



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

KOHERENCE LASEROVÉHO SVAZKU V TURBULENTNÍ ATMOSFÉŘE

LASER BEAM COHERENCE IN TURBULENT ATMOSPHERE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. DAVID POLANSKÝ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. LUCIE DORDOVÁ, Ph.D.

BRNO 2011



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektronika a sdělovací technika

Student: Bc. David Polanský

ID: 72926

Ročník: 2

Akademický rok: 2010/2011

NÁZEV TÉMATU:

Koherence laserového svazku v turbulentní atmosféře

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s optickými svazky ve volném prostoru a atmosférickým přenosovým prostředím. Prostudujte koherentní parametry laserových svazků a vliv atmosférických turbulencí na optický svazek.

Navrhněte a sestavte laboratorní pracoviště pro měření koherence laserových svazků. Pro různé míry atmosférických turbulencí měřte koherenci svazku.

Experimentální výsledky porovnejte s teoretickými výpočty. Na základě měření a výpočtu stanovte, jaký je vztah koherence laserového svazku a atmosférických turbulencí.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

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

[2] SMITH, F. G., KING, T. A., WILKINS, D. Optics and Photonics. New York: John Wiley, 2007.

[3] ANDREWS, L. Field Guide to Atmospheric Optics. Washington: Spie Press, 2004.

Termín zadání: 7.2.2011

Termín odevzdání: 20.5.2011

Vedoucí práce: Ing. Lucie Dordová, Ph.D.

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

V první části diplomové práce je rozebrána funkce laserů, jejich konstrukční provedení a zařazení do tříd. Následuje vysvětlení koherence a dalších vlastností laserového záření. Dále jsou uvedeny možnosti rozložení energie v laserovém svazku. Popsán je zejména Gaussovský svazek. V práci jsou vysvětleny ohybové jevy a Youngův experiment. Práce se zabývá vlivem atmosférického přenosového prostředí na elektromagnetické vlnění definované jako světlo. Zvláštní pozornost je věnována atmosférickým turbulencím.

V druhé části práce jsou nejprve rozebrány možnosti měření turbulencí atmosféry a koherenčních parametrů laserového svazku. Následuje návrh pracoviště pro měření koherenční šířky a koherenční délky v turbulentním prostředí. Na těchto pracovištích bylo provedeno měření. Výsledky těchto měření jsou v práci rovněž uvedeny. Na závěr byly výsledky porovnány s teoretickými hodnotami.

KLÍČOVÁ SLOVA

optický bezkabelový spoj, koherentní zdroj, Gaussovský svazek, atmosférická turbulence, laser

ABSTRACT

In the first part of the thesis discusses the function of the laser design and construction of its class. Here is an explanation of coherence and other properties of laser radiation. Listed below are the possibilities of energy distribution in the laser beam. Described in particular Gaussian beam. The paper explains the phenomena of bending and Young's experiment. The paper examines the influence of atmospheric environment in the transmission of electromagnetic waves, defined as light. Particular attention is devoted to atmospheric turbulence.

In the second part are first discussed the possibility of measuring atmospheric turbulence and coherence of laser beam parameters. The following is designed to measure workplace coherence width and coherence length in a turbulent environment. At these workplaces were measured. The results of these measurements are also listed in the job. The following comparison of results with theoretical values.

KEYWORDS

Free space optic, coherent source, Gaussian beam, atmospheric turbulence, laser

POLANSKÝ, D. *Koherence laserového svazku v turbulentní atmosféře*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2011. 68 s. Vedoucí semestrální práce Ing. Lucie Dordová, PhD.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Koherence laserového svazku v turbulentní atmosféře jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího semestrální práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené semestrální práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této semestrální práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

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

V Brně dne

.....

(podpis autora)

Obsah

Úvod	1
Světlo	1
Bez kabelový optický spoj	2
1. Lasery	3
1.1 Rezonátor	3
1.1.1 Druhy rezonátorů	4
1.2 Aktivní látka	4
1.2.1 Energetické hladiny aktivní látky	4
1.2.2 Působení fotonů na atomy	7
1.3 Laserové oscilace	9
1.3.1 Laserový zesilovač	10
1.3.2 Zpětná vazba	11
1.3.2 Čerpání	11
1.4 Lasery a zákon	12
1.4.1 Zařazení laserů do tříd	12
2. Vlastnosti koherentních zdrojů - laserů	14
2.1 Koherence	14
2.1.1 Časová koherence	14
2.1.2 Prostorová koherence	15
2.1.3 Koherentní vlastnosti laseru	15
2.2 Šířka spektrální čáry	17
2.3 Směrnost	17
2.4 Zář (jas)	18
3. Rozložení energie v laserovém svazku	19
3.1 Gaussovský svazek	19
3.1.1 Komplexní amplituda	19
3.1.2 Optická intenzita	20
3.1.4 Divergence Gaussova svazku	20
3.2 Hermiteovské-Gaussovské svazky	20
3.3 Laguerrovské-Gaussovské a Besselovské svazky	21
4. Interferenční a ohybové jevy na štěrbinách	22

4.1	Difrakce	22
4.1.1	Hygensův-Fresnelův princip	22
4.1.2	Rozdělení ohybových jevů	23
4.2	Youngův experiment	23
4.2.1	Dvojitěrbina v kvantové představě světla	25
5.	Atmosférické přenosové prostředí	26
5.0.1	Meteorologická viditelnost	27
5.1	Molekulární absorpce	27
5.2	Rozptyl	28
6.	Atmosférická turbulence	29
6.1	Propustnost turbulentního prostředí	29
6.2	Střední intenzita	30
6.3	Střední propustnost turbulentního prostředí	31
6.3.1	Strukturní parametr indexu lomu	31
7.	Způsoby měření	32
7.1	Určení koherenční délky	32
7.1.1	Určení koherenční délky za pomoci kontrastu	32
7.1.2	Určení koherenční délky za pomoci šířky spektrální čáry	32
7.2	Určení koherenční šířky	33
7.3	Určení základních parametrů Gaussova svazku	34
7.4	Stanovení strukturního parametru indexu lomu	34
7.4.1	Metoda relativní variance	34
7.4.2	Metoda měření teploty	35
7.5	Výběr metod pro měření	36
8.	Koherenční délka v turbulencích	37
8.1	Měření laseru He-Ne	37
8.1.1	Zjištění Reyleighovy vzdálenosti	37
8.1.2	Návrh rozměrů pracoviště	40
8.1.3	Měření koherenční délky v turbulencích	41
8.2	Měření polovodičového laseru	42
8.3	Teoretické hodnoty	46
8.3.1	Porovnání teoretických a změřených výsledků	47

8.4	Zhodnocení výsledků	49
8.5	Použité přístroje.....	50
9.	Koherenční šířka v turbulencích	51
9.1	Výběr měřeného laseru.....	51
9.1.1	Polovodičový laser 405 nm	52
9.1.2	Polovodičový laser 650 nm	52
9.1.3	Polovodičový laser 670 nm	53
9.2	Návrh pracoviště	54
9.2.1	Zaměrování os stínítka se štěrbinami	54
9.3	Měření polovodičového laseru	56
9.4	Úprava pracoviště.....	56
9.4.1	Chyba při měření koherenční šířky	57
9.5	Měření polovodičového laseru po úpravách	58
9.6	Teoretické výsledky	62
9.7	Zhodnocení výsledků	66
9.8	Použité přístroje.....	66
10.	Závěr.....	67
	Použitá literatura	69
	Seznam veličin symbolů a zkratk	71
	Seznam příloh.....	72

Seznam obrázků

Obr. 1 Spektrum světla.....	1
Obr. 1.1 Základní části laseru.....	3
Obr. 1.2 Zanikající paprsek.....	3
Obr. 1.3, Konfokální rezonátor.....	4
Obr. 1.4 Vibrační energetické hladiny N_2 a CO_2	5
Obr. 1.5, Energetické hladiny atomu uhlíku a vodíku.....	5
Obr. 1.6, Energetické stavy barviva.....	6
Obr. 1.7, Energetické hladiny pevných látek.....	7
Obr. 1.8, Absorpce fotonu.....	7
Obr. 1.9, Spontánní emise.....	8
Obr. 1.10, Stimulovaná emise.....	8
Obr. 1.11, Mohutnost přechodu S , funkce tvaru čáry $g(\nu)$ a šířka čáry $\Delta\nu$	9
Obr. 1.12, Princip laseru.....	9
Obr. 1.13, Průběh oscilací.....	10
Obr. 1.14, Koeficient zesílení a fázového posuvu.....	11
Obr. 1.15, Příklad konstrukce buzení aktivního prostředí.....	12
Obr. 1.16, Označení laserového záření.....	12
Obr. 2.1 Obecná podstata koherence.....	14
Obr. 2.2 Časová koherence.....	15
Obr. 2.3 Prostorová koherence, r je poloměr prostorové koherence.....	15
Obr. 2.4 Stopa laseru.....	16
Obr. 2.5 Šířka spektrální čáry laserové diody a LED.....	17
Obr. 3.1 Gaussovský svazek.....	20
Obr. 3.2 Vidy Hermitovských-Gaussovských svazků.....	21
Obr. 3.3 Rozložení intenzity Besselovského svazku.....	21
Obr. 3.4 Vznik Besselovského svazku.....	21
Obr. 4.1 Difrakce.....	22
Obr. 4.2 Zobrazení Hygensova - Fresnelova principu.....	23
Obr. 4.3 Fraunhoferova difrakce.....	23
Obr. 4.4 Youngův experiment.....	24

Obr. 4.5 Odvození Youngůva experimentu	24
Obr. 5.1 Vliv útlumu na intenzitu	26
Obr. 5.2 Absorpce atmosféry	27
Obr. 6.1 Interakce cely a svazku	29
Obr. 7.1 Michalsonův interferometr.....	32
Obr. 7.2 Měření spektra.....	32
Obr. 7.3 Určení šířky spektrální čáry	33
Obr. 7.5 Závislost relativní variance na β	35
Obr. 7.6, Měření turbulencí.....	35
Obr. 7.7 Určení strukturního parametru pomocí měření teploty	36
Obr. 8.1, Zapojení pracoviště	37
Obr. 8.2, Měření pološířky svazku.....	38
Obr. 8.3 Stopa svazku He-Ne 632,8 nm, 4,4m.....	38
Obr. 8.4, Schéma pracoviště.....	40
Obr. 8.6, Spektrum He-Ne červený.....	42
Obr. 8.7, Měřicí pracoviště s LD.....	42
Obr. 8.8, Rozmístění součástek.....	43
Obr. 8.9. Spektrum LD 405 nm.....	44
Obr. 8.10, Koherenční délka při různých turbulencích pro modul 405 nm	45
Obr. 8.11, Koherenční délka při různých turbulencích pro modul 650 nm.	45
Obr. 8.12, Závislost koherenční délky na vzdálenosti od zdroje	46
Obr. 8.13, Závislost koherenční délky na vzdálenosti od zdroje	47
Obr. 8.14, Porovnání naměřených a vypočtených hodnot pro modul 405 nm.....	48
Obr. 8.15, Porovnání naměřených a vypočtených hodnot pro modul 650 nm.....	49
Obr. 9.1, Pracoviště pro měření koherenční šířky.....	51
Obr. 9.2, Svazek dopadající na dvojštěrbinu.....	51
Obr. 9.3, Průchod vlnoploch Σ štěrbinou při dopadající A) sférické vlně B) rovinné vlně .	52
Obr. 9.4, Profil laserového svazku LD 405 nm.....	52
Obr. 9.5, Profil laserového svazku LD 650 nm.....	53
Obr. 9.6, Profil laserového svazku LD 670 nm.....	53
Obr. 9.7, Rozmístění součástek.....	54
Obr. 9.8, Rámeček s dvouštěrbinou $a = 2$ mm.....	55

Obr. 9.9 Zaměřený osy Y	55
Obr. 9.10 Zaměření osy X	56
Obr. 9.11, Nedostatečné rozlišení měřiče svazku, zvětšeno 8x	56
Obr. 9.12 Nové pracoviště.....	57
Obr. 9.14 Výpočtené hodnoty	58
Obr. 9.15, Interferenční obrazec pro vzdálenost štěrbin 2 mm a 6 mm	59
Obr. 9.16, Průběh relativní intenzity interferenčního obrazce pro $a = 2$ mm	59
Obr. 9.17, Průběh relativní intenzity interferenčního obrazce pro $a = 6$ mm	60
Obr. 9.18. Závislost kontrastu na vzdálenosti štěrbin	61
Obr. 9.19, Závislost kontrastu na vzdálenosti štěrbin v turbulentním prostředí	61
Obr. 9.20, Princip měření koherenční šířky pomocí korelace.....	62
Obr. 9.21, Závislost r_0 na C_n^2 , $\lambda = 670$ nm při optické dráze 1,1 m.....	65
Obr. 9.22, Závislost r_0 na λ , $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ při optické dráze 1,1 m.....	65

Seznam tabulek

Tabulka 1., dosah OBS.....	2
Tabulka 2., přenosová rychlost OBS.....	2
Tabulka 3. Koherentní délky laserů	16
Tabulka 4. Divergence svazků pro různé lasery	17
Tabulka 5. hodnoty jasu pro různé zdroje	18
Tabulka 6., závislost útlumu na viditelnosti.....	26
Tabulka 7. míra turbulencí a strukturního parametru indexu lomu.....	31
Tabulka 8. Naměřené a vypočtené hodnoty pro He-Ne 632,8 nm.....	39
Tabulka 9. Naměřené a vypočtené hodnoty pro He-Ne 543,5 nm.....	39
Tabulka 10. Zvolené rozměry pro He-Ne lasery	40
Tabulka 11 hodnoty naměřené pro modul 405 nm	43
Tabulka 12 hodnoty naměřené pro modul 650 nm	43
Tabulka 13 naměřené hodnoty pro laserový modul 405 nm.....	47
Tabulka 14 naměřené hodnoty pro laserový modul 650	47
Tabulka 15, Naměřené a vypočtené výsledky.....	54
Tabulka 16, Naměřené a vypočtené hodnoty	60
Tabulka 17. Vypočtené hodnoty koherenčního poloměru v závislosti na míře turbulencí.....	63
Tabulka 18. Vypočtené hodnoty koherenčního poloměru v závislosti na vlnové délce	64

Úvod

Cílem této práce je zkoumat optické svazky ve volném prostoru a atmosférickém přenosovém prostředí. Popsat koherenční parametry laserových svazků a vliv turbulencí na tento svazek. Navrhnout a sestavit pracoviště pro měření koherence svazku při různých mírách turbulencí. Naměřené výsledky porovnat s teoretickými hodnotami.

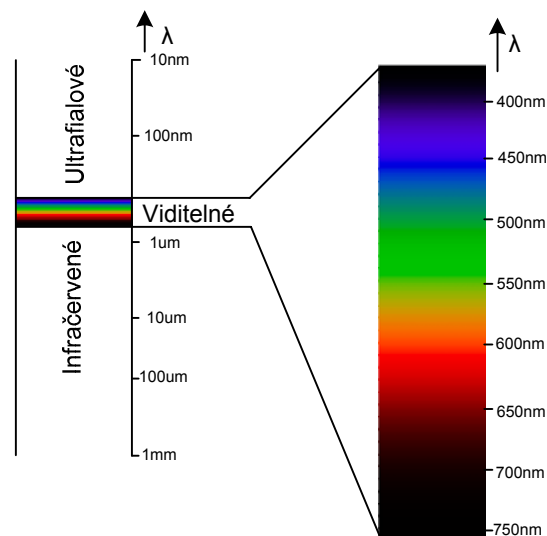
Poznatky o vlivu turbulencí na koherenci svazku se uplatní zejména v bezkabelových optických spojích.

Světlo

Světlo je elektromagnetické vlnění, šířící se rychlostí přibližně $3 \cdot 10^8$ m/s, o vlnové délce pohybující se od 10nm až po 1mm. Spektrum světla se dělí na tyto základní části:

- **ultrafialová oblast** od 10nm do 390nm
- **viditelná oblast** od 390nm do 760nm tato oblast je pro člověka viditelná
- **infračervená oblast** od 760nm do 1mm

Jednotlivé pásy se dají dělit podrobněji. Na Obr. 1 je zobrazeno základní dělení spektra světla a podrobné dělení viditelné oblasti. [9]



Obr. 1 Spektrum světla

S poznáváním vlastností světla a snahou vysvětlit jeho chování byla postupem času vymyšlena celá řada teorií. V každé následující teorii je zahrnuta teorie předchozí.

Nejprve byl vysvětlen lom a odraz světla pomocí paprskové optiky. Světlo je popsáno pomocí paprsků, šířících se různým optickým prostředím, řídících se podle souboru geometrických pravidel. Paprsková optika je často nazývána optikou geometrickou. Paprsková optika předpokládá, že vlnová délka světla je nulová. [9]

Vlnová teorie předpokládá, že vlnová délka světla není nekonečně malá. Tak je možno vysvětlit jevy, jako je interference (skládání) a difrakce (ohyb) světla. [9]

Pomocí elektromagnetické teorie lze vysvětlit polarizační jevy, jako je například dvojlom [9].

Elektromagnetická teorie světla nedokáže vysvětlit kvantové jevy světla. Proto vznikla teorie kvantová, která považuje světlo za proud částic - fotonů. [3]

Bez kabelový optický spoj

Pod pojmem optický bezkabelový spoj (OBS) se rozumí spoj, který jako nosnou využívá elektromagnetické vlnění v oblasti vlnových délek definovaných jako světlo. OBS bývá duplexní, může být navržen v rámci budovy, v kosmickém prostoru pro komunikaci mezi družicemi, nebo mezi družicí a zemí a v atmosférickém prostředí. Tato práce je zaměřena právě na atmosférické prostředí a zabývá se jeho vlivy na optický svazek. OBS lze dělit podle vzdálenosti, pro kterou je používán viz Tabulka 1. [3], nebo podle přenosové rychlosti viz Tabulka 2. [3].

Tabulka 1., dosah OBS

Charakter dosahu	Vzdálenost hlavic
velmi krátký	< 10m
krátký	10 m ÷ 100 m
střední	100m ÷ 1 km
dlouhý	> 1km

Tabulka 2., přenosová rychlost OBS

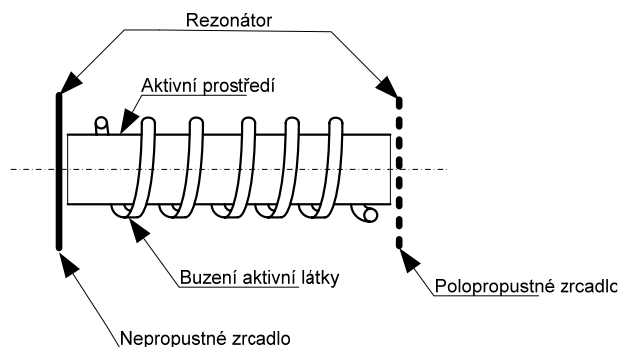
Charakter rychlosti	Přenosová rychlost
nízká	< 1 Mbit/s
střední	(1 ÷ 10) Mbit/s
vysoká	>10 Mbit/s

OBS je vzhledem k vysoké prostorové selektivitě (jeho směrovost je velká) téměř nemožné detekovat a odposlouchávat. Interference s jinými OBS neexistují. Dosahuje vysokých přenosových rychlostí, je možné ho použít ve všech typech počítačových sítí. Na pásmo, ve kterém OBS pracuje, se v současnosti nevztahuje v ČR žádný zákon, který by upravoval jeho používání. K budování OBS není nutné pokládat kabely. Jeho provoz je závislý na aktuálních meteorologických podmínkách, v naprosté většině případů OBS je nezbytná přímá viditelnost mezi stanicemi.

1. Lasery

Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) je zařízení pracující na principu zesilování světla pomocí stimulované emise záření. Na rozdíl od přirozených zdrojů světla je laserové světlo koherentní a vyzařované spektrum je velmi úzké (ideálně monochromatické).

Konstrukce každého laseru vyžaduje nezbytně několik základních částí, viz Obr. 1.1. Na obrázku je vidět rezonátor skládající se z nepropustného a polopropustného zrcadla, aktivního prostředí a zdroje buzení.

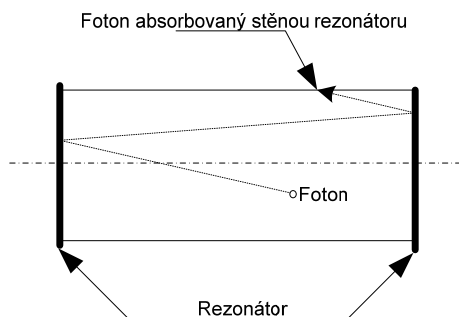


Obr. 1.1 Základní části laseru

1.1 Rezonátor

Jako rezonátor slouží dvě zrcadla ležící kolmo na osu šíření svazku. Jedno ze zrcadel je nepropustné, druhé je polopropustné. Polopropustné zrcadlo má za úkol propouštět malou část světla z rezonátoru.

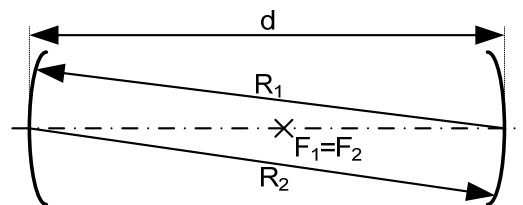
Rezonátor je také zodpovědný za malý úhel divergence laserového svazku, protože paprsky, které neleží např. u rezonátoru složeného z rovinných zrcadel rovnoběžně s osou rezonátoru, po určitém počtu odrazů pravděpodobně zaniknou - budou absorbovány stěnou rezonátoru (viz Obr. 1.2).



Obr. 1.2 Zanikající paprsek

1.1.1 Druhy rezonátorů

V praxi je často výhodnější použít v rezonátoru sférická zrcadla místo zrcadel rovinných. V určitém rozmezí hodnot poloměrů křivosti zrcadel R_1 a R_2 (při dané vzdálenosti d) bude mít rezonátor menší difrakční ztráty a snadněji se nastaví do stabilní pracovní geometrické konfigurace. Rezonátor využívající sférická zrcadla s parametry $R_1=R_2=d$ se nazývá konfokální rezonátor (viz Obr. 1.3). [27]



Obr. 1.3, Konfokální rezonátor

V případě, že jsou použity pro rezonátor sférická zrcadla, odpovídá rozložení energie Laguerrovým-Gaussovým svazkům. [27, 9]

1.2 Aktivní látka

Aktivní látkou může být plyn (Ar, N₂, CO₂, ...), směs plynů (He-Ne), pevná látka (rubín, ...), kapalina (obsahuje roztoky organických barviv) a polovodič (AlGaInP, GaAlAs, ...). Každá aktivní látka má oddělené kvantové energetické hladiny.

1.2.1 Energetické hladiny aktivní látky

Energetické hladiny vznikají následkem potenciální energie elektronů v přítomnosti atomových jader a ostatních elektronů a dále důsledkem molekulárních vibrací a rotací. [24]

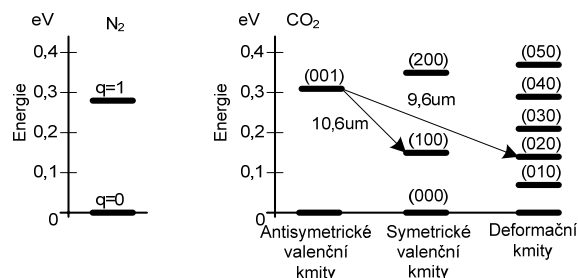
Vibrační a rotační energetické hladiny v molekulách

Kmity dvouatomových molekul (např. N₂, CO, ...) si lze představit jako dvě hmotnosti m_1 a m_2 spojených pružinkou. Intramolekulární soudržnost má za následek vznik pružné síly, která je přibližně přímo úměrná změně vzdálenosti x mezi atomy. Může být zavedena konstanta tuhosti pružiny k tak, že potenciální energie je $E_p(x) = \frac{1}{2} k x^2$. Rovnice kvantově mechanického oscilátoru má tvar [24]:

$$E_q = (q + \frac{1}{2})\hbar\omega, q = 0, 1, 2, \dots \quad (1.1)$$

kde $\omega = \sqrt{k/m_r}$ je frekvence kmitů a $m_r = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ je redukovaná hmotnost systému. [24]

Kmity tříatomové molekuly CO₂ může vyvolat tři nezávislé typy kmitů: symetrické valenční kmity, antisymetrické valenční kmity a deformační kmity. Dovolené energetické hladiny se dají určit z rovnice (1.1) pomocí tří modových kvantových čísel. [24]



Obr. 1.4 Vibrační energetické hladiny N₂ a CO₂

Rotace dvouatomové molekuly kolem svých os může být připodobněna k tuhému rotátoru s momentem setrvačnosti J . Rotační energie takové molekuly nabývá hodnot [24]:

$$E_q = q(q + 1) \frac{\hbar^2}{2J}, q = 0, 1, 2, \dots \quad (1.2)$$

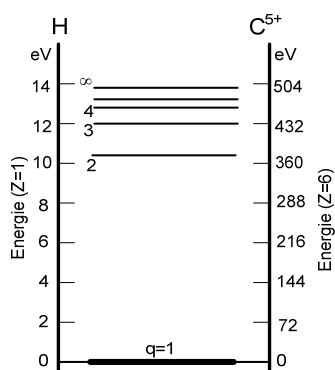
Z rovnice 1.2 vyplývá, že hladiny nejsou rovnoměrně rozloženy. Typicky bývají hladiny od sebe vzdáleny 0,001 až 0,01 eV. To odpovídá oblasti dalekého infračerveného spektra. [24]

Elektronové energetické hladiny

Pro izolovaný atom vodíku odpovídá jeho potenciální energie Coulombově přitažlivé síle protonu a elektronu. Výsledná rovnice pro potenciální energii atomu vodíku (1.3) [24] je dána řešením Schrödingerovi rovnice a vede k nekonečnému počtu diskrétních energetických hladin.

$$E_q = -\frac{m_r Z^2 e^4}{2\hbar^2 q^2}, q = 1, 2, 3, \dots \quad (1.3)$$

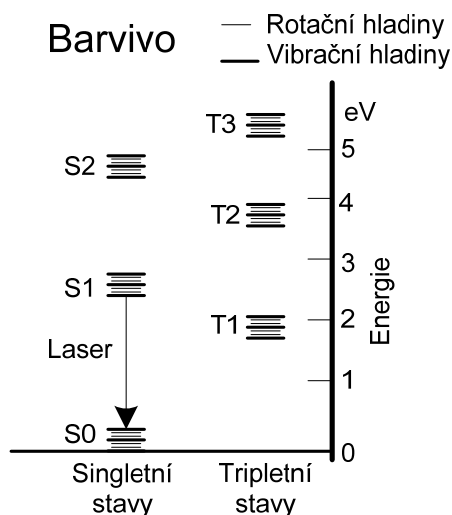
V rovnici (1.3) má m_r význam redukované hmotnosti atomu, e je náboj elektronu a Z je protonové číslo (pro vodík $Z=1$). Hladiny atomů (resp. iontů), které mají přesně jeden elektron, jsou uvedeny na Obr. 1.5. [24]



Obr. 1.5, Energetické hladiny atomu uhlíku a vodíku

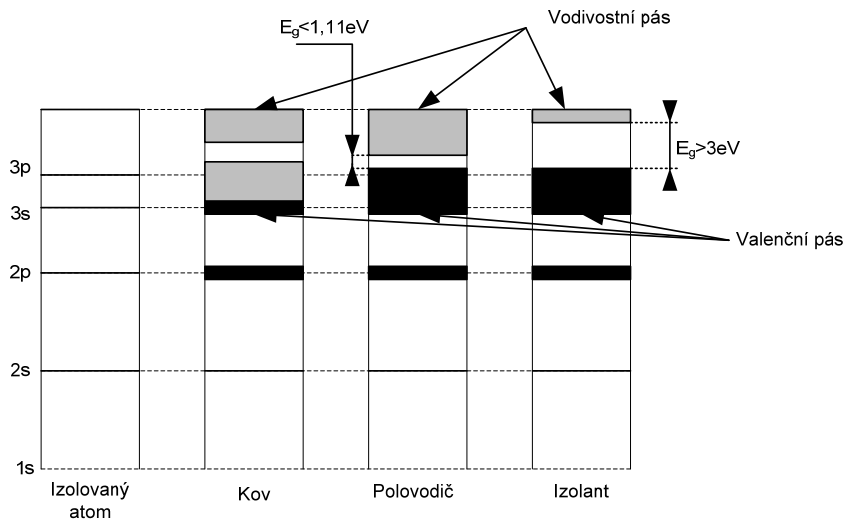
Výpočet energetických hladin složitějších atomů je značně obtížný, protože jednotlivé elektrony na sebe vzájemně silově působí. Dalším faktorem ovlivňujícím energetické hladiny je elektronový spin. [24]

U molekul organických barviv jsou možné vibrační, rotační i elektronové přechody, takže molekuly mají obvykle mnoho energetických hladin. Hladiny existují ve stavu singletním i tripletním. Excitovaný singletní elektron má spin antiparalelní oproti zbytku organické molekuly, excitovaný tripletní elektron má paralelní spin se zbytkem molekuly. Názorné zobrazení hladin barviva je na Obr. 1.6. [24]



Obr. 1.6, Energetické stavy barviva

Pevné látky mají atomy, ionty či molekuly uspořádány navzájem velmi těsně. Proto není možné na ně pohlížet, jako na izolované atomy. Energetické hladiny tvoří tři druhy pevných látek (kov, polovodič a izolátor). Vodivé látky mají při každé teplotě vodivostní pás částečně zaplněný. Elektrony v těchto látkách se mohou volně pohybovat a tím je jejich vodivost způsobena. Polovodiče mají při $T=0K$ plně zaplněný valenční pás a prázdný vodivostní pás. V takovém případě je vodivost nulová. Při zahřívání polovodiče dochází k excitaci elektronů z valenčního pásu do vodivostního, což přispívá k vodivosti polovodiče. Izolátory mají stejně jako polovodiče zaplněný valenční pás, ale mají širší zakázaný pás. To má za následek, že jen málo elektronů získá takovou tepelnou energii, aby mohly přispívat k vodivosti látky. Jednotlivé zobrazení energetických hladin všech typů pevných látek je na Obr. 1.7. [24]



Obr. 1.7, Energetické hladiny pevných látek

1.2.2 Působení fotonů na atomy

Fotony jsou schopny interagovat s atomy a měnit jejich energetické hladiny. Je známo, že může docházet k vytvoření fotonu přechodem atomu z vyšší energetické hladiny do nižší, foton může být absorbován přechodem atomu z nižší energetické hladiny do vyšší a může dojít ke stimulované emisi – atom přejde z vyšší energetické hladiny do nižší, vlivem interakce atomu s fotonem.

