přímou metodu bez turbulence je vypočítaná relativní variance optického výkonu $7,23 \cdot 10^{-6}$ a pro turbulentní prostředí vychází hodnota počítaného parametru $5,55 \cdot 10^{-6}$. Hodnoty ukazují, že na přímý svazek nemá při dané metodě z výkonového hlediska turbulence vliv.

Nyní budeme postupovat obdobně při použití Michelsonova zapojení. Referenční svazek necháme dopadat na zrcadlo č. 2 a zaznamenáme výstupy. Je samozřejmě nutné, abychom ve výstupní rovině získali pouze jeden interferenční proužek.

Pokud opět vyjádříme fluktuace v relativní varianci optického výkonu, pak bez turbulencí tato hodnota dosahuje $2,67 \cdot 10^{-3}$ a v turbulenci dosahuje $8,11 \cdot 10^{-3}$. Z průběhů je patrné, že i když pracoviště není přímo ovlivňováno turbulencí, tak výstupní charakteristika je ovlivněna okolím, jelikož bez vnějších vlivů by měla být hodnota výkonu konstantní. Na průběhu s turbulencí je ale vidět, jak vysoce se mění přijímaný výkon.



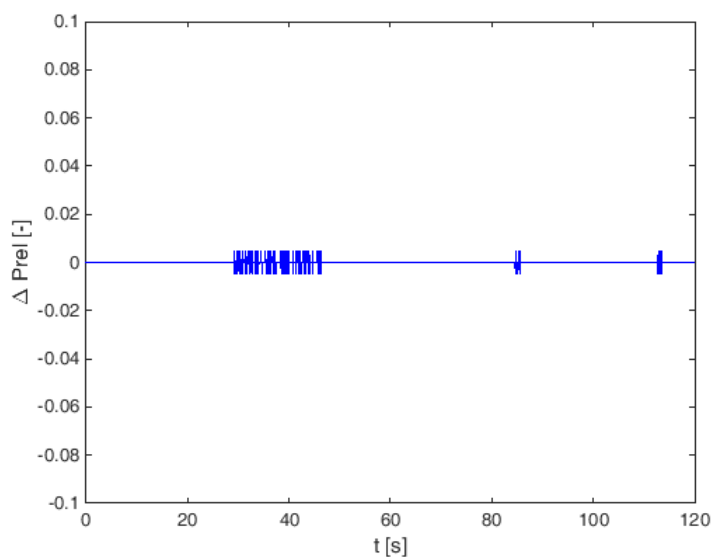
Obrázek 87: Záznam detekovaného výkonu při měření interferenční metodou. Modrá charakteristika představuje detekovaný výkon bez turbulence, červený průběh byl zaznamenán při průchodu svazku turbulencí.

Abychom zdůraznili změny v průbězích, tak nyní si zavedeme parametr ΔP_{rel} , který definujeme jako rozdíl mezi následujícími hodnotami P_{rel} .

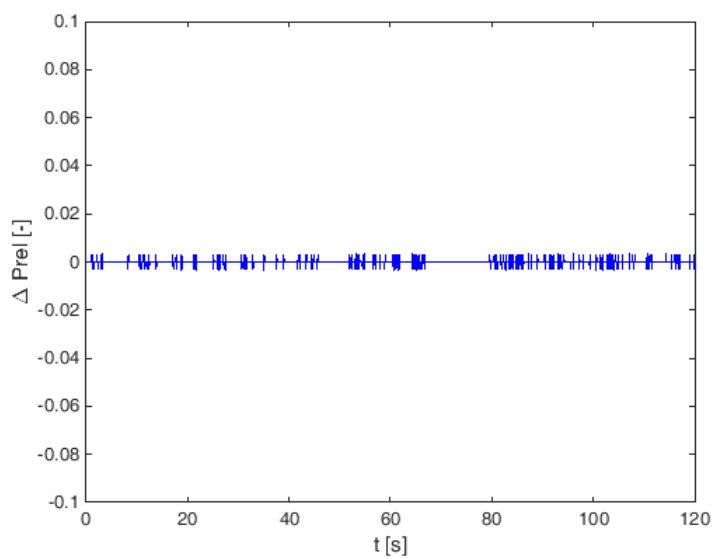
$$\Delta P_{rel} = P_{rel}(t_n) - P_{rel}(t_{n+1}), \quad (165)$$

kde t_n představuje vybranou hodnotu z časové řady měření optického výkonu.

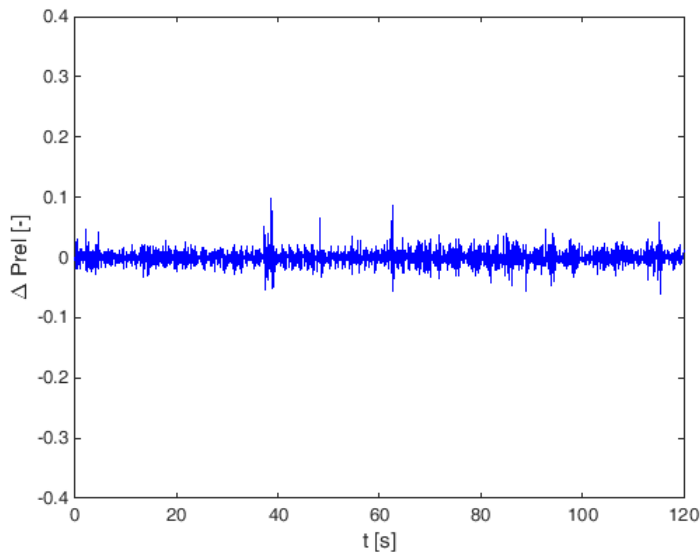
Při zobrazení charakteristik pro přímou metodu a interferenční metodu v turbulentním a neturbulentním prostředí získáme následující průběhy.



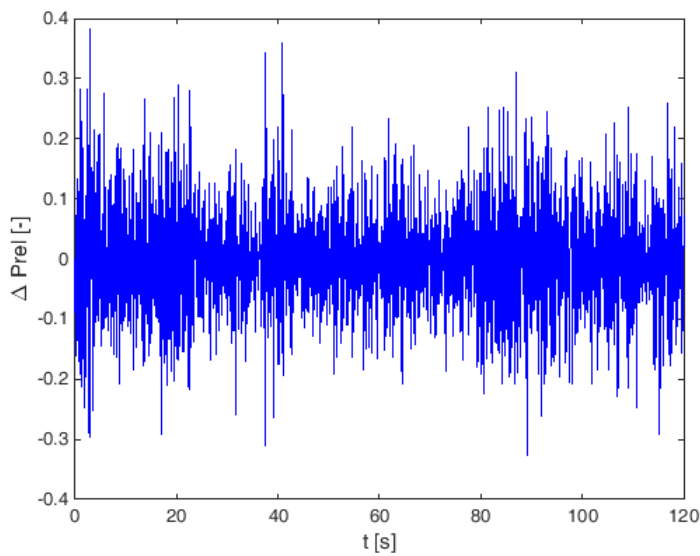
Obrázek 88: Grafické zobrazení změn v optickém výkonu laserového svazku v rovině detektoru pro přímou metodu bez atmosférické turbulence.



Obrázek 89: Grafické zobrazení změn v optickém výkonu laserového svazku v rovině detektoru pro přímou metodu s atmosférickou turbulencí.



Obrázek 90: Grafické zobrazení změn v optickém výkonu laserového svazku v rovině detektoru pro interferenční metodu bez atmosférické turbulence.



Obrázek 91: Grafické zobrazení změn v optickém výkonu laserového svazku v rovině detektoru pro interferenční metodu s atmosférickou turbulencí.

Abychom ohodnotili míru změn v optickém signálu, tak zavedeme pojem relativní variance změn optického výkonu, kterou definujeme jako

$$\sigma_{\Delta P_{rel}}^2 = \frac{\langle \Delta P_{rel}^2 \rangle - \langle \Delta P_{rel} \rangle^2}{\langle \Delta P_{rel} \rangle^2}. \quad (166)$$

Pro přímou metodu bez turbulence dosahuje tato relativní variance hodnoty $2,11 \cdot 10^5$, při zapnutí turbulentního zdroje získáme hodnotu $5,19 \cdot 10^5$. U interferenční metody je relativní

variance změny výkonu bez turbulence dána číselnou hodnotou $2,31 \cdot 10^7$, s turbulencí dosahuje hodnoty $1,24 \cdot 10^9$.

Experimentální měření ukazují vysokou citlivost metody k turbulenci. Je potřeba ovšem určit i omezení metody, kdy může dojít k saturaci turbulencí, což plyne z podstaty funkce interferometru a jeho „periodicity“.

Daná metoda je ve stavu rozpracovanosti a její dílčí výstupy budou postupně publikovány.

4.8 Metoda ekvivalentního gradientu teploty

Jak již bylo uvedeno výše, lze turbulenci v atmosféře charakterizovat teplotními parametry. Následující způsob vychází z měření, kdy lze ekvivalentní gradient teploty vyhodnotit z polohy dopadu laserového svazku na stínítko umístěné v přijímací rovině. Jednoduše řečeno je ekvivalentní gradient teploty dán výchylkou stopy laserového svazku na přijímači [95].

Při určení gradientu teploty budeme vycházet ze stavové rovnice

$$\frac{P}{\rho} = r \cdot T, \quad (167)$$

kde P je tlak vzduchu v Pascalech, ρ představuje hustotu vzduchu, r je plynová konstanta vzduchu v jednotkách $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ a T je termodynamická teplota vzduchu v Kelvinech.

