



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií ■

Diagnostika a korekce optických vad svazku vysokovýkonného femtosekundového laseru

Diplomová práce

Studijní program: N3942 - Nanotechnologie
Studijní obor: 3942T002 - Nanomateriály

Autor práce: **Bc. Filip Švec**
Vedoucí práce: Doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.
Konzultant: Ing. Jaroslav Nejd, Ph.D.

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií
Akademický rok: 2015/2016

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Filip Švec**
Osobní číslo: **M13000245**
Studijní program: **N3942 Nanotechnologie**
Studijní obor: **Nanomateriály**
Název tématu: **Diagnostika a korekce optických vad svazku vysokovýkonného femtosekundového laseru**
Zadávací katedra: **Ústav nových technologií a aplikované informatiky**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Proveďte rešerši na téma principu funkce a diagnostiky výstupu femtosekundových impulzů
2. Prostudujte možnosti měření a korekce vlnoplochy laserového svazku
3. Sestavte soustavu pro měření a korekci vlnoplochy
4. Experimentálně ověřte funkčnost soustavy
5. Navrhněte implementaci deformovatelného zrcadla pro 20TW laserový řetězec

Rozsah grafických prací: **dle potřeby**
Rozsah pracovní zprávy: **cca 60 stran**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**
Seznam odborné literatury:

- [1] RULLIERE, Claude, et al. Femtosecond laser pulses. Springer Science+ Business Media, Incorporated, 2005.
- [2] GEARY, Joseph M. Introduction to wavefront sensors. London: SPIE Optical Engineering Press, 1995.
- [3] TYSON, Robert K. Introduction to adaptive optics. SPIE press, 2000
- [4] Odborné články dle zadání vedoucího práce

Vedoucí diplomové práce: **doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.**
Katedra fyziky
Konzultant diplomové práce: **Ing. Jaroslav Nejdí, Ph.D.**
Fyzikální ústav AV ČR

Datum zadání diplomové práce: **20. října 2015**
Termín odevzdání diplomové práce: **16. května 2016**


prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.
děkan




prof. Dr. Ing. Jiří Maryška, CSc.
vedoucí ústavu

V Liberci dne 20. října 2015

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum: 15.5. 2016

Podpis:



Poděkování

Rád bych poděkoval Ing. Jaroslavu Nejdlovi, Ph.D. a Ing. Michaele Kozlové, Ph.D. za příležitost pracovat na daném projektu a za jejich podporu a rady v průběhu práce. Tato zkušenost je pro mne velmi cenná, neboť díky ní jsem měl možnost naučit se spoustu nových věcí a potkat opravdové odborníky v daném oboru.

Rád bych také poděkoval Doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi, Ph.D. za cenné rady a pomoc při zpracování této diplomové práce.

Mé další poděkování patří Janu Hřebíčkoví, Jiřímu Golasowskému a ing. Tomášovi Medříkovi za neochvějnou trpělivost, ochotu a rady v rámci praktické části, bez kterých by tato práce nemohla vzniknout.

V neposlední řadě bych rád poděkoval své rodině, jež pro mne byla velikou motivací. Nebýt jejich podpory, studium by pro mne bylo jistě mnohem náročnější.

Abstrakt

Práce prezentuje tvorbu a implementaci systému využívajícího *adaptivní optiky* za účelem zvýšení špičkové intenzity záření laserového systému, jež je schopen generovat ultrakrátké laserové pulzy se špičkovým výkonem přesahujícím 40 TW s opakovací frekvencí 10 Hz.

Cílem projektu bylo ověřit schopnost kompenzace optických vad s využitím systému adaptivní optiky. V práci jsou uvedeny dva přístupy, jež byly zvoleny pro dosažení tohoto cíle. V prvním případě docházelo na základě měření optických vad Shack-Hartmannovým senzorem vlnoplochy (SHWS) k řízení deformace piezoelektrického deformovatelného zrcadla (PDM) tak, aby došlo k vykompenzování optických vad. Druhý způsob využíval vytvořený Genetický Algoritmus (GA), který z měření profilu ohniska optimalizoval tvar PDM tak, aby byla minimalizována velikost ohniska, což má opět za důsledek snížení optických vad v systému.

Klíčová slova

Laser, optické vady, adaptivní optika, piezoelektrické deformovatelné zrcadlo, genetický algoritmus

Abstract

The aim of this work is to design and test an adaptive optics system to increase beam peak intensity of the laser system, which is able to generate ultrashort laser pulses with peak power exceeding 40 TW at a repetition rate of 10 Hz.

The aim for this thesis was to evaluate the abilities of an adaptive optics system to compensate optical aberrations. Two methods were used for this purpose. In the first case the Shack-Hartmann wavefront sensor (SHWS) was used to measure optical aberrations. Based on this measurement the shape of piezoelectric deformable mirror (PDM) was adjusted to compensate these aberrations. The second method used created Genetic Algorithm (GA). This algorithm was used to control the shape of the PDM in a way to minimize size of the focal spot, which is an indirect way of compensating for optical aberrations.

Keywords

Laser, optical aberrations, adaptive optics, piezoelectric deformable mirror, genetic algorithm

Obsah

| | |
|---|----|
| Úvod | 15 |
| 1 Femtosekundové laserové pulzy | 17 |
| 1.1 Laser | 17 |
| 1.1.1 Délka pulzu a spektrální šířka | 23 |
| 1.2 Šíření femtosekundových pulzů transparentním mediem | 25 |
| 2 Optické aberace..... | 27 |
| 2.1 Chromatické aberace..... | 27 |
| 2.2 Monochromatické aberace | 28 |
| 2.3 Zernikeho polynomy..... | 29 |
| 2.3.1 Popis aberované vlnoplochy Zernikeho polynomy | 32 |
| 2.3.2 Náklon vlnoplochy | 34 |
| 2.3.3 Defokus..... | 34 |
| 2.3.4 Astigmatismus | 35 |
| 2.3.5 Koma..... | 35 |
| 2.3.6 Sférická aberace | 36 |
| 3 Adaptivní optika | 36 |
| 3.1 Fázová konjugace | 37 |
| 3.2 Měření vlnoplochy..... | 38 |
| 3.2.1 Shack-Hartmannův senzor vlnoplochy | 38 |
| 3.3 Deformovatelné zrcadlo | 40 |
| 4 Popis experimentu..... | 42 |
| 4.1 Laserové systémy | 43 |
| 4.1.1 HeNe laser | 43 |
| 4.1.2 Vysokovýkonný Ti:safírový laser..... | 45 |
| 4.2 Piezoelektrické deformovatelné zrcadlo..... | 45 |
| 4.3 Digitálně analogový převodník..... | 47 |
| 4.4 Řídící zesilovač..... | 48 |
| 4.5 Měření vlnoplochy a profilu laserového svazku | 48 |
| 4.6 Implementace řídicího softwaru | 50 |
| 4.6.1 FrontSurfer | 51 |
| 4.6.2 Genetický algoritmus..... | 51 |
| 5 Experimentální metody a výsledky..... | 57 |

| | | |
|-------|---|----|
| 5.1 | Návrh a sestavení aparatury pro měření a korekci vlnoplochy laserového HeNe záření | 58 |
| 5.1.1 | Měření vlnoplochy pomocí SHWS | 58 |
| 5.1.2 | Implementace PDM pro korekci optických aberací HeNe laseru | 60 |
| 5.2 | Využití GA pro korekci tvaru a velikosti ohniska fokusovaného HeNe laseru | 67 |
| 5.3 | Využití GA pro minimalizaci ohniska v experimentu HHG využívající Ti:safírový laser | 71 |
| | Závěr | 74 |
| | Citovaná literatura | 75 |
| | Příloha 1 | 77 |
| | Příloha 2 | 78 |
| | Příloha 3 | 79 |

Seznam symbolů a zkratk

| | |
|------------------|---|
| AO | adaptivní optika |
| A_{21} | pravděpodobnost spontánní emise |
| α | koeficient ztrát laserového zesilovače |
| α_{GA} | parametr kruhovosti OF |
| BS | dělič svazku |
| β_{GA} | parametr saturace OF |
| B_{12} | pravděpodobnost absorpce fotonu elektronem |
| B_{21} | pravděpodobnost vyzáření fotonů stimulovanou emisí |
| c | rychlost světla |
| CW | kontinuální režim |
| γ | koeficient zisku laserového zesilovače |
| d | průměr fokusovaného laserového svazku v $1/e^2$ maximální intenzity |
| d_{33} | podélný piezoelektrický koeficient |
| D | průměr kolimovaného laserového svazku |
| DM | deformovatelné zrcadlo |
| δ | velikost pixelu CCD čipu kamery |
| Δl | prodloužení piezoaktuátoru |
| E | elektrické pole záření |
| E_0 | amplituda elektrického pole |
| E_j | elektrické pole módu rezonátoru |
| $E_{1,2}$ | energetické hladiny atomu |
| $\varepsilon(t)$ | časově závislá hodnota elektrického pole |
| f | ohnisková vzdálenost |
| FM | rovinné zrcadlo |
| FWHM | průměr ohniska v polovině hodnoty špičkové intenzity |
| GA | genetický algoritmus |
| GVD | disperze grupové rychlosti |
| $g(l)$ | zisk laserového zesilovače |
| g_0 | zisk nesaturovaného laserového zesilovače |
| h | výška |
| \hbar | redukováná hodnota Planckovy konstanty |
| HHG | generace vysokých harmonických |
| HeNe | směs helia a neonu |
| ϑ | úhel dopadu záření na optické rozhraní |
| ϑ_1 | úhel odrazu |
| ϑ_2 | úhel lomu |
| θ | úhel v polárních souřadnicích |
| I_0 | počáteční intenzita záření |
| I_{max} | špičková hodnota intenzity záření |
| I_s | saturační intenzita |
| $I(z)$ | intenzita záření po uražení dráhy z |
| $I(\omega)$ | frekvenčně závislá hodnota intenzity záření |
| j | módové číslo |
| k | vlnové číslo |
| K | konstanta o velikosti závislé na tvaru elektrického pole pulzu |
| K | počet iterací GA |
| L | délka laserového rezonátoru |
| λ | vlnová délka záření |

| | |
|-----------------|--|
| λ_q | vlnová délka podélného módu q |
| n | index lomu |
| N_{GA} | populace (počet jedinců) genetického algoritmu |
| N_1 | počet elektronů v základním energetickém stavu |
| N_2 | počet elektronů v excitovaném energetickém stavu |
| N_n^m | Normalizační faktor polynomu Z_n^m |
| OF | ohodnocovací funkce |
| P | Výkon |
| PSF | bodová rozptylová funkce |
| P-V | vzdálenost maxima od minima |
| PDM | piezoelektrické deformovatelné zrcadlo |
| q | podélný mód rezonátoru |
| ρ | poloměr v polárních souřadnicích |
| $R_{1,2}$ | reflektivita zrcadel laserového rezonátoru |
| $R_n^{ m }$ | radiální polynom |
| RMS | odmocnina z rozptylu |
| s | řád polynomiálního rozvoje |
| S | ohodnocovací funkce |
| SHWS | Shack-Hartmannův senzor vlnoplochy |
| SM | sférické zrcadlo |
| SR | Strehlov poměr |
| σ^2 | střední kvadratická odchylka |
| t | čas |
| T_k | termodynamický teplota |
| TEM | příčné módy uvnitř laserového rezonátoru |
| Γ | faktor tvaru Gaussovské obálky pulzu |
| $\Delta\tau$ | šířka pulzu |
| v_g | grupová rychlost |
| $v_g(\omega)$ | fázová rychlost |
| V | napětí |
| φ | fáze elektrického pole |
| φ_j | fáze elektrického pole módu j laserového rezonátoru |
| $\Delta\varphi$ | fázový rozdíl |
| Ψ | hodnota saturace diagnostické kamery |
| ω | úhlová frekvence |
| ω_0 | centrální úhlová frekvence |
| WFS | senzor vlnoplochy |
| $W(r, \Theta)$ | standardní popis vlnoplochy využívající vlnového charakteru záření |
| W_{klm} | koeficienty odpovídající jednotlivým vadám |
| W_n^m | koeficienty odpovídající Zernikoho módům |
| Z | zvětšení mikroskopického objektivu |
| Z_n^m | Zernikeho polynomy |