Absorpce

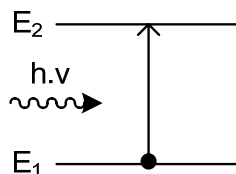
Je-li atom umístěn v optickém rezonátoru s objemem V na dolní energetické hladině E_1 a má možnost přejít do energetické hladiny E_2 takové, že $E_2 - E_1 = E$ a interagující foton má energii $h \cdot \nu \approx E$ (h je Planckova konstanta, ν je frekvence záření fotonu), může podle [24] dojít k absorpci fotonu s hustotou pravděpodobnosti:

$$p_{ab} = \frac{c}{V} \sigma(\nu) \quad (1.4)$$

kde $\sigma(\nu)$ je úzká funkce ν , je známa jako efektivní průřez přechodu a má jednotku s^{-1} . [24]

Jestliže je v daném modu n fotonů, je pak hustota pravděpodobnosti toho, že dojde k absorpci jednoho fotonu n krát vyšší (1.5) [24].

$$P_{ab} = n \frac{c}{V} \sigma(\nu) \quad (1.5)$$

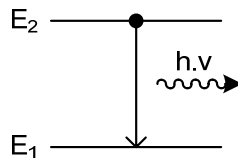


Obr. 1.8 Absorpce fotonu

Spontánní emise

Je-li atom umístěný v optickém rezonátoru s objemem V na horní energetické hladině E_2 a má možnost přejít do energetické hladiny E_1 , bude při takovém přechodu emitován foton s energií $E_2 - E_1 = h \cdot \nu$ (h je Planckova konstanta, ν je frekvence záření fotonu). Hustota pravděpodobnosti takového jevu je [24]:

$$p_{ab} = \frac{c}{V} \sigma(\nu) \quad (1.6)$$



Obr. 1.9 Spontánní emise

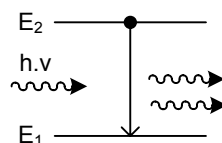
Stimulovaná emise

Je-li atom umístěný v optickém rezonátoru s objemem V na horní energetické hladině E_2 a má možnost přejít do energetické hladiny E_1 a mod obsahuje foton ($E_2 - E_1 = h \cdot \nu$), atom může být stimulován k emisi jiného fotonu téhož modu. Hustota pravděpodobnosti, že dojde ke stimulované emisi, je podle [24]:

$$p_{ab} = \frac{c}{V} \sigma(\nu) \quad (1.7)$$

Pokud je v jednom modu n fotonů, pak je hustota pravděpodobnosti 1.7 [24].

$$P_{ab} = n \frac{c}{V} \sigma(\nu) \quad (1.8)$$



Obr. 1.10 Stimulovaná emise

Funkce tvaru čáry

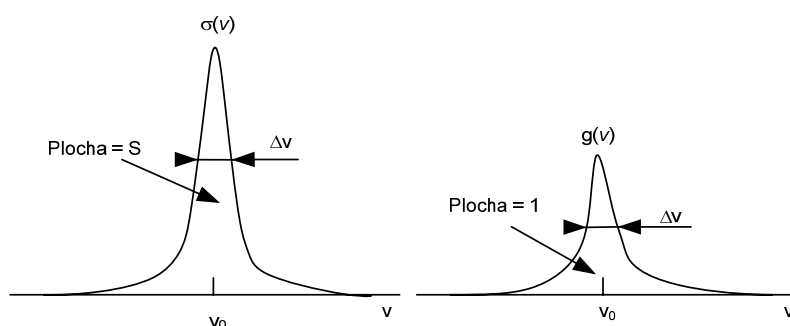
Účinný průřez přechodu $\sigma(\nu)$ určuje podle [24] charakter interakce atomu se zářením. Plocha průřezu přechodu je dána [24]:

$$S = \int_0^\infty \sigma(\nu) d\nu \quad (1.9)$$

S vyjadřuje mohutnost přechodu s jednotkou $cm^2 \cdot Hz$. Z mohutnosti přechodu S a $\sigma(\nu)$ lze určit funkci tvaru čáry $g(\nu)$, která tvarově odpovídá $\sigma(\nu)$, ale má jednotkovou plochu [24]:

$$g(\nu) = \sigma(\nu) / S \quad (1.10)$$

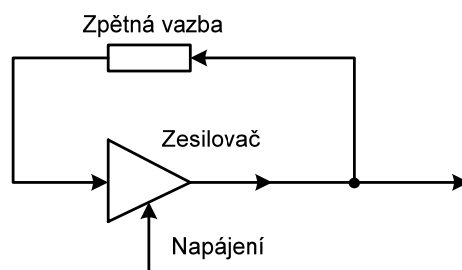
Funkce tvaru čáry má maximum v rezonanční frekvenci přechodu ν_0 , pro $\nu \neq \nu_0$ rychle klesá. Šířka funkce $g(\nu)$ je známa jako šířka čáry přechodu $\Delta\nu$, která se určuje z poloviny maximální hodnoty $g(\nu)$. [24]



Obr.1.11, Mohutnost přechodu S , funkce tvaru čáry $g(\nu)$ a šířka čáry $\Delta\nu$

1.3 Laserové oscilace

Podle [24] je laser optický oscilátor, skládající se ze zesilovače a zpětné vazby (Obr. 1.12). Není-li na vstupu žádný vstupní signál, nemůže být ani na výstupu žádný signál. Objeví-li se v systému šum (frekvenční složka spadající do frekvenčního pásma zesilovače), oscilátor se rozkmitá. Takový šum v zařízení existuje vždy (je např. způsoben spontánní emisí excitovaného atomu).

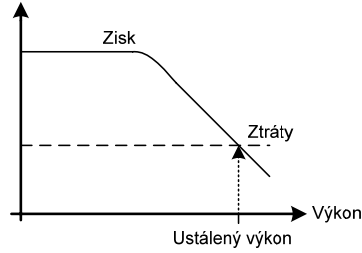


Obr. 1.12, Princip laseru

K tomu, aby došlo k oscilacím, musí být splněny dvě podmínky:

- zisk zesilovače musí být větší, než ztráty zpětné vazby
- změna fáze při jednom oběhu musí být celým násobkem 2π , takže signál zpětné vazby je ve stejné fázi jako vstupní signál.

Pokud jsou tyto podmínky splněny, systém začíná oscilovat. Stoupající výkon oscilací způsobí saturaci zesilovače a jeho zisk klesne. Když zisk klesne na hodnotu ztrát, je dosaženo stabilních podmínek (Obr. 1.13). [24]



Obr. 1.13, Průběh oscilací

1.3.1 Laserový zesilovač

Je podle [24] koherentní úzkopásmový zesilovač světla. Využívá stimulované emise při přechodech systému mezi hladinami s inverzním obsazením. Důležitým parametrem takového zařízení je koeficient zesílení $\gamma(\nu)$, který určuje rychlost vzrůstání hustoty fotonového toku Φ . Pokud je hustota toku Φ malá, platí vztah pro koeficient zesílení [24]:

$$\gamma_0(\nu) = N_0\sigma(\nu) = N_0 \frac{\lambda^2}{8\pi t_{sp}} g(\nu), \quad (1.11)$$

kde N_0 je rovnovážná hustota inverzního obsazení hladin

$\sigma(\nu) = (\lambda^2/8\pi t_{sp})g(\nu)$ je efektivní průřez přechodu

t_{sp} je doba spontánního přechodu

$g(\nu)$ je funkce tvaru čáry

λ je vlnová délka v prostředí

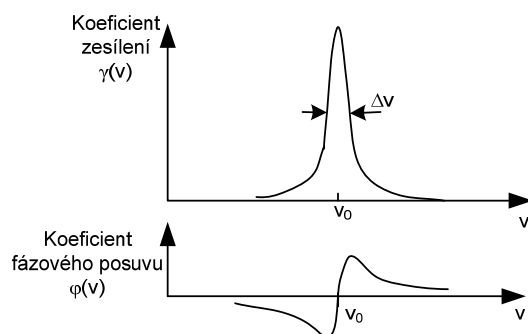
Při vysoké hustotě fotonového toku pracuje laserový zesilovač v nelineárním režimu. V saturaci jeho zisk klesá. Zesilovacím procesem se snižuje počáteční inverzní obsazení z N_0 až na $N = N_0/[1+\Phi/\Phi_s(\nu)]$, kde $\Phi_s(\nu)$ je saturační hustota fotonového toku. Saturovaný koeficient je pak [24]:

$$\gamma(\nu) = N\sigma(\nu) = \frac{\gamma_0(\nu)}{1+\Phi/\Phi_s(\nu)} \quad (1.12)$$

Při procesu zesílení dochází ke změně fáze. Pro lorentzovský tvar spektrální čáry s šířkou $\Delta\nu$ platí [24]:

$$\varphi(\nu) = N\sigma(\nu) = \frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu), \quad (1.13)$$

kde ν_0 je dominantní frekvence a ν je vyzařovaná frekvence. Koeficient zesílení $\gamma(\nu)$ a fázového posuvu je zobrazen na Obr. 1.14.



Obr. 1.14, Koeficient zesílení a fázového posuvu

1.3.2 Zpětná vazba

Jako zpětná vazba slouží rezonátor, do kterého se umístí aktivní prostředí. V takovém rezonátoru dochází ke změně fáze odpovídající vlnovému číslu na jednotkové délce [24]:

$$k = \frac{2\pi\nu}{c} \quad (1.14)$$

Jeden oběh rezonátorem délky d přispívá ke ztrátám, které lze podle [24] charakterizovat koeficientem zeslabení α_s (ztráty na jednotku délky). Na zeslabení fotonového toku se podílí odrazivost obou zrcadel rezonátoru (R_1 a R_2). Při jednom oběhu rezonátorem lze zavést koeficient ztrát α_r . Matematické vyjádření podle [24] vypadá takto:

$$e^{-2\alpha_r d} = R_1 R_2 e^{-2\alpha_s d} \quad (1.15)$$

Jestliže α_r odpovídá ztrátě fotonů v rezonátoru, potom $c\alpha_r$ odpovídá ztrátě fotonů za sekundu. Z tohoto lze určit střední dobu života fotonu v rezonátoru [24]:

$$\tau_p = \frac{1}{c\alpha_r} \quad (1.16)$$

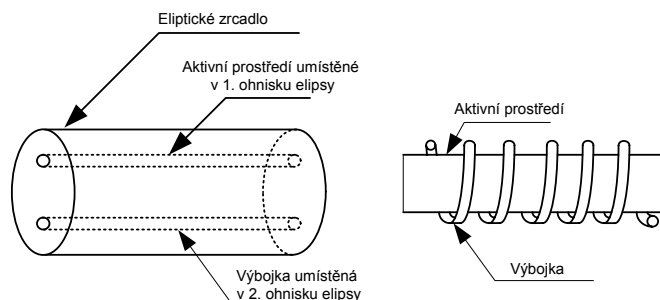
Prahová podmínka laseru je zřejmá z koeficientu zesílení a celkové ztráty fotonů v rezonátoru [24]:

$$\gamma_0(\nu) > \alpha_r \quad (1.17)$$

1.3.2 Čerpání

Při čerpání dochází k dodávání energie aktivní látce tak, aby atomy nebo molekuly byly excitované a mohlo tak dojít ke stimulované emisi. Buzení může být [24]:

- optické (např. výbojkou viz Obr. 1.15 [24] nebo laserem)
- elektrické (např. elektrickým výbojem v plynech, elektronovým nebo iontovým svazkem nebo vstřikováním elektronů a děr)
- chemické (hoření)
- jadernou reakcí (u RTG laserů)



Obr. 1.15, Příklad konstrukce buzení aktivního prostředí

1.4 Lasery a zákon

„Podle § 35 odstavce 2, § 36 a § 108 odstavce 2 zákona č. 258/2000 Sb., o ochraně veřejného zdraví a o změně některých souvisejících zákonů a podle § 134c odstavce 7 zákona č. 65/1965 Sb., zákoník práce ve znění zákona č. 155/2000 Sb. jsou upraveny“ [23]:

- Podmínky o ochraně zdraví osob
- Zařazení laserů do tříd, výstražné texty a signalizace
- Technická dokumentace laserů
- Účinnost nařízení

Kromě tohoto zákona upravuje specifikaci laserových zařízení norma ČSN EN 60825.



Obr. 1.16, Označení laserového záření [21]

1.4.1 Zařazení laserů do tříd

Do třídy I jsou zařazeny lasery:

- u kterých není specifikovaná doba vystavení záření
- výkonové lasery, které mají záření odstíněno od okolí krytem, a při odstranění krytu dojde k vypnutí laseru

Do třídy II jsou zařazeny lasery:

- u kterých nedojde k poškození zraku vlivem mrkacího reflexu (platí pro lasery pracující v oblasti 400 až 700 nm, záměrné potlačení mrkacího reflexu může poškodit zrak)
- v kontinuálním režimu s výstupním výkonem nepřesahující 1 mW

Do třídy III jsou zařazeny lasery:

- které jsou při přímém zasažení oka nebezpečné, při odrazu od povrchu různých materiálů nedojde k poškození zraku

- u kterých v kontinuálním režimu s výstupním výkonem nepřesahje 5 mW (platí pro lasery pracující v oblasti 400 až 700 nm)
- které pracují v kontinuálním režimu do výkonu 0,5 W (platí pro lasery s vlnovou délkou do 350 nm nebo v oblasti far IR)
- které pracují v pulzním režimu s maximální energií v pulzu 30 mJ (platí pro lasery pracující v oblasti 400 až 700 nm)

Do třídy IV jsou zařazeny lasery:

- u kterých vystavení zraku přímému záření způsobí vážné poranění zraku
- kterých je nebezpečný difuzní odraz při nedodržení minimální bezpečné vzdálenosti
- které mohou pořezat nebo popálit kůži nebo zapálit hořlavé látky

2. Vlastnosti koherentních zdrojů - laserů

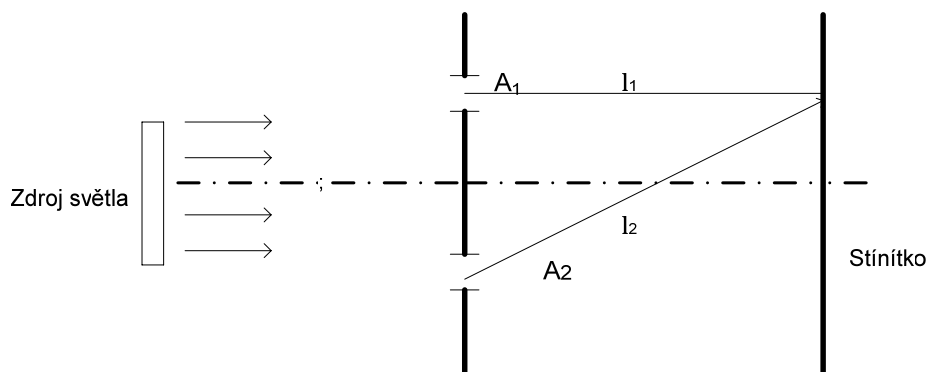
2.1 Koherence

Šíří-li se rovinná, monochromatická optická vlna v homogenním, bezztrátovém prostředí, je v celém prostoru přesně definováno rozložení intenzity a fáze optického pole. Pro objasnění pojmu koherence je využito právě takové vlny, šířící se ve směru osy z (2.1)[4].

$$A(z, t) = A_m \cdot e^{j(\omega t - kz + \varphi)} \quad (2.1)$$

Máme-li dvě takové vlny A_1 a A_2 (Obr. 2.1) s amplitudou A_{m1} a A_{m2} , se shodným kmitočtem ω a rozdílnými fázemi φ_1 a φ_2 ($\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$), bude výsledná amplituda vlivem interference těchto dvou vln:

$$A^2 = A_1^2 + 2 \cdot A_1 A_2 \cos \Delta\varphi + A_2^2 \quad (2.2)$$



Obr. 2.1 Obecná podstata koherence

Bude-li se $\Delta\varphi$ měnit náhodně, nevzniknou interferenční minima a maxima, ale budeme pozorovat pouze střední hodnotu amplitudy A , nezávisjících na okamžitých fázových poměrech [1].

2.1.1 Časová koherence

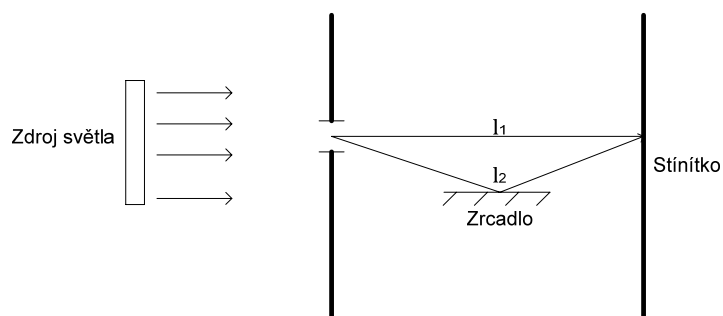
Je vyjádřena koherentním časem či koherentní délkou bodového zdroje světla. Emitované záření je rozděleno na dva stejné svazky (Obr. 2.2), které projdou rozdílnou dráhu, než jsou přivedeny do sledovaného prostoru. Je-li rozdíl optických drah větší, než $l_k = c\tau$ bude v místě pozorování docházet k superpozici dvou nezávislých vln. Nedojde k interferenčním jevům, protože jejich fázové rozdíly $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ jsou náhodnou veličinou. Interferenční jevy jsou způsobeny pouze jedinou vlnovou dávkou. Zdroj bude vykazovat interferenční jevy, pokud bude dráhový rozdíl paprsků:

$$\Delta l = |l_1 - l_2| \quad (2.3)$$

$$\Delta l < l_k = c\tau, \quad (2.4)$$

kde l_k je koherentní délka

τ je koherentní čas



Obr. 2.2 Časová koherence

Jestliže koherentní čas $\tau \rightarrow$ nekonečno, bude fázový rozdíl vlnění nezávislý na čase a výsledná vlna bude monochromatická [1].

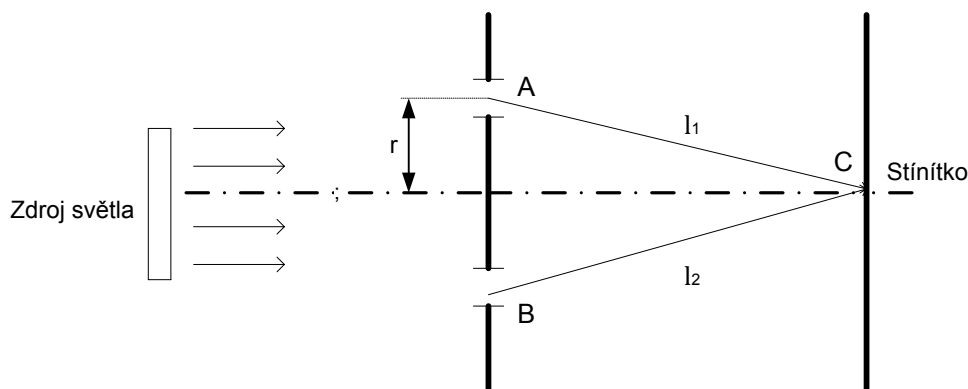
Koherenční délku l_{coh} lze určit pomocí šířky spektrální čáry Δf (2.5)[5]

$$l_{coh} = \frac{c}{\Delta f} \quad (2.5)$$

kde c je rychlost světla.

2.1.2 Prostorová koherence

Experimentálně bylo zjištěno, že k interferenci dochází pouze v případech, kdy svazky vznikají na dostatečně malých zdrojích. Máme-li dva bodové částečně závislé zdroje – A a B, jejichž dráhy – l_1 a l_2 k bodu C (bod v kterém zkoumáme interferenci) jsou stejné, dráhový rozdíl $\Delta l = |l_1 - l_2|$ je roven nule. V takovém případě je k interferenci nutné, aby záření vznikající v bodech vzniku mělo konstantní fázový rozdíl $\Delta\phi$. Takové zdroje jsou pak prostorově koherentní. Plošný zdroj je prostorově koherentní, jestliže všechny dvojice zdroje mají konstantní rozdíl fáze vlny. Aby došlo k interferenci vzájemně koherentních svazků i mimo oblast s nulovým dráhovým rozdílem záření, je nutné, aby bylo vyhověno i časové podmínce koherence zdroje [1].

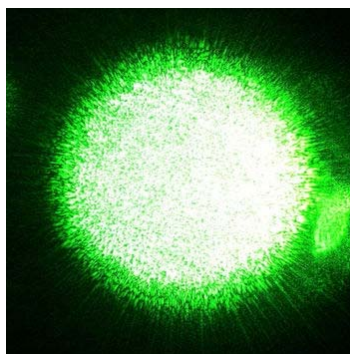


Obr. 2.3 Prostorová koherence, r je poloměr prostorové koherence

2.1.3 Koherentní vlastnosti laseru

Laserem vydávané záření je částečně časově i prostorově koherentní, zachovává ve směru šíření po určitou dobu konstantní fázový rozdíl. O tom svědčí například laserová stopa na

stínítka, která osvětluje povrch nerovnoměrně (intenzita osvětlení stínítka se mění bod od bodu), protože dochází k interferencím jednotlivých koherentních paprsků¹[6] - Obr. 2.4 [7].



Obr. 2.4 Stopa laseru

Koherence laserového svazku bývá vyjádřena pomocí funkce vzájemné koherence $\gamma_{12}(\tau)$ (pro dva svazky z různých zdrojů). Tato veličina je komplexní, její modul leží v intervalu $\langle 0; 1 \rangle$. Pro plně koherentní záření nabývá $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$, v případě, že je $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$, je záření úplně nekoherentní. V praxi nabývá parametr $|\gamma_{12}(\tau)|$ pro jednovidové plynové lasery hodnoty blízké jedné [6].

Je-li svazek rozdělen na dva s různou optickou dráhou, kde rozdíl těchto drah bude Δl a oba svazky budou poté interferovat, zavádí se veličina $\gamma_{11}(\tau)$

$$\gamma_{11}(\tau) = \frac{\Delta l}{c} \quad (2.6)$$

Koherence laserového záření je závislá na jeho vidové struktuře, protože při větším počtu vidů dojde ke zvětšení spektrální šířce svazku. V tabulce 3 jsou uvedeny koherentní délky pro některé lasery.

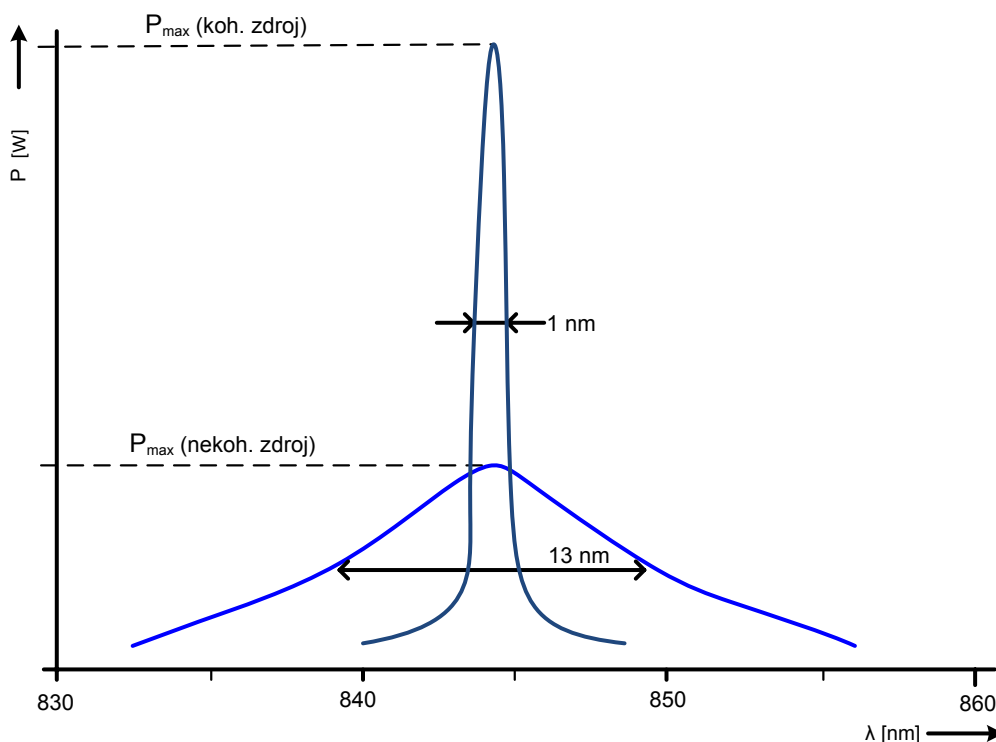
Tabulka 3. Koherentní délky laserů

Laser	Typická koherentní délka [m]
He-Ne jednofrekvenční	1km až 65km
He-Ne vícevidový	0,1 - 0,2
Ar vícevidový	$2 \cdot 10^{02}$
Nd:YAG	10^{-2}
Nd:sklo	$2 \cdot 10^{-04}$
GaAs	10^{-03}
rubín: pro celý puls	$2 \cdot 10^{02}$
rubín: pro jednotlivé špičky uvnitř pulsu	30

¹ Na hladkém i hrubém povrchu při osvětlení nekoherentním zdrojem nebude takový obrazec pozorován.