Druhou rovnicí, kterou budeme potřebovat je Gladstoneova – Daleova rovnice [96], která je dána vztahem

$$K = \frac{n-1}{\rho}, \quad (168)$$

kde K je Gladstoneova – Daleova konstanta, která je závislá na vlnové délce laserového záření a indexu lomu vzduchu a n je index lomu vzduchu.

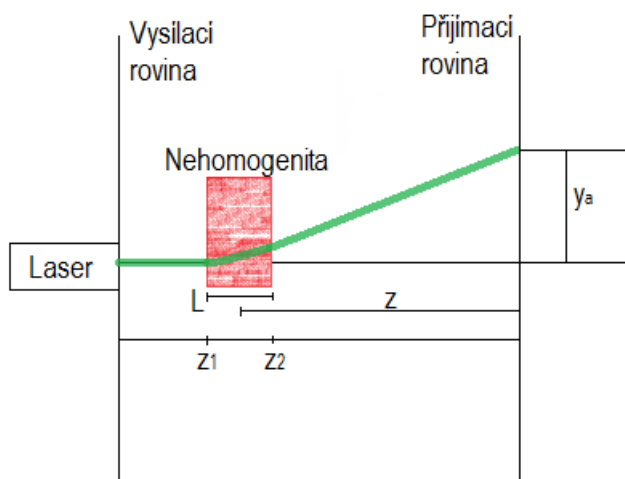
Z předchozích dvou rovnic můžeme vyjádřit index lomu vzduchu jako

$$n = 1 + K \frac{P}{r \cdot T}. \quad (169)$$

Úpravou vztahu dospějeme k rovnici

$$\frac{dT}{dn} = -\frac{r}{K} \frac{T^2}{P}. \quad (170)$$

Pro metodu ekvivalentního gradientu teploty nám pro lepší pochopení poslouží následující obrázek.



Obrázek 92: Schématické znázornění pracoviště pro určení ekvivalentního gradientu teploty.

Na obrázku je umístěný laserový zdroj ve vysílací rovině. Laserové záření je znázorněno zelenou barvou. Toto záření prochází nehomogenitou, která představuje atmosférickou turbulenci. Předpokládáme, že je nehomogenita prostorově omezena. Délka nehomogenity je L , vzdálenost od středu nehomogenity k přijímací rovině je z , začátek nehomogenity je ve vzdálenosti z_1 od laseru a její konec je ve vzdálenosti z_2 . Nehomogenita způsobí odsměrování laserového svazků od původního směru, kdy v přijímací rovině je přijatý svazek vychýlený o y_a od místa, kam by svazek dopadal bez výskytu nehomogenity.

Nyní můžeme podle obrázku napsat Snellův zákon v podobě [97]

$$\frac{dn}{dy} = \frac{y_a n}{L z} \quad (171)$$

Gradient teploty dT/dn lze napsat v podobě

$$\frac{dT}{dn} = \frac{dT}{dn} \frac{dn}{dy} \quad (172)$$

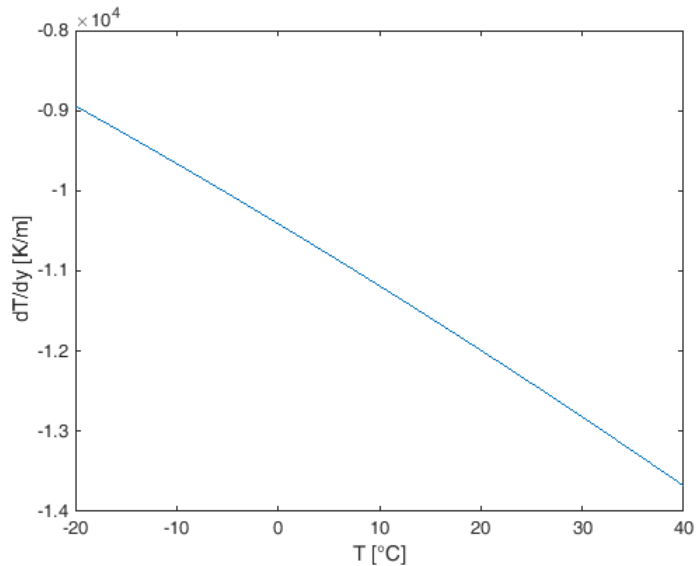
což můžeme dále rozepsat po vložení dvou předchozích rovnic do podoby

$$\frac{dT}{dy} = - \frac{r T^2 y_a n}{K P L z} \quad (173)$$

Ekvivalentní gradient teploty tedy můžeme určit, pokud známe Gladstoneovou – Daleovou konstantu, plynovou konstantu vzduchu, teplotu a tlak vzduchu, index lomu vzduchu, délku nehomogenity a její vzdálenost od roviny přijímače a výchylku laserového svazku od středu.

Pro výpočet si můžeme vstupní parametry rozdělit do tří skupin. První skupinu tvoří konstanty. Hodnota plynové konstanty vzduchu je $287 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, Gladstoneovu – Daleovu konstantu pro vlnovou délku $632,8 \text{ nm}$ vyčíslíme jako $0,2256 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ a index lomu prostředí můžeme považovat rovný 1. Druhá skupina vstupních parametrů souvisí s meteorologickými parametry, kdy určujeme teplotu a tlak vzduchu. Třetí skupinou jsou geometrické parametry (délka nehomogenity, její vzdálenost od detekční roviny a vychýlení laserového svazku od osy).

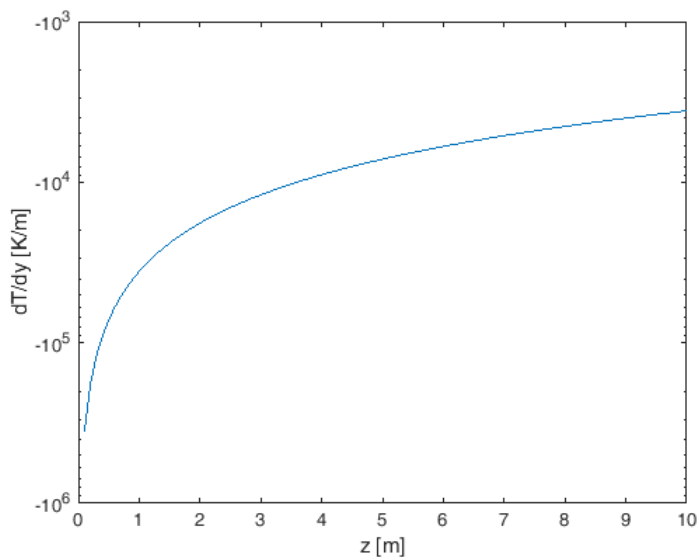
Nyní si na grafech ukážeme vliv jednotlivých parametrů. Pokud budeme počítat s atmosférickým tlakem 101 325 Pa, délkou nehomogenity 0,3 m, její vzdáleností 3 m od roviny přijímače a výchytkou 1 cm od středu a jako proměnnou použijeme teplotu vzduchu od -20°C do 40°C, pak získáme následující průběh.



Obrázek 93: Ekvivalentní gradient teploty pro teploty vzduchu -20 až 40 °C

Aby zůstala výchylka y_a v rovině přijímače nezměněna, musel by s rostoucí teplotou vzduchu klesat ekvivalentní gradient teploty, tedy musela by se snižovat míra turbulence v nehomogenitě.

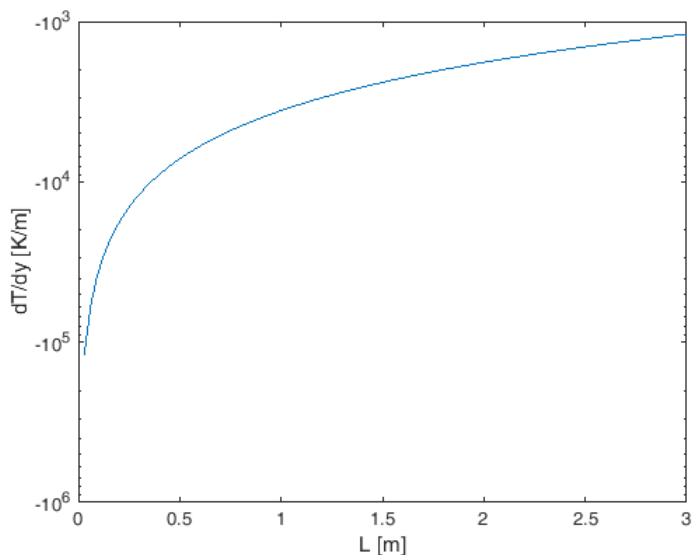
Nyní si ukážeme, jaký vliv má vzdálenost nehomogenity na ekvivalentní gradient teploty. Ponecháme totožné vstupní parametry jako v předchozím případě, teplotu vzduchu nastavíme na 20°C a vzdálenost nehomogenity od detekční roviny budeme měnit od 0 do 10 m.



Obrázek 94: Ekvivalentní gradient teploty pro vzdálenost nehomogenity 0 až 10 m od přijímací roviny.

V tomto případě jsme zobrazili osu ekvivalentního gradientu teploty v logaritmické míře, jelikož pro výchylku y_a v téměř nulové blízkosti nehomogenity od detekční roviny by byla potřeba vyvinout silná turbulentní činnost.