Seznam obrázků

| | |
|---|----|
| OBR. Č. 1 DVOUHLADINOVÝ SYSTÉM | 17 |
| OBR. Č. 2 INTERAKCE ZÁŘENÍ S DVOUHLADINOVÝM SYSTÉMEM | 18 |
| OBR. Č. 3 PRINCIP ČINNOSTI LASERU | 20 |
| OBR. Č. 4 PŘÍČNÉ MÓDY UVNITŘ LASEROVÉ KAVITY | 21 |
| OBR. Č. 5 OSCILACE PODÉLNÝCH MÓDŮ V LASEROVÉM REZONÁTORU | 22 |
| OBR. Č. 6 VZDÁLENOST MÓDŮ V ZÁVISLOSTI NA DÉLCE LASEROVÉHO REZONÁTORU | 22 |
| OBR. Č. 7 FREKVENČNÍ ČERP LASEROVÉHO PULZU | 25 |
| OBR. Č. 8 BAREVNÁ VADA | 28 |
| OBR. Č. 9 INTERFEROGRAMY ZERNIKEHO POLYNOMŮ | 31 |
| OBR. Č. 10 ZOBRAZENÍ ZERNIKEHO POLYNOMU VE FRAUNHOFEROVĚ OBLASTI | 31 |
| OBR. Č. 11 NÁKLON VLNOPLOCHY | 34 |
| OBR. Č. 12 DEFOKUS | 34 |
| OBR. Č. 13 ASTIGMATISMUS | 35 |
| OBR. Č. 14 KOMA | 35 |
| OBR. Č. 15 SFÉRICKÁ VADA | 36 |
| OBR. Č. 16 SOUSTAVA MIKROČOČEK FOKUSUJÍCÍ DOPADAJÍCÍ ZÁŘENÍ NA CCD ČIP SHWS | 39 |
| OBR. Č. 17 DRUHY DEFORMOVATELNÝCH ZRCADEL | 40 |
| OBR. Č. 18 A) ENERGETICKÉ HLADINY PLYNNÉ HENE SMĚSI B) FREKVENČNÍ POSUN PODÉLNÝCH MÓDŮ PŘI TEPELNÉ STABILIZACI HENE LASERU | 44 |
| OBR. Č. 19 SCHÉMA TI:SAFÍROVÉHO LASEROVÉHO SYSTÉMU | 45 |
| OBR. Č. 20 PIEZOELEKTRICKÉ DEFORMOVATELNÉ ZRCADLO | 46 |
| OBR. Č. 21 D/A PŘEVODNÍK | 47 |
| OBR. Č. 22 ŘÍDÍCÍ ZESILOVAČ | 48 |
| OBR. Č. 23 4F ZOBRAZOVACÍ TELESKOP | 49 |
| OBR. Č. 24 PRŮMĚR $D4\sigma$ SVAZKU S GAUSSOVSKÝM PROFILEM INTENZITY | 50 |
| OBR. Č. 25 SCHÉMA PRINCIPU ČINNOSTI GA | 51 |
| OBR. Č. 26 GRAFICKÉ ZNÁZORNĚNÍ ANALYZOVANÉ OBLASTI OHNISKA | 54 |
| OBR. Č. 27 PROCES KŘÍŽENÍ | 55 |
| OBR. Č. 28 PROCES MUTACE | 55 |
| OBR. Č. 29 SCHÉMA A EXPERIMENTÁLNÍ REALIZACE APARATURY PRO MĚŘENÍ OPTICKÝCH VAD | 59 |
| OBR. Č. 30 ANALYZOVANÁ VLNOPLOCHA HENE LASERU | 59 |
| OBR. Č. 31 OBRAZ NA CCD Z HARTMANNOVY MASKY | 60 |

| | |
|--|----|
| OBR. Č. 32 SCHÉMA A EXPERIMENTÁLNÍ REALIZACE APARATURY PRO MĚŘENÍ A KOREKCI OPTICKÝCH VAD..... | 61 |
| OBR. Č. 33 TVAR REKONSTRUOVANÉ VLNOPLOCHY A OHNISKA S PDM BEZ ZPĚTNÉ VAZBY..... | 62 |
| OBR. Č. 34 OHNISKO PRO APARATURU S PDM BEZ ZPĚTNÉ VAZBY..... | 62 |
| OBR. Č. 35 PARAMETRY ZPĚTNÉ VAZBY | 64 |
| OBR. Č. 36 TVAR REKONSTRUOVANÉ VLNOPLOCHY A OHNISKA S PDM PRO ZPĚTNOU VAZBU..... | 64 |
| OBR. Č. 37 OHNISKO PRO APARATURU S PDM PO SPUŠTĚNÍ ZPĚTNÉ VAZBY | 65 |
| OBR. Č. 38 GENEROVANÉ OPTICKÉ VADY..... | 67 |
| OBR. Č. 39 SCHÉMA A EXPERIMENTÁLNÍ REALIZACE APARATURY PRO KOREKCI OPTICKÝCH VAD S VYUŽITÍM PDM ŘÍZENÉHO GA | 68 |
| OBR. Č. 40 OHNISKO APARATURY S PDM PŘED SPUŠTĚNÍM GA | 69 |
| OBR. Č. 41 VÝVOJ OHNISKA V OPTIMALIZOVANÉHO POMOCÍ GA | 70 |
| OBR. Č. 42 SCHÉMA A EXPERIMENTÁLNÍ REALIZACE APARATURY PRO KOREKCI OPTICKÝCH VAD S VYUŽITÍM PDM ŘÍZENÉHO POMOCÍ GA | 72 |
| OBR. Č. 43 OPTIMALIZACE OHNISKA PRO HHG..... | 72 |
| OBR. Č. 44 TVAR OHNISKA V EXPERIMENTU HHG PRO ROVINNÉ ZRCADLO..... | 73 |

Úvod

Laserová technologie od svého vzniku v 60. letech prošla velkým vývojem. V oblasti vývoje vysokovýkonných laserů došlo během posledních čtyřiceti let ke zvýšení špičkového výkonu pulzu laserového záření v řádu 10^{12} . Takto vysokých výkonů bylo docíleno generací ultrakrátkých laserových pulzů ve femtosekundové oblasti využitím *synchronizace módů* [1]. Díky takto krátké době je možno produkovat intenzivní laserové záření i při nízkých energiích. Například 100 fs pulzu s energií 1 mJ odpovídá špičkový výkon 10 GW.

Cílem této práce bylo využití *adaptivní optiky* k měření a kompenzaci optických vad laserového systému. Optické vady, jež vznikají v průběhu generace a šíření laserového záření, ovlivňují kvalitu fokusovaného záření, což je patrné především na zhoršení profilu ohniska a snížení jeho intenzity. Využitý Shack-Hartmannův senzor vlnoplochy zajišťoval měření vlnoplochy záření. Porovnáním změřené vlnoplochy s referenční rovinnou vlnoplochou bylo možné určit typ a velikost jednotlivých optických vad charakterizovanými Zernikeho koeficienty. Díky tomu bylo možné nastavit tvar PDM tak, aby po odražení laserového záření došlo ke kompenzaci optických vad, jež jsou charakterizovány vzájemným fázovým posunutím. Tento způsob korekce optických vad ovšem nezajišťoval dobrý intenzitní profil ohniska, jelikož rovinná korigovaná vlnoplocha neodpovídá vlnoploše před fokusací do ohniska. To je dáno nutností měření vlnoplochy v diagnostické větvi za děličem svazku ještě před fokusačním prvkem ve větvi hlavní, nehledě na nutnost stavby 4f zobrazovacího teleskopu, jež do měření vnáší vadu, která v samotném experimentu není. Díky tomu byla vyžadována ruční korekce optických vad vzniklých na prvcích za děličem svazku a vad 4f teleskopu. Tyto ruční kompenzace ovšem neposkytovaly dostatečně dobré výsledky, nehledě na nespolehlivý chod řídicího softwaru. Proto byl navrhnut jiný způsob pro korekci optických vad.

Pro tento účel byl následně v LabVIEW vytvořen genetický algoritmus, jehož vstupní data byla získána analýzou profilu ohniska diagnostickou CCD kamerou. Program byl navržen tak, aby v průběhu iterací optimalizoval tvar deformovatelného zrcadla za účelem minimalizace velikosti ohniska, zvýšení jeho kruhovosti a tím následně i intenzity. Z teorie vyplývá, že velikost ohniska pro daný fokusační prvek a vlnovou délku záření λ je velikost limitována pouze difrakcí. Genetický algoritmus se tedy snažil co nejvíce přiblížit tomuto limitu, z čehož se dá nepřímou usuzovat na kompenzaci optických vad daného systému. Program byl po

navržený testován na HeNe laseru, přičemž byl následně použit i v experimentu generace vysokých harmonických (HHG) využívající vysokovýkonný Ti:safírový laser. Program byl navržen tak, aby uživateli umožnil klást požadavky na kruhovost ohniska a možnost upřednostňovat intenzivnější profil ohniska.

V úvodní části této diplomové práce jsou uvedeny teoretické základy principu činnosti laseru a generace ultrakrátkých laserových pulzů. Dále je uveden popis optických vad, princip jejich měření a korekce s využitím adaptivní optiky.

V experimentální části jsou detailněji představeny metody využité pro kompenzaci optických vad, schémata měřicích optických soustav a výsledky pro kompenzaci optických vad s využitím SHWS či pro minimalizaci ohniska na základě řízení tvaru PDM vytvořeným GA.

1 Femtosekundové laserové pulzy

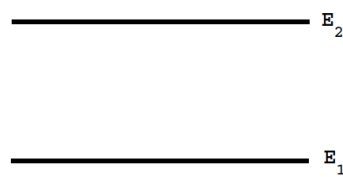
Během dvou desetiletí po zkonstruování prvního laseru se podařilo snížit dobu trvání pulzu z nanosekundového do femtosekundového, či dokonce attosekundového režimu [2]. Laser je základním stavebním prvkem technologie generace ultrakrátkých laserových pulzů, a proto bude princip stručně přiblížen v následující kapitole.

1.1 Laser

Akronym pro laser („Light amplification by stimulated emission) popisuje laser jako zařízení *zesilující elektromagnetické záření díky stimulované emisi* záření excitovaných atomů (molekul či iontů). Tento popis je ovšem zavádějící [1]. Laser kromě zesilovače, tzv. aktivní prostředí, obsahuje optickou kavitu a zdroj pro čerpání aktivního prostředí, přičemž materiál aktivního prostředí se volí s ohledem na pracovní režim laseru (kontinuální či pulzní).

Einstein postuloval tři druhy interakce mezi elektromagnetickým zářením a hmotou; absorpci, spontánní a stimulovanou emisi (obr. č. 2) na základě M. Planckova kvantového popisu vyzařování černého tělesa [3] a Einsteinova popisu kvantování elektromagnetické energie za účelem vysvětlení fotoelektrického jevu [4, 5].

Pro zjednodušení bude při popisu uvažována interakce záření s dvouhladinovým systémem, kde hladiny energie E_1 a E_2 odpovídají energiím elektronu v základním a excitovaném stavu (obr. č. 1).



obr. č. 1 Dvouhladinový systém

Absorpce:

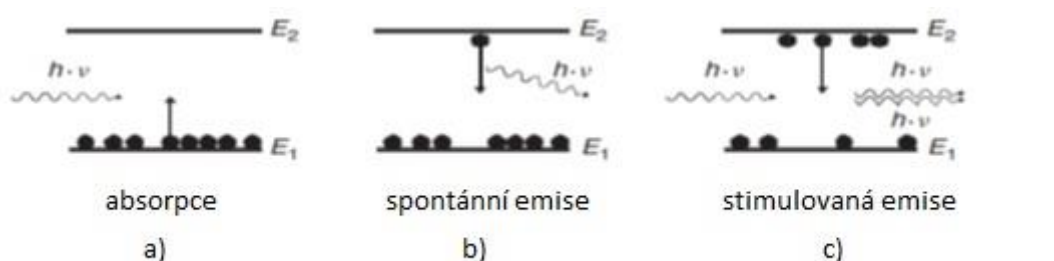
Pokud je systém s energetickými hladinami E_1 a E_2 ozářen fotonovým tokem o intenzitě I s energiemi $\hbar\omega = E_2 - E_1$, pravděpodobnost *absorpce* energie fotonu elektronem a přechodu ze základního do excitovaného stavu je B_{12} a počet absorbovaných fotonů za jednotku času je roven $N_1 B_{12} I(\omega)$, kde N_1 odpovídá počtu elektronů v základním stavu.

Spontánní emise:

Elektron v excitovaném stavu E_2 má pravděpodobnost A_{21} na spontánní přechod z hladiny E_2 do E_1 , tzn. z excitovaného do základního stavu. Při tomto přechodu dojde k vyzáření fotonu s energií $\hbar\omega = E_2 - E_1$. Směr, fáze a polarizace fotonu vyzářeného spontánní emisí jsou náhodné. Počet spontánně emitovaných fotonů za jednotku času je dán vztahem $N_2 A_{21}$, kde N_2 odpovídá počtu excitovaných elektronů.

Stimulovaná emise:

Tento jev nastává pouze za přítomnosti elektromagnetického pole (fotonu) procházejícího kolem excitovaného elektronu. Za předpokladu, že energie fotonu $\hbar\omega = E_2 - E_1$, může tento foton stimulovat atom k emisi fotonu a přechodu elektronu z excitovaného do základního stavu. Při procesu stimulované emise dochází na rozdíl od té spontánní k vyzáření fotonu ve stejném směru, s identickou polarizací, fází i energií, jaké měl foton, který vybudil deexcitaci elektronu. Počet elektronů, které deexcitovaly do základního stavu a vyzářily foton vlivem stimulované emise za jednotku času je roven $N_2 B_{21} I(\omega)$.



obr. č. 2 Interakce záření s dvouhladinovým systémem [6]

Pro případ termodynamické rovnováhy platí:

$$N_1 B_{12} I(\omega) = N_2 B_{21} I(\omega) + N_2 A_{21} \quad (1.1)$$

Po úpravě:

$$I(\omega) = \frac{A_{21}}{\frac{N_1}{N_2} B_{12} - B_{12}} \quad (1.2)$$

S využitím Boltzmannova zákona statistické analýzy plynů pro získání relativní populace na hladinách E_1 a E_2 oddělených energií $\hbar\omega$ za určité termodynamické teploty T_k a jeho

porovnáním s Planckovým zákonem pro vyzařování černého tělesa vyplývá, že $B_{12} = B_{21}$. Z toho plyne, že pravděpodobnost absorpce a stimulované emise jsou si rovny. Pro změnu intenzity záření procházejícího transparentním médiem platí následující diferenciální rovnice.

$$\frac{dI}{dz} = (N_2 - N_1)B_{21}I + \gamma N_2 A_{12} - \alpha I \quad (1.3)$$

Koeficient α odpovídá ztrátám (nezářivé absorpce) a γ pravděpodobnosti vyzáření fotonu spontánní emisí ve směru šíření záření. Z principu náhodného vyzáření fotonu při spontánní emisí je γ velmi malé. Po zanedbání ztrát můžeme rovnici (1.3) přepsat do tvaru:

$$I(z) = I_0 e^{(N_2 - N_1)B_{12}z} \quad (1.4)$$

kde I_0 odpovídá intenzitě záření dopadající na medium. V závislosti na vzájemné velikosti N_1 a N_2 mohou nastat následující stavy:

- $N_2 < N_1$ odpovídá Lambert-Beerovu zákonu absorpce: $I(z) = I_0 e^{-\alpha_\lambda z}$, kde absorpční koeficient $\alpha_\lambda = (N_2 - N_1)B_{12}$
- $N_2 = N_1$ odpovídá rovnováze mezi absorpcí a stimulovanou emisí. Pokud bychom zanedbali spontánní emisí, intenzita záření by pomalu rostla podle $I(z) = I_0 e^{\gamma N_2 A_{12} z}$
- $N_2 > N_1$ odpovídá stavu nazývanému inverzní populace. Jedná se o nerovnovážný stav, pro jehož dosažení musíme mediu dodat energii. Dodávání energie aktivnímu prostředí neboli *čerpání* je možné různými metodami a liší se i typem media: mezi nejpoužívanější patří čerpání elektrickým výbojem, opticky či chemickými reakcemi.