2.2 Šířka spektrální čáry

Laser, na rozdíl od jiných zdrojů světla, vyzařuje jen úzké spektrum vlnových délek. Šířka spektrální čáry odpovídá šířce v polovině výšky charakteristiky (Obr. 2.5)[8]. Šířka spektrální čáry úzce souvisí s časovou koherencí a s mohutností přechodu aktivní látky v laseru.



Obr. 2.5 Šířka spektrální čáry laserové diody a LED

2.3 Směrovost

Jednou z nejzajímavějších vlastností laserového světla je jeho směrovost. Většina laserů emituje svazek s velmi malým divergenčním úhlem. To je způsobeno rezonátorem nutným pro vznik laserového záření. V rezonátoru mohou existovat pouze vlny rovnoběžné (nebo téměř rovnoběžné) s osou rezonátoru. energii nesenou laserovým svazkem lze snadno účinně fokusovat na malou plošku a to i na velké vzdálenosti. V tabulce 4 jsou uvedeny hodnoty divergence pro různé typy laserů [6].

Tabulka 4. Divergence svazků pro různé lasery

Laser	He-Ne	Ar	CO ₂	rubín	Nd:sklo	barvivový	GaAs ²
Divergence svazku [mrad]	0,5	0,8	2	5	5	2	20x200

² U GaAs laseru nemá stopa kruhový, ale eliptický průřez

2.4 Zář (jas)

Jas laseru je větší, než jas ostatních zdrojů. Jas je definován jako zářivý tok dopadající na jednotkovou plochu v jednotkovém prostorovém úhlu (2.7). Protože lasery generují záření velkých výkonu v kolimovaných svazcích, je důsledkem velký jas. Jas není závislý na počtu vidů [6].

$$L = \frac{d^2 \phi}{dS \cdot d\Omega \cdot \cos(\theta)} \quad (2.7)$$

kde L je zář [$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr}$]

Φ je světelný tok [W/m^2]

S je plocha [m^2]

Ω je prostorový úhel [sr]

θ je úhel mezi osou šíření svazku a normálou plochy S [rad]

Tabulka 5. hodnoty jasu pro různé zdroje

Zdroj	Typická hodnota L [$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr}$]
Slunce	10^6
He-Ne laser	10^{10}
Q-spínaný rubínový laser	10^{16}
Nd:sklo laser s násl. zesilovačem	10^{21}

3. Rozložení energie v laserovém svazku

Rozložení energie v laserovém svazku není rovnoměrné. Protože laserové záření je paraxiální, splňuje Helmholtzovu paraxiální rovnici. Důležitým řešením této rovnice je Gaussovský svazek.

3.1 Gaussovský svazek

V Gaussovském svazku je většina výkonu soustředěna v blízkém okolí osy svazku. Rozložení intenzity v příčné rovině je dáno rotovanou Gaussovskou funkcí podle osy svazku, je-li maximum v této ose.

3.1.1 Komplexní amplituda

Komplexní amplituda Gaussovského svazku je dána vztahem (3.1) [9, 10], který vyjadřuje vztah mezi amplitudou a jednotlivými parametry svazku.

$$U(\vec{r}) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{\rho^2}{w^2(z)} \right] \times \exp \left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\zeta(z) \right] \quad (3.1)$$

V rovnici (2.1) je $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ radiální vzdálenost, význam dalších parametrů je uveden v rovnicích (2.2), (2.3), (2.4) a (2.5).

- **pološírka svazku**

$$w(z) = w_0 \sqrt{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]} \quad (3.2)$$

- **poloměr křivosti vlnoplochy**

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

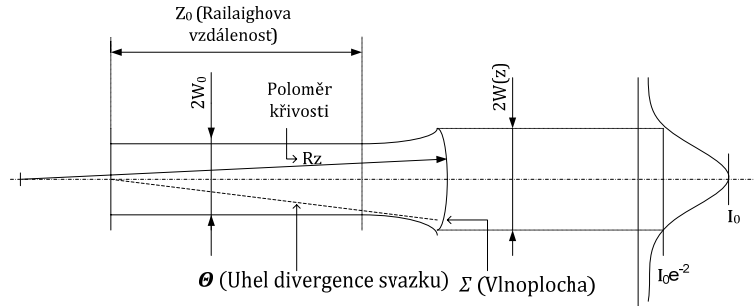
- **nejmenší pološírka svazku**

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (3.4)$$

- **odchylka fáze od rovinné vlny na ose**

$$\zeta(z) = \arctg \frac{z}{z_0} \quad (3.5)$$

V uvedených rovnicích (3.2), (3.3), (3.4) a (3.5) se vyskytuje z_0 , známé jako Rayleighova vzdálenost. Ta je definována jako vzdálenost, od které se jednotlivé paprsky nešíří rovnoběžně, ale rozbíhají se (z rovinné vlny se stává radiální).



Obr. 3.1 Gaussovský svazek

3.1.2 Optická intenzita

Intenzita záření v Gaussově svazku je funkcí axiální vzdálenosti z a radiální vzdálenosti $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$, intenzita je rovna [9]:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \cdot e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \quad (3.6)$$

kde $I_0 = |A_0|^2$, w_0 je pološířka svazku v krčku, $w(z)$ je pološířka svazku ve vzdálenosti z .

3.1.3 Optický výkon

Celkový svazkem přenášený výkon je dán integrálem ze součinu intenzity záření a plochy příčného průřezu svazku ve vzdálenosti z (2.7) [9].

$$P = \int_0^\infty I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho \quad (3.7)$$

Po úpravě platí:

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi w_0^2) \quad (3.8)$$

Výsledný výkon je nezávislý na vzdálenosti z . Výkon svazku je dán poloviční hodnotou součinu maximální intenzity a plochy kruhu s poloměrem stejným jako pološířka svazku.

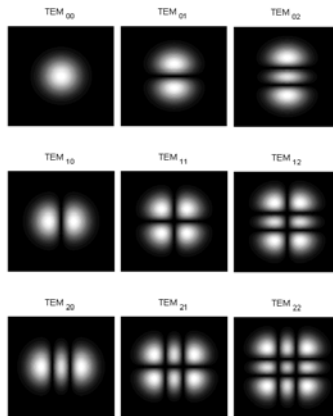
3.1.4 Divergence Gaussova svazku

Divergence Gaussova svazku je dána vztahem (3.9). Je přímo úměrná podílu vlnové délky a šířce svazku v krčku $2w_0$. Čím je širka svazku menší, tím je divergence větší.

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2w_0} \quad (3.9)$$

3.2 Hermiteovské-Gaussovské svazky

Dalším řešením Helmholtzovy paraxiální rovnice, které má kvazisvazkový charakter jsou Hermiteovské-Gaussovské svazky. Svazky s paraboloidními vlnoplochami se mohou za určitých podmínek odrážet od dvou sférických zrcadel tvořících rezonátor o velkém poloměru křivosti, aniž by se změnil jejich tvar. Takové samoobnovující se vlny se nazývají vidy (mody) [9], viz Obr. 3.2 [12].

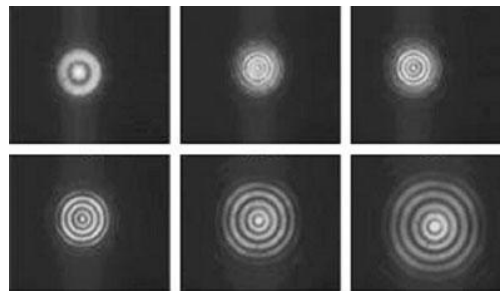


Obr. 3.2 Vidy Hermitovských-Gaussovských svazků

3.3 Laguerrovské-Gaussovské a Besselovské svazky

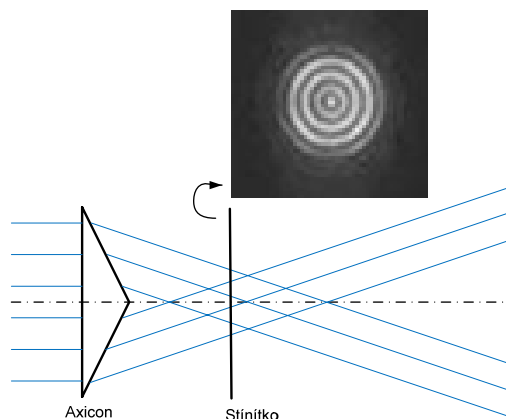
Pokud je při řešení Helmholtzovy paraxiální rovnice zaveden místo kartézských souřadnic válcový systém souřadnic, bude řešení odpovídat tzv. Laguerrovským-Gaussovským svazkům. Laguerrovský-Gaussovský svazek nejnižšího řádu je opět Gaussovský svazek [9].

Dalším možným řešením je svazek s rovinnými vlnoplochami, ale s nehomogenním rozložením intenzity v rovině kolmé na směr šíření. Takový svazek se nazývá Besselovský (Obr. 3.3) [13].



Obr. 3.3 Rozložení intenzity Besselovského svazku

Generování Besselovských svazků vyžaduje zvláštní postupy. Jednou z možností je využití rotačního optického kuželu - axiconu a konstruktivní interference (Obr. 3.4) [14].

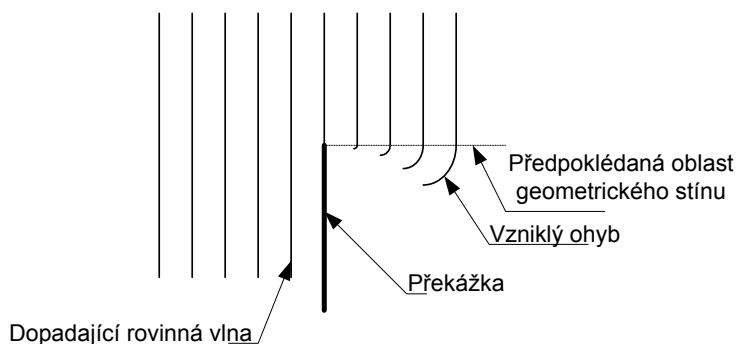


Obr. 3.4 Vznik Besselovského svazku

4. Interferenční a ohybové jevy na štěrbinách

4.1 Difrakce

V případě, že světlo dopadá na překážku s rozměry odpovídajícími vlnové délce záření, dojde k ohybu světla. Světlo se v takovém případě nechová podle zákonů paprskové optiky. Podobné jevy je možno pozorovat i v akustice, kde se uplatňují mnohem zřetelněji, protože vlnové délky zvuku odpovídají jednotkám metrů.



Obr. 4.1 Difrakce

Jev difrakce souvisí s Hygensovým-Fresnelovým principem.

4.1.1 Hygensův-Fresnelův princip

Je-li bodový zdroj v homogenním prostředí, dá se vlnoplocha Σ definovat jako plocha, na kterou vlnění dospěje od zdroje za stejnou dobu [25]. Světlo vycházející ze zdroje Z může být vyjádřeno ve tvaru:

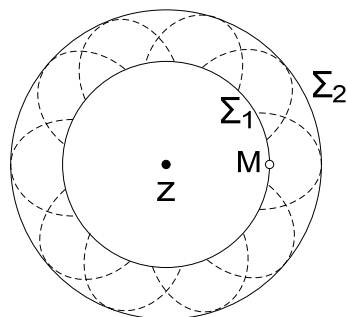
$$y = A \cdot \sin \omega t, \omega = 2\pi\nu, \quad (4.1)$$

kde A je amplituda vlnění, ω je úhlová frekvence a ν je frekvence vlnění. Ve vzdálenosti d od zdroje záření lze záření zdroje vyjádřit:

$$y = A \cdot \sin \omega \left(t - \frac{nd}{c} \right), \quad (4.2)$$

kde n je index lomu daného prostředí, c je rychlost šíření světla ve vakuu a d je vzdálenost od zdroje záření. Fáze v bodě pozorování vzdáleného od zdroje záření vzdálenost d je tedy o $\frac{nd}{c}$ zpožděn vzhledem k fázi zdroje v daném okamžiku. Vlnoplochu Σ tedy lze definovat jako množinu bodů, které mají v daném okamžiku stejnou fázi. [25]

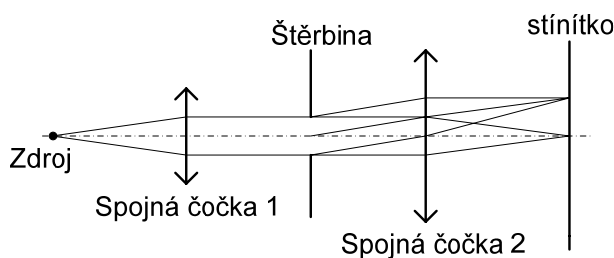
Body vlnoplochy Σ lze považovat za sekundární synchronní zdroje – *Hygensův princip*. Hygensova hypotéza byla doplněna Fresnelem, který předpokládal, že jakýkoliv bod M uvažované vlnoplochy Σ lze považovat za zdroj, jehož amplituda a fáze jsou rovny amplitudě a fázi kmitu bodu M vyvolaného zdrojem Z .



Obr. 4.2 Zobrazení Hygensova - Fresnelova principu

4.1.2 Rozdělení ohybových jevů

Ohybové jevy lze rozdělit podle toho, jaká je vzdálenost mezi zdrojem světla, štěrbinou a stínítkem. Jestliže jsou vzdálenosti konečné, mluvíme o ohybových jevech Fresnelových (pracuje se sférickou vlnou), jsou-li vzdálenosti nekonečné, mluvíme o jevech Fraunhoferových (pracuje s rovinnou vlnou) [25]. Pro dosažení podmínek odpovídajících nekonečným vzdálenostem se v praxi používá spojných čoček (Obr. 4.3).

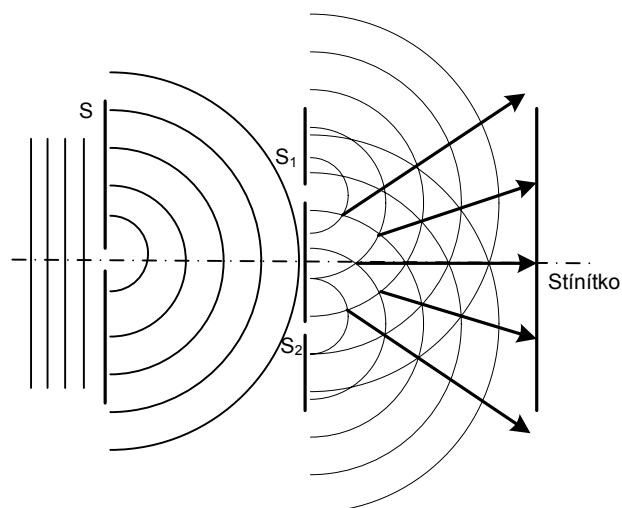


Obr. 4.3 Fraunhoferova difrakce

4.2 Youngův experiment

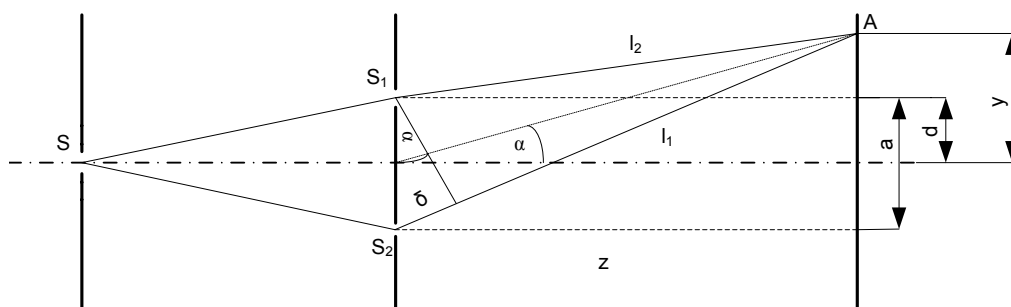
Okolo roku 1807 byla interference na dvojštěrbině poprvé vysvětlena Thomasem Youngem pomocí vlnové optiky [25].

Experiment probíhal tak, že na clonu se štěrbinou S dopadá rovinná vlna monochromatického zdroje. Po průchodu štěrbinou S se podle Hygensova principu dále šíří vlna sférická. Taková sférická vlna se šíří směrem ke dvojici štěrbin (S_1, S_2). Každou ze štěrbin lze považovat za nový zdroj sférických vln. Po dopadu takto vzniklých vln na stínítko je patrný interferenční obrazec. Maxima na stínítku vznikají vždy, když se jednotlivé vlnoplochy liší o celý násobek vlnové délky zdroje. Pokud se na stínítku setká lichý počet půlvln, na stínítku je pozorováno minimum. Celý experiment je zobrazen na Obr. 4.4 [25].



Obr. 4.4 Youngův experiment

Pro stanovení vlivu jednotlivých vzdáleností je nutno využít obr. 4.5, kde a je vzájemná vzdálenost štěrbin S_1 a S_2 , d je vzdálenost štěrbin S_1 (S_2) od osy soustavy, z je vzdálenost dvojštěrbiny od stínítka, l_1 je vzdálenost mezi S_1 a bodem A , l_2 je vzdálenost mezi S_2 a bodem A , δ je rozdíl vzdáleností l_1 a l_2 a y je vzdálenost bodu A od osy soustavy.



Obr. 4.5 Odvození Youngůva experimentu

Rozdíl drah δ je tedy

$$\delta = l_2 - l_1 \quad (4.3)$$

Podle Pythagorovy věty je možné vyjádřit l_1 a l_2 :

$$l_1 = \sqrt{z^2 + (y + d)^2} \quad (4.4)$$

$$l_2 = \sqrt{z^2 + (y - d)^2} \quad (4.5)$$

Po dosazení 4.4 a 4.5 do 4.3 vznikne tvar

$$\delta = \sqrt{z^2 + (y + d)^2} - \sqrt{z^2 + (y - d)^2} \quad (4.6)$$

Vytknutím z a podělením z v rovnici 4.6 je získán tvar

$$\frac{\delta}{z} = \sqrt{1 + \frac{(y+d)^2}{z^2}} - \sqrt{1 + \frac{(y-d)^2}{z^2}} \quad (4.7)$$

Po upravení rovnice (4.7) podle binomické věty a zanedbání členů vyšších řádů obdržíme rovnici (4.8) [25].

$$\delta = \frac{dy}{z} - \frac{-dy}{z} = \frac{2dy}{z} \quad (4.8)$$

Po poslední úpravě má vztah tvar:

$$y = \frac{z}{a} \delta \quad (4.9)$$

Maximum je vždy na pozici:

$$y_{max} = \frac{z}{a} \lambda k \text{ kde } k \text{ je } 0, 1, 2, \dots, \quad (4.10)$$

a minimum je na pozici:

$$y_{min} = \frac{z}{a} \frac{\lambda}{2} (2k - 1) \text{ kde } k \text{ je } 0, 1, 2, \dots \quad (4.11)$$

Vzdálenost dvou maxim (tmavých pruhů) nebo dvou minim (světlych pruhů) interferenčního obrazce je [25]:

$$\Delta y = \frac{z}{a} \lambda \quad (4.12)$$

V případě, že místo monochromatického zdroje použijeme bílé světlo, bude první maximum bílé, ale ostatní proužky budou zbarveny. Počet proužků bude oproti použití monochromatického zdroje menší, protože se jednotlivé barvy budou překrývat.

4.2.1 Dvojštěrbina v kvantové představě světla

Při zkoumání interference na dvojštěrbině bylo zjištěno, že když je vyslán jeden foton na dvojštěrbinu, dopadne na stínítko s rozložením pravděpodobnosti odpovídající tvaru difrakčního obrazce. Předpokládá se, že jeden foton může projít vždy jen jedinou štěrbinou. V případě, že je možnost s jistotou zjistit, kterou štěrbinou foton projde, rozložení pravděpodobnosti dopadu fotonu už neodpovídá difrakčnímu obrazci. Stejně výsledky byly dosaženy i s částicemi s nenulovou klidovou hmotností - s elektrony, neutrony i s atomy. [23]

5. Atmosférické přenosové prostředí

Elektromagnetická vlna, šířící se v ideálním volném homogenním časově stálém prostředí, má charakter rozbíhavých nebo sbíhavých Gaussových svazků. Útlum v takovém prostředí je způsoben divergencí svazku, která způsobuje pokles hustoty energie s rostoucí vzdáleností od zdroje. Atmosféra - neideální volné prostředí je nehomogenní a časově nestálé prostředí, které má vliv na kvalitativní parametry optického svazku. Útlumy a disperze jsou způsobeny absorpcí, změnami indexu lomu v turbulentní atmosféře a rozptylem záření v atmosféře. Pokles intenzity záření způsobený atmosférickými vlivy je dán vztahem (5.1) [1, 3]:

$$I_2 = I_1 \cdot e^{-\alpha \Delta z}, \quad (5.1)$$

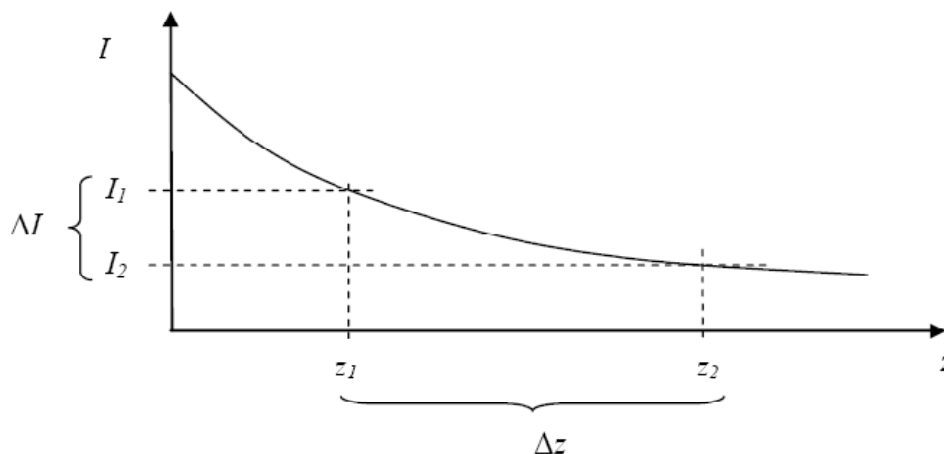
kde $\alpha = \rho + \sigma$ – součet všech extinkcí intenzity svazku

ρ – molekulární absorpce

σ – rozptyl na malých částicích (molekuly plynů a prachu)

Δz – vzdálenost mezi z_2 a z_1

Význam vztahu (5.1) je na Obr 5.1 [3], za předpokladu, že se α nemění v prostoru ani v čase.



Obr. 5.1 Vliv útlumu na intenzitu

Některé hodnoty pro různou meteorologickou viditelnost a tedy i pro různé hodnoty útlumu jsou uvedeny v tabulce 6 [3].

Tabulka 6., závislost útlumu na viditelnosti

Meteorologická viditelnost [km]	Útlum [dB/km]	Jev v atmosféře
< 0,05	>340	Silná mlha
0,2 ÷ 0,5	85 ÷ 34	Střední mlha
1 ÷ 2	14 ÷ 7	Slabá mlha/silný déšť
2 ÷ 4	7 ÷ 3	Opar
10 ÷ 23	1 ÷ 0,5	Čistá atmosféra

5.0.1 Meteorologická viditelnost

Meteorologická viditelnost V_m je definována jako vzdálenost, při které je propustnost atmosféry 2%, za podmínky $\lambda = 555\text{nm}$. Útlum z V_m lze vypočítat podle vztahu (5.2) [3] pro libovolnou vlnovou délku:

$$\alpha = \frac{3,91}{V_m \left(\frac{555}{\lambda}\right)^q}, \quad (5.2)$$

kde α [km^{-1}] je celková extinkce za daných podmínek

λ [nm] je vlnová délka

V_m [km] je meteorologická viditelnost

q je $0,585 \cdot V_m^{1/3}$ pro $V_m \leq 6\text{km}$

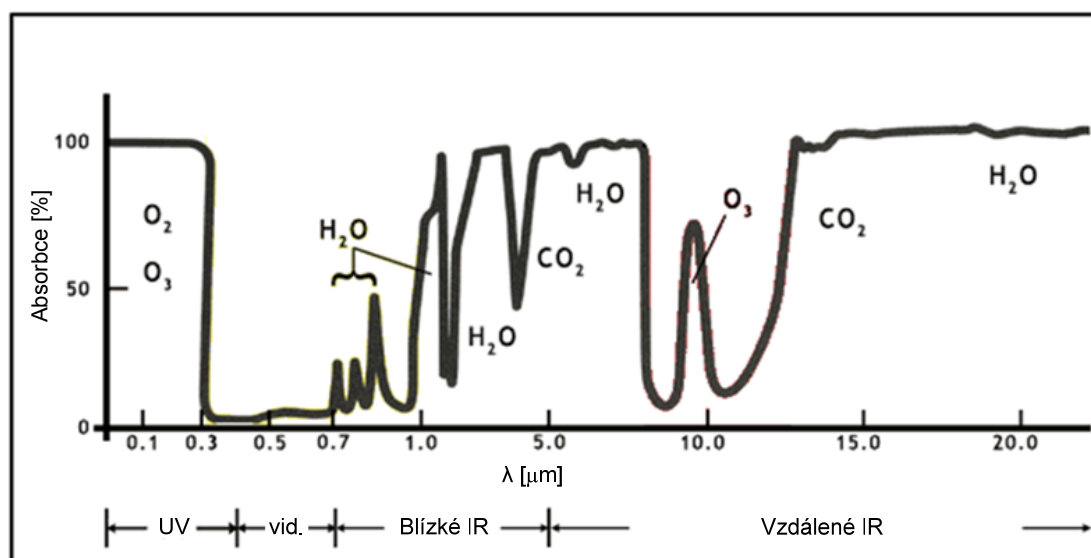
5.1 Molekulární absorpce

Molekulární absorpce je způsobena spektrálními čarami molekul obsažených v atmosféře. Především se jedná molekuly plynů kyslíku O_2 a O_3 , vody H_2O a oxidu uhličitého CO_2 . V různých nadmořských výškách a v různých oblastech je odlišná koncentrace těchto plynů a tedy i troch jiná absorpce.