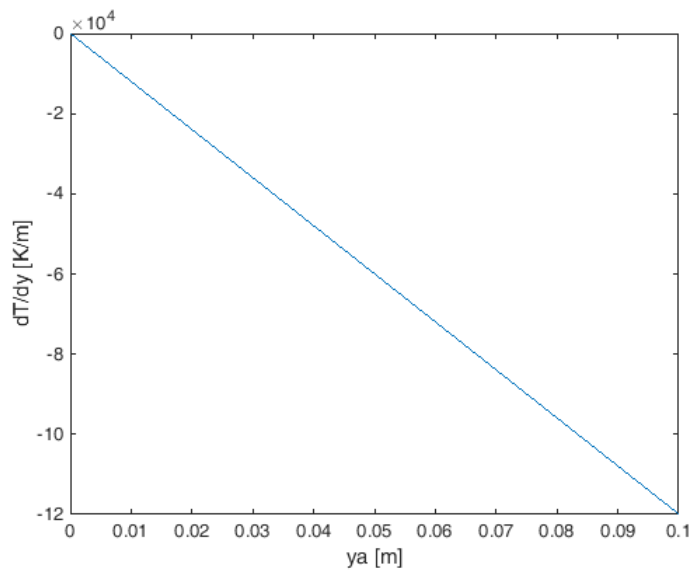
V následujícím grafu ukážeme, jak se bude měnit ekvivalentní gradient teploty pro různou délku nehomogenity, kterou budeme volit od 0 do 3 m.



Obrázek 95: Ekvivalentní gradient teploty pro délku nehomogenity 0 až 3 m.

Zde platí, že pro délku nehomogenity, jejíž délka se blíží k nule, by bylo potřeba dosáhnout extrémní hodnoty ekvivalentního gradientu teploty.

Pro hodnoty výchylky 0 až 10 cm získáme následující hodnoty ekvivalentního gradientu teploty.

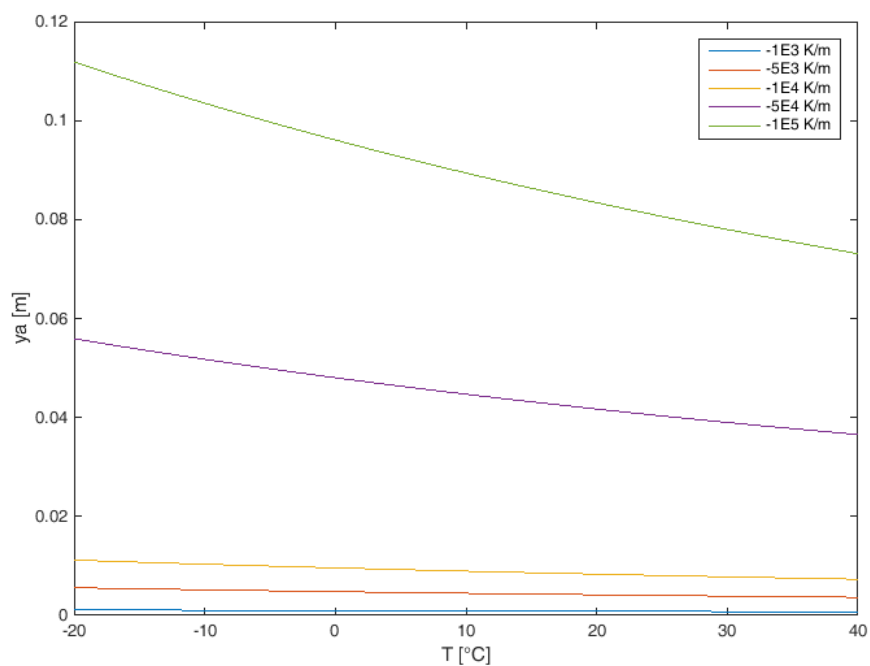


Obrázek 96: Ekvivalentní gradient teploty pro výchylku 0 až 10 cm.

Z obrázku i z rovnice vyplývá, že pro rostoucí hodnotu výchylku se zvyšuje i míra turbulence, tedy klesá ekvivalentní gradient teploty (ekvivalentní gradient teploty má záporné hodnoty).

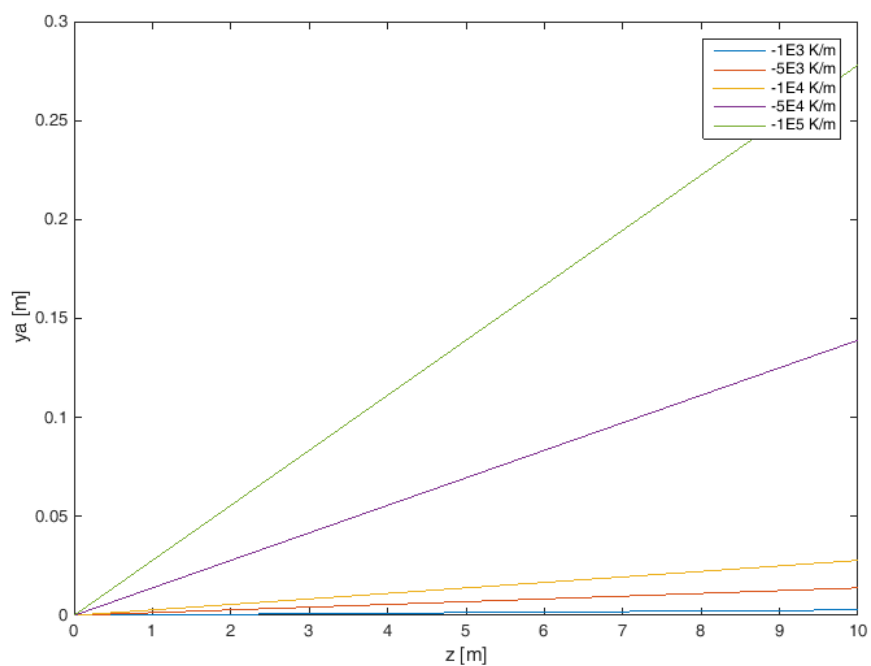
Nyní si zobrazíme závislost výchylky y_a na teplotě vzduchu, vzdálenosti od přijímací roviny a délce nehomogenity pro ekvivalentní teplotní gradienty o hodnotě $-1 \cdot 10^3$ K/m, $-5 \cdot 10^3$ K/m, $-1 \cdot 10^4$ K/m, $-5 \cdot 10^4$ K/m a $-1 \cdot 10^5$ K/m.

Ve všech třech případech je patrný vliv velikosti ekvivalentního gradientu teploty na odchylku svazku od osy svazku v rovině přijímače.

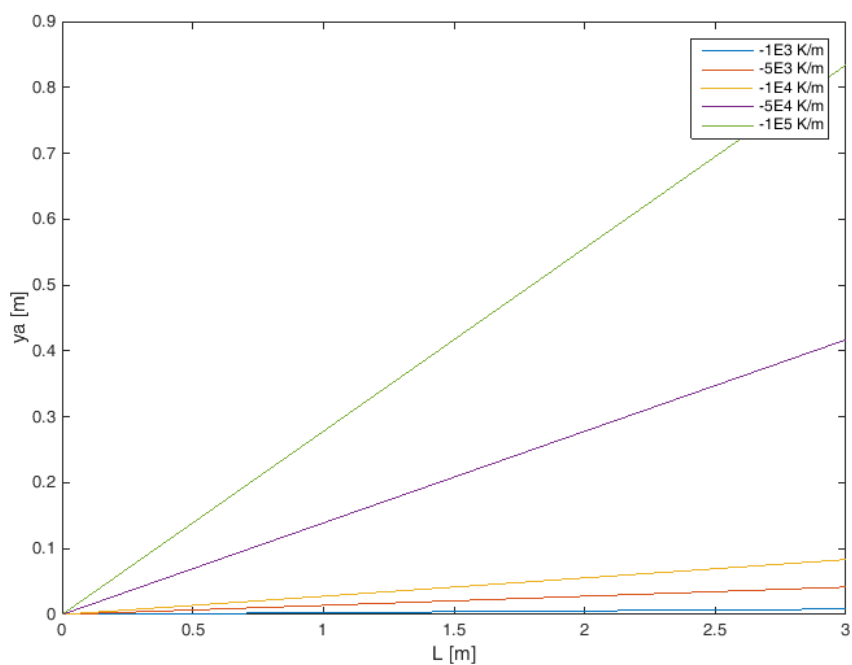


Obrázek 97: Závislost výchylky svazku v rovině přijímače pro teploty vzduchu v rozmezí -20 až 40 °C pro různé ekvivalentní gradienty teploty.

Pokud budeme uvažovat konstantní hodnotu ekvivalentního gradientu teploty, pak s rostoucí teplotou vzduchu se bude pozvolna snižovat výchylka laserového svazku od jeho osy. Naopak, s čím dál bude nehomogenita od přijímací roviny, tím bude odchylka svazku od jeho osy vyšší. Odchylka svazku od osy také narůstá v případě zvětšující se délky nehomogenity. Jsou to všechno logické závěry, které lze díky metodice ekvivalentního gradientu teploty kvantifikovat.



Obrázek 98: Závislost výchylky svazku v rovině přijímače pro vzdálenosti nehomogenity 0 až 10 m od roviny přijímače pro různé ekvivalentní gradienty teploty.