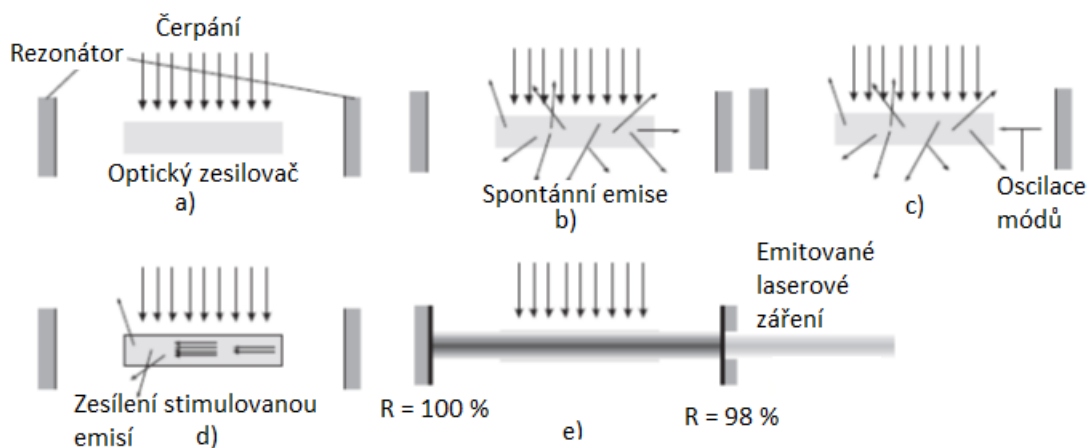
V mediu s inverzní populací $\Delta N = N_2 - N_1 > 0$ je z (1.4) patrné, že dochází k exponenciálnímu růstu jím procházejícího fotonového toku a takovéto medium je možné použít pro zesílení procházejícího záření[7]. Pro popis vývoje intenzity záření při procházení media s inverzní populací zavedeme *zisk laserového zesilovače*:

$$g(I) = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (1.5)$$

Zde I_s je intenzita, při které dochází k saturaci zisku laserového zesilovače definovaného stavem $g(I) = g_0/2$, kde g_0 odpovídá nesaturovaného zisku zesilovače [6]. Pro případ $I \ll I_s$ se intenzita záření exponenciálně zvyšuje z původní hodnoty I_0 s uraženou dráhou z mediem podle $I_z = I_0 e^{g_0 z}$. Pokud mediem prochází záření o vysokých intenzitách $I \gg I_s$, vztah přejde

do tvaru $I(z) = I_0 + I_s g_0 z$ [1]. V tomto režimu již nedochází k exponenciálnímu, nýbrž k lineárnímu zesilování procházejícího záření, čímž se tento pracovní režim pro zesilování záření stává daleko méně efektivním než režim s nízkou intenzitou záření. Saturace zisku hraje velkou roli při generaci ultrakrátkých laserových pulzů. Nejenže se jedná o klíčový mechanismus pro zkracování pulzů, ale také se jedná o limitující faktor pro zesilování takovýchto pulzů. Intenzita v těchto pulzech velmi rychle naroste nad saturační hodnotu a proto je nutné pro další zesilování pulz časově roztáhnout a poté opět zkrátit.

Z geometrického hlediska je čerpané aktivní prostředí umístěno mezi dvě zrcadla. Tomuto systému říkáme optický rezonátor. Obr. č. 3 schematicky zobrazuje princip činnosti laseru.

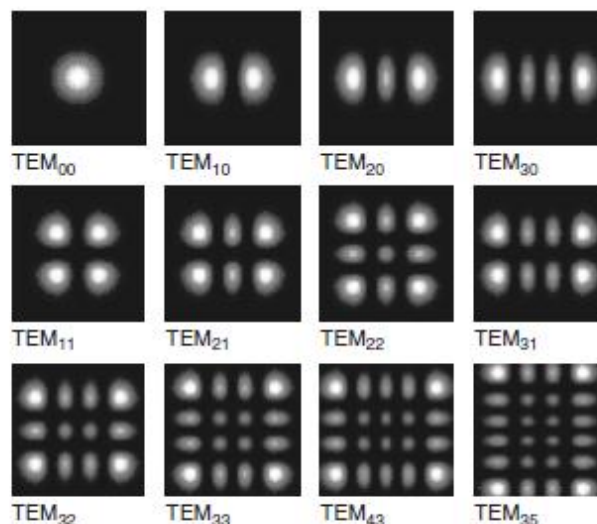


obr. č. 3 Princip činnosti laseru [1]

Čerpáním aktivního prostředí optického rezonátoru (a) dojde k excitaci atomů a fluorescenci ve formě spontánní emise (b). Po vyzáření fotonu ve směru optické osy rezonátoru, dojde k reflexi od zrcadla zpět do aktivního prostředí (c), kde dojde k jeho zesílení vlivem jeho interakce s excitovanými atomy ve formě stimulované emise (d). Počet fotonů se s rostoucí vzdáleností v mediu zvyšuje do dosažení saturace exponenciálně. Ustálený pracovní stav laseru je určen reflektivitou zrcadel rezonátoru. Jelikož se v aktivním prostředí vyskytují také fotony vyzářené spontánní emisí se směrem mimo optickou osu, s různou fází či polarizací a dochází k jejich zesilování vlivem stimulované emise, je nutné tento nežádoucí jev minimalizovat. Proto se volí jedno zrcadlo s vysokou reflektivitou ($R_1 \cong 100\%$ a např. $R_2 \cong 98\%$). Takto nízká transmise skrz výstupní zrcadlo rezonátoru způsobí, že uvnitř

rezonátoru bude záření s vysokou intenzitou, čímž je v pracovním režimu laseru zaručena minimalizace zesilování fotonů vzniklých spontánní emisí [7].

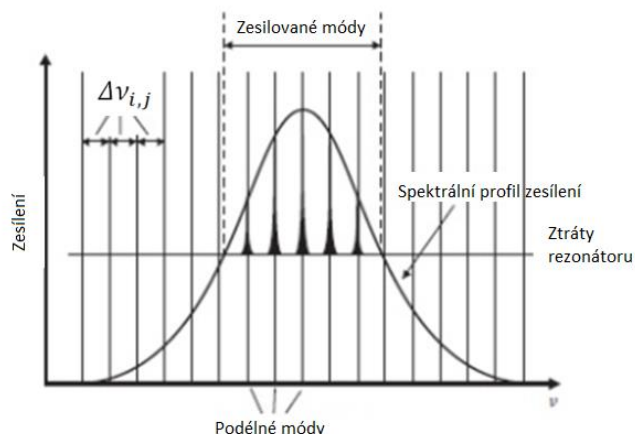
Uvnitř laserové kavity vzniknou tzv. *podélné* a *příčné módy*. Příčné módy odpovídají rozložení intenzity záření uvnitř optického rezonátoru v řezu kolmém k optické ose.



obr. č. 4 Příčné módy uvnitř laserové kavity [7]

Geometricky nejjednodušším profilem rozložení intenzity uvnitř kavity je Gaussovský paprsek s odpovídajícím koeficientem TEM₀₀ (viz. obr. č. 4). Podélné módy popisují časově-frekvenční parametry záření uvnitř oscilátoru.

Podélné módy, které jsou schopny oscilovat uvnitř rezonátoru ve vícemódovém režimu, jsou takové módy, pro které je nesaturovaný zisk vyšší než celkové ztráty v rezonátoru.

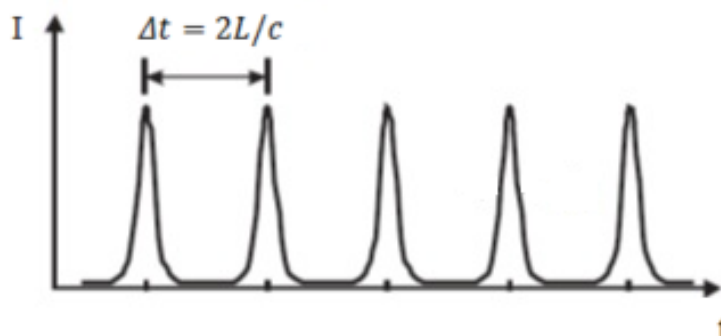


obr. č. 5 Přípustné oscilace podélných módů laserového rezonátoru v závislosti na koeficientu zesílení a ztrát [7]

Počet podélných módů q , které mohou uvnitř rezonátoru o délce L existovat je omezen kvůli okrajovým podmínkám vztahem:

$$L = q \frac{\lambda}{2} \quad (1.6)$$

Na základě toho můžeme odvodit počet módů q o vlnové délce $\lambda_q = 2 \frac{L}{q}$, frekvenci $\nu_q = q \frac{c}{2L}$ s mezimódovou vzdáleností $\Delta\nu_{i,j} = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2L}$.



obr. č. 6 Vzdálenost módů v závislosti na délce laserového rezonátoru [7]

I t $\Delta t = 2L/c$ Počet podélných módů může být malý jako v případě HeNe laseru, v řádu desítek pro Ar^+ laser či milionů, jako je tomu v případě Titan-safírového (Ti:safírového) laseru [7]. Výstup laserové kavity závisí na relativních rozdílech fází mezi těmito módy. Laser v kontinuálním vícemódovém režimu (CW) má oproti femtosekundovému pulznímu laseru

zcela nahodilou relativní hodnotu fáze v každém časovém okamžiku t . V případě femtosekundového laseru dochází v čase t k rovnosti fází módů:

$$E_j(t) = E_0 \cos(\omega_j t) \quad j = 1, \dots, m \quad (1.7)$$

Výsledné elektrické pole $E = mE_0$ je dáno konstruktivní interferencí (v tomto případě konstruktivní) všech módů uvnitř laserové kavity. Pro zjednodušení uvažujme případ $\omega_{j+k} - \omega_j = k\Delta\omega$, kde $k \in \mathbb{N}$. Fáze každého módu je potom dána vztahem $\varphi_j = \omega_j \Delta t$. Pokud $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{m}$, nastává destruktivní interference a výsledné elektrické pole $E = 0$ [8]. Metody, jež zajišťují nutnou podmínku relativního fázového posunu mezi módy pro tvorbu ultrakrátkých pulzů, tedy aby $\Delta\varphi = konst.$, se nazývá *synchronizace módů*. Druhy synchronizací módů [7] můžeme z principu činnosti rozdělit na:

- Pasivní- využívající elementy trvale vložené do laserové kavity bez nutnosti dodávání externího signálu pro jeho řízení (např. saturační absorbér uvnitř laserové kavity)
- Aktivní- využívající externě řízený např. akusto-optický modulátor uvnitř laserové kavity

Výstupem femtosekundového laseru využívajícího synchronizaci módů jsou pulzy generované s periodou $T = 2L/c$ (L značí délku rezonátoru a c rychlost světla) dané superpozicí všech módů, jejichž zisk v aktivním prostředí je vyšší než celkové ztráty během jednoho oběhu pulzu uvnitř laserové kavity[1].

1.1.1 Délka pulzu a spektrální šířka

Pulz lze zcela charakterizovat buď v časové či frekvenční oblasti a pro další popis bude uvažován Gaussovský profil pulzu. Je známo, že Fourierova transformace Gaussovské funkce je opět Gaussova funkce. Pro obecný popis pulzu můžeme napsat časovou a frekvenční Fourierovu transformaci:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.8)$$

a

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt, \quad (1.9)$$

kde $E(t)$ a $E(\omega)$ reprezentují vývoj intenzity elektrického pole v závislosti na čase a frekvenci. Jelikož se veličiny měří experimentálně jednodušeji v polovině maxima, zavedeme proměnné $\Delta\tau$ a $\Delta\nu$. Šířka pulzu $\Delta\tau$, měřena v polovině maxima profilu intenzity pulzu ($|E(t)|^2$), je definována jako $\Delta\tau = 1/\Delta\nu$, kde $\Delta\nu$ značí šířku spektra pulzu měřenou v polovině spektrální intenzity pulzu ($|E(\omega)|^2$) [8]. Vzájemnou souvislost šířky pulzu $\Delta\tau$ a spektrální šířku $\Delta\nu$ můžeme definovat jako:

$$\Delta\tau\Delta\nu \geq K \quad (1.10)$$

Konstanta K je daná tvarem pulzu. Z (1.10) je patrné, že pro dosažení ultrakrátkých pulzů je nutné využít takové aktivní prostředí (např. Ti:safírový krystal), které má co nejvyšší spektrální šířku.