V průmyslových oblastech je až stokrát větší koncentrace CO_2 , že tam je molekulární absorpce na spektrálních čarách oxidu uhličitého větší. S rostoucí nadmořskou výškou stoupá koncentrace ozónu. Maximální koncentrace O_3 je dosaženo přibližně ve výšce 30 km. Koncentrace vodních par je závislá na nadmořské výšce.

Zanedbatelná molekulární absorpce je v pásmu $\lambda = 0,35 \div 0,7 \mu\text{m}$, kde je útlum asi $\rho = 1 \div 10 \text{dB/km}$. Dále se vyskytují okna s nízkým útlumem v pásmech $0,8 \div 1 \mu\text{m}$ a $7 \div 10 \mu\text{m}$ [1,2].

Na obrázku 5.2 [2] je typická závislost absorpce v závislosti na vlnové délce.



Obr. 5.2 Absorpce atmosféry

5.2 Rozptyl

Rozptyl na malých částicích je způsoben prachovými částicemi, vodními kapičkami a molekulami plynů.

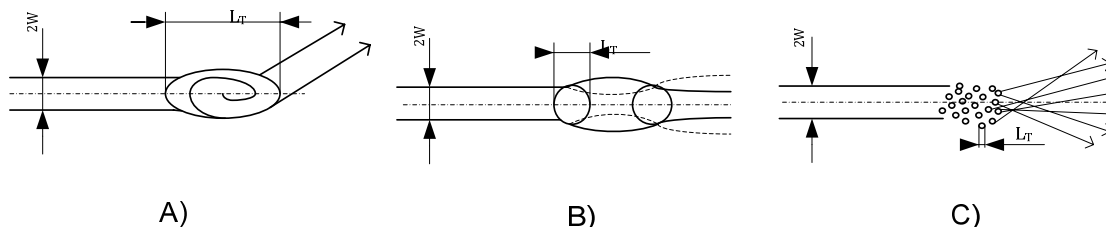
Rayleighův rozptyl je nepřímo úměrný čtvrté mocnině vlnové délky. Jako Rayleighův rozptyl je označen rozptyl na částicích, které mají rozměry menší, než je vlnová délka rozptylovaného záření [17].

Mieův rozptyl je podobně jako Rayleighův rozptyl závislý na mocnině (-1,6 až 0té) vlnové délky. Je vyvolán částicemi, které mají přibližně stejný rozměr jako rozptylovaná vlnová délka [17].

Neselektivní geometrický rozptyl se projevuje na částicích výrazně větších, než je rozptylovaná vlnová délka. Koeficient rozptylu nezávisí na vlnové délce [17].

6. Atmosférická turbulence

K atmosférickým turbulencím dochází mísením teplého a studeného vzduchu. Teplý a studený vzduch mají rozdílné indexy lomu světla, proto jejich mísením dochází k náhodným fluktuacím indexu lomu - turbulentním celám³. Další faktor, který má vliv na hodnotu indexu lomu je atmosférický tlak. Turbulence mají vliv na šířící se svazek elektromagnetického vlnění v závislosti na poměru velikosti cely L_t a šířky svazku $2w$. Pokud je šířka svazku $2w$ mnohem menší než velikost cely (Obr. 6.1 A), dojde k ohybu svazku od původního směru šíření. Může nastat i přerušování přenosového kanálu. V případě, že je velikost cely L_t a šířky svazku $2w$ přibližně stejná (Obr. 6.1 B), chová se cela jako optická čočka. Směr šíření svazku se nemění, obvykle dojde ke zvětšení úhlu divergence svazku. Tento druh cely se podílí na stochastickém rušení náhodnými změnami útlumu a fázového zpoždění. Pro přenos informace nemá zásadní vliv. Když je šířka svazku $2w$ mnohem větší než velikost cely L_t (Obr. 6.1 C), dojde k intenzivnímu rozptylu svazku, protože jednotlivé paprsky svazku jsou celou odkloněny do různých směrů. To má za následek velký útlum při spojení na přímou viditelnost, dá se však využít pro spojení na nepřímou viditelnost [1].



Obr. 6.1 Interakce cely a svazku

Všechny turbulence v atmosféře jsou časově nestabilní, způsobují kolísání amplitudy a fluktuace fáze koherentního svazku.

6.1 Propustnost turbulentního prostředí

Okamžitá propustnost atmosféry τ je definována jako poměr okamžité intenzity I na přijímači po průchodu turbulentním prostředím a střední intenzity na přijímači $\langle I^V \rangle$ ve vakuu (6.1) [15].

$$\tau = I / \langle I^V \rangle \quad (6.1)$$

Nejistota propustnosti σ_τ je způsobená atmosférickou turbulencí a lze pomocí ní a střední hodnoty propustnosti $\langle \tau \rangle$ určit meze horní a dolní propustnosti (6.2) [15].

$$\tau_{u,l} = \langle \tau \rangle \pm \sigma_\tau \quad (6.2)$$

σ_τ lze spočítat pomocí tzv. scintilačního indexu m , který je definován:

$$m^2 = (\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2) - 1 \quad (6.3)$$

$$\sigma_\tau = \langle \tau \rangle m \quad (6.4)$$

³ V různých materiálech jsou používány různé termíny. Např. turbulentní porucha, turbulentní buňka, turbulentní vír nebo turbulentní cela. V anglicky psaných textech se vyskytuje termín „turbulent cell“. V této práci je používán termín turbulentní cela.

Střední hodnota propustnosti je vyjádřena jako poměr střední hodnoty intenzity v turbulentním prostředí a střední intenzity na přijímači $\langle I^V \rangle$ ve vakuu (6.4) [15].

$$\tau = \langle I \rangle / \langle I^V \rangle \quad (6.5)$$

Pro praktické použití lze tento vztah upravit tak, aby se ve vztahu nevyskytovala optická intenzita, ale optický výkon (6.5) [15].

$$\tau_P = \langle P \rangle / \langle P^V \rangle \quad (6.6)$$

Ve vztahu (6.5) je P výkon na přijímači v turbulentním prostředí, P^V je výkon na přijímači ve vakuu [15].

6.2 Střední intenzita

Ve vztahu (6.4) je zavedená střední intenzita. Tu lze spočítat podle vztahu (6.6) [15].

$$\langle I \rangle = \left(\frac{A_s^2}{c^2} \right) \left\{ 1 - \left(\frac{1}{c^2} \right) \left[2 \left(1 - \frac{L}{F} \right)^2 + 0,6 \left(\frac{2\lambda_0 L}{\pi \alpha_s^2 \rho_0} \right)^2 \right] \left(\frac{B}{\omega_0} \right)^2 \right\} \quad (6.7)$$

kde

$$C = \sqrt{\left\{ \left(1 - \frac{L}{F} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_0 L}{2\pi \alpha_s^2 \rho_0} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_0 L}{\pi \alpha_s^2 \rho_s} \right)^2 \right\}} \quad (6.8)$$

B je šířka pásma koherentního zdroje

L je délka trajektorie svazku

ρ_s je koherenční šířka

ρ_0 je koherenční délka, kterou lze určit vztahem:

$$\rho_0 = (0,545 k_0^2 C_n^2 L)^{-\frac{3}{5}} \quad (6.9)$$

α_s je poloměr svazku

F je poloměr vlnoplochy

ω_0 odpovídá střední frekvenci

λ_0 je vlnová délka odpovídající střední frekvenci

c je rychlost světla ve vakuu

C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu

k_0 vlnové číslo

Dále vztah (6.4) obsahuje střední intenzity na přijímači ve vakuu. Ta odpovídá vztahu (6.10) [15].

$$\langle I^V \rangle = \left(\frac{A_s^2}{c^2 |_{\rho_0 = \infty, F = \infty}} \right) \left\{ 1 - \left(\frac{2}{c^2 |_{\rho_0 = \infty, F = \infty}} \right) \left(\frac{B}{\omega_0} \right)^2 \right\} \quad (6.10)$$

Vztah (6.9) platí za podmíněk, že $\rho_0 = \infty$ a $F = \infty$.

6.3 Střední propustnost turbulentního prostředí

Pokud je dosazen do vztahu (6.4) vztah (6.6) a (6.9) je možné snadno zjistit hodnotu střední propustnosti. Pro další výpočty budou uvažovány hodnoty $\rho_0 = \infty$ a $F = \infty$. Po dosazení vznikne vztah (6.10). [15]

$$\langle \tau \rangle = \frac{C^2|_{F=\infty} - \left\{ 2 + 0,6 \left[\frac{4L}{k_0 \alpha_S \rho_0} \right]^2 \left(\frac{B}{\omega_0} \right)^2 \right\} C^4|_{\rho_0=\infty, F=\infty}}{\left[C^2|_{\rho_0=\infty, F=\infty} - \left(\frac{B}{\omega_0} \right)^2 \right] C^4|_{F=\infty}} \quad (6.11)$$

Z toho (6.11) můžeme určit limitní případy propustnosti záření:

- I. Pokud se šíří svazek ve vakuu ($B = 0$), je propustnost [15]

$$\langle \tau \rangle = 1 \quad (6.12)$$

- II. Pokud je svazek monochromatický ($B = 0$) v jiném prostředí, je propustnost [15]

$$\langle \tau \rangle|_{B=0} = \frac{C^2|_{\rho_0=\infty, F=\infty}}{C^2|_{F=\infty}} \quad (6.13)$$

- III. Pokud je svazek prostorově nekoherentní ($\rho_S = \lambda/2\pi$) je propustnost [15]

$$\langle \tau \rangle|_{\rho_S = \lambda/2\pi} = 1 \quad (6.14)$$

Z toho vyplývá, že pokud je zdroj prostorově nekoherentní, nebudou mít turbulence na výsledný výkon vliv [15].

6.3.1 Strukturní parametr indexu lomu

Vzduch s různou teplotou má různý index lomu světla. Při mísení vzduchu s různou teplotou vznikají turbulentní cely s různým indexem lomu. V takovém prostředí platí Kolmogorův zákon dvou třetin (6.15) [3], který vyjadřuje vlastnosti takového prostředí pomocí strukturního indexu lomu C_n^2 . V tabulce 7 [3] jsou uvedeny strukturní parametry indexu lomu v závislosti na míře turbulence.

$$\langle [n(A, t) - n(B, t)]^2 \rangle_{\text{čas}} = C_n^2 l, \quad (6.15)$$

kde A, B jsou body v prostoru

t je čas

l je vzdálenost A, B

C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu.

Tabulka 7. míra turbulence a strukturního parametru indexu lomu

C_n^2 [$\text{m}^{-2/3}$]	míra turbulence
10^{-14}	slabá
10^{-13}	střední
10^{-12}	silná

7. Způsoby měření

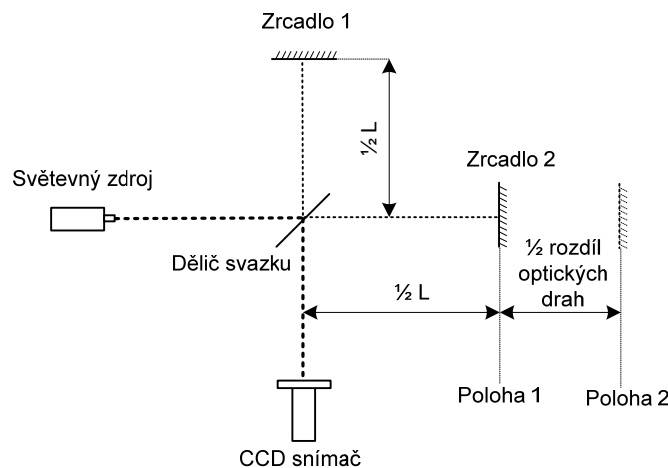
7.1 Určení koherenční délky

7.1.1 Určení koherenční délky za pomoci kontrastu

Vizibilita (kontrast) je definována jako poměr rozdílu maximální intenzity a minimální intenzity k součtu maximální intenzity s minimální intenzitou.

$$\vartheta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (7.1)$$

Pro měření koherenční délky pomocí vizibility se využívá interferometrů, pomocí kterých je získán interferenční obrazec. Na obr. 7.1 je schéma zapojení Michalsonova interferometru. Nejprve je zrcadlo 2 nastaveno tak, že optická dráha mezi děličem svazku a zrcadlem 2 je stejná jako optická dráha mezi zrcadlem 1 a děličem svazku (poloha 1). Po zjištění maximální a minimální hodnoty intenzity a následném výpočtu vizibility podle vztahu 7.1 se posune zrcadlo 2 tak, aby výsledná vizibilita interferenčního pole byla poloviční. Následně zjistíme rozdíl optických drah, který je roven koherenční délce svazku.



Obr. 7.1 Michalsonův interferometr

7.1.2 Určení koherenční délky za pomoci šířky spektrální čáry

Dalším způsobem určení koherenční délky je výpočet pomocí šířky spektrální čáry podle vztahu 7.2. Tato metoda je mnohem jednodušší a nevyžaduje žádný interferometr, pouze spektrální analyzátor.

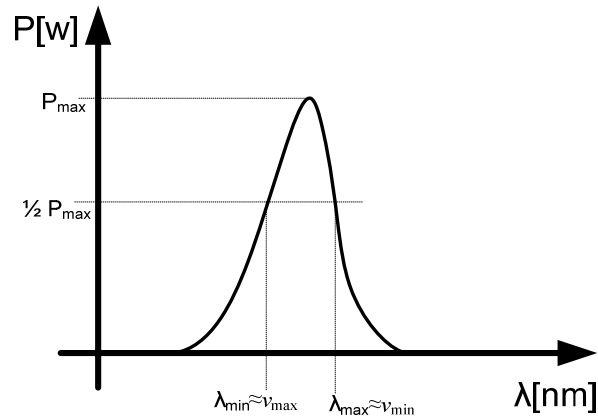


Obr. 7.2 Měření spektra

Šířka spektrální čáry se určí tak, že je zjištěna maximální hodnota výkonu na odpovídající vlnové délce. Jsou zjištěny maximální a minimální vlnová délka pro polovinu

maximální hodnoty výkonu (Obr. 7.3). Z takto získaných vlnových délek jsou vypočteny odpovídající frekvence a pomocí jejich rozdílu ($\Delta\nu$) je vypočtena koherenční délka (l_{koh}) podle vztahu 7.2, kde c je rychlost světla ve vakuu.

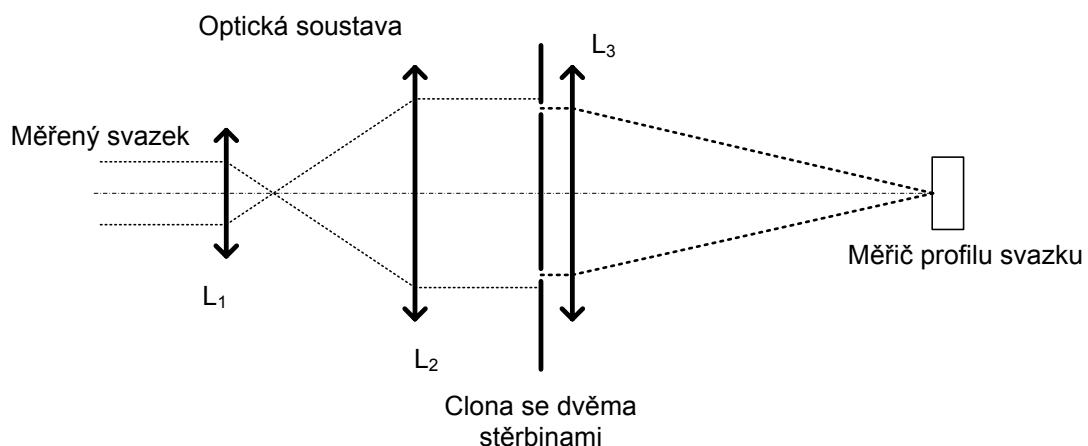
$$l_{koh} = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (7.2)$$



Obr. 7.3 Určení šířky spektrální čáry

7.2 Určení koherenční šířky

Zapojení pracoviště pro měření koherenční šířky je znázorněno na obrázku 7.4. Měřený svazek prochází přes optickou soustavu skládající se ze dvou spojných čoček. Optická soustava (L_1 a L_2) rozšiřuje svazek n -krát. To je nutné při malé pološířce měřeného svazku, neboť takto rozšířený svazek dovoluje použít clonu s větší vzdáleností štěrbin a tím klesají nároky na preciznost provedení štěrbin. Dále je tímto způsobem možné ovlivňovat Reyleighovu vzdálenost. Paprsky ze štěrbin jsou směřovány pomocí spojné čočky⁴ L_3 do měřiče profilu svazku, kde vzniká interferenční obrazec.



Obr. 7.4 Měření koherenční šířky

⁴ Převzato z [26]

Koherenční šířka odpovídá vzdálenosti štěrbin, při níž klesne kontrast interferenčního obrazce na zvolenou mez menší, než je maximální hodnota. Maximální hodnota kontrastu odpovídá $K = 1$. [18]

7.3 Určení základních parametrů Gaussova svazku

Ze vztahu 7.3[9] je možné jednoduchým způsobem zjistit Reyleighovu vzdálenost z_0 a pološířku svazku v krčku w_0 . K určení těchto parametrů je nutno změřit pološířku w svazku pro dvě různé vzdálenosti z .

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.3)$$

Po dosazení změřených hodnot do vztahu 7.4 získaného úpravou ze vztahu 5.3 je možno vypočítat Reyleighovu vzdálenost. Ve vztahu je $w(z_2)$ šířka svazku ve vzdálenosti z_2 a $w(z_1)$ je šířka svazku ve vzdálenosti z_1 .

$$z_0 = \sqrt{\frac{w^2(z_1) \cdot z_2^2 - w^2(z_2) \cdot z_1^2}{w^2(z_2) - w^2(z_1)}} \quad (7.4)$$

Následně je možno vypočítat pološířku svazku v krčku w_0 podle vztahu 5.5 získaného ze vztahu 5.3. Za $w(z)$ a z lze dosadit libovolnou dvojici změřených hodnot, např. $w(z_1)$ a z_1 .

$$w_0 = \frac{w(z)}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (7.5)$$

7.4 Stanovení strukturního parametru indexu lomu

7.4.1 Metoda relativní variance

Nejjednodušší způsob ke stanovení strukturního parametru indexu lomu je výpočet ze změřené relativní variance optické intenzity, protože platí [3]:

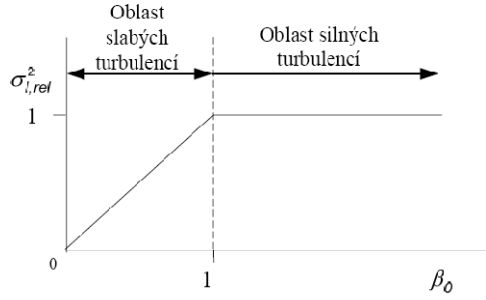
$$\beta = K \cdot C_n^2 \cdot k_0^{\frac{7}{6}} \cdot l, \quad (7.6)$$

kde K je konstanta (0,5 pro sférickou vlnu, 1,23 pro rovinnou vlnu)⁵, C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu, k_0 je vlnové číslo, l je optická dráha svazku a β je relativní variance optické intenzity. Relativní variance optické intenzity je definovaná vztahem:

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} \quad (7.7)$$

Ve vztahu 7.7 je I optická intenzita a $\langle \rangle$ má význam střední hodnoty dané veličiny. Vztah mezi β a σ^2 je nejlépe patrný z obrázku (5.5), ze kterého je patrné, že pro σ^2 dochází ke stavu nasycení a tato hodnota již dále neroste [3].

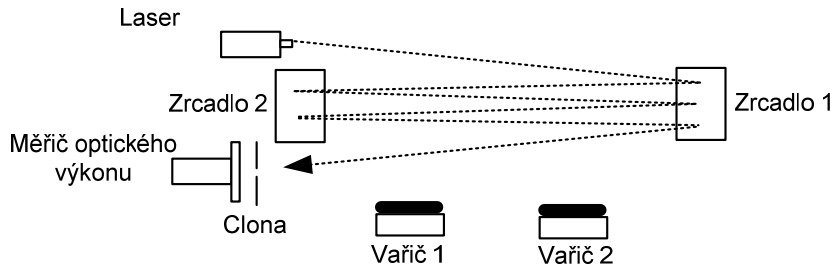
⁵ Konstanta platí, pokud vlna, šířící se turbulentním prostředím, má celou dobu stejný charakter (rovinná nebo sférická vlnoplocha).



Obr. 7.5 Závislost relativní variance na β

Pokud je tedy možné zjistit relativní varianci, je možné dopočítat i strukturní index lomu. Po úpravě vztahu 7.6 a 7.7 je získán vztah (7.8), který platí, pokud je $\sigma^2 < 1$. Zapojení pracoviště je uvedeno na Obr. 7.6.

$$C_n^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} \cdot \frac{1}{K \cdot k_0^6 \cdot l^{11/6}} \quad (7.8)$$



Obr. 7.6 Měření turbulencí

7.4.2 Metoda měření teploty

Dalším způsobem, jak stanovit strukturní parametr indexu lomu vychází ze vztahu 7.9 [16], kde P je atmosférický tlak, T je absolutní teplota vzduchu a C_T^2 je strukturní teplotní parametr.

$$C_n^2 = \left(79 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{P}{T^2} \right)^2 C_T^2 \quad (7.9)$$

Pro vyřešení rovnice 5.9 je nutné znát strukturní teplotní parametr. Ten lze vypočítat ze vztahu 5.10, kde R je vzdálenost dvou čidel (TČ1 a TČ2) měřících teplotu T_1 a T_2 . Rovnici 5.10 je možno řešit dvěma způsoby v závislosti na vzdálenosti čidel měřících teplotu vzhledem k maximální a minimální velikosti předpokládané turbulentní cely. Nejmenší rozměr turbulentní cely l_0 je řádově v jednotkách milimetrů, největší rozměr turbulentní cely L_0 je v řádech stovek metrů [16].

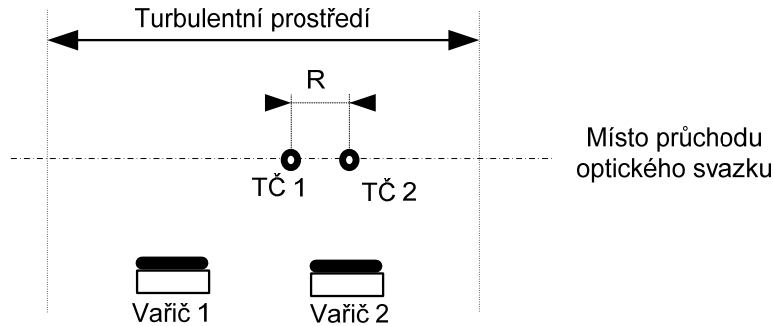
$$\langle (T_1 - T_2)^2 \rangle = \begin{cases} C_T^2 \cdot l_0^{-4/3} \cdot R^2, & 0 \leq R \ll l_0 \\ C_T^2 \cdot R^{2/3}, & l_0 \ll R \ll L_0 \end{cases} \quad (7.10)$$

Pro vzdálenost čidel $R = 4 \text{ cm}$ by se tedy strukturní parametr po úpravě 7.10 vypočetl podle vztahu 7.11.

$$C_T^2 = \frac{\langle (T_1 - T_2)^2 \rangle}{R^{2/3}} \quad (7.11)$$

Strukturní parametr indexu lomu lze tedy stanovit na základě měření teploty podle vztahu 5.12. Zapojení pracoviště je uvedeno na Obr 7.7.

$$C_n^2 = \left(79 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{P}{T^2} \right)^2 \cdot \frac{\langle (T_1 - T_2)^2 \rangle}{R^{2/3}} \quad (7.12)$$



Obr. 7.7 Určení strukturního parametru pomocí měření teploty

7.5 Výběr metod pro měření

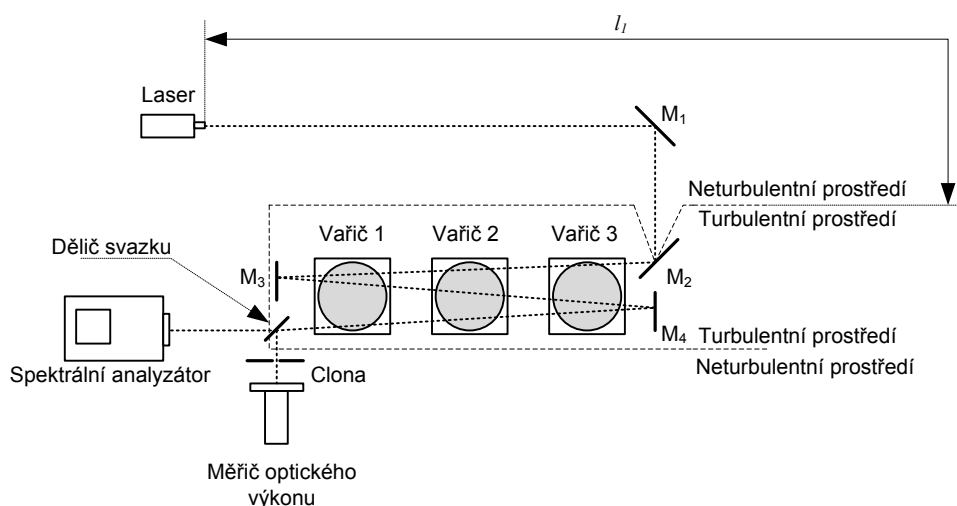
Pro měření strukturního parametru indexu lomu byla zvolena metoda, kde je využito relativní variance optické intenzity. Výhoda této metody je v tom, že na měření strukturního parametru indexu lomu přenosového prostředí lze použít laser, jehož koherenční parametry jsou měřeny. Není tedy nutné používat teplotní čidla s nízkou tepelnou kapacitou. Nevýhodou této metody je nutnost znát Reyleighovu vzdálenost pro určení konstanty K ve vztahu 5.8. Reyleighova vzdálenost je určena pomocí vztahu 5.4, kde je nutno změřit dvě pološířky svazku pro dvě různé vzdálenosti od zdroje záření.

Pro měření koherenční délky byla vybrána metoda měření pomocí spektrálního analyzátoru. Jeho hlavní výhoda spočívá v jednoduchosti a rychlosti měření.

Pro měření koherenční šířky byla vybrána metoda určení koherenční šířky na základě kontrastního obrazce.

8. Koherenční délka v turbulencích

Pro měření koherenční délky bylo navrženo pracoviště podle Obr. 8.1. Pracoviště se skládá z laseru, který slouží jako zdroj měřeného koherentního svazku a současně umožňuje měření míry turbulencí pomocí metody relativní variance optické intenzity. Následuje soustava zrcadel M1 až M4, kterými je měřený svazek směřován podle potřeby. Dělič svazku rozděljuje svazek na dva. Jedna část svazku směřuje k spektrálnímu analyzátoru, druhá přes clonu k měřiči optického výkonu. Takové uspořádání bylo zvoleno, protože při něm může být měřena relativní variance optického výkonu současně se spektrem svazku a clona je při měření jednoho laseru stále ve stejné pozici. Pro vytvoření turbulentního prostředí byly použity tři jednoplotýnkové vaříče. Dále bylo pracoviště rozděleno z hlediska turbulencí na turbulentní a neturbulentní prostředí. Optická dráha l_1 byla volena tak, aby byla větší, než Reyleighova vzdálenost použitého laseru. Rozdělení prostředí na turbulentní / neturbulentní a volba l_1 byly nezbytné pro určení konstanty K ve vztahu (7.8) při měření strukturního parametru indexu lomu.