Obrázek 99: Závislost výchylky svazku v rovině přijímače pro délku nehomogenity v rozmezí 0 až 3 m pro různé ekvivalentní gradienty teploty.

Abychom mohli určit ekvivalentní gradient teploty, tak musíme znát pozici nehomogenity. Ne vždy je ale možno nehomogenitu lokalizovat. Pak můžeme provést jistou modifikaci metody, kdy nebudeme zkoumat polohu nehomogenity, ale stanovíme si modifikovaný ekvivalentní gradient teploty tak, že budeme předpokládat, že nehomogenita je celá trasa mezi vysílací a přijímací rovinou. Modifikovaný ekvivalentní gradient teploty pak bude dán vztahem

$$\frac{dT}{dy} = -2 \frac{r}{K} \frac{T^2}{P} \frac{y_a \cdot n}{L^2}, \quad (174)$$

jelikož vzdálenost od středu nehomogenity je rovno polovině délky nehomogenity $z = L/2$ a L bude zároveň představovat vzdálenost mezi vysílací a přijímací rovinou.

4.9 Friedův parametr

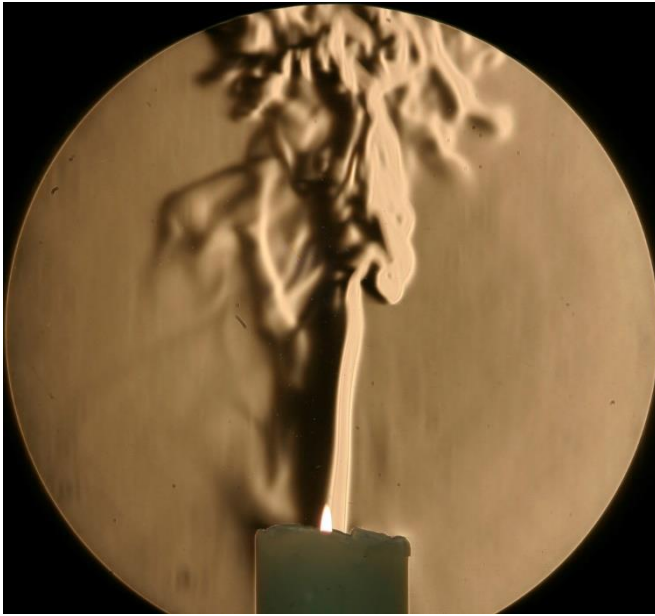
Některé přístupy hodnocení míry atmosférické turbulence počítají s konstantní hodnotou strukturního parametru indexu lomu [80]. V reálném světě se atmosférická turbulence mění v čase na celé trase, po které putuje optický svazek. Různá místa tedy mají různou hodnotu strukturního parametru indexu lomu, který se neustále mění podle dynamiky atmosféry. Abychom dokázali přenosovou trasu s ohledem na míru atmosférické turbulence ohodnotit jako celek, tak můžeme použít Friedův parametr r_0 , který slouží ke kvantifikaci síly turbulence na celé trase. Tento parametr je dán vztahem [98]

$$r_0 = 0,185 \left[\frac{4\pi^2}{k^2 \int_0^L \left(\frac{L-z}{L}\right)^{5/3} C_n^2(z) dz} \right]^{3/5},$$

kde k představuje vlnové číslo, z je vzdálenost od vysílací roviny a L představuje celou délku trasy optického svazku. Tento parametr byl primárně určený pro stanovení celkové turbulence pro astronomická pozorování, dá se ale také využít pro kvantifikaci horizontálních přenosových tras optických bezkabelových spojů.

4.10 Zobrazení atmosférické turbulence

Atmosférickou turbulenci můžeme kvantifikovat výše zmíněnými postupy. Můžeme měřit fluktuace v optické intenzitě, pozorovat změny v profilech optického svazku, sledovat změny v interferenčních obrazech, nebo například monitorovat meteorologické parametry. Žádný z postupů ale turbulenci nevizualizuje. Pro zobrazení turbulentního toku nám pomůže obor mechanika tekutin, která pracuje s tzv. Schlierenovou metodou zobrazování [99], [100]. Díky této metodě zobrazujeme různé hustoty transparentních prostředí, mezi které řadíme i atmosféru. Pro zobrazení touto metodou potřebujeme bodový zdroj záření. Díky parabolickému zrcadlu nasměrujeme optický svazek na turbulentní oblast, následně druhé parabolické zrcadlo směřuje svazek k záznamovému zařízení. Do ohniska mezi druhé zrcadlo a kameru umístíme žiletku, nebo ostrý nůž, který bude fungovat jako filtr. Tento filtr propustí pouze svazky, které byly turbulencí odsměrovány a neprocházejí ohniskem (nejsou hranou nože, nebo žiletky zastíněné). Zobrazení turbulence, která vznikne v atmosféře nad hořící svíčkou, je na následujícím obrázku.



Obrázek 100: Vizualizace turbulence způsobení plamenem svíčky [101].

Tato metoda sice nedokáže přímo ohodnotit míru atmosférické turbulence, ale můžeme si alespoň „zobrazit“ turbulenci na trase optického bezkabelového přenosového systému.

4.11 Ostatní metody

Pro určení míry v horizontální rovině můžeme využít také modely z předchozí kapitoly zaměřené na vertikální modelování turbulence, kdy si místo proměnné výšky nad povrchem vybereme požadovanou výšku. Pro určení strukturního parametru indexu lomu můžeme rovněž zvolit některý z parametrických modelů (např. PAMELA [7]), která jsou učené jak pro horizontální, tak i vertikální směr. Určení míry turbulence je také možné pomocí některého z uniformních modelů, které počítají s konstantní hodnotou strukturního parametru indexu lomu na celé trase optického svazku [14], [80].

5 METODY POTLAČENÍ NEGATIVNÍHO VLIVU INTERAKCE OPTICKÉHO SVAZKU S ATMOSFÉROU

Charakteristika atmosférického přenosového prostředí a parametry optického svazku určují, jak bude ovlivněn optický svazek, který se šíří v tomto přenosovém mediu mezi dvěma zvolenými body komunikačního systému. Na stavu atmosféry bude například záviset, zda se svazek odkloní od původního směru, rozšíří, bude utlumen, nebo zda bude fluktuovat jeho intenzita [102], [103]. Standardní atmosférické jevy, které působí na optický svazek, rozdělujeme do tří kategorií, a to na útlum, turbulenci a šumy. Pokud se tyto jevy vyskytnou, pak jejich působení trvá většinou delší dobu [7], po kterou musíme počítat s horšími vlastnostmi přijatého signálu, případně s výpadky signálu. Zmíněné jevy jsou obecně spektrálně a polarizačně závislé. V práci bylo předpokladem, že nedochází k nelineárním optickým jevům, což je vzhledem k daným parametrům spoje splnitelný předpoklad.

Pro minimalizaci negativních vlivů generovaných atmosférou lze zavést určitá opatření, která sice atmosféru nezmění, ale pomohou nám snížit její negativní dopad na šířící se svazek a přenášená data.

5.1 Kompenzace útlumu optického signálu

O tom, do jaké míry budou hydrometeory v atmosféře ovlivňovat optický svazek, rozhoduje také vlnová délka záření. Čím je vlnová délka optického svazku bližší velikosti vodní částice, tím bude útlum vyšší [104]. Z tohoto hlediska je výhodnější používat vlnovou délku 1550 nm než 850 nm [105], [106]. Standardně nedokážeme měnit distribuci vodních částic ve vzduchu a musíme brát útlum na hydrometeorech jako fakt. V případě, že je míra útlumu příliš vysoká (např. velmi hustá mlha s útlumem cca 250dB/km) [50], tak očekáváme přerušování svazku.

Pro nižší útlumy můžeme zabránit výpadku komunikace využitím hybridního komunikačního systému FSO/RF (optický bezkabelový spoj v kombinaci s radiofrekvenčním spojením). Pokud je optický kanál nepoužitelný, nebo použitelný pouze částečně, tak přesuneme datový tok do radiofrekvenčního komunikačního kanálu. Naopak, pokud je situace nepříznivá pro rádiový signál, tak komunikace probíhá v optickém pásmu [107], [108], [109], [110]. Jako základní parametr pro ohodnocení kvality daného přenosu se volí "dostupnost spoje". U FSO/RF se dosahuje dostupnosti 99,999%.

Další možností, jak překonat útlum v atmosféře, je zvýšení citlivosti přijímače, nebo operativní zvýšení vysílaného optického výkonu. V tomto případě jsme ale omezeni vlastnostmi vysílacích optických zdrojů a požadovanou přenosovou rychlostí spoje. Nelze volit libovolně vysoký vysílaný výkon, jak s ohledem na konstrukční řešení vysílacího prvku, tak i s ohledem na bezpečnostní limity [19].