Elektrické pole pro uvažovaný Gaussovský pulz s časově lineárně závislou fází má tvar:

$$E = \text{Re}(E_0 e^{(-\Gamma t^2 + i\omega t)}) \quad (1.11)$$

s okamžitou frekvencí $\omega(t) = \partial\varphi/\partial t = \omega_0$. V tomto případě je úhlová frekvence konstantní a je rovna centrální frekvenci Gaussovského pulzu ω_0 . Za daných podmínek nastává v (1.10) rovnost $\Delta\tau\Delta\nu = K = 0,441$ a pulz se nazývá transformačně limitní. Takový pulz dosahuje pro dané frekvenční spektrum nejkratší doby trvání. Pokud budeme uvažovat případ kvadratické závislosti fáze na čase:

$$E = \text{Re}(E_0 e^{[-\Gamma t^2 + i(\omega_0 t - \alpha t^2)]}) \quad (1.12)$$

s odpovídající okamžitou fází $\omega(t) = \partial\varphi/\partial t = \omega_0 + \alpha t$ pro $\alpha > 0$. V případě kvadratické závislosti fáze dochází k tomu, že frekvence v čelní části pulzu je menší a lineárně se zvyšuje směrem k zadní části pulzu (obr. č. 7).



obr. č. 7 Frekvenční čerp laserového pulzu [7]

Tento jev, při kterém dochází k časovému rozšíření pulzu vlivem rozdílné fázové rychlosti šíření jednotlivých frekvenčních složek pulzu, se nazývá *čerp*.

1.2 Šíření femtosekundových pulzů transparentním mediem

Ultrakrátký femtosekundový pulz musí mít široké frekvenční spektrum a tak vlivem disperze grupové rychlosti dochází k relativnímu fázovému posunu jednotlivých módů a tím prodloužení trvání pulzu.

Po uražení vzdálenosti z dojde k modifikaci spektra pulzu na:

$$E(\omega, x) = E_0(\omega)e^{-ik(\omega)x}, \quad k(\omega) = \frac{n\omega}{c}, \quad (1.13)$$

kde $k(\omega)$ je frekvenčně závislý faktor šíření pulzu mediem a $E_0(\omega)$ Fourierova transformace Gaussovského pulzu dána vztahem

$$E_0(\omega) = e^{\frac{-(\omega-\omega_0)}{4\Gamma}}. \quad (1.14)$$

Konstanta Γ je faktor tvaru Gaussovské obálky elektrického pole pulzu. S využitím předpokladu $\Delta\omega \ll \omega_0$ (tato podmínka není plně splněna pro velmi krátké pulzy), můžeme s využitím Taylorova rozvoje napsat:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega - \omega_0) + k''(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (1.15)$$

kde

$$k' = \left(\frac{dk(\omega)}{d\omega} \right)_{\omega_0} \text{ a } k'' = \left(\frac{d^2k(\omega)}{d\omega^2} \right)_{\omega_0}. \quad (1.16)$$

Zde k' je rovno inverzní grupové rychlosti a k'' se nazývá *disperze grupové rychlosti* (GVD). Dosazením (1.12) do (1.9) získáme spektrum elektrického pole pulzu, jehož časové závislá hodnota elektrického pole $\varepsilon(t)$ je dána následnou inverzní Fourierovou transformací. Můžeme tedy napsat vztah [14]:

$$\varepsilon(t) = \sqrt{\frac{\Gamma(x)}{\pi}} \exp \left[i\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_\varphi(\omega_0)} \right) \right] \times \exp \left[-\Gamma(x) \left(t - \frac{z}{v_g(\omega_0)} \right)^2 \right], \quad (1.17)$$

kde

$$v_\varphi(\omega_0) = \left(\frac{\omega}{k} \right)_{\omega_0}, v_g(\omega_0) = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{\omega_0}, \frac{1}{\Gamma(x)} = \frac{1}{\Gamma} + 2ik''x. \quad (1.18)$$

První exponenciální člen v (1.13) vyjadřuje zpoždění centrální úhlové frekvence ω_0 faktorem z/v_φ po uražení dráhy z . Jelikož fáze není měřitelnou veličinou, tento efekt nemá žádné pozorovatelné důsledky. Fázová rychlost $v_g(\omega)$ udává rychlost šíření fáze dané frekvenční komponenty pulzu prostorem. Z druhého členu vyplývá, že po uražení vzdálenosti z se tvar pulzu nemění. Dojde ovšem ke zpoždění faktorem z/v_g , kde v_g značí grupovou rychlost. Abychom získali závislost disperze indexu lomu na vlnové délce záření, dosadíme vztah pro vlnovou délku $\lambda = 2\pi c/\omega n_\omega$ do vztahu pro GVD (1.12), čímž získáme:

$$k'' = \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{v_g} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (1.19)$$

Projevem GVD při šíření pulzu transparentním prostředím je prodloužení doby trvání pulzu, jelikož se složky pulzu o větších vlnových délkách budou šířit rychleji než složky o kratších vlnových délkách.

Při šíření krátkého pulzu transparentním prostředím dojde ke zpoždění pulzu, zvýšení doby trvání pulzu a frekvenčnímu čerpu.

2 Optické aberace

Optické aberace slouží k popisu vad zobrazení reálné zobrazovací soustavy vůči soustavě ideální (bez aberací) limitovanou pouze difrakcí. Jejich velikost může být ovlivněna jak nedokonalostmi fyzikálními (neplatnost paraxiální aproximace, difrakce na optických prvcích, disperze,...), technologickými (odchytky ve tvaru plochy optického prvku,...) či materiálové (nehomogenity, pnutí v materiálu, bubliny, ...). Aberace dále závisí také na šířce laserového záření a pozici středu apertury optických prvků vůči optické ose.

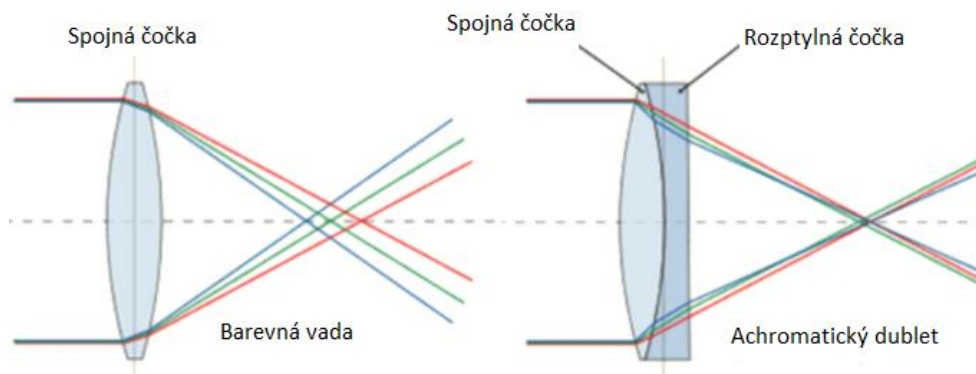
V dalších kapitolách bude uveden přehled základního dělení statických aberací, přehled nejdůležitějších aberací a bude představen jejich matematický popis pomocí Zernikeho polynomů a jejich využití pro experimentální popis vlnoplochy¹.

Za zmínku stojí i dynamické aberace jako jsou turbulence či termální efekty, jež jsou zvláště výrazné při šíření femtosekundových pulzů o vysokých energiích. Jelikož zajištění čistě laminárního proudění je technicky neproveditelné, je snaha o vedení pulzu ve vakuu, kde nepodléhá vadám daných turbulencí prostředí. Dále záření o vysokých energiích ($> 1,0 \text{ kW/cm}^2$) může vytvořit teplotní růst na optických prvcích, jež je úměrný absorbované intenzitě [20]. Tento teplotní růst způsobí pnutí v materiálu a tím změní optické vlastnosti daného prvku, přičemž se může jednat o změnu indexu lomu např. v Ti:Safírovém krystalu, čočkách, či může docházet k pnutí na zrcadlech a tím k parabolické deformaci jeho povrchu.

2.1 Chromatické aberace

Jedná se o vady zobrazení způsobené disperzí světla při průchodu záření transparentním médiem (např. čočkou). Z vlastností disperze (závislost indexu lomu na vlnové $n = n(\lambda)$) a Snellova zákona ($n_1 \sin \vartheta_1 = n_2 \sin \vartheta_2$) je patrné, že dochází při vstupu záření do disperzního prostředí k různému lomu jednotlivých složek záření (obr. č. 8 a), přičemž jev získává na významu hlavně pro paprsky mimo paraxiální prostor (nesplňující podmínku pro paraxiální paprsky $\sin \vartheta \approx \vartheta$ pro úhly $\vartheta \leq 2^\circ$) [9]. Matematicky lze dokázat, že k jevu přispívá skutečnost, že čočky mají kvůli jednodušší výrobě sférický, nikoliv parabolický povrch [11].

¹ Vlnoplocha je daná proložením všech bodů pohybujících se v prostoru se stejnou fází.



obr. č. 8 Barevná vada[10]

Tento jev je částečně možné kompenzovat pro určitý rozsah spektra využitím tzv. achromátu (dublety, triplety, ...) či využití asférických ploch. Achromát označuje soustavu čoček spojených dohromady, přičemž materiály a poloměry křivosti čoček jsou voleny tak, aby došlo k vykompenzování chromatické vady (obr č. 8 b) [10, 11].

2.2 Monochromatické aberace

Odraz a lom záření při přechodu záření do jiného optického prostředí popisuje Snellův zákon, využívající nelineární funkci sinus. Využitím Taylorova rozvoje získáme:

$$\sin \vartheta = \vartheta - \frac{1}{3!}\vartheta^3 + \frac{1}{5!}\vartheta^5 - \frac{1}{7!}\vartheta^7 + \dots, \quad (2.1)$$

kde ϑ může odpovídat úhlu dopadu či lomu.

V paraxiálním prostoru pro malé úhly platí $\sin \vartheta \approx \vartheta$. V případě splnění dané podmínky je velikost vad zanedbatelná a tvar vlnoplochy je dokonale sférický. Pro větší úhly ovšem vyšší řády mocninné řady (2.1) nabývají takových hodnot, že aberace vlnoplochy již nadále nejsou zanedbatelné a zapříčiňují rozdíl tvaru reálné od ideální vlnoplochy [12].

Tyto aberace můžeme rozdělit podle způsobu jejich charakterizace na vlnové a paprskové. Aberace popsané na základě paprskové optiky se nazývají Seidelovy aberace² a jsou důsledkem zohlednění vlivu druhého členu Taylorova rozvoje (2.1). Seidelovy aberace (sférická aberace³, koma, astigmatismus, zklenutí pole a zkreslení) popisují pouze středově symetrické vady, díky čemuž se při popisu aberovaných vlnoploch nedají téměř využít.

Druhým způsobem je využití vlnového charakteru záření. Standardním způsobem popis vlnových aberací je využití Taylorova polynomiálního rozvoje pole v zobrazovací rovině:

² Seidelovy aberace - popsat

³ Někdy označována jako otvorová vada

$$W(\rho, \theta) = W_{000}\rho^2 + W_{040}\rho^4 + W_{131}h\rho^3 \cos(\theta) + W_{222}h^2\rho^3 \cos^2(\theta) + W_{220}h^2\rho^2 + \\ + W_{311}h^3 \cos(\theta) + \dots (\text{aberace vyšších řádů})$$

W_{klm} odpovídají koeficientům jednotlivých aberací či módů, jejich základní shrnutí je uvedeno níže. Konstanta h značí výšku a r , θ jsou polární souřadnice v zobrazovací rovině.

| | |
|--|------------------|
| ρ^2 | Dekocus |
| ρ^4 | Sférická aberace |
| $h\rho^3 \cos(\theta)$ | Koma |
| $h^2\rho^2 \cos^2(\theta)$ | Astigmatismus |
| $h^2\rho^2$ | Zklenutí pole |
| $h^2\rho \cos(\theta)$ | Zkreslení |
| ... aberace vyšších řádů (sekundární, terciální,...) | |

Nicméně členy Taylorova rozvoje netvoří kompletní soustavu báзовých funkcí a proto se nehodí k popisu experimentálně naměřených aberovaných vlnoploch.

Vhodnějším matematickým popisem aberací vlnoplochy je využití Zernikeho polynomů. Nejenže se díky svým vlastnostem více hodí k interpretaci experimentálně získaných dat, umožňují na rozdíl od Seidlových aberací popsat také středově nesymetrické aberace a zároveň jsou vhodné pro popis optického systému s kruhovými pupilami. Při analýze vlnoplochy s využitím Zernikeho polynomů se většinou jako referenční vlnoplocha opouštějící výstupní pupilu optického systému využívá rovinná vlnoplocha [13].

2.3 Zernikeho polynomy

Zernikeho polynomy jsou nejčastěji uváděny v polárních souřadnicích (ρ, θ) pro $0 \leq \rho \leq 1$ a $0 \leq \theta \leq 2\pi$. Každý polynom je složen ze tří částí: normalizačního faktoru, radiálně závislého polynomu a úhlově závislé sinusoidy. K popisu polynomů se používá dvojí indexové schéma: n označuje nejvyšší řád radiálního polynomu a m odpovídá úhlové frekvenci maxim a minim dané sinusoidální složkou, přičemž danému n mohou být přiřazeny indexy n pouze o velikostech $-n, -n+2, -n+4, \dots, n$. Někdy se využívá také index j značící módové číslo [12].