Obr. 8.1 Zapojení pracoviště

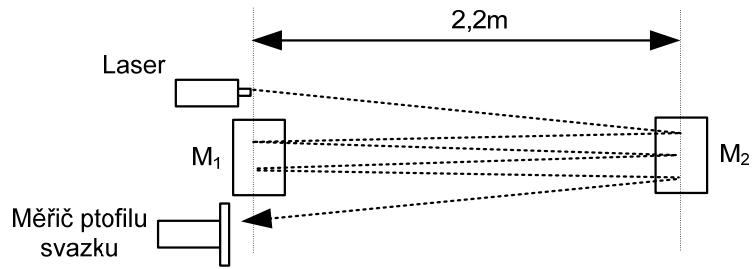
8.1 Měření laseru He-Ne

Pro měření byly použity dva helium–neonové lasery Melles Griot s dominantní vlnovou délkou 543,5 nm (zelený) a 632,8 nm (červený). Pro navržení rozměrů pracoviště bylo nejprve nutné určit Reyleighovu vzdálenost obou laserů.

8.1.1 Zjištění Reyleighovy vzdálenosti

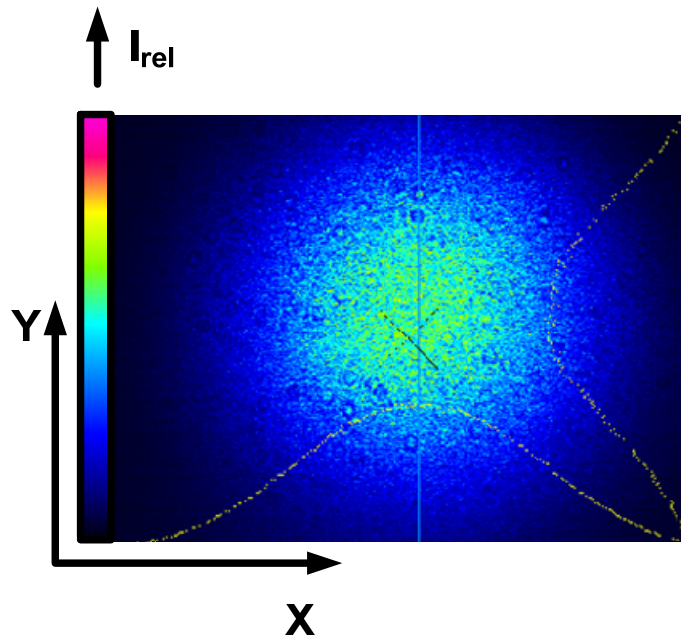
Reyleighova vzdálenost byla určena výpočtem z pološířky svazku, měřené ve dvou různých vzdálenostech od laseru.

Pro toto měření bylo zhotoveno pracoviště zobrazené na Obr. 8.2. Změna vzdálenosti byla prováděna počtem odrazů mezi zrcadly.



Obr. 8.2 Měření pološířky svazku.

Nejprve bylo provedeno měření šířky svazku pro dvě různé dráhy svazku červeného laseru He-Ne. Po nastavení dráhy $z_l = 4,4$ m a vybrání vhodného filtru tak, aby nedošlo k nasycení CCD snímače měřiče svazku, byla zjištěna šířka svazku $2w_x(4,4)$ v ose x a $2w_y(4,4)$ ose y (viz Obr. 8.3). Protože byla stopa svazku eliptická, bylo nutno vypočítat pološířku energeticky ekvivalentního svazku s kruhovou stopou podle vztahu 7.1. Při měření se musel dávat pozor na škrábance na zrcátku, které mohly měření ovlivnit (viz příloha P1).



Obr. 8.3 Stopa svazku He-Ne 632,8 nm, 4,4m

$$w(z) = \sqrt{w(z)_y \cdot w(z)_x} \quad (8.1)$$

Stejný postup byl opakován i pro dráhu $z_2 = 13,2$ m. Protože byla stopa svazku větší, než rozměr CCD snímače, bylo nutné použít optickou soustavu, která několikrát zmenší měřenou stopu. K dispozici byl expandér se zmenšením 2,5x. Změřenou pološířku bylo nutno vynásobit ještě 2,5x, aby hodnota odpovídala skutečnosti. Podobným způsobem bylo postupováno i při zjišťování parametrů laseru He-Ne 543,5 nm.

Naměřené a vypočtené hodnoty

Tabulka 8. Naměřené a vypočtené hodnoty pro He-Ne 632,8 nm

$2w_x(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	$2w_y(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	$2w_x(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$	$2w_y(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$
$4,58 \cdot 10^{-03}$	$3,51 \cdot 10^{-03}$	$9,361 \cdot 10^{-03}$	$8,584 \cdot 10^{-03}$
$w_x(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	$w_y(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	$w_x(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$	$w_y(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$
$2,29 \cdot 10^{-03}$	$1,75 \cdot 10^{-03}$	$4,68 \cdot 10^{-03}$	$4,29 \cdot 10^{-03}$
$w(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$		$w(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$	
2,005		4,482	
$z_0 [\text{m}]$			
<u>2,181</u>			

Tabulka 9. Naměřené a vypočtené hodnoty pro He-Ne 543,5 nm

$2w_x(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	$2w_y(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	$2w_x(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$	$2w_y(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$
$3,89 \cdot 10^{-03}$	$3,51 \cdot 10^{-03}$	$1,168 \cdot 10^{-02}$	$1,024 \cdot 10^{-02}$
$w_x(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	$w_y(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	$w_x(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$	$w_y(13,2 \text{ m}) [\text{m}]$
$1,94 \cdot 10^{-03}$	$1,75 \cdot 10^{-03}$	$5,84 \cdot 10^{-03}$	$5,12 \cdot 10^{-03}$
$w(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$		$w(4,4 \text{ m}) [\text{m}]$	
$1,847 \cdot 10^{-03}$		$5,469 \cdot 10^{-03}$	
$z_0 [\text{m}]$			
<u>0,758</u>			

Příklad výpočtu pro He-Ne 543,5

Pro dráhu optického svazku byla $z_l = 4,4 \text{ m}$ byla zjištěna šířka svazku v ose x:

$$2w_x(4,4 \text{ m}) = 3,89 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

Protože pološířka svazku je polovina šířky celého svazku, platí:

$$w_x(4,4) = \frac{2w_x(4,4)}{2} = \frac{3,89 \cdot 10^{-3}}{2} = 1,94 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (8.2)$$

Pro dráhu optického svazku $z_l = 4,4 \text{ m}$ byla zjištěna šířka svazku v ose y:

$$2w_y(4,4 \text{ m}) = 3,89 \cdot 10^{-03} \text{ m}$$

Pološířka je pak v ose y pro $z_l = 4,4 \text{ m}$:

$$w_y(4,4) = \frac{2w_y(4,4)}{2} = \frac{3,51 \cdot 10^{-3}}{2} = 1,75 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (8.3)$$

Následně je zjištěna ekvivalentní pološířka svazku z rovnice 7.1:

$$w(4,4) = \sqrt{w(4,4)_y \cdot w(4,4)_x} = \sqrt{1,75 \cdot 10^{-3} \cdot 1,94 \cdot 10^{-3}} = 1,847 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (8.4)$$

Stejný způsobem byly vypočteny hodnoty pro $z_2 = 13,2 \text{ m}$, kde vyšla pološířka energeticky ekvivalentního svazku:

$$w(13,2) = 5,469 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (8.5)$$

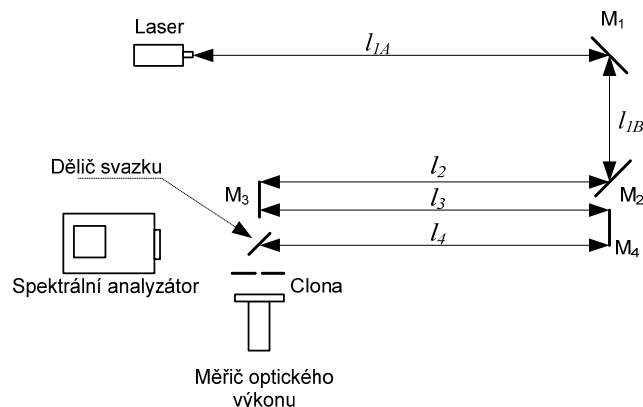
Po dosazení zjištěných parametrů do rovnice (8.6) byla zjištěna Reyleighova vzdálenost, kterou je nutné znát k určení strukturního parametru indexu lomu.

$$z_0 = \sqrt{\frac{w^2(z_1) \cdot z_2^2 - w^2(z_2) \cdot z_1^2}{w^2(z_2) - w^2(z_1)}} = \sqrt{\frac{(1,847 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 13,2^2 - (5,469 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 4,4^2}{(5,469 \cdot 10^{-3})^2 - (1,847 \cdot 10^{-3})^2}} = 0,758 \text{ m} \quad (8.6)$$

Stejným způsobem byla vypočtena Reyleighova vzdálenost laseru He-Ne 632,8 nm.

8.1.2 Návrh rozměrů pracoviště

Při znalosti Reyleighovi vzdálenosti je možné navrhnout vzdálenosti optických součástí tak, aby se v turbulentním prostředí šířila pouze sférická vlna. Z Obr. 8.4 je patrné, že vzdálenost $l_{1A} + l_{1B} > z_0$. Ostatní rozměry lze volit dle libosti.



Obr. 8.4 Schéma pracoviště

Tabulka 10. Zvolené rozměry pro He-Ne lasery

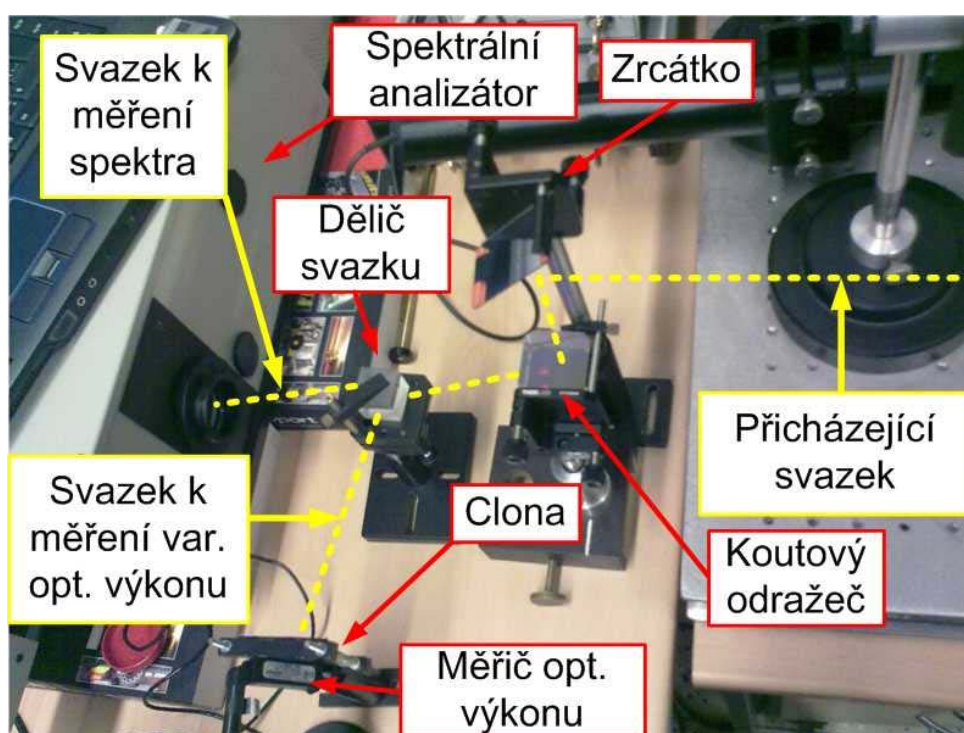
	He-Ne 632,8 nm	He-Ne 543,5 nm
l_{1A}	2 m	0,88 m
l_{1B}	0,25 m	0,25 m
l_2	1,18 m	1,18 m
l_3	1,15 m	1,15 m
l_4	1,15 m	1,15 m

8.1.3 Měření koherenční délky v turbulencích

Nejprve byl měřen červený He-Ne laser při vypnutých vaříčích. Při tomto měření bylo ale zjištěno, že spektrální analyzátor Avantes 3648 není schopen s dostatečnou přesností změřit vyzařované spektrum He-Ne laseru.

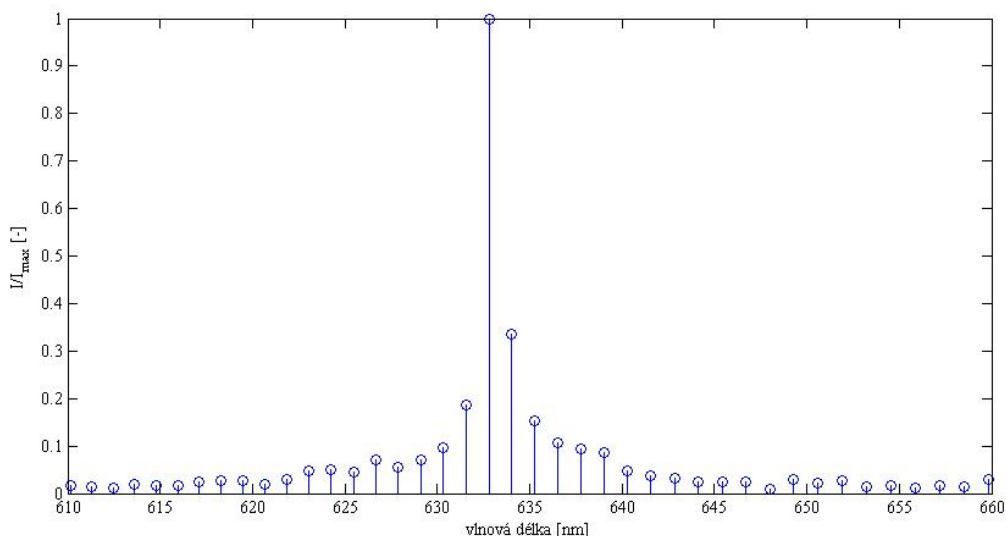
Při měření zeleného He-Ne laseru bylo stejně jako u zeleného laseru zjištěno, že spektrální analyzátor nedokáže takové spektrum změřit (viz příloha P2).

Pro přesnější měření spektra byl použit modulární spektrální analyzátor využívající Fourierovu transformaci ORIEL MIRMAT 8025. Protože je tento spektrální analyzátor poměrně velký, bylo nutno přidat soustavu zrcátek, která směřovala měřený svazek do vstupního otvoru přístroje, viz Obr. 8.5.



Obr. 8.5 Směrování svazku do analyzátoru

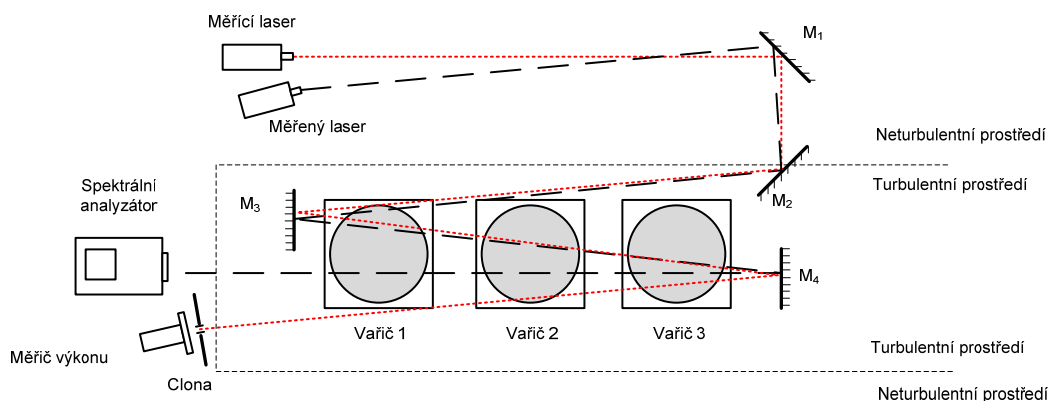
Při použití detektoru 80019 Si bylo při měření červeného He-Ne laseru změřené spektrum nedostatečně navzorkováno (Obr. 8.6). Zelený laser nebyl vůbec detekován. Výměna detektoru a následná kalibrace je poměrně technicky náročná. Jednodušším řešením je měřit laser s větší šířkou spektrální čáry.



Obr. 8.6 Spektrum He-Ne červený

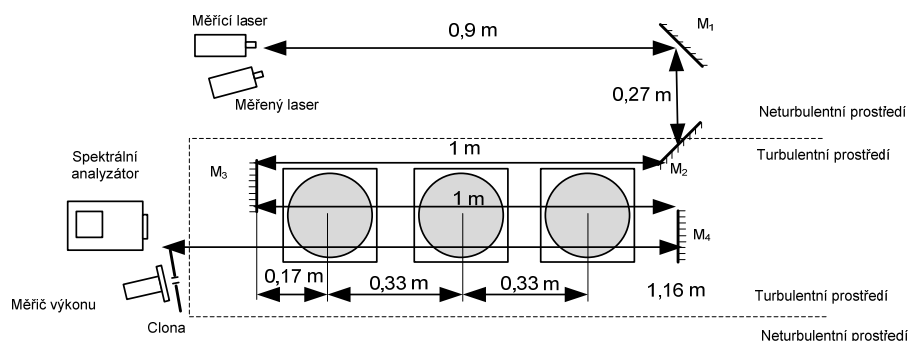
8.2 Měření polovodičového laseru

Protože nebylo za daných podmínek možné měřit s tak kvalitními lasery, jako jsou helium-neonové, byly použity polovodičové laserové diody. Pracoviště bylo upraveno tak, že na měření turbulencí byl použit zelený He-Ne laser a k měření vlivu turbulencí na koherenční délku svazku byl použit polovodičový laser. Uspořádání pracoviště viz Obr. 8.7.



Obr. 8.7 Měřicí pracoviště s LD

Bylo předpokládáno, že na měření spektra nemá vliv, zda je dopadající vlna rovinná nebo sférická. Z tohoto předpokladu plyne, že není nutné určovat Reyleighovu vzdálenost pro jednotlivé měřené laserové diody. To se v některých případech výše popsanou metodou ani nedalo udělat. Rozmístění součástí je na Obr. 8.8. Svazky měřeného i měřicího laseru byly ve výšce 0,25 m nad vaříči. Tím bylo zajištěno, že turbulence pro měřený i měřicí laser byly stejné. Jednotlivé vaříče byly poměrně blízko u sebe. Takové uspořádání mělo zrovnoměnit rozložení turbulencí v prostředí.



Obr. 8.8 Rozmístění součástek

Pro měření byly použity dva laserové moduly. Modrý polovodičový laser s regulovatelným výstupním výkonem, s udanou vlnovou délkou 405 nm a červený polovodičový laser s udanou vlnovou délkou 650 nm. Při měření byl nastaven maximální optický výkon, který nebyl po celou dobu měření měněn, protože změna výkonu mohla ovlivnit vyzařované spektrum.

Nejprve bylo měřeno spektrum polovodičového laseru bez turbulencí. Následně byl zvyšován výkon jednoplotýnkových vařičů tak, aby byl na všech vařičích nastaven stejný stupeň. Bylo předpokládáno, že tento způsob přispěje k rovnoměrnému rozložení turbulentního prostředí.

Naměřené hodnoty a vypočtené hodnoty

Tabulka 11 hodnoty naměřené pro modul 405 nm

$\sigma_{opt. \text{ výk.}}^2$ [-]	$\sigma_{opt. \text{ int.}}^2$ [-]	C_n^2 [m ^{-2/3}]	λ_{max} [nm]	λ_{min} [nm]	$\Delta\nu$ [Hz]	l_{coh} [m]
Bez turbulencí			408,9	404,5	7,981E+12	3,759E-05
1,249E-03	1,908E-03	2,659E-12	408,9	404,1	8,715E+12	3,442E-05
4,139E-03	6,320E-03	8,811E-12	410	404,3	1,032E+13	2,908E-05
3,080E-03	4,703E-03	6,556E-12	410,3	404,2	1,103E+13	2,719E-05
3,404E-03	5,199E-03	7,248E-12	410,7	404,2	1,175E+13	2,554E-05
4,081E-03	6,231E-03	8,688E-12	410,8	404,2	1,192E+13	2,516E-05
5,558E-03	8,487E-03	1,183E-11	410,9	404,2	1,210E+13	2,479E-05
1,868E-02	2,852E-02	3,976E-11	411,2	404,1	1,282E+13	2,340E-05

Tabulka 12 hodnoty naměřené pro modul 650 nm

$\sigma_{opt. \text{ výk.}}^2$ [-]	$\sigma_{opt. \text{ int.}}^2$ [-]	C_n^2 [m ^{-2/3}]	λ_{max} [nm]	λ_{min} [nm]	$\Delta\nu$ [Hz]	l_{coh} [m]
Bez turbulencí			655,3	654,1	8,399E+11	3,572E-04
1,938E-03	2,959E-03	6,527E-13	655,3	654	9,100E+11	3,297E-04
4,957E-03	7,570E-03	1,670E-12	655,6	654,2	9,793E+11	3,064E-04
8,339E-03	1,273E-02	2,809E-12	655,4	653,9	1,050E+12	2,857E-04
1,333E-02	2,035E-02	4,489E-12	655,4	655,4	1,050E+12	2,857E-04
1,353E-02	2,065E-02	4,556E-12	655,4	655,4	1,050E+12	2,857E-04

Příklad výpočtu

Výpočet je proveden pro poslední řádek tabulky 11. Z naměřených hodnot byla zjištěna relativní variance optického výkonu:

$$\sigma_{opt.výk}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{1,1593 \cdot 10^{-15} - 1,381 \cdot 10^{-15}}{1,381 \cdot 10^{-15}} = 1,8678 \cdot 10^{-2} \quad (8.7)$$

Následně bylo zjištěno vlnové číslo měřícího laseru.

$$k_{0m} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \nu}{c} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \frac{c}{\lambda}}{c} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} = \frac{2 \cdot \pi}{543 \cdot 10^{-9}} = 1,157 \cdot 10^7 m^{-1} \quad (8.8)$$

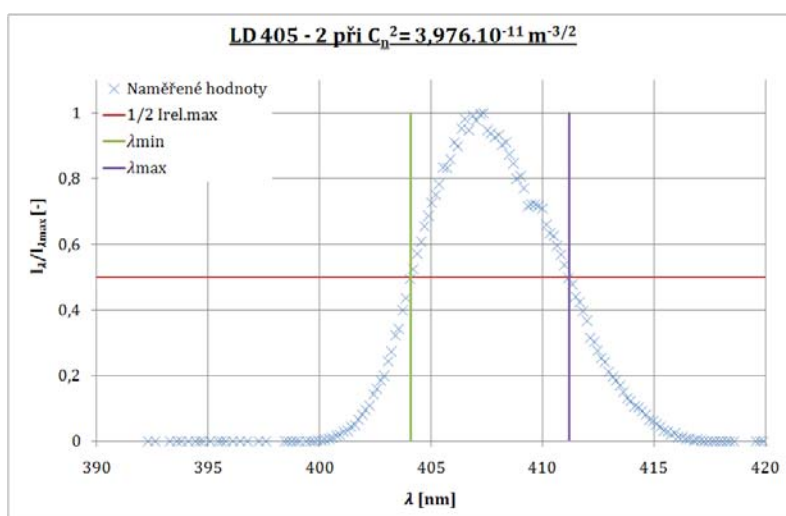
Pomocí variance optického výkonu byla zjištěna relativní variance optické intenzity:

$$\begin{aligned} \sigma_{opt.int}^2 &= \sigma_{opt.výk}^2 \cdot \left(1 + 1,062 \cdot \frac{k_{0m} D^2}{4 \cdot l} \right)^{\frac{7}{8}} = \\ &= 1,8678 \cdot 10^{-2} \cdot \left(1 + 1,062 \cdot \frac{1,157 \cdot 10^7 \cdot (0,8 \cdot 10^{-3})^2}{4 \cdot 3,16} \right)^{\frac{7}{8}} = 2,852 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \quad (8.9)$$

Pro stanovení konstanty K je nutné znát Reyleighovu vzdálenost. Ta vyšla pro zelený He-Ne laser, který byl použit pro měření turbulencí, $z_0 = 0,758$ m. Protože byla optická dráha mimo turbulentní prostředí větší než Reyleighova vzdálenost, byla konstanta $K = 0,5$. Procházející vlna byla sférická. Nyní jsou známy všechny údaje pro výpočet strukturního parametru indexu lomu.

$$\begin{aligned} C_n^2 &= \sigma_{opt.int}^2 \cdot \frac{1}{K \cdot k_0^{\frac{7}{6}} \cdot l^{\frac{11}{6}}} = \\ &= 2,852 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{0,5 \cdot (1,157 \cdot 10^7)^{\frac{7}{6}} \cdot 13,2^{\frac{11}{6}}} = 3,976 \cdot 10^{-11} m^{-\frac{2}{3}} \end{aligned} \quad (8.10)$$

V dalším kroku byla z naměřeného spektra určena maximální a minimální vlnová délka záření pro polovinu maximální optické intenzity viz Obr. 8.9.



Obr. 8.9 Spektrum LD 405 nm

Maximální hodnota vlnové délky měla hodnotu $\lambda_{max} = 411,2\text{nm}$ a minimální $404,1\text{nm}$. Z vlnových délek určující šířku spektrální čáry byly vypočteny odpovídající frekvence.