5.2 Minimalizace šumů v optické bezkabelové komunikaci

Zdroje šumů v optické bezkabelové komunikaci byly analyzovány v kapitole (2.4 Šumy). Kvantový šum, šum temného proudu a tepelný šum jsou záležitostí fotodetektoru a příslušných elektrických obvodů v přijímači [6], [49], [53], [54]. V atmosféře nás zajímá šum atmosféry způsobený turbulencí (vyvolává varianci přijímaného výkonu) a šum pozadí, který je generován

zdrojem neužitečného (pro komunikační účely) optického signálu. Typickým příkladem zdroje tohoto šumu může být přes den sluneční záření, nebo v noci veřejné osvětlení. S ohledem na svou výkonovou úroveň musíme zabezpečit, aby „parazitní“ záření nebylo směřováno přímo na detekční část komunikačního systému. Toho se dá dosáhnout vhodným konstrukčním řešením krytu optické hlavice a optimálním umístěním hlavice na konzole (jedná se o tzv. „prostorovou“ filtraci) [1]. Dalším opatřením pro minimalizaci šumu pozadí je použití optického interferenčního filtru, který funguje na principu Farbyho – Perotova rezonátoru (jedná se o spektrální filtraci) [111], [112], [113]. Interferenční filtr se běžně umísťuje mezi přijímací čočku a fotodetektor. Minimalizaci šumu pozadí řešíme tedy v přijímací části optického bezkabelového spoje. Účinnou metodou pro minimalizaci šumů je vedle prostorové a spektrální filtrace také polarizační filtrace [14].

5.3 Redukce vlivu atmosférické turbulence na optický signál

Turbulentní modely a metody kvantifikace míry atmosférické turbulence nezohledňují časové zpoždění optického signálu. V případě silné turbulentní aktivity může nastat situace, kdy vlivem nehomogenit na optické trase dojde k časovému rozšíření optického pulzu. Pro nižší přenosové rychlosti je tato záležitost spíše okrajovým problémem, ale pro vysokorychlostní přenosové systémy a delší trasy může být časové zpoždění signálu velkým problémem [114]. Pro snížení negativních důsledků turbulence na optické bezkabelové spoje s vyšší přenosovou rychlostí můžeme volit vhodnější modulační techniky jako například pulsně polohovou modulaci PPM, která je sice v porovnání s ostatními modulačními technikami méně spektrálně efektivní, ale je odolnější proti intersymbolovým interferencím [26]. Ještě vyšší odolnost proti intersymbolovým interferencím pozorujeme u pulsně šířkové modulace PWM, která je ale oproti PPM výkonově náročnější [30].

Odsměrování celého optického svazku od ideálního směru přímé viditelnosti mezi hlavicemi spoje turbulentní atmosférou dokážeme kompenzovat speciálním adaptivním systémem. Pokud přijímací strana vyhodnotí, že je vysílaný svazek odkloněný, tak předá zprávu vysílací straně a ta poupraví směr vysílání tak, aby byl detekován co nejvyšší výkon [115]. Jakmile je směr vysílače seřízen tak, aby na přijímací straně byl dosažen maximální detekovaný výkon, přebírá funkci kompenzace adaptivní systém přijímače. Fotodiody, rozmístěné symetricky kolem optické osy přijímače, vytvoří pro adaptivní systém signál, který zabezpečí optimální směr optických os vysílače a přijímače. Tato korekce probíhá automaticky a nepřetržitě. Super jemné dosměrování detekovaného svazku probíhá za použití prvku MEMS (micro – electro mechanical system).

Co se týče fluktuace optické intenzity v profilu optického svazku, tak jsme v naší výzkumné práci zjistili a změřili, že „ploché“ (tzv. Top Hat) optické svazky vykazují nižší relativní varianci optické intenzity ve svém intenzitním profilu než je tomu u „ostrých“ Gaussovských intenzitních profilů [49], [116]. Velikost relativní variance optické intenzity souvisí s místem měření ve stopě optického svazku. V místech, kde narůstá, nebo klesá optická intenzita, je měřena vyšší relativní variance optické intenzity oproti místům s relativně konstantní hodnotou optické intenzity. Jinak řečeno, optická intenzita ve svazku, který prochází turbulentní atmosférou, více fluktuuje v místech, kde její hodnota narůstá, nebo klesá. Míru nárůstu, nebo poklesu optické intenzity můžeme vyjádřit směrnici křivky intenzitního profilu. V místech, kde směrnice dosahuje vyšších hodnot, měříme vyšší hodnoty relativní variance optické intenzity [49], [93], [117]. Z tohoto hlediska je pro turbulentní prostředí vhodnější volit již zmíněné „ploché“ svazky typu Top Hat.

Výběrem nejvýhodnější vlnové délky optického svazku, vhodného modulačního schématu, vhodného konstrukčního řešení optických hlavic a optimálního tvaru intenzitního profilu optického svazku můžeme snížit negativní vliv atmosférického přenosového prostředí na přenášený optický svazek. V praxi je samozřejmě nutné přihlížet k finanční náročnosti jednotlivých řešení.

V oblasti optických bezkabelových spojů bylo na různých pracovištích dosaženo:

- přenosové rychlosti vyšší než 1Tb/s
- při dosahu 10 km
- chybovosti 10^{-9}
- dostupnosti 99,999% (v kombinaci FSO/RF)

Pro přenos signálu se většinou používá vlnová délka v pásmu 1550nm. V rámci systému automatického směrování bývá použito pásmo 850nm.

Perspektivní je aplikace plně fotonické koncepce spoje.

ZÁVĚR

Tato habilitační práce je věnována horizontálním a vertikálním optickým bezkabelovým spojům a charakterizaci především atmosférické turbulence, která ovlivňuje kvalitativní a kvantitativní parametry optického signálu nesoucího informaci. V práci jsou porovnávány modulační techniky využívané v optické bezkabelové komunikaci s ohledem na odstup signálu od šumu, výkonové požadavky a spektrální účinnost jednotlivých modulací. Jedním z výstupů je doporučení na výběr vhodných modulačních technik pro případ, že se optický signál šíří turbulentním prostředím, abychom omezili nebezpečí intersymbolových interferencí.

Dalším přínosem práce je přehledná prezentace modelů pro určení vertikálního profilu strukturního parametru indexu lomu pro účely vertikální optické bezkabelové komunikace. Turbulentní modely jsou definované pro určité rozmezí výšek nad povrchem země, denní dobu a geografickou lokalitu. Komplexnější modely počítají s konkrétní hodinou během dne a počasím, které můžeme pro účely modelování atmosférické turbulence definovat pomocí teploty v atmosféře, rychlostí a směrem větru, relativní vlhkostí, atmosférickým tlakem, nebo například množstvím oblačnosti v dané lokalitě.

Práce uvádí používané metody pro určení strukturního parametru indexu lomu pro potřeby horizontální optické bezkabelové komunikace a zároveň představuje nové metody měření míry atmosférické turbulence, které míru turbulence kvantifikují jinak než strukturním parametrem indexu lomu. Interferenční metoda má svou perspektivu při posuzování míry turbulence v atmosféře v případě, že budeme komunikovat plně fotonickým optickým bezkabelovým spojením. Metoda dostupných výkonů patří k metodám, které pracují s intenzitním profilem optického svazku, kdy se míra turbulence vyhodnocuje ze změn v tomto profilu. V práci bylo také ukázáno, že metoda ekvivalentního gradientu teploty je použitelná i pro optické atmosférické spoje. Součástí práce je ukázka možnosti predikce strukturního parametru indexu lomu na základě předpovědi počasí.

Atmosférickou turbulenci nemůžeme z pozice návrháře optického bezkabelového spoje z atmosféry odstranit, ale vhodnými opatřeními můžeme její negativní vliv na optický svazek omezit výběrem vhodné modulační techniky, intenzitního profilu optického svazku, nebo použitím adaptivního vysílacího systému.

LITERATURA

- [1] M. A. Khalighi and M. Uysal, "Survey on Free Space Optical Communication: A Communication Theory Perspective," *IEEE Communications Surveys & Tutorials*, pp. 2231 - 2258, No. 4, Vol. 16, 2014.
- [2] V. Padamvathi, B. V. Vardhan and V. N. Krishna, "Quantum Cryptography and Quantum Key Distribution Protocols: A Survey," in *2016 IEEE 6th International Conference on Advanced Computing (IACC)*, Bhimavaram, 2016.
- [3] E. Forestieri, *Optical Communication Theory and Techniques*, New York: Springer, 2005.
- [4] W. Junliang, L. Ting, D. Meng and T. Yanfang, "UV NLOS Communications Atmospheric Channel Model and Its Performance Analysis," in *009 WRI World Congress on Computer Science and Information Engineering*, Los Angeles, 2009.
- [5] J. Latal, J. Vitasek, L. Hajek, A. Vanderka, O. Zboril, D. Pudis, P. Koudelka and V. Vasinek, "New type of VLC communication transmitter based on optical fibres," in *18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Trento, 2016.
- [6] O. Wilfert, *Optoelektronika*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2002.
- [7] A. K. Majumdar and J. C. Ricklin, *Free - Space Laser Communications: Principles and Advantages*, New York: Springer, 2008.
- [8] Univerzita Jana Evangelisty Purkyně Ústí nad Labem, "Poissonovo rozdělení," [Online]. Available: <http://fsel.ujep.cz/statistika/STA-pois.rtf>. [Accessed 9. 6. 2008].
- [9] HowlingPixel, "Gaussian beam," [Online]. Available: https://howlingpixel.com/wiki/Gaussian_beam. [Accessed 15. 9. 2017].
- [10] F. M. Dickey and S. C. Holswade, *Laser Beam Shaping - Theory and Techniques*, New York: Marcel Dekker, 2000.
- [11] EksmaOptics, "Top Hat Beam Shaping Lens FBS," [Online]. Available: <http://eksmaoptics.com/optical-systems/top-hat-beam-shaping-lenses/top-hat-beam-shaping-lens-fbs/>. [Accessed 16. 9. 2017].
- [12] Gizmodo, "Bessel Beams: The Coolest Physics Phenomena That Technically Doesn't Exist," [Online]. Available: <https://io9.gizmodo.com/5796320/bessel-beams-the-coolest-physics-phenomena-that-technically-dont-exist>. [Accessed 15. 9. 2017].
- [13] National Measurement Institute of India, "CSIR - National Physical Laboratory," [Online]. Available: <http://www.nplindia.in/optical-radiation-standards>. [Accessed 15. 9. 2017].
- [14] C. A. Andrews and R. L. Phillips, *Laser Beam Propagation through Random Media*, Washington: SPIE, 1998.
- [15] R. R. Beland, "Propagation through Atmospheric Optical Turbulence," in *The Infrared and Electro-optical Systems Handbook, Vol. 2 - Atmospheric Propagation of Radiation*, Bellingham, WA, CRC Press, 1993, pp. 212-232.
- [16] Thorlabs, "Lens Tutorial - Lens Materials," [Online]. Available: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=8790. [Accessed 30. 9. 2017].