Zernikeho polynomy jsou definovány jako [13]:

$$\begin{aligned} Z_n^m(\rho, \theta) &= N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \cos(m\theta) && \text{pro } m \geq 0, 0 \leq \rho \leq 1, 0 \leq \theta \leq \pi \\ &= -N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \sin(m\theta) && \text{pro } m < 0, 0 \leq \rho \leq 1, 0 \leq \theta \leq \pi \end{aligned} \quad (2.2)$$

s normalizačním faktorem N_n^m :

$$N_n^m = \sqrt{\frac{2(n+1)}{1+\delta_{m0}}} \quad \delta_{m0} = 1 \text{ pro } m = 0, \delta_{m0} = 0 \text{ pro } m \neq 0 \quad (2.3)$$

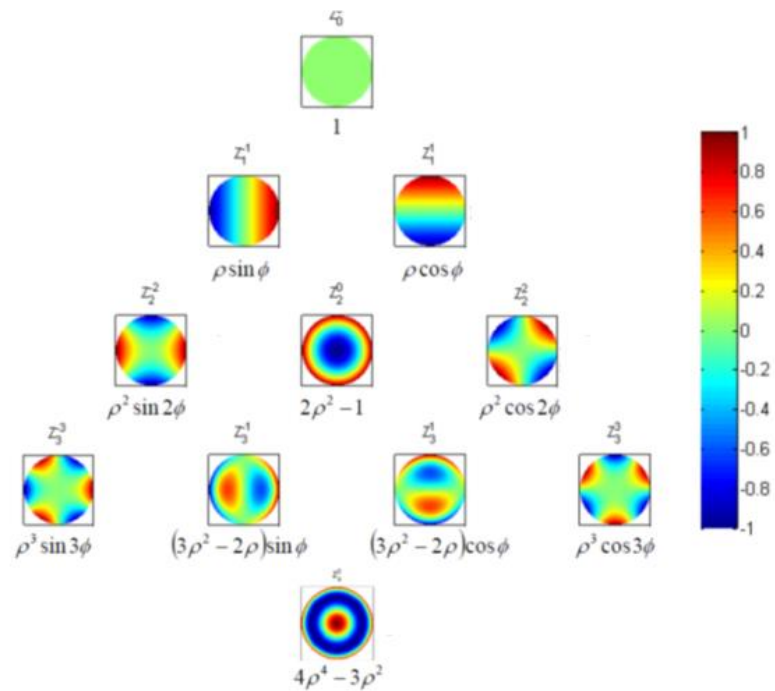
a radiálním polynomem $R_n^{|m|}$:

$$R_n^{|m|}(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-|m|)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [0.5(n+|m|)-s]! [0.5(n-|m|)-s]!} \rho^{n-2s} \quad (2.4)$$

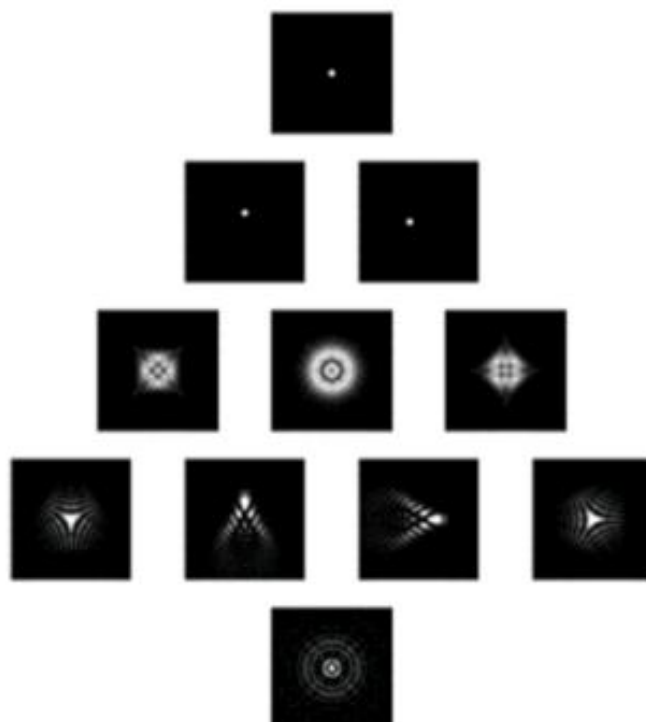
Základní přehled Zernikeho polynomů nižších řádů je uveden v následující tabulce:

| mód | radiální řad | uhlová frekvence | $Z_n^m(\rho, \theta)$ | Význam |
|-----|--------------|------------------|---|------------------------------|
| j | n | m | | |
| 0 | 0 | 0 | 1 | Posun |
| 1 | 1 | -1 | $2\rho \sin(\theta)$ | Náklon- y |
| 2 | 1 | 1 | $2\rho \cos(\theta)$ | Náklon- x |
| 3 | 2 | -2 | $\sqrt{6}\rho^2 \sin(2\theta)$ | Astigmatismus $\pm 45^\circ$ |
| 4 | 2 | 0 | $\sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$ | <u>Defokus</u> |
| 5 | 2 | 2 | $\sqrt{6}\rho^2 \cos(2\theta)$ | Astigmatismus 0° |
| 6 | 3 | -3 | $\sqrt{8}\rho^3 \sin(3\theta)$ | Astigmatismus 90° |
| 7 | 3 | -1 | $\sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\sin(\theta)$ | <u>Coma- y</u> |
| 8 | 3 | 1 | $\sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\cos(\theta)$ | <u>Coma- x</u> |

tab. č. 1 Zernikeho polynomy [13]



obr. č. 9 Interferogramy Zernikeho polynomů [16]



obr. č. 10 Zobrazení Zernikeho polynomu ve Fraunhoferově oblasti[22]

Jelikož data získaná měřením vlnoplochy Shack-Hartmannovým senzorem vlnoplochy reprezentují parciální derivace aberované vlnoplochy podle x a y (kap. 3.2.1), je nutné Zernikeho polynomy transformovat do kartézského souřadného systému pomocí vztahů uvedených níže:

Transformace souřadnic $Z_n^m(\rho, \theta) \rightarrow Z_n^m(x, y)$ je dána pomocí následujících identit:

$$\begin{aligned}x &= \rho \cos(\theta) \\y &= \rho \sin(\theta) \\ \rho &= \sqrt{x^2 + y^2} \\ \cos(m\theta) &= 2\cos[(m-1)\theta] \cos(\theta) - \cos[(m-2)\theta] \\ \sin(m\theta) &= 2\sin[(m-1)\theta] \cos(\theta) - \sin[(m-2)\theta]\end{aligned}$$

2.3.1 Popis aberované vlnoplochy Zernikeho polynomy

Funkce vlnových aberací je vyjádřena váhovou funkcí Zernikeho polynomů [13]:

$$\begin{aligned}W(\rho, \theta) &= \sum_n^s \sum_{m=-n}^n W_n^m Z_n^m(\rho, \theta) \\ &= \sum_n^k \left\{ \sum_{m=-n}^{-1} W_n^m \left(-N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \sin(m\theta) \right) + \sum_{m=0}^n W_n^m \left(N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \cos(m\theta) \right) \right\}\end{aligned} \quad (2.5)$$

s odpovídá řádu polynomiálního rozvoje, W_n^m je koeficient odpovídající amplitudě zernikeho módu Z_n^m , přičemž velikost odpovídá RMS⁴ chybě vlnoplochy daného módu.

$$RMS = \sqrt{\sigma^2} = \sqrt{\sum_{n>0} \sum_m (W_n^m)^2} \quad (2.6)$$

Zde σ^2 reprezentuje rozptyl. Pro výpočetní účely je více příhodné vyjádřit vlnovou aberaci v kartézských souřadnicích využívající jednotný systém indexování:

$$W(x, y) = \sum_{j=0}^{j_{max}} W_j Z_j(x, y) \quad \text{kde } W_j = W_n^m, Z_j(x, y) = Z_n^m(x, y) \text{ a } j = \frac{n(n+2)+m}{2}$$

j odpovídá nejvyššímu módovému číslu v rozvoji.

Pro ohodnocení kvality zobrazení optické soustavy v závislosti na četnosti optických aberací se využívají např. následující kvantifikátory (přičemž typ a počet se liší pro typ popisovaného systému) [16]:

- RMS chyba vlnoplochy (viz. rce 2.6)

⁴ Zkratka RMS označuje směrodatnou odchylku (odmocninu z rozptylu σ^2) aberační funkce W na kruhové apertuře

- Pro ideální rovinnou vlnoplochu $RMS = 0$
- Peak to valey (P-V) hodnota
 - Vzdálenost mezi maximem a minimem aberované vlnoplochy $\Delta W = W_{max} - W_{min}$
 - hodnoty se udávají v násobcích vlnových délek (λ)
 - Za splnění podmínky $\Delta W < \lambda/4$ se uvažuje téměř dokonalé zobrazení
 - Jelikož P-V hodnota nic nevypovídá o velikosti oblasti (pupily), ve které je tato chyba obsažena, na rozdíl od RMS se nehodí ke kvalitativnímu popisu kvality vlnoplochy
- Strehlův poměr (SR)
 - Jedná se o poměr maximální naměřené intenzity I vůči maximální intenzitě Gaussovského svazku bez optických vad I_0
 - Pro $S = I/I_0 > 0,8$ se jedná o téměř dokonalé zobrazení
- Bodová rozptylová funkce (PSF)
 - PSF, známá také jako *far field*, představuje zobrazení záření ve Fraunhoferově oblasti⁵
- 2D topografie a 3D zobrazení aberačních funkcí
- Zernikeho koeficienty

| P-V OPD | RMS OPD | SR | Energie v ohnisku |
|---------------|-----------------|------|-------------------|
| 0.0 | 0.0 | 1.0 | 84% |
| $\lambda/16$ | 0.018λ | 0.99 | 83% |
| $\lambda/8$ | 0.036λ | 0.95 | 80% |
| $\lambda/4$ | 0.07λ | 0.80 | 68% |
| $\lambda/2$ | 0.14λ | 0.4* | 40% |
| $3 \lambda/4$ | 0.21λ | 0.1* | 20% |
| λ | 0.29λ | 0.0* | 10% |

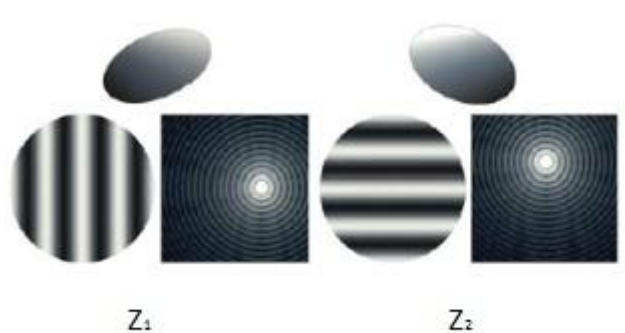
tab. č. 2 Závislost velikosti hodnot P-V, RMS a SR na energii [16]

U všech níže uvedených vad předpokládáme nesplnění paraxiální podmínky (rce 2.1) pro procházející záření optickou soustavou. Kromě popisu budou pro jednotlivé aberace uvedeny jejich 3D topografie vlnoplochy, interferogramy vůči referenčnímu záření s ideálně rovinnou vlnoplohou a zobrazení ve Fraunhoferově prostoru, čili PSF.

⁵ Jedná se o zobrazení ve vzdálenosti větší nežli $d \geq 2D^2/\lambda$, kde D odpovídá šířce výstupní apertury

2.3.2 Náklon vlnplochy

Náklon vlnplochy záření od normály směru šíření (obr. č. 11), je základní aberace nižšího řádu, přičemž se může jednat o náklon horizontální či vertikální.

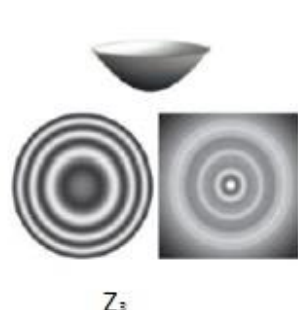


obr. č. 11 Náklon vlnplochy [22]

Náklon vlnplochy hraje při tvorbě optických aberací důležitou roli, jelikož může být příčinou vzniku aberací vyšších řádů při interakci záření s vychýlenými optickými prvky (čočkami, zrcadly, ...). Například průchod konvergujícího záření skrz natočený dělič svazku či jeho odraz od nakloněného zrcadla je mimo jiné příčinou tvorby astigmatismu (kap. 2.3.5). Nakloněná čočka v teleskopu vytvoří komu (kap. 2.3.4) a více vychýlených komponent může vytvořit mnoho dalších optických aberací vyšších řádů.

2.3.3 Defokus

Defokus je osově symetrická vada, při které pozice ohniska není shodná s rovinou zobrazení, přičemž tvar takto aberované vlnplochy odpovídá kulovému vrchlíku. Defokusevanému svazku zobrazenému ve Fraunhoferově prostoru tvořený soustřednými kružnicemi.

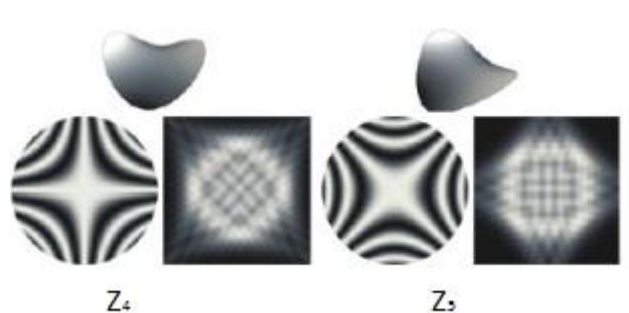


obr. č. 12 Defokus [22]

Defokus také hraje kritickou roli při stavbě teleskopů, kde by mělo docházet ke zvětšení či zmenšení dopadajícího kolimovaného záření soustavou čoček, přičemž výstupní svazek by měl být opět kolimovaný. Pokud čočky ovšem nejsou ve správné vzájemné vzdálenosti, výstupní svazek je sbíhavý či rozbíhavý a oproti referenční rovinné vlnoploše můžeme opět pozorovat dekocus.