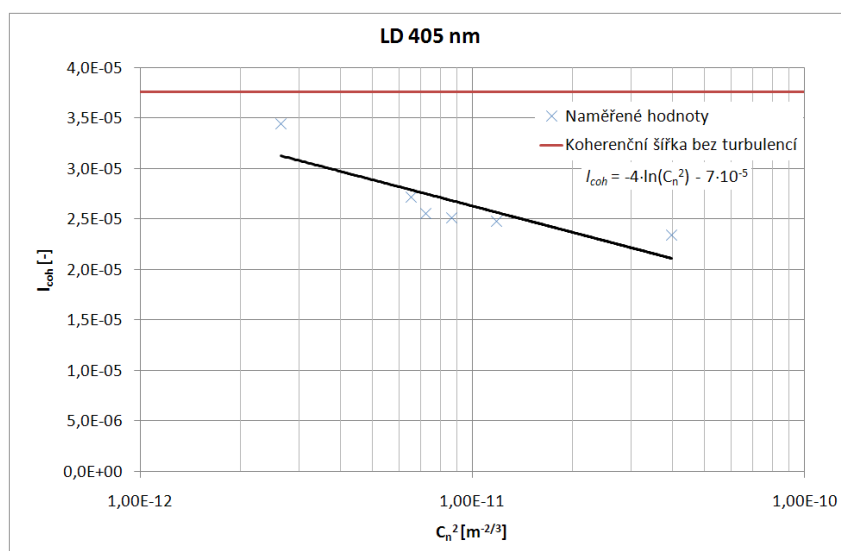
$$v_{min} = \frac{c}{\lambda_{max}} = \frac{3 \cdot 10^8}{411,2 \cdot 10^{-9}} = 7,296 \cdot 10^{14} \text{Hz} \quad (8.11)$$

$$v_{max} = \frac{c}{\lambda_{min}} = \frac{3 \cdot 10^8}{404,1 \cdot 10^{-9}} = 7,4239 \cdot 10^{14} \text{Hz} \quad (8.12)$$

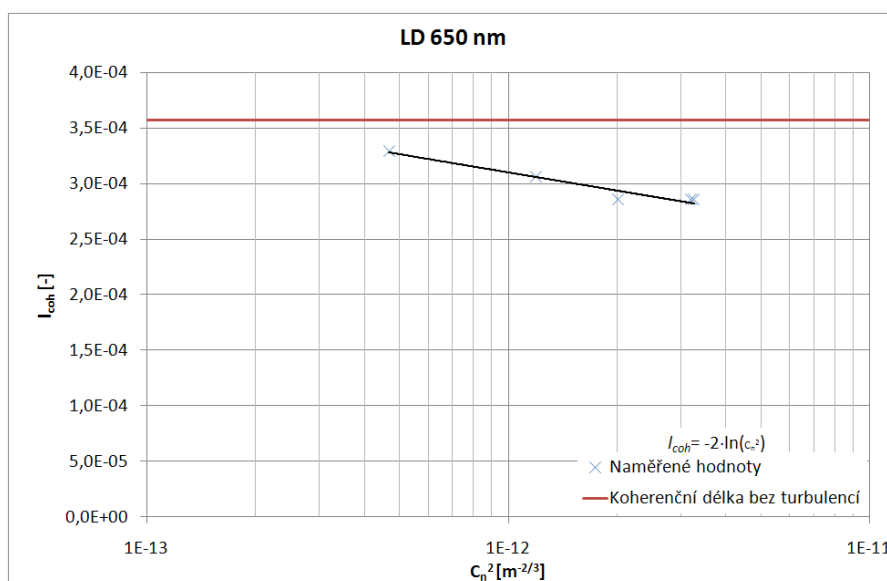
Z vypočtených frekvencí je určena koherenční délka.

$$l_{coh} = \frac{c}{\Delta v} = \frac{c}{v_{max} - v_{min}} = \frac{3 \cdot 10^8}{7,4239 \cdot 10^{14} - 7,296 \cdot 10^{14}} = 2,340 \cdot 10^{-5} \text{m} \quad (8.13)$$

Grafické zpracování výsledků



Obr. 8.10 Koherenční délka při různých turbulencích pro modul 405 nm.



Obr. 8.11 Koherenční délka při různých turbulencích pro modul 650 nm.

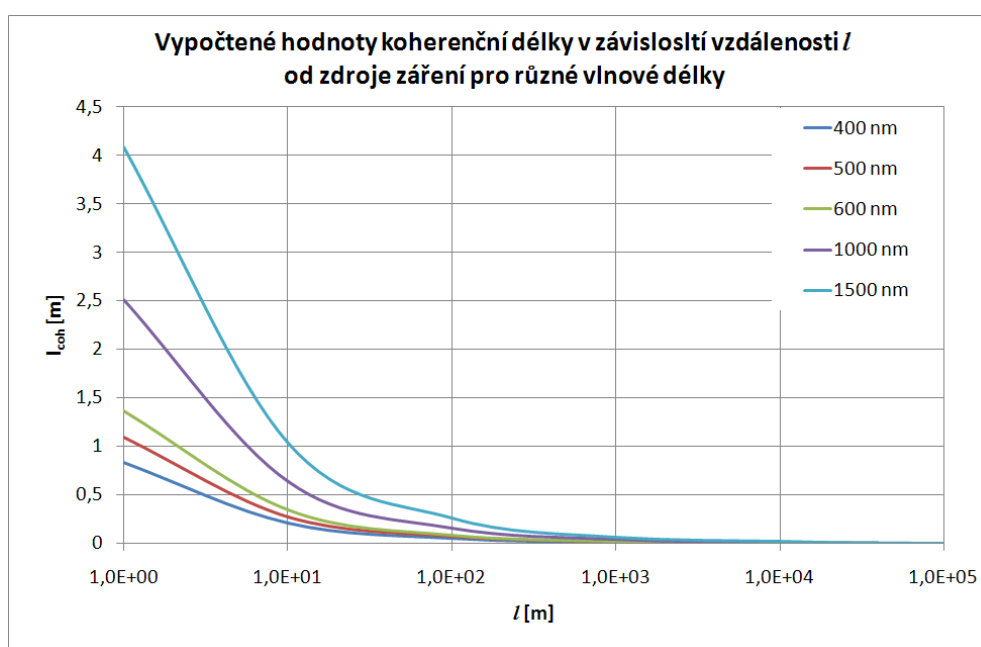
Z Obr. 8.10 a 8.11 je patrné, že koherence v turbulentním prostředí je menší než v neturbulentním prostředí. S rostoucím strukturálním parametrem indexu lomu klesá koherenční délka. Pro posouzení vlivu šířky spektrální čáry a vlivu dominantní vlnové délky na koherenční délku by bylo třeba provést měření na větším počtu laserů, které by se od sebe lišily jen v jednom zkoumaném parametru. Ostatní parametry by se musely lišit jen minimálně. Ideální by rovněž bylo, kdyby byly všechny lasery měřeny za stejných podmínek. Toho by se dosáhlo tak, že by byly všechny lasery měřeny současně. Takové měření by bylo velmi nákladné.

8.3 Teoretické hodnoty

Pro koherenční délku v turbulentní atmosféře platí podle [15] vztah (8.14)

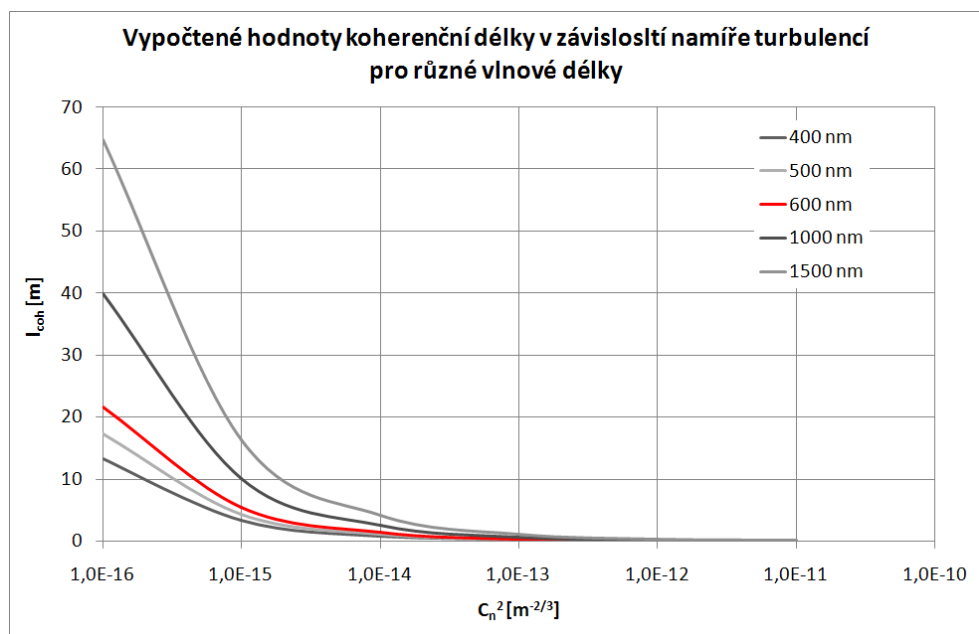
$$l_{coh} = (0,545k_{0i}^2C_n^2l)^{-\frac{3}{5}}, \quad (8.14)$$

kde k_{0i} je vlnové číslo monochromatického zdroje záření, l je dráha záření v turbulentním prostředí a C_n^2 je strukturální parametr indexu lomu daného prostředí. Vztah je platný pro monochromatický zdroj, který má v neturbulentním prostředí nulovou šířku spektrální čáry a tudíž nekonečnou koherenční délku. Na Obr. 8.12 je vynesena závislost koherenční délky na vzdálenosti od zdroje záření při $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ pro různé vlnové délky monochromatického zdroje. Z tohoto obrázku je patrné, že koherenční délka v turbulentním prostředí s rostoucí vzdáleností klesá. Pokud by byla délka trasy v turbulentním prostředí pro libovolnou vlnovou délku byla nulová, koherenční délka zdroje by byla nekonečná. Pokud by byla délka trasy v turbulentním prostředí nekonečná, koherenční délka pak bude nulová.



Obr. 8.12 Závislost koherenční délky na vzdálenosti od zdroje

Na Obr. 8.13 byla vynesena závislost koherenční délky na strukturálním parametru indexu lomu pro konstantní vzdálenost $l = 1 \text{ m}$ pro různé vlnové délky. S rostoucí mírou turbulencí klesá koherenční délka.



Obr. 8.13 Závislost koherenční délky na vzdálenosti od zdroje

8.3.1 Porovnání teoretických a změřených výsledků

Pro porovnání teoretických hodnot s naměřenými byly všechny teoretické i naměřené hodnoty normovány.

Tabulka 13 naměřené hodnoty pro laserový modul 405 nm

C_n^2 [m ^{-2/3}]	l_{cohnr} [m]	l_{cohmr} [-]	l_{coht} [m]	l_{cohtnr} [-]
2,659E-12	3,442E-05	1,000E+00	1,044E-02	1,000E+00
8,811E-12	2,908E-05	8,448E-01	5,087E-03	4,874E-01
6,556E-12	2,719E-05	7,898E-01	6,074E-03	5,820E-01
7,248E-12	2,554E-05	7,419E-01	5,719E-03	5,480E-01
8,688E-12	2,516E-05	7,308E-01	5,130E-03	4,916E-01
1,183E-11	2,479E-05	7,201E-01	4,262E-03	4,084E-01
3,976E-11	2,340E-05	6,799E-01	2,060E-03	1,974E-01

Tabulka 14 naměřené hodnoty pro laserový modul 650

C_n^2 [m ^{-2/3}]	l_{cohnr} [m]	l_{cohmr} [-]	l_{coht} [m]	l_{cohtnr} [-]
6,527E-13	3,297E-04	1,000E+00	6,183E-02	1,000E+00
1,670E-12	3,064E-04	9,293E-01	3,519E-02	5,691E-01
2,809E-12	2,857E-04	8,667E-01	2,576E-02	4,166E-01
4,489E-12	2,857E-04	8,667E-01	1,944E-02	3,145E-01
4,556E-12	2,857E-04	8,667E-01	1,927E-02	3,117E-01

V tabulkách 13 a 14 je C_n^2 strukturní parametr indexu lomu, l_{coh} je změřená koherenční délka, l_{cohmr} je relativní změřená koherenční délka, l_{coht} je vypočítaná koherenční délka, l_{cohtr} je relativní vypočítaná koherenční délka.

Příklad výpočtu

Pro výpočet bylo ještě nutné znát vlnové číslo měřeného laseru, které je jiné než vlnové číslo měřícího He-Ne laseru. Bylo vypočítáno, že pro modul 405 nm je $k_{0i} = k_{0měř} = 1,545 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ pro změřenou dominantní frekvenci $\lambda_c = 406,7 \text{ nm}$. Výpočty byly dělány pro poslední řádek tabulky 12.

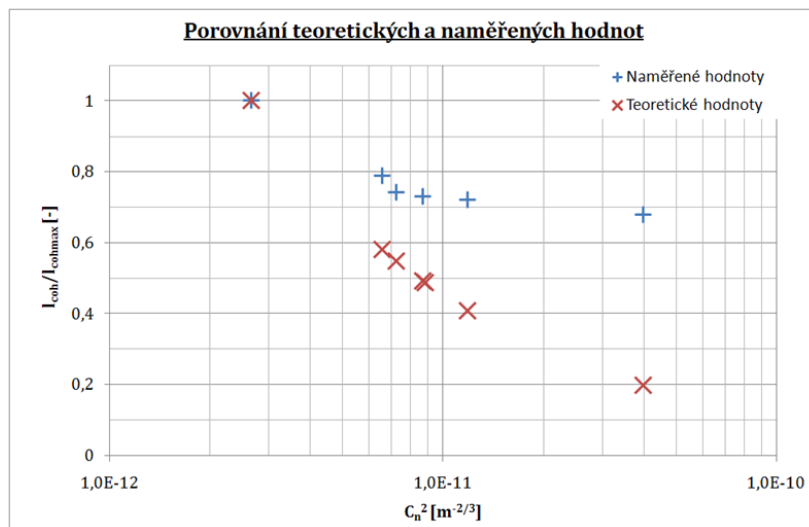
$$l_{coht} = (0,545 k_{0i}^2 C_n^2 l)^{\frac{3}{5}} = (0,545 \cdot (1,545 \cdot 10^7)^2 \cdot 3,976^{-11} \cdot 3,16)^{\frac{3}{5}} = 2,060^{-3} \text{ m} \quad (8.15)$$

Všechny takto vypočtené hodnoty byly normovány (8.16).

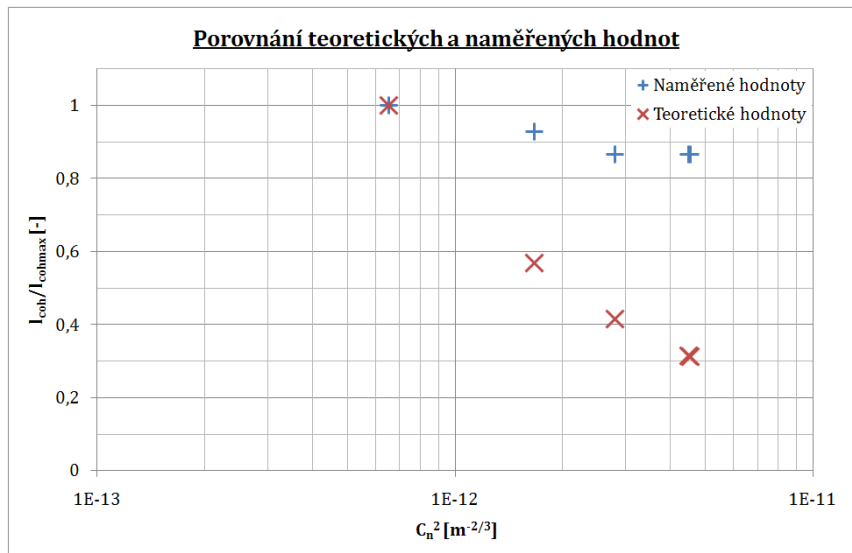
$$l_{cohtr} = \frac{l_{coht}}{l_{cohtm}} = \frac{2,060^{-3}}{1,044^{-2}} = 1,974 \cdot 10^{-1} \quad (8.16)$$

Dále bylo provedeno normování naměřených hodnot. Protože je výpočet podobný jako v případě teoretických hodnot, nemá smysl ho zde uvádět.

Grafické zpracování výsledků



Obr. 8.14 Porovnání naměřených a vypočtených hodnot pro modul 405 nm



Obr. 8.15 Porovnání naměřených a vypočtených hodnot pro modul 650 nm

Z Obr. 8.14 a 8.15 je patrné, že teoreticky vypočtená relativní koherenční délka klesá s rostoucím C_n^2 více než měřená. To je pravděpodobně způsobeno tím, že při teoretickém výpočtu je uvažován monochromatický zdroj záření.

8.4 Zhodnocení výsledků

Na měření turbulencí resp. strukturního parametru indexu lomu měly vliv mechanické otřesy pracoviště. Při měření bylo dosaženo velkých hodnot strukturního parametru indexu lomu. Pro jejich snížení by stačilo zvětšit vzdálenost mezi laserovým svazkem a vaříči. To by ale vedlo k větší citlivosti na mechanické otřesy.

Určení koherenční délky ze spektra bylo limitováno rozlišením spektrálního analyzátoru. Proto musely být měřeny lasery s velkou šířkou spektrální čáry.

Bylo předpokládáno, že se koherenční délka v turbulentní atmosféře s rostoucím strukturním parametrem indexu lomu snižuje. Tento předpoklad byl potvrzen měřeními dvou laserů. V porovnání s vypočítanými hodnotami byl pokles koherenční délky obou měřených laserů menší, než u vypočítaných hodnot. To bylo s největší pravděpodobností způsobeno tím, že při výpočtu byl uvažován monochromatický zdroj, ale při měření byly použity zdroje s nenulovou šířkou spektrální čáry. Pro červený polovodičový laser byla stanovena rovnice pro výpočet koherenční délky $l_{coh} = -2 \ln(C_n^2)$. Pro modrý polovodičový laser byla stanovena rovnice pro výpočet koherenční délky $l_{coh} = -4 \ln(C_n^2) - 7 \cdot 10^{-5}$.

8.5 Použité přístroje

3x jednoplotýnkový vaříč

2x rovinné zrcadlo

2x koutový odražeč

4x rovinné zrcátko z promítačky

1x spektrometr Avantes 3648

1x spektrometr Oriol Mirmat 8025

1x měřič profilu svazku

1x měřič výkonu Vega

1x laserový modul LD 405 s maximálním výkonem 66 mW

1x laserový modul LD 650 s maximálním výkonem 72 mW

1x He-Ne laser 632,8 nm Melles Griot

1x He-Ne laser 543,5 nm Melles Griot

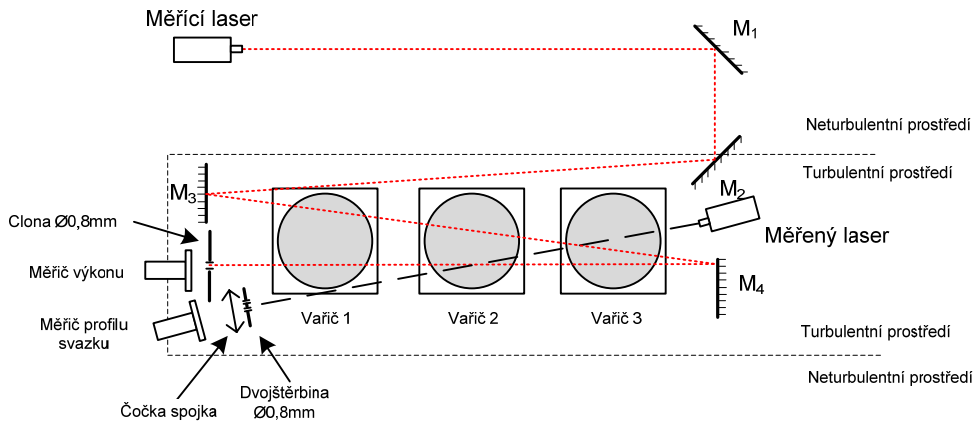
1x svinovací metr

1x clona s otvorem \varnothing 0,8mm

1x dělič svazku

9. Koherenční šířka v turbulencích

Pracoviště pro měření koherenční šířky bylo sestaveno podle Obr. 9.1. Pro měření turbulencí byl použit zelený He-Ne laser o vlnové délce 543,5nm. Dále pracoviště obsahovalo měřený laser.

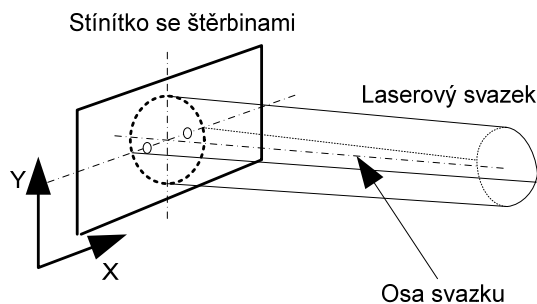


Obr. 9.1, Pracoviště pro měření koherenční šířky

Pracoviště bylo vybaveno dvouštěrbinami s průměry otvorů 0,8 mm. Za ní byla umístěna spojná čočka. Rovina ohniska byla umístěna v rovině dvouštěrbiny. Podle [26] spojná čočka slučuje paprsky z dvouštěrbiny a vytváří interferenční obrazec.

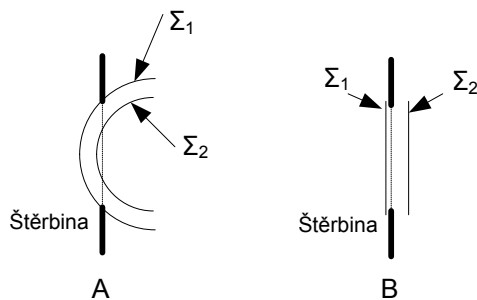
9.1 Výběr měřeného laseru

Nejprve bylo nutné vybrat vhodný měřený laser. Bylo požadováno, aby stopa měřeného laseru měla Gaussovské rozložení intenzity. Při stejných průměrech štěrbin, prochází při Gaussovském rozložení každou štěrbinou stejný optický výkon. Osa svazku musí ležet ve středu mezi štěrbinami, viz Obr. 9.2.



Obr. 9.2, Svazek dopadající na dvojštěrbinu

Je výhodné, když vlnoplocha dopadající na dvojštěrbinu je rovinná. Při průchodu sférické vlny štěrbinou je přítomno současně více vlnoploch Σ ve štěrbině (Obr. 9.3 A.). Všechny takové vlnoplochy se podílejí na interferenčním obrazci [25].

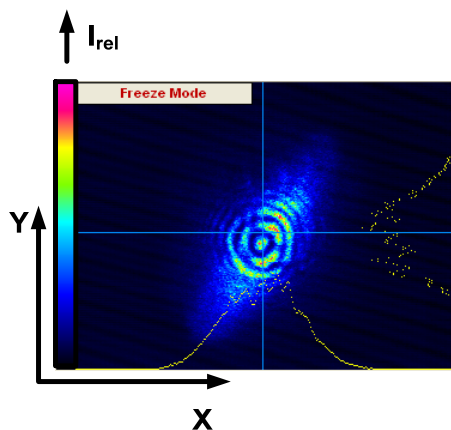


Obr. 9.3, Průchod vlnoploch Σ štěrbinou při dopadající A) sférické vlně
B) rovinné vlně.

Pokud bude štěrbinou procházet rovinná vlna, bude se podílet na interferenčním obrazci pouze jedna vlnoplocha. Pro měření koherenční šířky je vhodnější, aby dopadající vlna byla rovinná. U laseru je při nepřekročení Rayleighovi vzdálenosti pracováno s rovinnou vlnou. Toho lze s výhodou využít při tomto měření. Výběr laseru byl proveden především na základě profilu svazku.

9.1.1 Polovodičový laser 405 nm

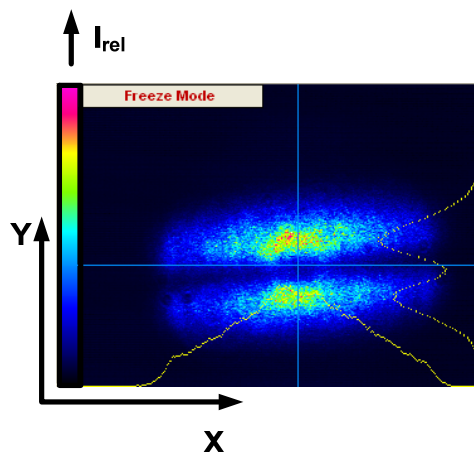
Ze stopy svazku tohoto laseru je patrné (Obr. 9.4), že není vhodný pro měření koherenční šířky. Jeho rozložení intenzity neodpovídá Gaussovu rozložení. Při různém nastavení integrované optiky laserového modulu nedošlo k žádnému zlepšení. Proto tento laser na měření vybrán nebyl.



Obr. 9.4, Profil laserového svazku LD 405 nm.

9.1.2 Polovodičový laser 650 nm

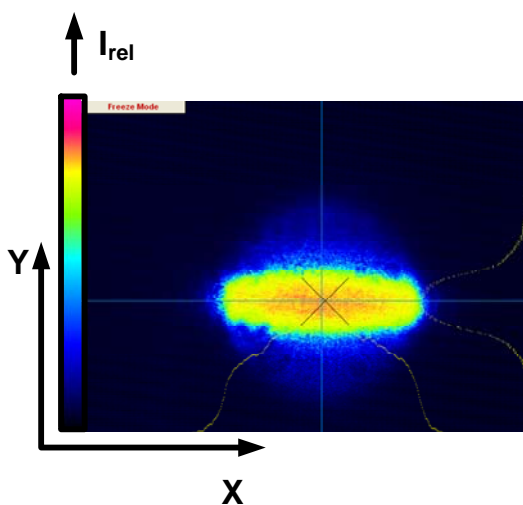
Stopa tohoto svazku (Obr. 9.5) je pro měření koherenční šířky vhodnější, než předchozí svazek. V ose x je možné rozložení optické intenzity považovat za Gaussovské. V ose y ale Gaussovské rozložení není. Při nastavení integrované optiky laserového modulu nedošlo k žádnému zlepšení. Tento laserový modul na měření vybrán nebyl.



Obr. 9.5, Profil laserového svazku LD 650 nm.

9.1.3 Polovodičový laser 670 nm

Stopa tohoto svazku (Obr. 9.6) je pro měření koherenční šířky vhodná. V ose x i v ose y je možné rozložení optické intenzity považovat za Gaussovské. Při nastavení integrované optiky laserového modulu nedošlo k žádné velké změně. Tento laserový modul byl vybrán na měření koherenční šířky v turbulencích.



Obr. 9.6, Profil laserového svazku LD 670 nm.

Rayleighova vzdálenost

Integrovaná optika tohoto laseru byla nastavena tak, aby se svazek nikde nekřížil. Dále byla změřena pološířka svazku pro dvě různé vzdálenosti od zdroje záření. Z těchto údajů byla vypočtena Rayleighova vzdálenost. Postup výpočtu byl stejný jako u He-Ne laserů v kapitole 8.1.1, a proto zde již není uveden příklad výpočtu. Výsledek je uveden v tabulce 15.

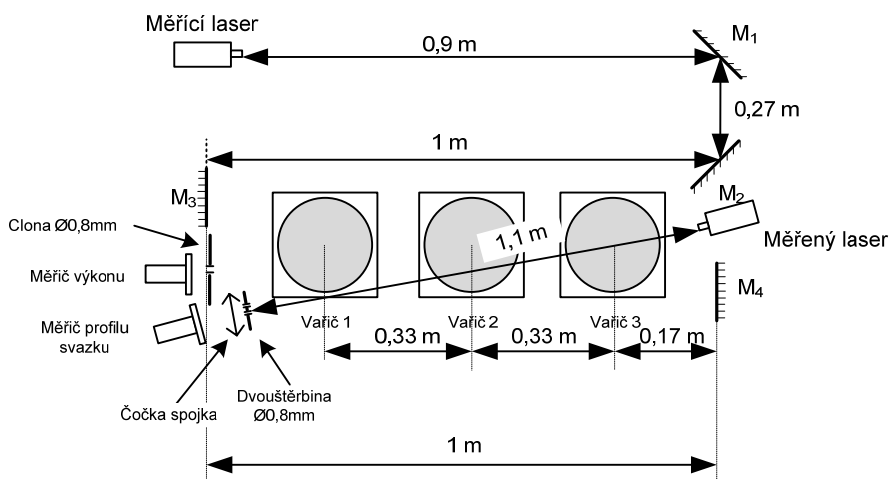
Tabulka 15, Naměřené a vypočtené výsledky.