- [17] J. Poliak, Difrakční jevy ve vysílaném optickém svazku, Brno: Disertační práce, 2014.
- [18] Sbírka zákonů a mezinárodních smluv, "Nařízení vlády o ochraně zdraví před neionizujícím zářením," 29. 12. 2000. [Online]. Available: <https://www.psp.cz/sqw/sbirka.sqw?cz=480&r=2000>. [Accessed 12. 5. 2017].
- [19] EUR-Lex, "Směrnice Evropského parlamentu A Rady 2006/25/ES ze dne 5. dubna 2006 o minimálních požadavcích na bezpečnost a ochranu zdraví před expozicí zaměstnanců rizikům spojeným s fyzikálními činiteli (optickým zářením z umělých zdrojů)," 5. 4. 2006. [Online]. Available: <http://eur-lex.europa.eu/legal-content/CS/ALL/?uri=CELEX%3A32006L0025>. [Accessed 5. 3. 2017].
- [20] J. Abshire, "Performance of OOK and Low-Order PPM Modulations in Optical Communications When Using APD-Based Receivers," *IEEE Transactions on Communications*, pp. 1140-1143, No. 10, Vol. 32, Oct 1984.
- [21] J. M. Kahn, "Modulation and Detection Techniques for Optical Communication Systems," *Optical Amplifiers and Their Applications/Coherent Optical Technologies and Applications, Technical Digest (CD)*, CThC1, 2006.
- [22] S. Betti, G. D. Marchis and E. Iannone, "Polarization Modulated Direct Detection," *Journal of Lightwave technology*, pp. 1985 - 1997, Vol. 10, No.12, 1992.
- [23] M. Nakazawa, K. Kikuchi and T. Miyazaki, High spectral density optical communication technologies, Springer, 2010.
- [24] A. Zeilinger, "Plenary paper: Quantum information: The next frontier," in *35th European Conference on Optical Communication*, Vienna, 2009.
- [25] T. Y. Elganimi, "Performance Comparison between OOK, PPM and PAM Modulation Schemes for Free Space Optical (FSO) Communication Systems: Analytical Study," *International Journal of Computer Applications*, pp. 22 - 27, Vol. 79, Issue 11, 10/2013.
- [26] S. Karp and R. Gagliardi, "The Design of a Pulse-Position Modulated Optical Communication System," *IEEE Transactions on Communication Technology*, pp. 670-676, Vol. 17, No. 6, 1969.
- [27] S. S. Muhammad, W. Gappmair and E. Leitgeb, "PPM Channel Capacity Evaluation for Terrestrial FSO Links," in *2006 International Workshop on Satellite and Space Communications*, Madrid, 2006.
- [28] M. Rouissat, R. A. Borsali and M. Chick-Bled, "Dual amplitude-width PPM for free space optical systems," *International journal on information technology and computer science*, pp. 45-50, 2010.
- [29] Z. Ghassemlooy, W. Popoola and S. Rajbhandari, Optical wireless communications: System and Channel modelling with MATLAB, Boca Raton: CRC Press, 2013.
- [30] Y. Fan and R. J. Green, "Comparison of pulse position modulation and pulse width modulation for application in optical communications," *Optical Engineering*, Vol. 46, No. 6 2007.
- [31] J. B. Carruthers and J. M. Kahn, "Multiple subcarrier modulation for non-directed wireless infrared communication," *IEEE Journal of Selected Areas in Communication*, pp. 538-546, Vol. 14, No. 3 1996.
- [32] T. Ohtsuki, "Multiple-subcarrier modulation in optical wireless communications," *IEEE Commun. Mag.*, Vol. 41, No. 3 2003.
- [33] J. Li, J. Q. Liu and D. P. Taylor, "Optical Communication Using Subcarrier PSK Intensity Modulation Through Atmospheric Turbulence Channels," *IEEE Transactions on Communications*, pp. 1598 - 1606, Vol. 55, No 8. 2007.

- [34] M. A. Esmail, A. Ragheb, H. Fathallah and M. S. Alouini, "Experimental demonstration of outdoor 2.2 Tbps super-channel FSO transmission system," in *2016 IEEE International Conference on Communications Workshops (ICC)*, Kuala Lumpur, 2016.
- [35] S. Jawla and R. K. Singh, "Different modulation formats used in optical communication system," *IOSR Journal of Electronics and Communication Engineering*, pp. 15-18, Vol. 8, No. 4 2013.
- [36] F. Dvořák, J. Diblík, Č. Vlček and O. Wilfert, "Study of temperature turbulences effect towards linearly polarized optical beam propagating in atmospheric environment," in *In Proceedings of 21st International Conference Radioelektronika 2011*, 2011.
- [37] O. Wilfert, P. Barčík and Z. Kolka, "Fully Photonic Wireless Link for Transmission of Synchronization Signals," *Radioengineering*, pp. 18-25, Vol. 25, No. 1 2016.
- [38] A. Touati, A. Abdaoui, F. Touati, M. Uysal and A. Bouallegue, "On the effects of combined atmospheric fading and misalignment on the hybrid FSO/RF transmission," *EEE/OSA Journal of Optical Communications and Networking*, pp. 715-725, Vol. 8, No. 10 2016.
- [39] A. Ghosh, G. Ghatak and A. Chandra, "SEP of dual-ring star-QAM over FSO channels with atmospheric turbulence," in *2014 International Conference on Signal Processing and Communications (SPCOM)*, Bangalore, 2014.
- [40] K. Kikuchi, "Fundamentals of Coherent Optical Fiber Communications," *Journal of Lightwave Technology*, pp. 157-179, Vol. 34, No1 2016.
- [41] I. B. Djordjevic, "LDPC-Coded M -ary PSK Optical Coherent State Quantum Communication," *Journal of Lightwave Technology*, pp. 494 - 499, Vol. 27, No. 5 2009.
- [42] K. Harasawa, O. Hirota, K. Yamashita, M. Honda, K. Ohhata, S. Akutsu, T. Hosoi and Y. Doi, "Quantum Encryption Communication Over a 192-km 2.5-Gbit/s Line With Optical Transceivers Employing Yuen-2000 Protocol Based on Intensity Modulation," *Journal of Lightwave Technology*, pp. 316-323, Vol. 29, No. 3 2011.
- [43] J. Svozilík, Kvantově korelované fotonové páry v moderních fotonických strukturách, Olomouc: disertační práce (Ph.D.). UNIVERZITA PALACKÉHO V OLOMOUCI. Přírodovědecká fakulta, 2013.
- [44] M. Aspelmeyer, T. Jennewein, M. Pfennigbauer, W. R. Leeb and A. Zeilinger, "Long-distance quantum communication with entangled photons using satellites," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, pp. 1541-1551, Vol. 9, No. 6, 2003.
- [45] J. Houghton, *The Physics of Atmosphere*, Cambridge: University Press Cambridge, 2009.
- [46] D. G. Andrews, *An Introduction to Atmospheric Physics*, Cambridge: University Press Cambridge, 2010.
- [47] National Research Council, *Boundary Layer Dynamics*, Washington: National Academy Press, 1997.
- [48] Laboratory for Atmospheric and Space Physics, "Diagram of solar radioation transmittance," LASP, [Online]. Available: http://lasp.colorado.edu/images/science/solar_infl/spectrum-contribution.jpg. [Accessed 18. 7. 2012].
- [49] L. Dordová, *Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2009.
- [50] M. A. Naboulsi, H. Sizun and F. de Fornel, "Wavelength selection for the free space optical telecommunication technology," in *SPIE 5465*, 2004.
- [51] L. Andrews, R. Phillips and C. Hopen, *Laser Beam Scintillation with Applications*, Washington: Spie

Press, 2001.