2.3.4 Astigmatismus

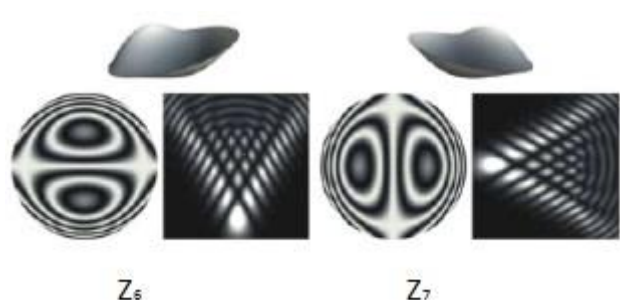
V optickém systému, který vykazuje astigmatickou vadu, je charakterizován rozdílnou ohniskovou vzdáleností pro dvě navzájem kolmé roviny procházejícího záření fokusačním elementem. Vada vzniká, je-li zobrazovaný bod mimo optickou osu soustavy [16].



obr. č. 13 Astigmatismus [22]

2.3.5 Koma

Při šikmém dopadu kolimovaného záření (nerovnoběžném s optickou osou) na čočku dochází k příčnému zvětšení ohniska v tangenciální rovině. Jak je vidět na PSF, koma vytváří rozptylovou funkci tvaru komety, od kterého je i odvozen název této aberace.



obr. č. 14 Koma [22]

2.3.6 Sférická aberace

Jedná se o osově symetrickou vadu způsobenou různou ohniskovou vzdáleností paraxiálních a okrajových paprsků (kaustika) fokusovaných sférickou čočkou. Kaustiku je možno pozorovat i u komy, avšak v tomto případě již vada není osově symetrická.



obr. č. 15 Sférická vada [22]

Sférickou aberaci je možno staticky kompenzovat využitím asférických čoček či soustavy čoček vnášejících do systému stejně velkou sférickou aberaci, avšak v opačném směru.

3 Adaptivní optika

Nežádoucí změny intenzity v obrazové rovině, ať už změny statické či dynamické, vznikající během šíření optického záření, vytvářejí zájem o využití adaptivní optiky v režimu *uzavřené smyčky se zpětnou vazbou*⁶ v reálném čase. V předešlé kapitole bylo poukázáno na skutečnost, že tyto změny v intenzitě jsou důsledkem výchylek fáze od referenční sférické či rovinné vlnoplochy, jež je možné kompenzovat využitím adaptivní optiky (AO) pracující na principu fázové konjugace (kap. 3.1) [20].

Jednou z oblastí využívající AO je astronomie, kde turbulence v atmosféře zhoršují kvalitu snímaného obrazu. Další oblastí je oblast optiky snažící se maximalizovat množství využitě energie dodané do zkoumaného materiálu. V tomto případě se AO využívá ke kompenzaci vad vznikajících v samotném laseru, optice korigující směr šíření záření, vadám vznikajících při šíření záření transparentním prostředím či ke kompenzaci termálních efektů [18].

⁶ Systém změří chybu, začne ji kompenzovat a znovu ji změří pro ověření správnosti kompenzace, čímž se liší od open-loop systému

System využívající AO z principu obsahuje senzor vlnoplochy (WFS), řídicí počítač a piezoelektrické deformovatelné zrcadlo (PDM). Senzor vlnoplochy je speciálně uzpůsobená kamera, umožňující po změření záření vyslat do PC elektronický signál umožňující rekonstrukci vlnoplochy analyzovaného záření. Řídicí PC na základě rozdílu tvaru rekonstruované a referenční vlnoplochy řídí PDM takovým způsobem, aby došlo ke kompenzaci nežádoucích optických aberací fázovou konjugací na základě kontroly prvků ovládajících tvar reflexní vrstvy PDM. Většina systémů také obsahuje množství dalších členů, jako je optický dělič, teleskop, kamery a další komponenty dle potřeby.

3.1 Fázová konjugace

Elektrické pole optického záření, charakterizováno amplitudou E_0 a fází φ , je možno matematicky popsat rovnicí $E = E_0 \exp(-i\varphi)$. Po zjištění vlnoplochy záření (kap. 3.2) jsme schopni určit přítomné optické aberace v systému. Pro získání rovinné vlnoplochy musíme vynásobit rovnici exponentem $\exp(+i\varphi)$ s komplexně sdruženou fází. Abychom tuto operaci mohli provést fyzicky, byla v této práci využita adaptivní optika. Díky ní jsme schopni do systému přidat stejnou optickou aberaci pouze v opačném směru oproti aberaci již přítomné, čímž dojde k jejich vzájemnému vykompenzování a zlepšení optické kvality záření.

Účinnost procesu kompenzace vad využívající fázovou konjugaci je limitován mnoha faktory. Mezi hlavní patří přesnost měření vlnoplochy, kvalita reprodukované „kompenzační“ plochy na deformovatelném zrcadle či rychlostí měření a kompenzace aberací pro dynamické systémy [21].

3.2 Měření vlnoplochy

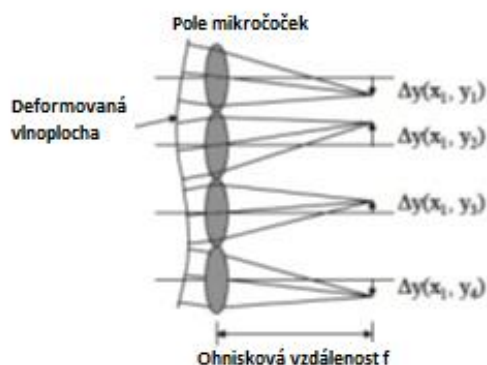
V současné době není možné měřit fázi přímo. Ačkoliv je jistý pokrok v měření elektrického pole záření, pro účely adaptivní optiky se prozatím nehodí. Mezi zkoumané možnosti patří například měření fáze z difrakčního obrazce či porovnáním rekonstruované fáze inverzní Fourierovy transformace intenzity v ohniskové rovině s referenčním rozložením elektrického pole [21].

Další alternativou, užívanou pro analýzu vlnoplochy je využití senzoru vlnoplochy (wavefront sensor - WFS), pracujícího na principu měření náklonu a náklonu vlnoplochy rozdělené na mnoho segmentů, přičemž výsledný tvar je dán interpolací naměřených dat. Detailnější popis principu měření bude uveden v následující kapitole pro nejčastěji používaný Shack-Hartmannův senzor vlnoplochy (Shack-Hartmann wavefront sensor SHWFS). Důležité parametry pro výběr WFS jsou:

- Přesnost měření vlnoplochy daná množstvím subapertur
- Typ WFS
- Geometrie senzoru (ovlivňuje rozlišení a požadavky na zpracování signálu)
- Rychlost čtení dat (FPS) pro systémy se zpětnou vazbou
- Vlnová délka analyzovaného záření

3.2.1 Shack-Hartmannův senzor vlnoplochy

Soustava mikročoček vytvoří soustavu bodů dopadajících na CCD kameru. Pokud je vlnoplocha dopadajícího záření ideálně rovinná, nedojde k vychýlení bodů mimo optické osy jednotlivých čoček. Optická aberace se projeví vychýlením bodu od optické osy ve směru x o Δx , ve směru y o Δy či v obou směrech, přičemž podílem velikosti vychýlení bodu a ohniskové vzdálenosti čoček před čipem kamery získáme sklon vlnoplochy pro danou oblast.



obr. č. 16 Soustava mikročoček fokusující dopadající záření na CCD čip SHWS

Pomocí získaných vychýlení bodu CCD kamerou získáme koeficienty rozvoje Zernikeho polynomů s využitím níže uvedených vztahů.

$$\frac{\partial W(x,y)}{\partial x} = \frac{\Delta x(x,y)}{f},$$

$$\frac{\partial W(x,y)}{\partial y} = \frac{\Delta y(x,y)}{f},$$

$$W(x, y) = \sum_j W_j Z_j(x, y).$$

W_j odpovídá koeficientu módu Z_j , přičemž velikost odpovídá RMS chybě aberace daného módu.

$$\frac{\partial W(x,y)}{\partial x} = \sum_j W_j \frac{\partial Z_j(x,y)}{\partial x}.$$

$$\frac{\partial W(x,y)}{\partial y} = \sum_j W_j \frac{\partial Z_j(x,y)}{\partial y}.$$

Výsledné vztahy pro interpolaci naměřené vlnoplochy Zernikeho polynomy z výchylek na CCD kameře je s využitím předcházejících vztahů možno napsat následovně:

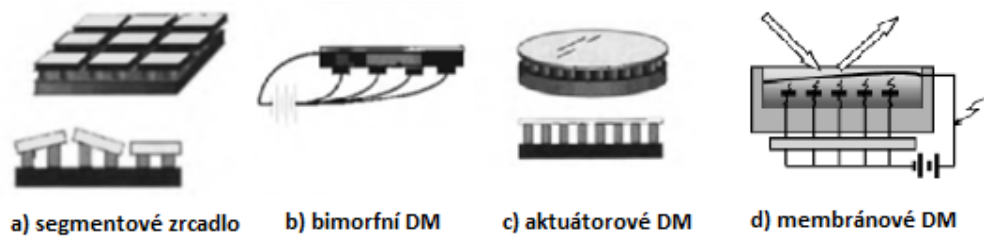
$$\frac{\Delta x(x,y)}{f} = \sum_j W_j \frac{\partial Z_j(x,y)}{\partial x} \quad (3.1)$$

$$\frac{\Delta y(x,y)}{f} = \sum_j W_j \frac{\partial Z_j(x,y)}{\partial y} \quad (3.2)$$

Přičemž je důležité, že jelikož polynomy Z_j jsou ortogonální, jejich derivace podle x a y jsou stále také ortogonální.

3.3 Deformovatelné zrcadlo

Deformovatelné zrcadlo představuje nejdůležitější prvek systému adaptivní optiky, jelikož představuje aktivní člen, který umožňuje kompenzaci nežádoucích optických vad systému. Řídící PC vytvoří z dat získaných přes WFS tvar vlnoplochy záření. Na základě toho přivede signál na aktuátory deformovatelného zrcadla, které následkem toho změni svůj povrch tak, aby odpovídal změřeným aberacím, pouze v opačném směru, čímž dojde k jejich kompenzaci.



obr. č. 17 Druhy deformovatelných zrcadel [11]

Pro potřeby kompenzace pouze roviny natočení vlnoplochy je možno využít rovinná zrcadla schopná velmi rychle měnit svůj náklon. Pokud je žádoucí kompenzovat vady vyšších řádů, je nutné využít sofistikovanější deformovatelná zrcadla (viz. obr. č. 17).

- Segmentovaná zrcadla: možnost individuálně řídit náklon, rotaci a posun jednotlivých segmentů. Umožňují velmi přesně napodobit tvar vlnoplochy naměřené senzorem vlnoplochy. Výraznou nevýhodou těchto zrcadel jsou mezery mezi jednotlivými segmenty zrcadla.
- Bimorfni DM: zrcadlo je tvořeno dvěma piezoelektrickými destičkami spojenými dohromady, mezi kterými jsou umístěny elektrody. Přivedení napětí na tyto elektrody způsobí, že jedna destička je přitahována a druhá odtahována, což vede k lokální změně tvaru povrchu.
- Membránové DM: Jedná se o systém využívající tenkou vodivou membránu nataženou přes pevný rám. Deformace membrány je zajištěna její elektrostatickou interakcí s elektrodami, jež mohou být umístěny za či před čelní stranou membrány. Pokud jsou elektrody umístěny před, musí být pro dané záření transparentní.

- Piezoaktuátorové DM: deformaci reflexní vrstvy, nanesené na skleněný substrát, je zajištěno využitím piezoaktuátorů. Přivedením signálu na jednotlivé aktuátory dojde k jejich roztažení či zkrácení, čímž vzniká tlak či tah na povrch zrcadla a tím k jeho lokální deformaci. Na rozdíl od segmentovaného zrcadla jsme v tomto případě limitováni materiálovými vlastnostmi povrchu zrcadla, díky čemuž je omezen maximální rozdíl výchylky mezi sousedními aktuátory. Např. pro PZT je podélné prodloužení dáno vztahem [11]:

$$\Delta l = d_{33}V \quad (3.3)$$

d_{33} je podélný piezoelektrický koeficient [$\mu\text{m}/\text{V}$]. Díky výše zmíněným efektům ovšem v praxi vychýlení aktuátorů zcela lineární není, nicméně tento problém je možno kompenzovat kalibrací řídicího systému DM [19].

Hlavní faktory ovlivňující schopnost korekce optických aberací jsou

- Počet a vzdálenost aktuátorů – určuje schopnost kompenzace aberací vyšších řádů
- Typ DM – segmentové, piezoelektrické či bimorfní
- Materiál čelní vrstvy zrcadla
- Požadavky na chlazení
- Typ aktuátorů (velikost řídicího napětí, rychlost, zahřívání, maximální vychýlení a hystereze)

4 Popis experimentu

Praktická část se zabývala kompenzacemi optických aberací využitím adaptivní optiky, přičemž byly využity dva různé postupy. Cílem obou postupů bylo získání pokud možno kruhového zadního ohniska za fokusačním elementem (spojná čočka, sférické či parabolické zrcadlo) s velikostí co nejvíce se přibližující difrakčnímu limitu pro daný systém. Fokusem laserového záření získáme v ideálním případě bod o průměru

$$d = \frac{4\lambda f}{\pi D} \quad (4.1)$$

kde λ odpovídá vlnové délce světla, D šířce laserového svazku a f ohniskové vzdálenosti fokusační optiky.