$2w_x(0,3 \text{ m})$ [m]	$2w_y(0,3 \text{ m})$ [m]	$2w_x(1,02 \text{ m})$ [m]	$2w_y(1,02 \text{ m})$ [m]
3,589E-03	1,230E-03	3,902E-03	1,278E-03
$w_x(0,3 \text{ m})$ [m]	$w_y(0,3 \text{ m})$ [m]	$w_x(1,02 \text{ m})$ [m]	$w_y(1,02 \text{ m})$ [m]
1,794E-03	6,152E-04	1,951E-03	6,389E-04
$w(0,3 \text{ m})$ [m]		$w(1,02 \text{ m})$ [m]	
1,051E-03		1,117E-03	
z_0 [m]			
<u>2,695</u>			

Vlnoplochu tohoto laseru lze považovat teoreticky za rovinnou do vzdálenosti 2,695 m. Zjištění Rayleighovi vzdálenosti tímto způsobem je velmi náročné na přesnost měření jednotlivých parametrů. Je možné, že při měření vznikly nepřesnosti, proto bude dále uvažováno, že vlnoplocha z tohoto laseru je rovinná do vzdálenosti 1,2 m od zdroje.

9.2 Návrh pracoviště

Rozmístění součástek je zobrazeno na Obr. 9.7. Pracoviště je uspořádáno podobně jako při měření koherenční délky. Měřicí laser je umístěn tak, aby jeho dráha přes turbulentní prostředí byla dlouhá 1,1 m. Svazky měřeného i měřícího laseru byly ve výšce 0,23 m nad vařiči. Tím bylo zajištěno, že turbulence pro měřený i měřící laser jsou stejné. Spojná čočka a měřič svazku nejsou na obrázku zakotvány, protože jejich vzdálenost se měnila podle potřeby.

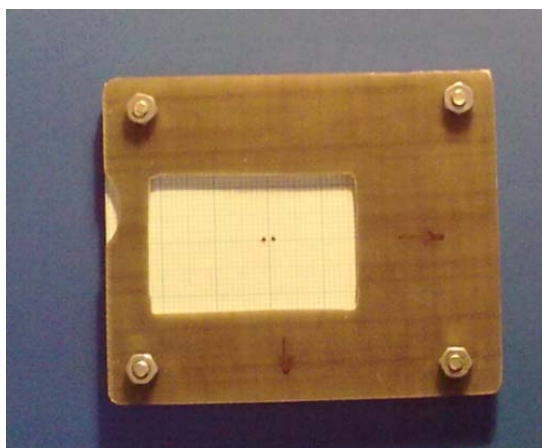


Obr. 9.7, Rozmístění součástek

9.2.1 Zaměřování os stínítka se štěrbinami

Při použití stínítka se dvěma otvory je nutné, aby osa stínítka ležela ve shodné přímce s osou měřeného svazku. Pokud by se tak nestalo, interferenční obrazec by byl zdeformován.

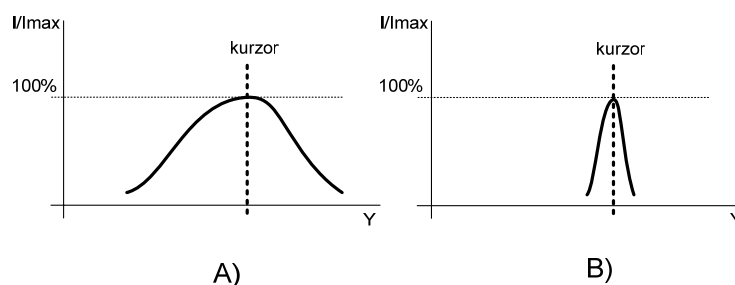
Pro zjednodušení měření byl vyroben rámeček s vyměnitelnými stínítky s dvouštěrbinou (Obr. 9.8). Stínítka jsou vyrobena tak, že po jejich zasunutí do rámečku se nemění jejich poloha v ose Y. To je výhodné, protože polohu v ose Y stačí zaměřit pouze jednou.



Obr. 9.8, Rámeček s dvouštěrbinou $a = 2$ mm

Zaměření osy Y

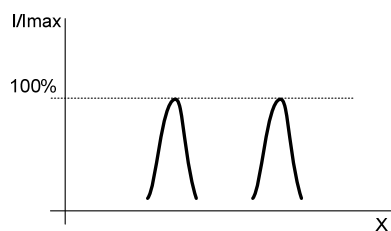
Po průchodu svazku prostorem se měřičem svazku zaznamená poloha maxima pomocí kurzoru (Obr. 9.9 A). Po vložení stínítka do trasy svazku, se stínítkem pohybuje ve směru osy y tak, aby maximum vertikální osy leželo na vertikálním maximu celého svazku, tedy na maximu vyznačeném kurzorem (Obr. 9.9 B).



Obr. 9.9 Zaměření osy Y

Zaměření osy X

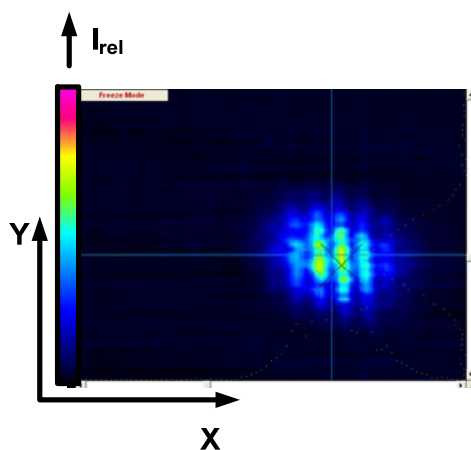
Pro nastavení horizontální osy se pohybovalo se stínítkem ve směru osy x tak, aby obě špičky vzniklé průchodem přes štěrbinu měly stejnou velikost maximální optické intenzity (Obr. 9.10).



Obr. 9.10 Zaměření osy X

9.3 Měření polovodičového laseru

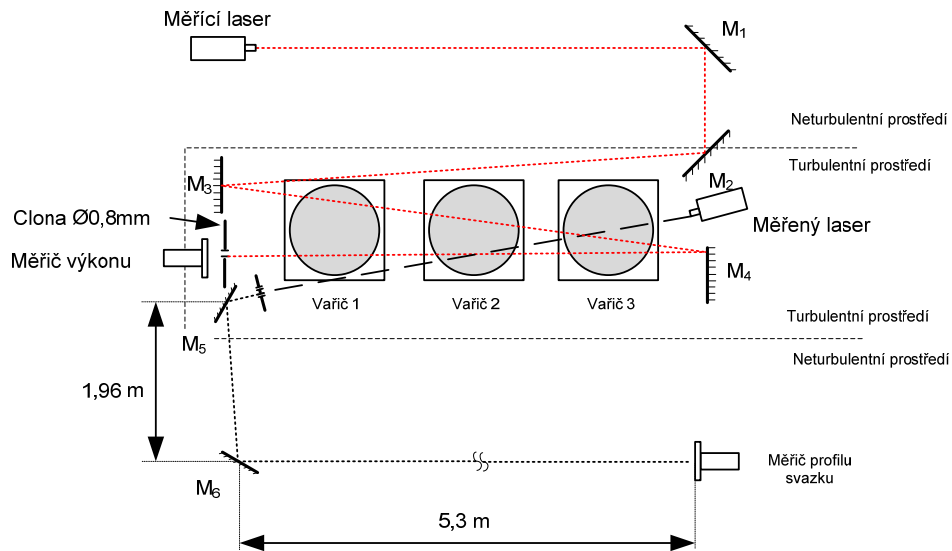
Nejprve byla měřena koherenční šířka v neturbulentním prostředí. Při tomto měření bylo zjištěno, že měřič profilu svazku nedokáže změřit interferenční obrazec s dostatečným rozlišením (viz Obr. 9.11). To je způsobeno tím, že jednotlivé proužky jsou v porovnání s pixely CCD snímáče měřiče svazku moc malé. Tuto metodu nelze pro další měření použít.



Obr. 9.11, Nedostatečné rozlišení měřiče svazku, zvětšeno 8x

9.4 Úprava pracoviště

Protože předchozí pracoviště nevyhovělo požadavkům na měření, bylo nutné ho upravit. Z původního návrhu byla odstraněna spojná čočka. Místo ní byla použita dvě zrcátka, aby byla prodloužena optická dráha paprsků vystupujících ze štěrbin. To umožnilo vznik interferenčního obrazce. Uspořádání pracoviště je na Obr. 9.12. Neokótované rozměry jsou stejné jako u předchozího pracoviště.



Obr. 9.12 Nové pracoviště

Při tomto měření byl na měření použit měřič profilu svazku. Jeho nevýhodou je, že nedokáže vrátit absolutní hodnotu intenzity, ale pouze intenzitu relativní (vzhledem k maximální právě se vyskytující hodnotě). Kontrast interferenčního obrazce se vypočte ze vztahu (9.1).

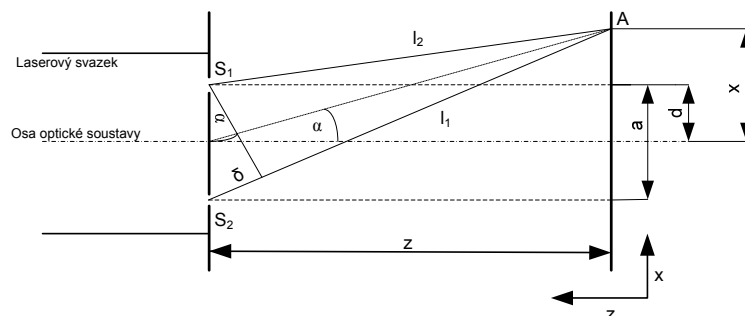
$$\vartheta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (9.1)$$

Pokud vztah dále upravíme na 9.14 vynásobením čitatele a jmenovatele převrácenou hodnotou I_0 , nedojde k změně výsledné hodnoty kontrastu. Z toho plyne, že je možné měřič svazku použít pro měření kontrastu.

$$\vartheta = \frac{I_{max}^{-1}(I_{max} - I_{min})}{I_{max}^{-1}(I_{max} + I_{min})} \quad (9.2)$$

9.4.1 Chyba při měření koherenční šířky

Při uspořádání pracoviště podle Obr. 9.12 dojde k vytvoření interferenčního obrazce, na kterém se budou podílet různé vlnoplochy, protože mezi jednotlivými paprsky bude dráhový rozdíl (viz Obr. 9.13).



Obr. 9.13 Rozdíl drah při interferenci

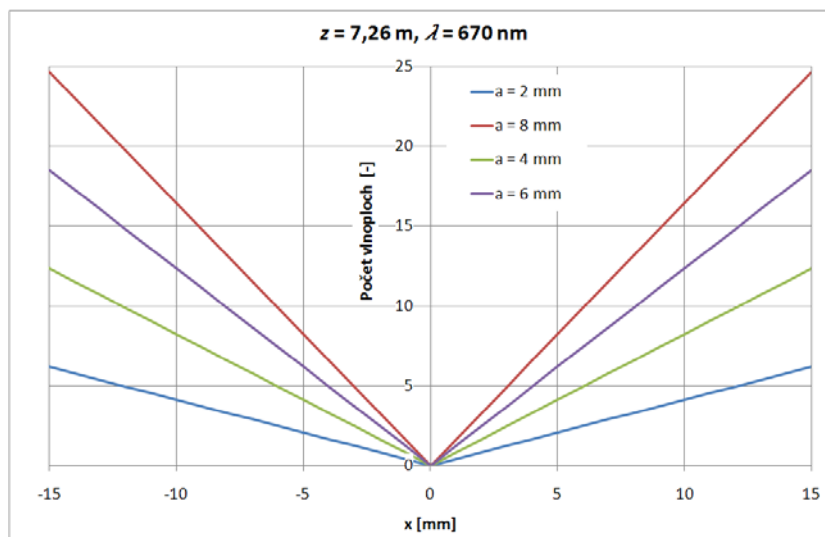
Na obrázku 9.13 je z vzdálenost stínítka od dvouštěrbiny, a je vzájemná vzdálenost štěrbin, d je vzdálenost štěrbin od osy optické soustavy, x je vzdálenost pozorovaného bodu od osy soustavy. l_1 a l_2 jsou velikosti dráhy svazků vystupujících ze štěrbin a δ je jejich dráhový rozdíl. Podle [25] je tento rozdíl vyjádřen vztahem (9.3).

$$\delta = \frac{2dx}{z} = \frac{ax}{z} \quad (9.3)$$

Jestliže bude uvažováno, že jednotlivé vlnoplochy jsou od sebe vzdáleny vlnovou délkou λ , je možné vyjádřit dráhový rozdíl pomocí vlnoploch (9.4).

$$\text{Počet vlnoploch} = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{2dx}{z\lambda} = \frac{ax}{z\lambda} \quad (9.4)$$

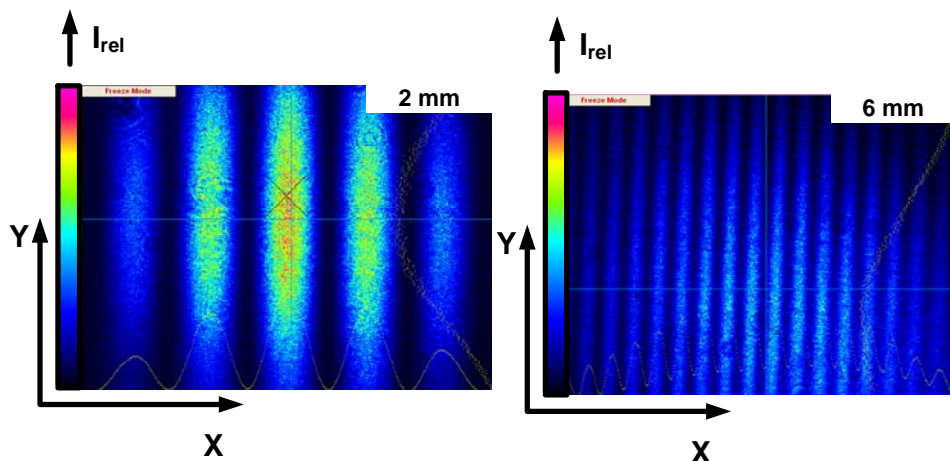
Takto získané hodnoty byly zobrazeny v Obr. 9.14. Z obrázku je vidět, že v ose soustavy budou obě vlnoplochy stejně zpožděné. Při rostoucí vzdálenosti ve směru osy x se zvětšuje rozdíl interferujících vlnoploch. Pro vzájemnou vzdálenost štěrbin $a = 8$ mm při $x = 15$ mm byl vypočten rozdíl přibližně 25 vlnoploch. To je poměrně málo, a proto bylo rozhodnuto, že je možné na tomto pracovišti měřit koherenční šířku svazku.



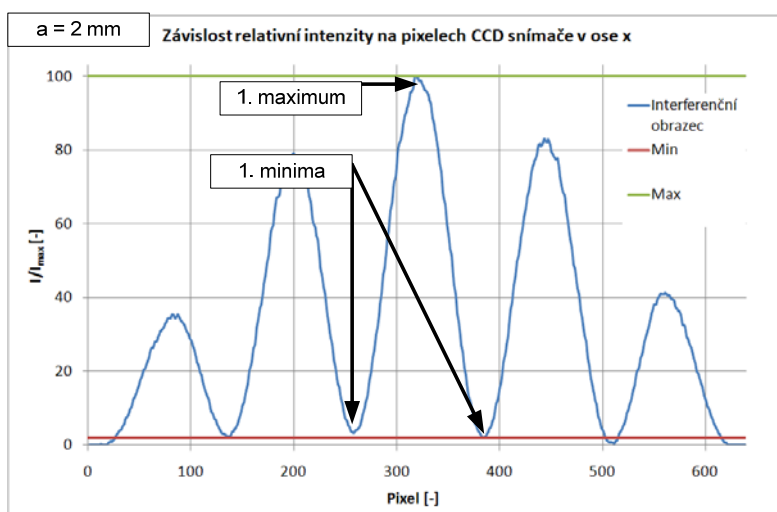
Obr. 9.14 Vypočtené hodnoty

9.5 Měření polovodičového laseru po úpravách

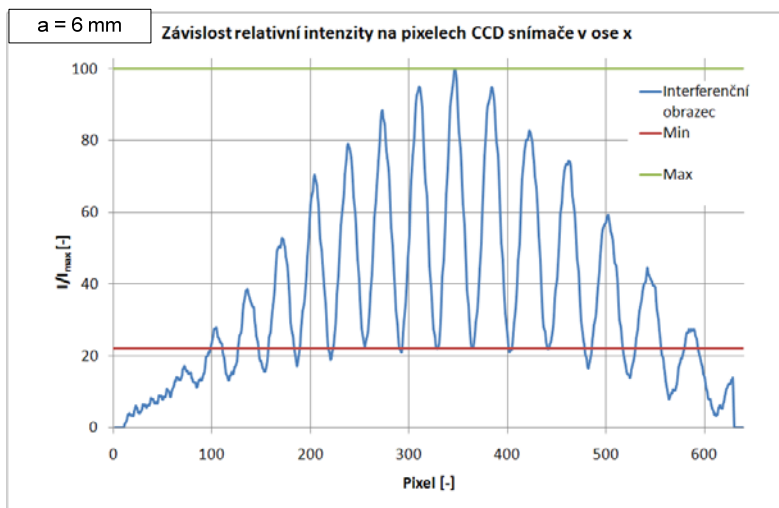
Po zaměření rámečku s dvojštěrbinou (viz kapitola 9.2.1), byla změřena koherenční šířka. Měření probíhalo tak, že byly měněny dvouštěrbiny a následně byl zaznamenáván vzniklý interferenční obrazec (Obr. 9.15) a průběh jeho relativní intenzity.



Obr. 9.15, Interferenční obrazec pro vzdálenost štěrbin 2 mm a 6 mm
 Z průběhů relativních intenzit bylo určeno první maximum a první minima (z každé strany kolem prvního maxima viz Obr. 9.16). Obě minima byla zprůměrována. Následně byl vypočten kontrast.



Obr. 9.16, Průběh relativní intenzity interferenčního obrazce pro $a = 2$ mm



Obr. 9.17, Průběh relativní intenzity interferenčního obrazce pro $a = 6 \text{ mm}$

Naměřené hodnoty a vypočtené hodnoty

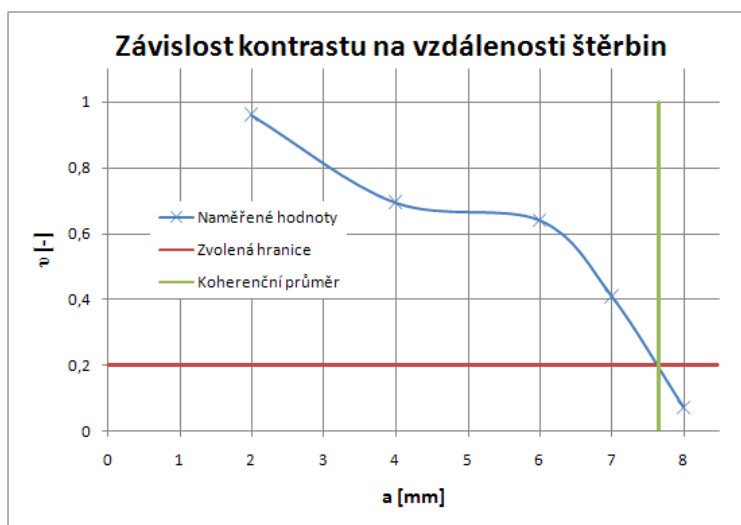
Tabulka 16, Naměřené a vypočtené hodnoty

Štěrbina	$I_{\text{relmax}} [-]$	$I_{\text{relmin}} [-]$	$\vartheta [-]$
2 mm	100	2	0,961
4 mm	100	18	0,695
6 mm	100	22	0,639
7 mm	100	42	0,408
8 mm	52	45	0,072

Příklad výpočtu

Výpočet byl proveden pro vzdálenost štěrbin $a = 6 \text{ mm}$.

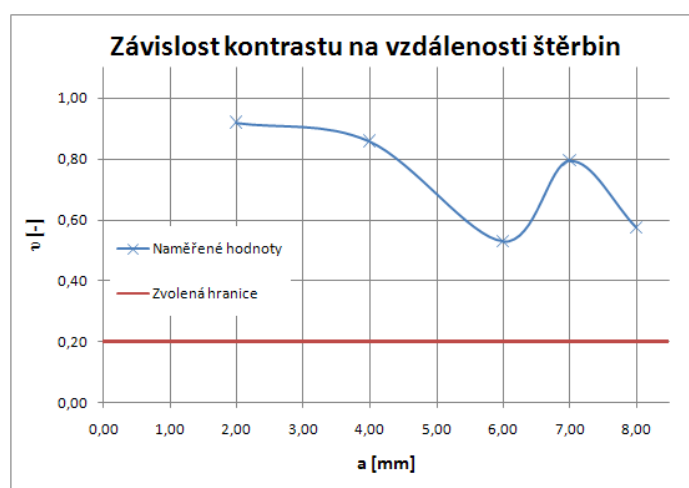
$$\vartheta = \frac{I_{\text{max}}^{-1} \cdot I_{\text{max}} - I_{\text{max}}^{-1} \cdot I_{\text{min}}}{I_{\text{max}}^{-1} \cdot I_{\text{max}} - I_{\text{max}}^{-1} \cdot I_{\text{min}}} = \frac{100 - 22}{100 + 22} = 0,639 \quad (9.5)$$



Obr. 9.18. Závislost kontrastu na vzdálenosti štěrbin

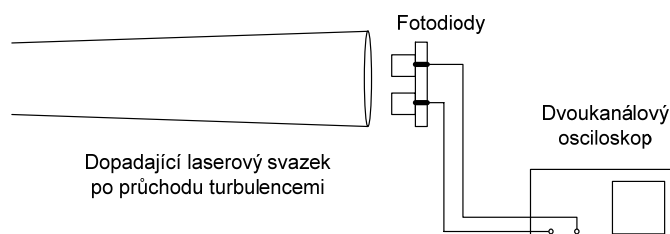
Z grafické závislosti kontrastu na vzdálenosti štěrbin byla určena koherenční šířka. Za prostorově koherentní bylo považováno záření, které vytvořilo interferenční obrazec s kontrastem 0,2 (toto číslo bylo voleno, např. v [20] byl zvolen kontrast 0,03). To odpovídá vzdálenosti štěrbin $a = 7,65$ mm. Koherenční poloměr je $r = a / 2 = 7,65 / 2 = 3,825$ mm.

Při měření koherenční šířky v turbulentním prostředí bylo zjištěno, že tato metoda není vhodná. Interferenční obrazec se měnil tak moc, že nebylo možné jednoznačně určit kontrast (viz el. příloha). Výsledky nejevili zlepšení, ani když byla použita funkce průměrování z určitého počtu měření. Na Obr. 9.19 je příklad měření pro $C_n^2 = 2,531 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.



Obr. 9.19, Závislost kontrastu na vzdálenosti štěrbin v turbulentním prostředí

Podle [8] je možné stanovit koherenční délku na základě korelace fází. V [19] byla použita metoda využívající korelaci napětí (Obr. 9.20). Princip měření spočíval v měření fluktuací napětí na dvou fotodiodách (vyvolaných fluktuacemi optické intenzity) a následnou korelaci obou průběhů napětí. Z časových důvodů tato metoda nebyla vyzkoušena.



Obr. 9.20, Princip měření koherenční šířky pomocí korelace

9.6 Teoretické výsledky

Podle [16] lze stanovit koherenční šířku výpočtem. Je ale nutné rozlišovat, zda je počítána prostorová koherence pro sférickou nebo rovinnou vlnu. Dále je nutné znát strukturální parametr indexu lomu, délku optické dráhy v prostředí a vlnové číslo zdroje záření.

Pro rovinnou vlnu podle [16] platí:

$$r_{rov} = (1,87 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L \cdot l_0^{-1/3})^{-1/2} \text{ pokud } r_0 \ll l_0 \quad (9.6)$$

$$r_{rov} = (1,46 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-3/5} \text{ pokud } l_0 \ll r_0 \ll L_0 \quad (9.7)$$

Pro sférickou vlnu podle [16] platí:

$$r_{sfer} = (0,62 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L \cdot l_0^{-1/3})^{-1/2} \text{ pokud } r_0 \ll l_0 \quad (9.8)$$

$$r_{sfer} = (0,55 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-3/5} \text{ pokud } l_0 \ll r_0 \ll L_0 \quad (9.9)$$

Ve vztazích (9.6), (9.7), (9.8), (9.9) je r_{rov} poloměr koherence pro rovinnou vlnu, r_{sfer} poloměr koherence pro sférickou vlnu, r_0 je poloměr koherence (bez ohledu na to, o jakou vlnu se jedná), k je vlnové číslo, σ_I^2 je relativní variance optické intenzity, L je délka optické dráhy v turbulentním prostředí, l_0 je minimální velikost turbulentní cely (podle [16] dosahuje rozměru milimetrů), L_0 je maximální rozměr turbulentní cely (podle [16] dosahuje rozměru až stovek metrů).

Vypočtené hodnoty

Tabulka 17. Vypočtené hodnoty koherenčního poloměru v závislosti na míře turbulencí

	C_n^2 [m ^{-2/3}]	r_0 [m]
Rovinná vlna, $r_0 \ll l_0$	1,0E-14	2,359E-01
	1,0E-13	7,460E-02
	1,0E-12	2,359E-02
	1,0E-11	7,460E-03
Rovinná vlna $l_0 \ll r_0 \ll L_0$	1,0E-14	8,158E-01
	1,0E-13	2,049E-01
	1,0E-12	5,147E-02
	1,0E-11	1,293E-02
Sférická vlna, $r_0 \ll l_0$	1,0E-14	4,083E-01
	1,0E-13	1,291E-01
	1,0E-12	4,083E-02
	1,0E-11	1,291E-02
Sférická vlna, $l_0 \ll r_0 \ll L_0$	1,0E-14	1,460E+00
	1,0E-13	3,668E-01
	1,0E-12	9,213E-02
	1,0E-11	2,314E-02

Příklad výpočtu

Příklad výpočtu je uveden pro poslední řádek tabulky 16. Optická dráha byla zvolena $l = 1,1$ m. Vlnová délka, pro kterou byly výsledky vypočítány, je $\lambda = 670$ nm. Po dosazení do (9.10) získáme:

$$r_0 = (0,55 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-3/5} = (0,55 \cdot 10^{-11} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{670 \cdot 10^{-9}}\right)^2 \cdot 1,1)^{-3/5} = 2,314 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad (9.10)$$

Pro výpočet rovinné a sférické vlny při $r_0 \ll l_0$ byl za rozměr nejmenší turbulentní cely zvolen $l_0 = 1$ mm.