- [52] R. J. Sasiela, *Electromagnetic Wave Propagation in Turbulence*, Bellingham: SPIE , 2007.
- [53] Roper Scientific Germany, "Dark current," [Online]. Available: <http://www.roperscientific.de/tdark.html>. [Accessed 13. 10. 2008].
- [54] Physics - University of Toronto, "Thermal noise," [Online]. Available: <http://www.physics.utoronto.ca/~phy225h/experiments/thermal-noise/Thermal-Noise.pdf> . [Accessed 25. 11. 2007].
- [55] R. E. Hufnagel, "Propagation through atmospheric turbulence," in *The Infrared Handbook*, Washington, USGPO, 1974, pp. Chapter 6.
- [56] G. R. Ochs and R. S. Lawrence, "Temperature and Cn2 Profiles Measured Over Land and Ocean to 3 km above the Surface," in *NOAA Report ERL 251-WPL 22*, Boulder, Colorado, National Oceanic and Atmospheric Administration, 1972.
- [57] J. L. Bufton, "Measurements of Turbulence Profiles in the Troposphere," *J. Opt. Soc. Am.*, pp. 1068-1070, Vol. 12, 1972.
- [58] G. G. Valley, "Isoplanic degradation of tilt correction and short-term imaging system," *Appl. Opt.*, pp. 574-577, Vo. 19, 1980.
- [59] P. Nicolas, "Atmospheric occultation of optical intersatellite links: coherence loss and related parameters," *Appl. Opt.*, No. 12, Vol. 48, 2009.
- [60] D. Wayne, T. Leclerc, P. Sauer, R. Crabbs, L. C. Andrews, R. L. Philips and J. Kiriazes, "Near ground vertical profile of refractive index fluctuations," *Proc. of SPIE*, Vol. 2, 2009.
- [61] R. Crabbs, T. Leclerc, L. C. Andrews, R. L. Philips and P. Sauer, "Channel characterization for free space optical communications," Technical report 2, UCF DARPA Project, 2012.
- [62] R. R. Parenti and R. J. Sasiela, "Laser guide star systems for astronomical applications," *J. Opt. Soc. Am.*, pp. 288-309, No. 1, Vol. 11, 1994.
- [63] N. S. Kopeika, *A System Engineering Approach to Imaging*, SPIE, 1999.
- [64] N. S. Kopeika and D. Sadot, "Forecasting optical turbulence strength on the basis of macroscale meteorology and aerosols: models and validation," *Optical engineering*, No. 2, Vol. 31, 1992.
- [65] . J. C. Kaimal, J. C. Wyngaard, Y. Izumi and R. O. Cote, "Spectral Characteristics of Surface Layer Turbulence," *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, pp. 563-598, 1972.
- [66] D. L. Walters and K. E. Kunkel, "Atmospheric mululation transfer function for desert and mountain locations: the atmospheric effects on r_0 ," *J. Opt. Soc. Am.*, pp. 397-405, No. 4, Vol. 71, 1981.
- [67] V. P. Kukharets and L. R. Tsvang, "Structure Parameter of the Refractive Index in the Atmospheric Boundary Layer," *Atmospheric and Oceanic Physics*, pp. 73-77, No. 2, Vol. 16, 1980.
- [68] D. H. Tofsted, S. G. O'Brien and G. T. Vaucher, "An Atmospheric Turbulence Profile Model for Use in Army Waging Applications I," Army Research Laboratory, Adepfi, 2006.
- [69] shodor, "Monin-Obukhov Length and Windspeed Profile Calculator," Shodor. org, [Online]. Available: https://www.shodor.org/os411/courses/_master/tools/calculators/moninobukhov/index.html. [Accessed 13. 7. 2017].
- [70] V. Thiermann, "The measurement of refractive index structure function constant Cn2 using the

- Large Aperture Scintillometer LAS900 — theoretical aspects," Scintec Atmosphärenmesstechnik A.G. Tübingen, 1999.
- [71] E. Brookner, "Improved Model for the Structure Constatin Variations with Altitude," *Applided Optics*, pp. 1960-1962, No. 8, Vol. 10, 1971.
- [72] D. P. Greenwood, "Bandwidth specification for adaptive optics systems," *J. Opt. Soc. Am.*, pp. 390-393, No. 3, Vol. 67, 1977.
- [73] A. S. Gurvich, A. I. Kon, V. L. Mironov and S. S. Khmelevtsov, Laser radiation in turbulnet atmosphere, Moskva: Nauka, 1976.
- [74] M. E. Gracheva and A. S. Gurvich, "Simple models of turbulence," *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Atm. Okeana*, pp. 1107-1111, No 10, Vol 16, 1981.
- [75] L. W. Bradford, "Maui4: a 24 hour Haleakala turbulence profile," Pacific Defense Solutions, LLC, Kihei, HI.
- [76] R. E. Good, R. R. Beland, E. A. Murphy, J. H. Brown and E. M. Dewan, Atmospheric Models of Optical Turbulence, Orlando: SPIE, 1988.
- [77] E. A. Murphy, J. H. Brown, R. E. Good, R. R. Beland and E. M. Dewan, Atmospheric models of optical turbulence, Washington: SPIE, 1988.
- [78] T. E. Van Zandt, J. L. Green, K. S. Gage and W. L. Clark, "Vertical profiles of refractivity turbulence structure constant: Comparison of observations by the Sunset radar with a new theroretical model," *Radio Science*, pp. 819-829, Vol. 13, 1978.
- [79] S. Bendersky, N. Kopeika and N. Blaunstein, "Atmospheric optical turbulence over land in middle east coastal environments: prediction modeling and measurements," *Appl. Opt.*, pp. 4070-4079, 43, 2004.
- [80] MZA Associates Corporation, "ATMTools - A Toolbox for Atmospheric Propagation Modeling," 6. 9. 2016. [Online]. Available: <http://scalingcodes.mza.com/doc/ATMTools/index.html>. [Accessed 17. 7. 2017].
- [81] National Oceanic and Atmospheric Administration, "U.S. Standard Atmosphere," Tech. Rep. ADA-035728, 1976.
- [82] E. Ryznar and J. A. Bartlo, "Dependence of Cn2 (Ct2) in the Atmospheric Boundary Laywe on Convnetional Meteorological Variables," Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, 1986.
- [83] P. Tošovský and L. Dordová, "Free space optical channel parameters estimation for high altitude platform system," in *Proceedings of the 14th Conference on Microwave Techniques, COMITE 2008*, Brno, 2008.
- [84] B. Epple, H. Henniger, S. Kurz and H. Haan, "Rural Optical-Propagation Measurements," *Radioengineering*, pp. 49-54, No. 1, Vol. 20, 2011.
- [85] P. A. Frederickson, "Improving bulk Cn2 models for over-ocean applications through new determinations of the dimensionless temperature structure parameter," Calhoun: The NPS Institutional Archive, Monterey, California USA, 2007.
- [86] I. S. Jensen, "Information about yr.no," yr.no, [Online]. Available: <http://www.yr.no/artikkel/information-about-yr.no-1.2025949>. [Accessed 17. 1. 2017].
- [87] The Weather Company, "The Weather Company, an IBM Bussines," [Online]. Available: <http://www.theweathercompany.com/company/worlds-largestprivate-weather-enterprise>.

- [Accessed 17. 1. 2017].
- [88] InMeteo, "In-pocasi.cz," [Online]. Available: <http://www.inmeteo.cz/nase-projekty/inpocasi>. [Accessed 17. 1. 2017].
- [89] Windyty, "Windyty.com," [Online]. Available: <https://www.windy.com>. [Accessed 14. 8. 2017].
- [90] InMeteo, "Meteorologické stanice," [Online]. Available: <http://www.in-pocasi.cz/meteostanice/>. [Accessed 14. 8. 2017].
- [91] L. Hudcová and O. Wilfert, "Prediction of Atmospheric Turbulence on the Basis of Weather Conditions," in *2017 CONFERENCE ON MICROWAVE TECHNIQUES (COMITE)*, Brno, 2017.
- [92] L. Dordová and O. Wilfert, "Calculation and Comparison of Turbulence Attenuation by Different Methods," *Radioengineering*, pp. 162-167, roč. 19, č. 1. 2010.
- [93] L. Dordová and O. Wilfert, "Laser beam attenuation determined by the method of available optical power in turbulent atmosphere," *Journal of Telecommunications and Information Technology*, pp. 53-57, vol. 2, 2009.
- [94] L. Hudcová, O. Wilfert and A. Dobesch, "Interferometric method for the relative variance of the optical power measurement," in *24TH INTERNATIONAL CONFERENCE RADIOELEKTRONIKA (RADIOELEKTRONIKA 2014)*, Bratislava, 2014.
- [95] A. M. Obukhov, "STRUCTURE OF THE TEMPERATURE FIELD IN TURBULENT FLOW," ARMY BIOLOGICAL LABS FREDERICK, Maryland, 1968.
- [96] J. A. Mandarino, "The Gladstone - Dale Relationship - Part1: Derivation of New Constants," *Canadian Mineralogist*, pp. 498-503, 1976.
- [97] S. Tavoularis and S. Corrsin, "Experiments in nearly homogenous turbulent shear flow with a uniform mean temperature gradient," *Journal of Fluid Mechanics*, pp. 311-347, 1981.
- [98] J. K. Lawson and C. J. Carrano, "Using historic models of Cn2 to predict r0 and regimes affected by atmospheric turbulence for horizontal, slant, and topological paths," in *SPIE 6303, Atmospheric Optical Modeling, Measurement, and Simulation II*, San Diego, California USA, 2006.
- [99] L. A. Vasilev, *Schlieren methods*, New York: KETTER INC., 1971.
- [100] P. K. Panigrahi and K. Muralidhar, *Schlieren and Shadowgraph Methods in Heat and Mass Transfer*, New York: Springer, 2012.
- [101] Technicapture, "Schlieren," [Online]. Available: <http://technicapture.com/gallery/techniques/schlieren1.jpg>. [Accessed 12. 06. 2017].
- [102] M. Hulea, X. Tang, Z. Ghassemlooy and S. Rajbhandari, "A review on effects of the atmospheric turbulence on laser beam propagation — An analytic approach," in *10th International Symposium on Communication Systems, Networks and Digital Signal Processing (CSNDSP)*, Praha, 2016.
- [103] A. Prokeš, "Modeling of Atmospheric Turbulence Effect on Terrestrial FSO Link," *Radioengineering*, pp. pp. 42-47, No. 1, Vol. 18, 2009.
- [104] I. Kim, B. McArthur and E. Korevaar, "Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1500 nm in fog and haze for optical wireless communications," in *Proceedings of SPIE - Optical Wireless Communications III*, vol. 4214, 2001.
- [105] M. Grabner and V. Kvicera, "Case study of fog attenuation on 830 nm and 1550 nm free space optical links," in *Proceedings of the Fourth European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Barcelona, 2010.