Prvním způsobem bylo využití piezoelektrického deformovatelného zrcadla, Shack-Hartmanova senzoru vlnoplochy a k nim dodávaného originálního softwaru FrontSurfer, jež analyzoval data získaná ze senzoru vlnoplochy a na základě nich umožňoval měnit řídicí napětí PDM. Toto přímé měření vlnoplochy nám umožňovalo určit přibližný tvar vlnoplochy v diagnostické větvi a v reálném čase tak sledovat její vývoj, tzn. její zlepšení či zhoršení při spuštění zpětné vazby pro řízení deformovatelného zrcadla. Využití tohoto systému pro měření vlnoplochy a její následné korekce deformovatelným zrcadlem klade jisté nároky na úpravu měřicí aparatury, nehledě na nutnost nastavení precizního zobrazení roviny zrcadla na senzor vlnoplochy, což pro Ti:safírový laser je částečně neproveditelné, z důvodu chromatické aberace pro široké spektrum vlnových délek, z nichž je femtosekundový pulz složen. Problémy, jež s tímto systémem nastaly, zapříčinily nevyužitelnost tohoto způsobu korekce aberací v experimentech.

Druhý způsob vycházel z teoretického předpokladu minimální velikosti fokusačního bodu dosaženého minimalizací všech přítomných optických vad v systému. Na rozdíl od první metody zde již nebyl využitý senzor vlnoplochy, jelikož znalost typu a velikosti jednotlivých vad je pro tento případ irelevantní. Místo toho byl v LabVIEW vytvořen program využívající genetický algoritmus, jež ze znalosti velikosti a elipticity ohniska měřeného klasickou CCD kamerou postupnými iteracemi nastavoval napětí na jednotlivých aktuátorech PDM tak, aby docházelo k minimalizaci a zároveň zvyšování kruhovosti ohniska. Výhodou tohoto postupu je snížení požadavků na správné umístění a rotaci optických prvků vůči záření až k pozici diagnostické CCD kamery, což oproti systému s rovinným zrcadlem či systému využívající

SHWS umožňuje značně zrychlit stavbu nových experimentů bez obav na snížení optické kvality záření.

4.1 Laserové systémy

Měření optických aberací a účinnost jejich korekce využitím adaptivní optiky bylo testováno na dvou rozdílných laserových systémech. Pro počáteční testování aparatury a následný vývoj softwaru byl použit HeNe kontinuální laser. Pro závěrečné testování byl vyl využit Ti:safírový laser, generující ultrakrátké pulzy laserového záření ve femtosekundové časové oblasti, v experimentu generace vysokých harmonických (HHG) signálů intenzivního laserového záření, jež vznikalo ozářením plynu fokusovaným intenzivním laserovým pulzem Ti:safírového laseru.

Z pohledu adaptivní optiky je téměř irelevantní, zda dochází ke korekci svazku HeNe či Ti:safírového laseru. Změna laserového systému, kromě požadavků na volbu optických prvků vzhledem k využívané vlnové délce, ovšem vedla při přechodu na Ti:safírový laseru k nutnosti synchronizace detekce záření SHFS (či jinou diagnostickou kamerou) s 10 Hz či 1 kHz pulzy tohoto laserového systému v porovnání s kontinuálním režimem kontinuálního HeNe laseru. Další faktor, jenž je nutné vzít v úvahu, je schopnost stabilně generovat laserové záření o stejných parametrech. Zde Ti:safírový laser vykazuje relativně velké fluktuace mezi souslednými pulzy v porovnání s velmi stabilním HeNe laserem.

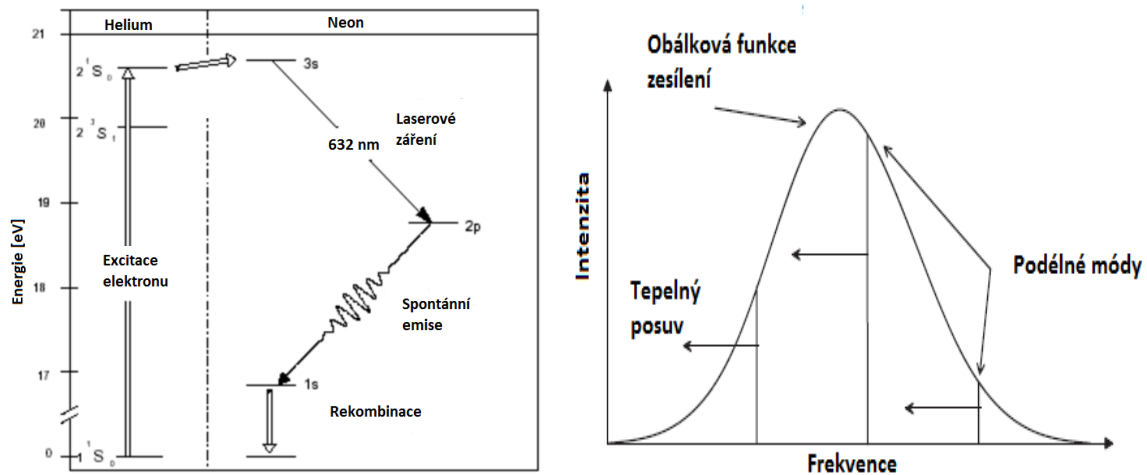
4.1.1 HeNe laser

Kontinuální HeNe laser emituje záření, jež je dáno superpozicí podélných módů, jež existují uvnitř laserové kavity a splňují podmínku

$$\nu = \frac{c}{2L} \cdot q \quad q = 1,2, \quad (4.2)$$

Zesilující medium, zde směs helia a neonu, může zesilovat pouze určité módy či frekvence záření, dané možným energetickým rozložením energetických stavů excitovaných elektronů v této směsi plynů (viz obr. č. 18 a) a tím určující profil křivky zesilování záření různých frekvencí (viz obr. č. 18 b gain medium – vzít z diplomky). Při zapnutí laseru dochází k jeho tepelné stabilizaci, čímž dochází na základě změny délky kavity podle (4.1) k posuvu frekvencí podélných módů uvnitř kavity. Šířka obálkové funkce HeNe laseru je $1,5GHz$, čemuž odpovídá $0,5GHz$ vzdálenost sousedních módů pro kavitu o délce $L = 30cm$. To znamená, že v průběhu tepelné stabilizace dochází k zesilování dvou až tří módů, jejichž

pozice pod obálkovou funkcí určuje intenzitu emitovaného záření. Po ustálení tepelné rovnováhy dochází k vyzařování záření na vlnové délce $\lambda = 633 \text{ nm}$, která odpovídá maximu křivky obálkové funkce. Veškeré měření bylo provedeno po ustanovení tepelné rovnováhy ($t \geq 15 \text{ min}$), po které výkon dosahuje stabilních hodnot $P > 95\% P_{MAX}$.



obr. č. 18 a) energetické hladiny plynné HeNe směsi b) frekvenční posuv podélných módů při tepelné stabilizaci HeNe laseru [23][22]

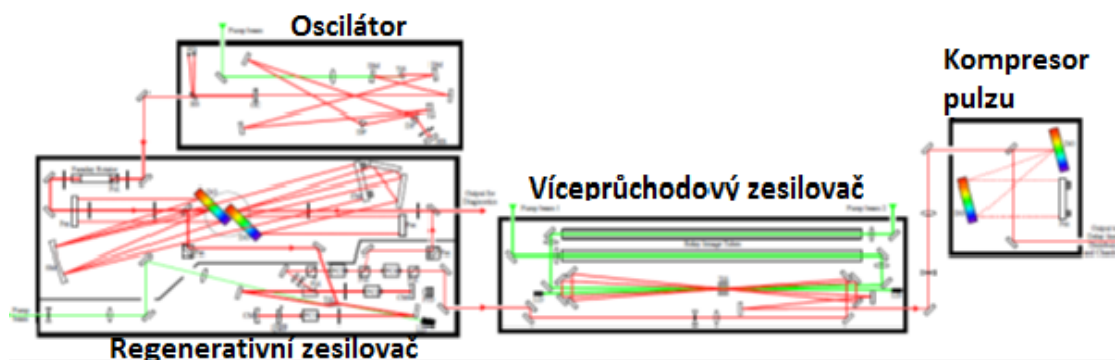
Technické specifikace laseru používaného v experimentální části práce jsou uvedeny v následující tabulce.

| HeNe laser | | Model: 05-LHR-111 |
|---------------------------------|------------------------|-------------------|
| Parametry | Hodnoty | |
| Výstupní výkon (mW) | >1.0 | |
| Vlnová délka (nm) | 632.8 | |
| Módové rozložení | >90% TEM ₀₀ | |
| Divergence svazku (mrad) | 1.35 ± 5% | |
| Šířka svazku v 1/e ² | 0.59 ± 5% | |

tab. č. 3 Parametry HeNe Laseru

4.1.2 Vysokovýkonný Ti:safírový laser

Princip tvorby pulzů o délce trvání v řádu femtosekund byl již přiblížen v kap. 1. Pro závěrečné testování byl použit Ti:safírový laser pracující právě na základě těchto principů, jež umožňuje generaci pulzů o vysokých špičkových výkonech, jež není dána vysokou energií pulzů, ale právě velmi krátkou dobou trvání těchto pulzů ($t \cong 40 \text{ fs}$) s centrální vlnovou délkou $\lambda = 810 \text{ nm}$, díky čemuž je možno dosáhnout špičkového výkonu v řádu TW s energiemi pulzu pouhých 1J. Poté, co pulz opustí oscilátor, dochází k jeho zesílení regenerativním a víceprůchodovým zesilovačem (obr. č. 19).

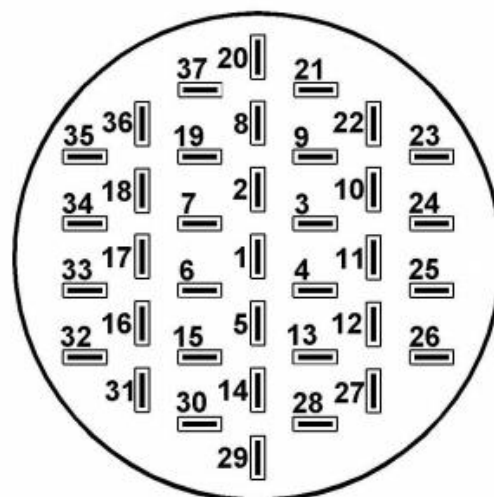
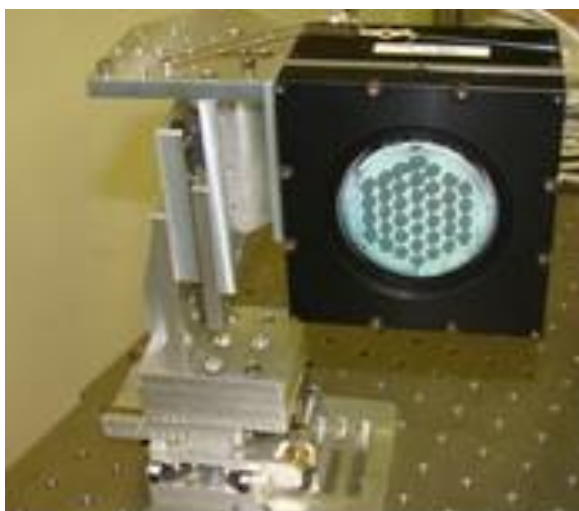


obr. č. 19 Schéma Ti:safírového laserového systému

Aby v průběhu zesilování intenzity pulzu nedošlo k poškození optiky či krystalu a tím ke znemožnění jeho dalšího zesilování, využívá se *čerpu* (obr. 7) pro prodloužení trvání pulzu do oblasti pikosekund, což sníží špičkový výkon pulzu a umožní další zesilování. Pro tento účel se využívají difrakční mřížky, které odrážejí jednotlivé módy pulzu v závislosti na jejich vlnové délce. Tím dojde k tomu, že módy o kratších vlnových délkách budou mít větší optickou dráhu, čímž se opozdí za módy s většími vlnovými délkami [17]. Po zesílení dochází opět ke kompresi pulzu do femtosekundové časové oblasti pomocí páru difrakčních mřížek, jež negují rozdíly v optických drahách jednotlivých módů.

4.2 Piezoelektrické deformovatelné zrcadlo

Zrcadlo, zobrazené na obr. č. 20, je složeno z 37 válcových piezoaktuátorů, připevněných k pevné podstavě. Na vrchní část tohoto pole aktuátorů je připevněna reflexní vrstva s povrchovou úpravou, jež zajišťuje její vysokou reflektivitu v IR oblasti vlnových délek.



obr. č. 20 Piezoelektrické deformovatelné zrcadlo

Tento typ zrcadla je vhodný pro rychlé dynamické korekce optických aberací nízkých řádů, jako jsou defokus, astigmatismus a další. Vlivem pnutí v povrchové reflexní vrstvě, tvar čelní strany zrcadla při konstantním napětí na všech aktuátorech vykazuje mírnou sféricitu, čímž se chová jako další fokusační prvek vložený do optické dráhy procházejícího záření.

Dalším faktorem ovlivňující deformaci PDM je hystereze aktuátorů. Ta může způsobit, že v průběhu využívání zrcadla dochází k výchylkám tvaru zrcadla od referenční sféry. Tato deviace je irelevantní v případě, kdy je využíváno řízení v uzavřené smyčce se zpětnou vazbou, avšak může snížit rozsah korekce optických aberací.