Tabulka 18. Vypočtené hodnoty koherenčního poloměru v závislosti na vlnové délce

	λ [nm]	r_0 [m]
Rovinná vlna $l_0 \ll r_0 \ll L_0$	400	4,393E-01
	600	7,146E-01
	800	1,009E+00
	1000	1,319E+00
	1100	1,479E+00
	1300	1,807E+00
	1500	2,146E+00
Rovinná vlna, $r_0 \ll l_0$	400	1,408E-01
	600	2,113E-01
	800	2,817E-01
	1000	3,521E-01
	1100	3,873E-01
	1300	4,577E-01
	1500	5,282E-01
Sférická vlna, $r_0 \ll l_0$	400	2,438E-01
	600	3,657E-01
	800	4,875E-01
	1000	6,094E-01
	1100	6,704E-01
	1300	7,923E-01
	1500	9,142E-01
Sférická vlna, $l_0 \ll r_0 \ll L_0$	400	7,863E-01
	600	1,279E+00
	800	1,807E+00
	1000	2,361E+00
	1100	2,647E+00
	1300	3,235E+00
	1500	3,841E+00

Příklad výpočtu

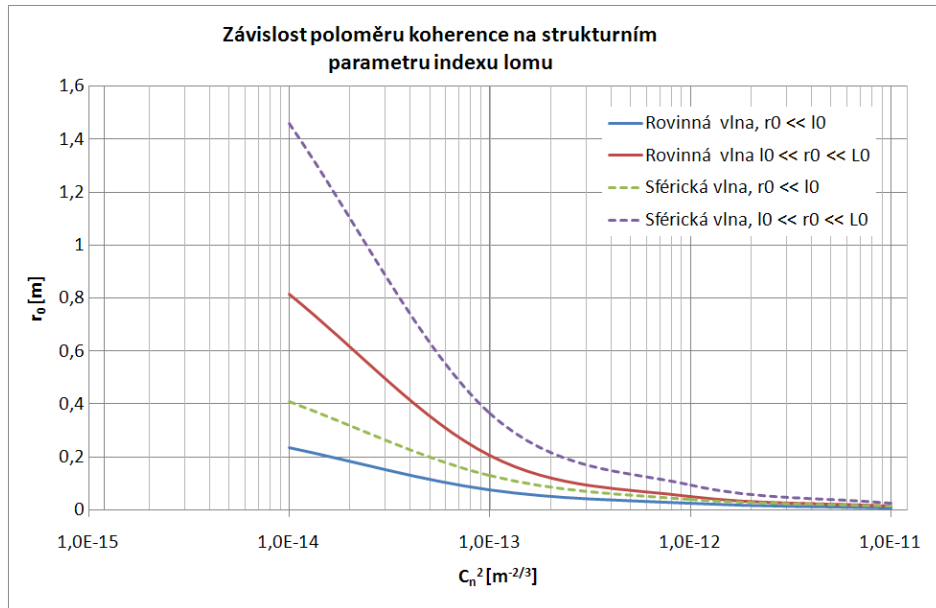
Příklad výpočtu je uveden pro poslední řádek tabulky 17.

Optická dráha byla zvolena $l = 1,1$ m. Strukturální parametr indexu lomu, pro který byly výsledky počítány, je $C_n^2 = 10^{-11} \text{ m}^{2/3}$. Po dosazení do (9.11) získáme:

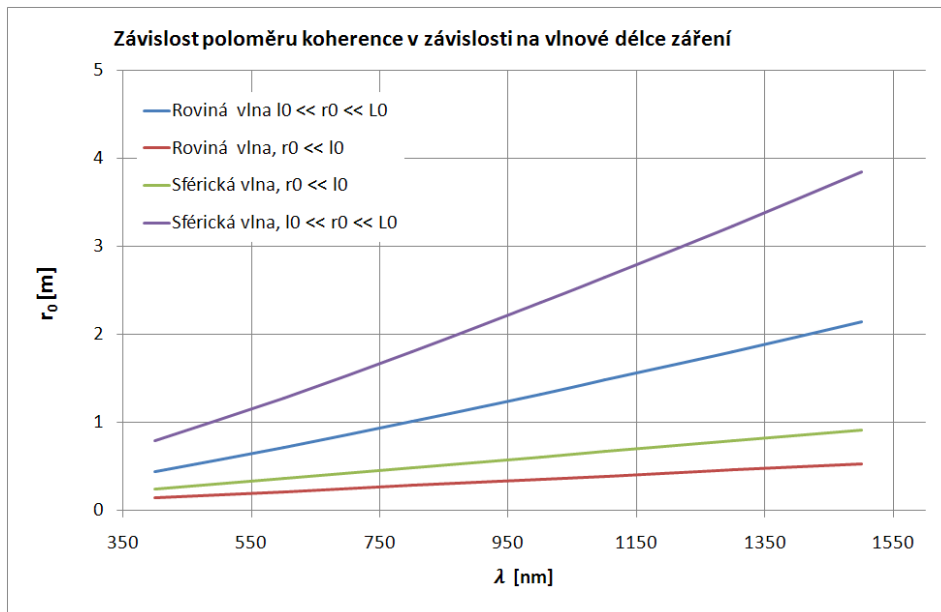
$$\begin{aligned}
 r_0 &= (0,55 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-3/5} = (0,55 \cdot 10^{-11} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{1500 \cdot 10^{-9}}\right)^2 \cdot 1,1)^{-3/5} \\
 &= 3,841 \text{ m} \qquad \qquad \qquad (9.11)
 \end{aligned}$$

Pro výpočet rovinné a sférické vlny při $r_0 \ll l_0$ byl za rozměr nejmenší turbulentní cely zvolen $l_0 = 1$ mm.

Grafické zpracování výsledků



Obr. 9.21 Závislost r_0 na C_n^2 , $\lambda = 670$ nm při optické dráze 1,1 m



Obr. 9.22 Závislost r_0 na λ , $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ při optické dráze 1,1 m

Pozn. (9.6) a (9.8) platí až při $r_0 \ll l_0$. To znamená že r_0 musí být menší než 1 mm. (9.7) a (9.9) platí pro $l_0 \ll r_0 \ll L_0$. To znamená, že r_0 musí být větší než 1 mm, ale menší než L_0 . Obr. 9.21 a 9.22 byly vyneseny pro porovnání tvaru jednotlivých průběhů.

9.7 Zhodnocení výsledků

Navržené pracoviště využívající spojnou čočku ke sloučení svazků z dvoušterbiny nemohlo být pro měření použito, protože měřič svazku nedokázal vyhodnotit interferenční obrazec s dostatečnou přesností. Další pracoviště využívající dostatečně dlouhé dráhy pro vytvoření interferenčního obrazce bylo schopno měřit koherenční šířku při průchodu měřeného svazku neturbulentní atmosférou. Při zavedení turbulencí byly změřené výsledky vyhodnoceny jako nepravdivé, protože závislost kontrastu na vzdálenosti šterbin nebyla monotónní. Lepším způsobem měření koherenční šířky v turbulentním prostředí je metoda založená na korelaci fluktuaace napětí resp. optické intenzity popsané v [19]. Na realizaci tohoto pracoviště ale nebyl dostatek času.

Bylo předpokládáno, že se koherenční šířka v turbulentní atmosféře s rostoucím strukturním parametrem indexu lomu snižuje. Tento předpoklad byl potvrzen výpočtem pro různý tvar vln. Měřením to však potvrzeno nebylo.

9.8 Použité přístroje

3x jednoplotýnkový vaříč

2x rovinné zrcadlo

2x koutový odražeč

4x rovinné zrcátko z promítačky

1x měřič profilu svazku

1x měřič výkonu Vega

1x laserový modul LD 405 nm s maximálním výkonem 66 mW

1x laserový modul LD 650 nm s maximálním výkonem 72 mW

1x laserový modul LD 750 nm s maximálním výkonem 69 mW

1x He-Ne laser 543,5 nm Melles Griot

1x svinovací metr

1x clona s otvorem \varnothing 0,8mm

1x spojná čočka

1x sada dvoušterbin \varnothing 0,8mm, $a = 2\text{mm}, 4\text{mm}, 6\text{mm}, 7\text{mm}, 8\text{mm}$

1x rámeček na sadu dvoušterbin

10. Závěr

Tato diplomová práce se zabývala prostorovou a časovou koherencí laserových svazků v turbulentní atmosféře. Byl v ní vysvětlen princip funkce laseru a popsány parametry laserového záření. Dále se práce zabývala atmosférickým přenosovým prostředím. Byly zde uvedeny příčiny extinkce v atmosféře. Velká pozornost byla věnována turbulencím v atmosféře. V práci byly popsány dvě metody určení strukturního parametru indexu lomu. Dále byly uvedeny metody měření koherenční délky a koherenční šířky. V praktické části bylo navrženo pracoviště na měření koherence v turbulentní atmosféře. Byly zde rovněž uvedeny teoretické rovnice pro výpočet koherence v turbulentní atmosféře.

Pro měření koherenční délky v turbulentním prostředí byla použita metoda založená na měření spektrální čáry laserového záření pomocí spektrálního analyzátoru. Tuto metodu ale nelze použít pro kvalitní lasery, jako jsou například helium-neonové. Spektrální čára těchto laserů je totiž příliš úzká. Tento fakt byl ověřen měřením. Spektrální čáru dvou He-Ne laserů (632,8nm a 543,5 nm) se nepodařilo změřit spektrálním analyzátozem Avantes 3648 ani spektrálním analyzátozem Oriol Mirmat 8025 s křemíkovým detektorem 80019. Bylo nutné měřit polovodičové lasery, protože jejich spektrální čára je větší. Byly měřeny dva polovodičové lasery (650 nm a 405 nm), které byly součástí modulů vyrobených na VUT Brno. U obou těchto laserů se podařilo změřit koherenční délku při různých turbulencích. Pro měření turbulencí byla použita metoda měření variance optické intenzity. Jako zdroje turbulencí byly použity plotýnkové vaříče.

Z naměřených údajů bylo zjištěno, že s rostoucí mírou turbulencí klesá koherenční délka svazku procházejícího turbulentním prostředím. Pro červený polovodičový laser (650 nm) byla určena rovnice závislosti koherenční délky:

$$l_{coh} = - 2 \ln (C_n^2), \quad (10.1)$$

kde l_{coh} je koherenční délka [m] a C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu [$m^{-2/3}$]. Rovnice (10.1) platí pouze pro tento laser a pro délku trasy v turbulentním prostředí $l = 3,16$ m. Pro modrý polovodičový laser (405 nm) byla určena rovnice závislosti koherenční délky:

$$l_{coh} = - 4 \ln (C_n^2) - 7 \cdot 10^{-5}, \quad (10.2)$$

kde l_{coh} je koherenční délka [m] a C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu [$m^{-2/3}$]. Rovnice (10.2) platí pouze pro tento laser a pro délku trasy v turbulentním prostředí $l = 3,16$ m. Pro určení rovnice platné pro všechny lasery by bylo nutné změřit velký počet laserů lišících se od sebe malým počtem parametrů - např. sada laserů se stejnou vlnovou délkou a s různou šířkou spektrální čáry a sada laserů se stejnou šířkou spektrální čáry a s různou vlnovou délkou. Takové měření by bylo pravděpodobně velmi nákladné.

Teoreticky vypočítané hodnoty rovněž vykazovaly pokles koherenční délky s rostoucí mírou turbulencí. Pro výpočet byla použita rovnice uvedená v [15] :

$$l_{coh} = (0,545k_{0i}^2C_n^2l)^{-\frac{3}{5}}, \quad (10.3)$$

kde l_{coh} je koherenční délka [m], C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu [$m^{-2/3}$] a k_{0i} je vlnové číslo.

Při srovnání teoretických a naměřených hodnot bylo zjištěno, že pokles teoreticky vypočtených hodnot je mnohem větší, než u hodnot naměřených. To bylo způsobeno pravděpodobně tím, že při výpočtu je uvažován zdroj s nekonečnou koherenční délkou v neturbulentním prostředí. Měřený laser měl však konečnou koherenční délku.

Při měření koherenční šířky byla použita metoda využívající dvojštěrbín s různými vzdálenostmi kruhových štěrbin o průměru 0,8 mm. Pro měření byl vybrán polovodičový laser vyzařující na vlnové délce 670nm, který byl součástí modulu vytvořeného VUT Brno. Pro sloučení svazků z obou štěrbin byla použita spojná čočka jako v [26]. Pro vyhodnocení interferenčního obrazce byl použit měřič svazku Newport LBP-2-USB. Při tomto měření bylo zjištěno, že měřič svazku nemá dostatečné rozlišení pro vyhodnocení interferenčního obrazce. Proto byla spojná čočka odstraněna a nahrazena volnou dráhou takovou, aby došlo k vytvoření interferenčního obrazce. Pro atmosféru bez turbulencí byl změřen poloměr koherence $r = 3,825$ mm. Při měření koherenční šířky v turbulentním prostředí bylo zjištěno, že tento způsob měření není vhodný. Z interferenčního obrazce pro turbulentní prostředí nebylo možné jednoznačně určit kontrast, protože se interferenční obrazec stále měnil. Vhodnější metoda pro měření koherenční šířky v turbulentním prostředí je založena na korelaci fluktuace optické intenzity. Na vyzkoušení této metody nezbyl dostatek času.

Pro výpočet teoretických hodnot byly použity rovnice z [16].

Pro rovinnou vlnu podle [16] platí:

$$r_{rov} = (1,87 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L \cdot l_0^{-1/3})^{-1/2} \text{ pokud } r_0 \ll l_0 \quad (10.4)$$

$$r_{rov} = (1,46 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-3/5} \text{ pokud } l_0 \ll r_0 \ll L_0 \quad (10.5)$$

Pro sférickou vlnu podle [16] platí:

$$r_{sfer} = (0,62 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L \cdot l_0^{-1/3})^{-1/2} \text{ pokud } r_0 \ll l_0 \quad (10.6)$$

$$r_{sfer} = (0,55 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-3/5} \text{ pokud } l_0 \ll r_0 \ll L_0 \quad (10.7)$$

Ve vztazích (10.4), (10.5), (10.6), (10.7) je r_{rov} poloměr koherence pro rovinnou vlnu, r_{sfer} poloměr koherence pro sférickou vlnu, r_0 je poloměr koherence (bez ohledu na to, o jakou vlnu se jedná), k je vlnové číslo, σ_I^2 je relativní variance optické intenzity, L je délka optické dráhy v turbulentním prostředí, l_0 je minimální velikost turbulentní cely (podle [16] dosahuje rozměru milimetrů), L_0 je maximální rozměr turbulentní cely (podle [16] dosahuje rozměru až stovek metrů). Z grafických závislostí získaných na základě těchto rovnic je patrné, že rostoucí mírou turbulencí klesá prostorová koherence záření (viz kapitola 9.6).

Použitá literatura

- [1] Urban F.: *Optoelektronika*, Brno, Vysoké učení technické v Brně, 1985.
- [2] *Helpsavetheclimate.com* [online]. [cit. 2010-02-22]. Climate theory. Dostupné z WWW: <<http://www.helpsavetheclimate.com/climatetheory.html>>.
- [3] Wilfert O.: *Fotonika a optické komunikace* Brno, Vysoké učení technické v Brně
- [4] Ševčík L., Maschke J., Vlček Č., Zaorálek Z.: *Optoelektronika VAAZ* 1985.
- [5] *147.229.132.6* [online]. [cit. 2011-03-27]. Optika. Dostupné z WWW: <<http://147.229.132.6/~pavelek/optika/0206.htm>>. (27.3 2010)
- [6] Vašínek V.: *Optoelektronika*, Ostrava, VŠB v Ostravě 1990.
- [7] *Eo-systems-research.com/* [online]. [cit. 2011-01-03]. Electro-Optical Systems. Dostupné z WWW: <<http://www.eo-systems-research.com/>>.
- [8] *Odbornecasopisy.cz : Část 2. Funkce a základní parametry* [online]. 2010 [cit. 2010-04-04]. Laserové diody. Dostupné z WWW: <http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=34933 >.
- [9] Saleh B. E. A., Teich M. C.: *Základy fotoniky I*, Praha, matfyzpress 1994.
- [10] *Physics.mff.cuni.cz* [online]. [cit. 2010-04-22]. Gaussův svazek. Dostupné z WWW: <http://physics.mff.cuni.cz/kchfo/ooe/pdf/praktika_Gauss.pdf>.
- [11] RAIDA, Zbyněk. *Urel.feec.vutbr.cz* [online]. [cit. 2011-04-22]. Gaussův vlnový svazek. Dostupné z WWW: <<http://www.urel.feec.vutbr.cz/~raida/multimedia/index.php?nav=7-1-A>>.
- [12] *En.wikipedia.org* [online]. 2006 [cit. 2010-04-24]. TEMmn. Dostupné z WWW: <<http://en.wikipedia.org/wiki/File:TEMmn.png>>.
- [13] *Pennnet.com* [online]. [cit. 2010-05-02]. Besselovský svazek. Dostupné z WWW: <http://images.pennnet.com/articles/lfw/cap/cap_0510lfwn4.jpg>.
- [14] *Doriclenses.com* [online]. [cit. 2011-01-03]. Axicons. Dostupné z WWW: <<http://www.doriclenses.com/lire/46.html>>.
- [15] Baykal Y.: *Average transmittance in turbulence for partially coherent source* 2003
- [16] ANDREWS, L. C., PHILLIPS, R. L. *Laser Beam Propagation through Random Media*. Bellingham: SPIE, 1998.

- [17] DORDOVÁ, L. *Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2009.
- [18] WINKLER, L. *Vzájemné působení optických svazků v atmosféře*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2007.
- [19] VAKULA, A. *Metody měření šířky spektrální čáry laserové diody*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2007.
- [20] DANĚK, M. *Vzájemné působení optických svazků v atmosféře*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2007
- [21] www.misickov.cz [online]. [cit. 2011-02-22]. Bezpečnostní značky a signály. Dostupné z WWW: <<http://www.misickov.cz/pracovni/bezpecnost.htm>>.
- [22] laser.zcu.cz [online]. [cit. 2011-02-26]. Specifikace laserových zařízení. Dostupné z WWW: <<http://laser.zcu.cz/wiki/specifikace-laserovych-zarizeni>>.
- [23] Dvojštěrbínové experimenty v kvantové teorii. In PODOLSKÝ, Jiří. *Dvojštěrbínové experimenty v kvantové teorii* [online]. 10.9 1998 [cit. 2011-03-17]. Dostupné z WWW: <<http://utf.mff.cuni.cz/~podolsky/Kvant/Dvojster.htm>>.
- [23] Česko. Nařízení vlády ze dne 22. 11. 2000 o ochraně zdraví před neionizujícím zářením. In *Sbírka zákonů*. 2000, 139, s. 7582-7628.
- [24] Saleh B. E. A., Teich M. C.: *Základy fotoniky 3*, Praha, matfyzpress 1994.
- [25] Fuka J., Havelka M. C.: *Optika*, Praha, státní pedagogické nakladatelství 1961.
- [26] Negi N., Yamamoto H., Hayasaki Y., Nashida N.: *Measurment of spatial coherence* Japonsko, Tokushima
- [27] Wilfert O.: *Optoelektronika* Brno, Vysoké učení technické v Brně

Seznam veličin symbolů a zkratek

ρ – molekulární absorpce

σ – rozptyl na malých částicích (molekuly plynů a prachu)

Δz – vzdálenost mezi z_2 a z_1

a – vzdálenost štěrbin

Al - hliník

Ar – argon

C_n^2 – strukturní parametr indexu lomu

CO – oxid uhelnatý (molekula)

CO₂ – oxid uhličitý (molekula)

Ga – galium

He - hélium

He-Ne hélium-neonový lasér

In – indium

k – vlnové číslo

K – konstanta

l – vzdálenost, koherenční délka

L – optická dráha

N₂ – dusík (molekula)

Ne - neon

O₂ – kyslík (molekula)

OBS – optický bezkabelový spoj

P – fosfor

r – koherentní poloměr

R - poloměr

RTG – rentgen

S – plocha

ν – frekvence

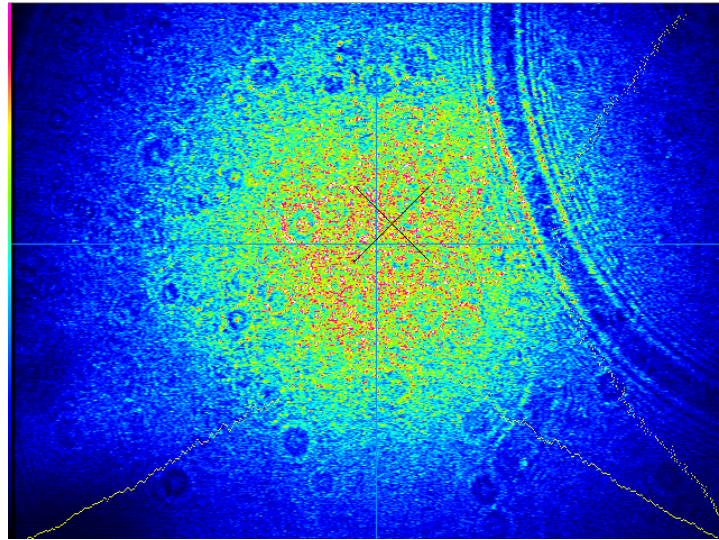
V - objem

w – pološířka svazku

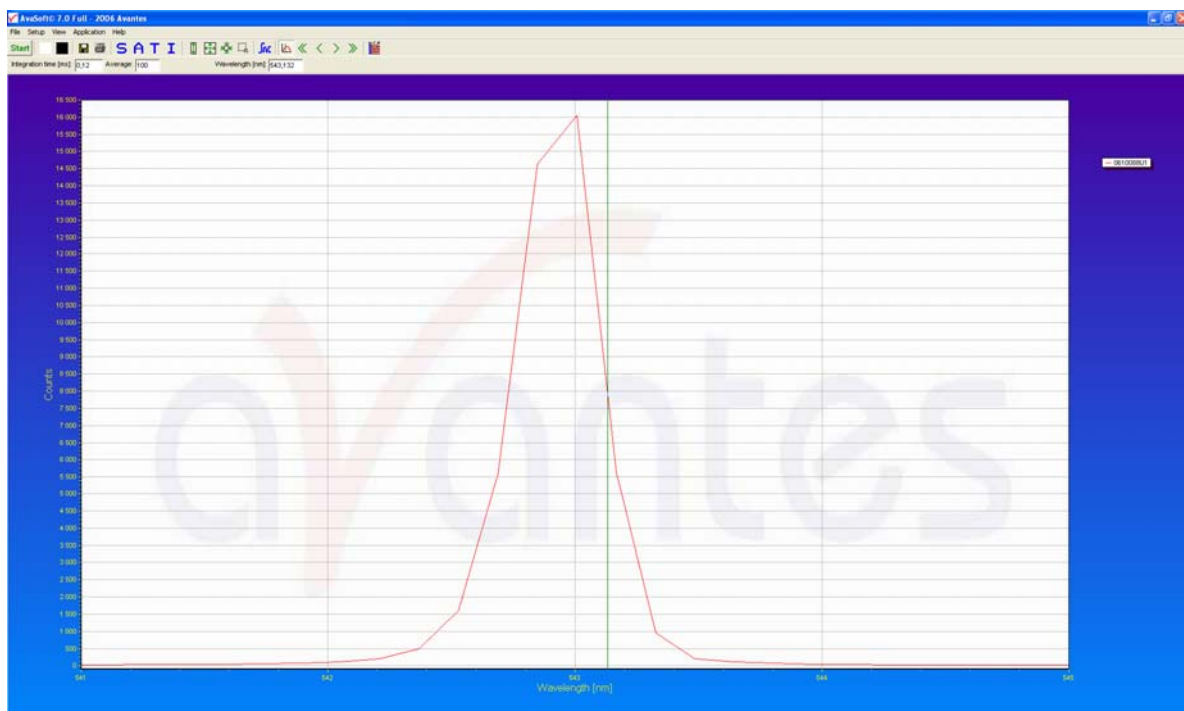
Seznam příloh

P. 1	Difrakce způsobena škrábancem na zrcadle	A
P. 2	Spektrum He-Ne 543,5 nm, prostředí bez turbulencí	A
P. 3	Pracoviště pro měření polovodičových laserů	B
P. 4	Laserový modul 650 nm	B
P. 5	Rozmístění polovodičového (měřeného) a He-Ne 543,5 nm (měřícího) laseru	C
P. 6	3D zobrazení interferenčního obrazce $a = 6$ mm	C

Přílohy



P. 1 Difrakce způsobena škrábancem na zrcadle



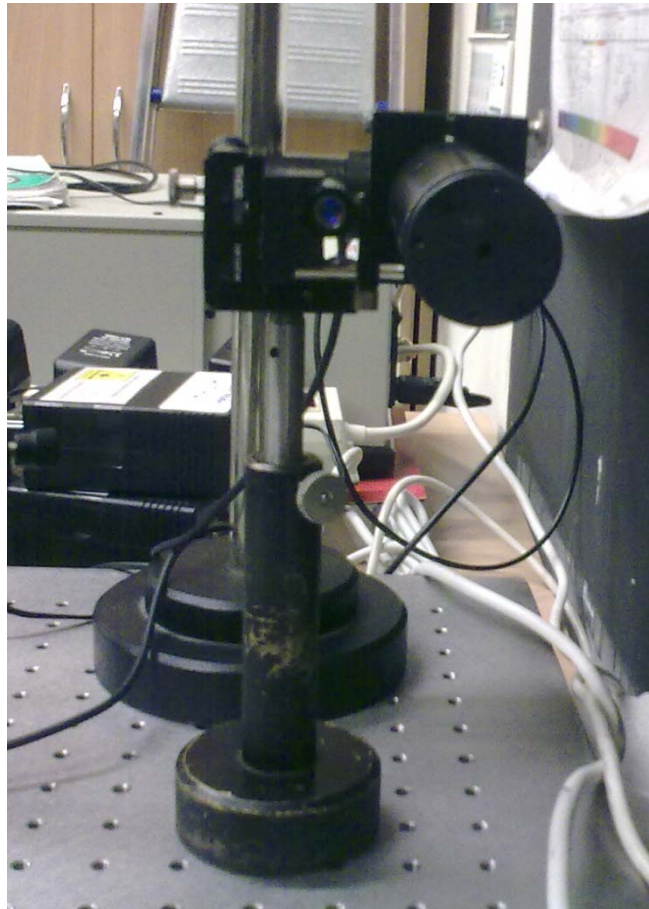
P. 2 Spektrum He-Ne 543,5 nm, prostředí bez turbulencí



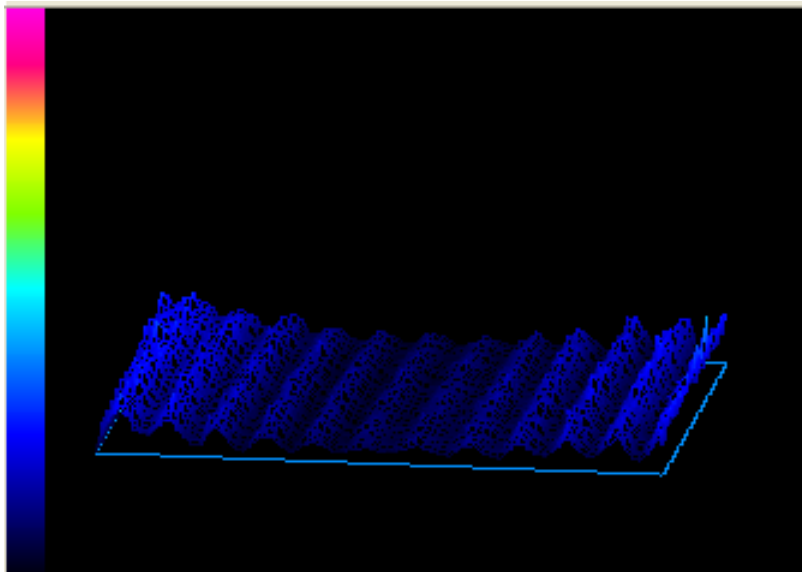
P. 3 Pracoviště pro měření polovodičových laserů



P. 4 Laserový modul 650 nm



P. 5 Rozmístění polovodičového (měřeného)
a He-Ne 543,5 nm (měřícího) laseru



P. 6 3D zobrazení interferenčního obrazce $a = 6$ mm