- [106] M. Grabner and V. Kvicera, "On the relation between atmospheric visibility and optical wave attenuation," in *16th IST Mobile and Wireless Communications Summit*, 2007.
- [107] F. Nadeem, E. Leitgeb and G. Kandus, "Comparing the cloud effects on hybrid network using optical wireless and GHz links," in *7th International Symposium on Communication Systems, Networks & Digital Signal Processing (CSNDSP 2010)*, Newcastle, 2010.
- [108] F. Nadeem, E. Leitgeb, M. S. Awan and G. Kandus, "FSO/RF Hybrid Network Availability Analysis Under Different Weather Condition," in *International Conference on Next Generation Mobile Applications, Services and Technologies*, Cardiff, 2009.
- [109] F. Nadeem, E. Leitgeb, M. S. Awan and G. Kandus, "Forward prediction of FSO received signal for FSO/RF hybrid network," in *International Workshop on Satellite and Space Communications*, Tuscany, 2009.
- [110] M. Usman, H. C. Yang and M. S. Alouini, "Practical Switching-Based Hybrid FSO/RF Transmission and Its Performance Analysis," *IEEE Photonics Journal*, vol. 6, no. 5, pp. 1 - 13, 2014.
- [111] J. Zhang, Y. Guo, J. Huo, G. Wang and S. Zhang, "Investigation of a Fabry-Perot-based optical filter for broadband multichannel communication systems," in *2009 Asia Communications and Photonics conference and Exhibition (ACP)*, Shanghai, 2009.
- [112] N. Kanbara, K. Suzuki, T. Watanabe and H. Iwaoka, "Precisely tunable Fabry-Perot filter for optical communications," in *EEE/LEOS International Conference on Optical MEMs*, Lugano, 2002.
- [113] A. e. a. Spisser, "Highly selective and widely tunable 1.55- μm InP/air-gap micromachined Fabry-Perot filter for optical communications," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 9, pp. 1259 - 1261, 1998.
- [114] M. K. Howlader and J. Jung, "Intersymbol Interference Due to the Atmospheric Turbulence for Free-Space Optical Communication System," in *2007 IEEE International Conference on Communications*, Glasgow, 2007.
- [115] V. P. Lukin and B. V. Fortes, *Adaptive Beaming and Imaging in the Turbulent Atmosphere*, Bellingham: SPIE, 2002.
- [116] P. Barcık, O. Wilfert, E. Leitgeb and L. Hudcová, "Optimal Distribution of the Optical Intensity within a Laser Beam for Optical Wireless Communications," *IET Optoelectronics*, vol. 9, no. 5, pp. 1751-1768, 2015.
- [117] P. Barcık, L. Hudcova and E. Leitgeb, "Optical Wireless Communication Transmitter with a Refraction Beam Shaper," in *Proceedings of the 9th International Symposium on Communication Systems, Networks & Digital Sign*, Manchester, 2014.

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

BER	bit error rate – chybovost spoje
erfc	error function – chybová funkce
FSO/RF	free space optics/radio frequency - hybridní opticko-rádiový spoj
HAP	high altitude platform – platforma ve vysoké výšce
IF	interferenční filtr
LD	laserová dioda
MEMS	micro – electro mechanical system
OBS	Optické bezkabelové spoje
OOK	on – off keying
PAM	pulse amplitude modulation - pulzně amplitudová modulace
POS	přijímací optický systém
PD	fotodetektor
PPM	pulse position modulation - pulzně poziční modulace
PSK	phase shift modulation – klíčování fázovým posuvem
PWM	pulse width modulation - pulzně šířková modulace
QAM	quadrature amplitude modulation – kvadrurní amplitudová modulace
SIM	subcarrier intensity modulation – modulace intenzity subnosné vlny
SNR	signal to noise ratio – odstup signálu od šumu
VLC	visible light communication – komunikace ve viditelné části spektra
VOS	vysílací optický systém
UV SB NLOS	ultra violet solar blind non-line of sight - ultrafialový optický bezkabelový spoj
A	charakteristická číselná konstanta vztažena k SNR pro vybranou modulaci
A_T	konstanta Wyngaardova modelu
α	útlum optického signálu
α_m	absorpce na molekulách
α_a	absorpce na aerosolech
α_{APP}	celkový útlum v atmosférickém přenosovém prostředí
α_{atmo}	měrný útlum v atmosféře
α_{CW1}	útlum na krycím skle vysílače

α_{CW2}	útlum na krycím skle přijímače
α_{IF}	útlum na interferenčním filtru
$\alpha_{LD,VOS}$	útlum vazby laserové dioda – optika
α_{POS}	útlum na přijímací optice
α_{TURB}	turbulentní útlum
α_{VOS}	útlum na vysílací optice
α_{VP}	geometrický útlum – útlum šířením
α_Z	útlum zaměřením
B	šířka pásma
B	charakteristická číselná konstanta vztažena k výkonu pro vybranou modulaci
β	úhel dopadu optického svazku
β	konstanta Thiermannova – Kohnleova modelu
β_a	rozptyl na aerosolech
β_m	rozptyl na molekulách
C_k	pomocný parametr pro určení strukturního parametru indexu lomu
C_n^2	strukturní parametr indexu lomu
C_T^2	strukturní parametr teploty
γ	celkové zesílení v komunikačním systému
$\gamma(\lambda)$	koeficient extinkce
d	koeficient Andrewsovy metody
D_n	strukturní funkce indexu lomu
D_{POS}	průměr přijímací optické čočky
D_{VOS}	průměr vysílací optické čočky
e	elektrický náboj
$f(P)$	pravděpodobnost detekce optického signálu
φ_V	úhel divergence optického svazku
θ	potenciální teplotu
θ^*	měrná potenciální teplota
g	gravitační zrychlení
G_{PD}	zesílení fotodetektoru
h	výška nad povrchem země
h_0	nulová výška nad povrchem země
H_0	charakteristická výška DLR H-V 5/7 modelu
h_1	výška inverzní vrstvy

h_s	výška nad úrovní mořské hladiny
h_t	hranice tropopauzy
I	optická intenzita
I_D	temný proud
η	kvantová účinnost fotodetektoru
η_{spekt}	spektrální účinnost modulace
K	Gladstoneova – Daleova konstanta
k	vlnové číslo
k	Bolzmannova konstanta
k	von Karmanova konstanta
L	vzdálenost mezi vysílačem a přijímačem
L	Moninova – Obhukova délka
l_0	minimální rozměr turbulentní cely
L_0	maximální rozměr turbulentní cely
L_0	pomocná délka
λ	vlnová délka záření
n	index lomu
N	atmosférická refraktivita
ρ	parametr vztahovaný k denní době pro učení strukturního parametru indexu lomu
P	optický výkon
P_{AV}	pravděpodobnost dostupnosti optického spoje
P_C	citlivost fotodetektoru
P_{LD}	výkon laserové diody
P_{MAX}	saturační úroveň fotodetektoru
P_{MIN}	minimální detekovatelný optický výkon
P_{N-AV}	pravděpodobnost nedostupnosti optického spoje
q	koeficient pro určení koeficientu extinkce, závisí na meteorologické viditelnosti
r	plynová konstanta vzduchu
r_0	Friedův parametr
R	odpor
R_{det}	proudová rezonivita optického přijímače
RV	relativní vlhkost
ρ	systémová rezerva optického bezkabelového spoje
ρ	hustota vzduchu

ρ_{POS}	zesílení na přijímací optice
σ_{β}	variance úhlu dopadu optického svazku
σ_I^2	relativní variance optické intenzity
σ_N^2	úroveň výkonu šumu
t	aktuální čas
t_{12}	čas rozdělující den na 12 úseků mezi východem a západem slunce
t_{AV}	časové procento dostupnosti spoje
t_i	časový úsek dostupnosti spoje
t_p	pomocný čas pro učení t_{12}
$t_{východ}$	čas východu slunce
$t_{západ}$	čas západu slunce
T	délka intervalu pro určení časové dostupnosti spoje
T	termodynamická teplota
T^*	měrná potenciální teplota
τ	propustnost atmosféry
v	rychlost větru
v^*	třecí rychlost prostředí
v_i	přenosová rychlost
V	meteorologická viditelnost
ω	úhlová rychlost
W	relativní časová funkce hmotnosti atmosféry
x	označení osy x
y	označení osy y
y_a	odchylka od místa dopadu svazku bez turbulence
z	označení osy z