Piezelektrické deformovatelné zrcadlo

Model: PDM 12.10

| Parametry | Hodnoty |
|--|----------------------------|
| Tvar apertury | kruhová, 50mm v průměru |
| Povrchová úprava | HR@770-860nm |
| Maximální rozsah napětí aktuátorů | 0 + 400V |
| Doporučený rozsah napětí aktuátorů | 0 + 300V |
| Počet elektrod | 37 |
| Počáteční RMS výchylka od referenční sféry | <2μm |
| Počáteční sférická aberace | R ~50m |
| Maximální deformace aktuátorů | 8μm (+400V) 6μm (+300V) |
| Maximální výchylka mezi sousedními aktuátory | 3μm |
| Reakční doba zrcadla | >0.5ms |
| Úhel dopadu záření oproti rovině zrcadla | <6° |

tab. č. 4 Parametry PDM

4.3 Digitálně analogový převodník

Jedná se o zařízení (obr. č. 21), které je pomocí USB napájeno a spojeno s řídicím PC a tím umožňuje řízení vícekanálového výstupního napětí. Toto generované napětí je následně zesíleno (kap. 4.4) a přivedeno na PDM pro dosažení požadované deformace.



obr. č. 21 D/A převodník

| Digitálně analogový převodník | | Model: DAC-40-USB |
|--|-----------------------|-------------------|
| Parametry | Hodnoty | |
| Analogové výstupy (kanály) | 40 | |
| Rozsah výstupního napětí [V] | 0 - 5.0 | |
| Výstupní rozlišení | 12 bitů (4096 úrovní) | |
| Synchronně řízený výstupní signál pro všechny kanály | | |

tab. č. 5 Parametry D/A převodníku

4.4 Řídící zesilovač

Zrcadlo je řízeno vysokonapěťovým řídicím zesilovačem (obr. č. 22), jenž přijímá signál z D/A převodníku. Tento zesilovač je speciálně navrhnut pro řízení membránového či deformovatelného zrcadla. Výstupní napětí kanálu N [$N=0\dots39$] zesilovače je řízeno na základě přijetí kontrolních bajtů [$0\dots4095$] z výstupního signálu 12 bitového 40 kanálového D/A převodníku.

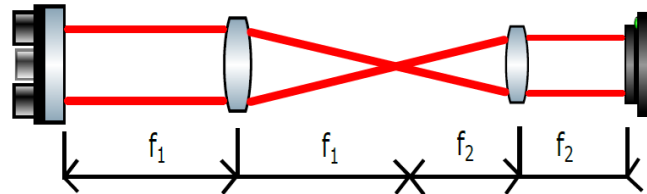


obr. č. 22 Řídící zesilovač

4.5 Měření vlnoplochy a profilu laserového svazku

V první části experimentu, jež byl založen na korekci vlnoplochy měřením optických vad, bylo nutné využívat senzor vlnoplochy. Jím naměřená data byla následně zpracována v PC a na základě nich bylo nastaveno napětí na deformovatelném zrcadle tak, aby došlo ke

kompensaci optických vad. Problém při využití senzoru vlnoplochy je nutnost tvorby 4f teleskopu, jež udává nutné podmínky pro vzájemnou optickou vzdálenost deformovatelného zrcadla a senzoru v závislosti na použité fokusační optice, jak je znázorněno na následujícím obrázku.



obr. č. 23 4f zobrazovací teleskop

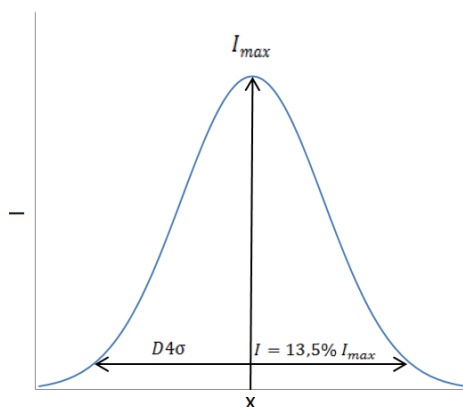
Vlivem tohoto požadavku dochází ke stavu, kdy korigovaná rovinná vlnoplocha měřená senzorem vlnoplochy v diagnostické větvi neodpovídá vlnoploše laserového svazku v místě, kde rovinnou vlnoplochu vyžadujeme pro získání minimálního fokusu. To je dáno skutečností, že senzor vlnoplochy měří aberace pouze k místu, kde dochází k dělení na měřící a analyzovanou větev, přičemž k těmto aberacím přispívají i aberace 4f teleskopu, jež z technických důvodů pro fokusační prvky o velkých ohniskových vzdálenostech nemohl být umístěn v hlavní měřící větvi. Tím pádem aberace veškerých optických prvků, jež jsou umístěny za děličem svazku, bylo nutné kompenzovat manuálně. Takováto kompenzace ovšem často neposkytovala požadované výsledky. Tohoto problému jsem se v testovací části experimentu vyvaroval tím, že fokusační čočka byla zároveň i první čočkou 4f teleskopu, do kterého byl umístěn dělič svazku. Tento rozdíl mezi testovací sestavou a její nutnou přestavbou pro experiment je znázorněn na následujícím schématu. Nehledě na výše zmíněné nedostatky a požadavky daného způsobu korekce optických vad, hlavním problémem pro využití adaptivní optiky v této sestavě byly časté chyby v korekci aberací a nereprodukovatelnosti dříve získaných výsledků. Při využívání adaptivní optiky v režimu se zpětnou vazbou docházelo často k naprosto rozdílným a horším výsledkům tvaru vlnoplochy a ohniska. Tyto změny se objevovaly dokonce i v případě, kdy se na optické sestavě neprovedly žádné změny, byly dodrženy veškeré požadavky pro správnou funkčnost systému adaptivní optiky a korekce byla opakovaně spouštěna v řádu jednotek či desítek minut.

Vzhledem k těmto problémům s funkcí originálního řídicího softwaru FrontSurfer a nemožnosti korekce optických vad pro docílení optimálního fokusu v požadovaném místě

experimentu byl v LabVIEW vytvořen program pracující na základě genetického algoritmu (GA), jež byl v průběhu tvorby testován a následně využit v experimentu. Hlavními přednostmi tohoto programu byla korekce optických vad, jež nevyžadovala přímé měření optických aberací a možnost korekce tvaru vlnoplochy tak, aby bylo docíleno minimalizace optických vad přímo v požadovaném místě. Díky tomu nebylo nutné stavět diagnostickou větev a využít senzor vlnoplochy. Jelikož prováděná korekce kompenzovala vady v celé optické soustavě až po místo, na němž byl kladen požadavek na minimální a kruhový tvar fokusu, dosáhlo se tak lepší kvality fokusu oproti sestavě se senzorem vlnoplochy i bez nutnosti další manuální korekce vad, jež by byla v původní sestavě nutná.

4.6 Implementace řídicího softwaru

V rámci první části experimentu, jež pro korekci vyžadoval senzor vlnoplochy, byl pro analýzu naměřených dat a řízení tvaru deformovatelného zrcadla využit originální software FrontSurfer (kap. 4.6.1). Genetický algoritmus, jenž byl poté vytvořen v LabVIEW autorem práce, byl implementován do programu Jana Hřebíčka, který pro daný algoritmus zajišťoval analýzu ohniska z diagnostické CCD-kamery. Program kromě možnosti řízení nastavení kamery (zesílení, expoziční doba, ...) měřil velikost ohniska v osách x a y, jimž odpovídaly hodnoty $D4\sigma_x$ a $D4\sigma_y$ ⁷, umožňoval kontrolovat míru saturace kamery a řadu dalších parametrů, jejichž velikost nebyla pro funkčnost GA podstatná.



obr. č. 24 Průměr $D4\sigma$ svazku s gaussovským profilem intenzity

⁷ $D4\sigma$: průměr (diameter) svazku je dán čtyřnásobkem velikosti směrodatné odchylky (odmocniny z rozptylu intenzity). Průměr svazku $D4\sigma_{x,y} \approx 4\sigma_{x,y}$ odpovídá hodnotě průměru svazku v $1/e^2$, tedy v místě $I \cong 13,6\% I_{max}$.

4.6.1 FrontSurfer

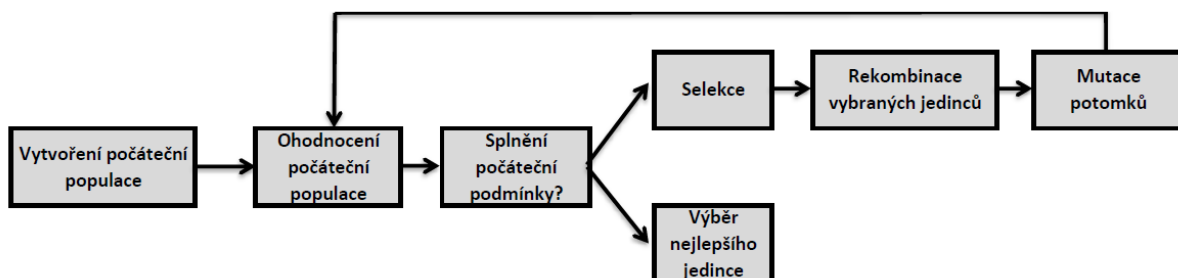
Předností tohoto programu je možnost získat informace o dopadajícím laserovém svazku na SHWS ve formě: interferogramu, 3D grafu vlnoplochy, zobrazení profilu intenzity ve Fraunhoferově oblasti a velikost jednotlivých Zernikeho módů. Tento program také byl schopen řídit vstupní napětí pro deformovatelné zrcadlo a tím kompenzovat naměřené optické vady.

Nicméně pro docílení požadovaného tvaru DM je nejprve nutné provést jeho kalibraci. Ta spočívá v tom, že se na jednotlivé aktuátory zrcadla přivede napětí a senzor vlnoplochy změří odezvu zrcadla (deformaci vlnoplochy). Díky tomu, když při experimentu změříme tvar a vady vlnoplochy, je program schopen s pomocí kalibrovaného zrcadla tyto vady vykompenzovat v řádu jednotek iterací během několika sekund.

4.6.2 Genetický algoritmus

Hlavním přínosem této práce bylo vytvoření genetického algoritmu, který zajišťoval řízení deformovatelného zrcadla. Kromě samotné tvorby programu bylo mnoho času věnováno implementaci GA a na základě pozorování chodu GA jeho následné úpravě pro docílení optimálního ohniska v co nejkratším čase. Jelikož daný systém nevyžadoval využití senzoru vlnoplochy, nebylo ani nutné provádět kalibraci zrcadla.

Genetický algoritmus je založen na principu simulované evoluce. Genetický algoritmus, jež patří do kategorie evolučních algoritmů, využívá principy přírodní selekce a přežití nejzdatnějších jedinců. Jelikož se jedná o heuristický algoritmus, výsledné řešení pro daný problém nevychází z matematických ani fyzikálních úvah, čímž je tento algoritmus vhodný pro řešení komplexních, nelineárních či jinak téměř neřešitelných problémů. Obecný princip GA je uveden na následujícím schématu.



obr. č. 25 Schéma principu činnosti GA

Algoritmus při startu zcela náhodně vygeneruje počáteční populaci. Každý jedinec v populaci představuje sérii 37 hodnot v rozsahu [0...4095], jež odpovídá 12-bitové hodnotě řídicího napětí pro jednotlivé aktuátory PDM.

| | | | | | | | | | | | | |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-----|
| 1785 | 1727 | 3629 | 3703 | 1270 | 1291 | 409 | 884 | 3350 | 1766 | 3628 | 2164 | 608 |
| 1329 | 886 | 4092 | 1466 | 928 | 2964 | 3567 | 1946 | 2494 | 790 | 2871 | 334 | 595 |
| 264 | 1575 | 427 | 423 | 1413 | 45 | 954 | 1721 | 2119 | 2552 | 2650 | | |

tab. č. 6 Reprezentace jednoho jedince sérií 37 náhodných hodnot s 12-bitovým rozlišením

Poté, co jsou jedinci vygenerováni, dojde k určení jejich kvality na základě definované bezrozměrné *ohodnocovací funkce* vytvořené specificky pro daný problém. Na základě hodnoty přidělené ohodnocovací funkcí každému jedinci z populace dojde za předpokladu nesplnění počáteční podmínky k selekci. Jako počáteční podmínka se obvykle volí počet iterací, během kterých hledáme optimální řešení daného problému, kvalita jedince, jež přesáhne požadovanou hodnotu přidělenou ohodnocovací funkcí, či kombinace obou způsobů. Jelikož v našem případě byla snaha o minimalizaci ohniska se snahou přiblížit se co nejvíce k difrakčnímu limitu, program byl pouze limitován na základě požadovaného počtu iterací, které měl program vykonat. V rámci selekčního mechanismu dojde k výběru nejlepších jedinců, jejichž následnou kombinací byla vytvářena nová populace. Nově vytvoření jedinci spolu s původními jedinci, jež prošli rekombinací, poté procházejí procesem náhodné mutace a jsou opět ohodnoceni. Iterace GA, čili generace a ohodnocování nově vznikajících populací v rámci evoluce jejich jedinců, zaručují, že za předpokladu správně navržené ohodnocovací funkce dochází k tvorbě nových řešení, jež se stále více přibližují hledanému řešení. Stručné shrnutí jednotlivých kroků vytvořeného GA je uveden níže, přičemž upozorňuji čtenáře, že způsobů provedení jednotlivých kroků je větší množství, avšak v rámci této práce budou představeny pouze postupy, jež byly využívány v testovaném GA.

Návrh ohodnocovací funkce

V rámci optimalizace procesu docílení požadovaného tvaru deformovatelného zrcadla bylo provedeno několik úprav, které postupně zvyšovaly kvalitu získaného ohniska i při nižším počtu prováděných iterací, což vedlo ke snížení doby trvání GA o více než polovinu původní doby.

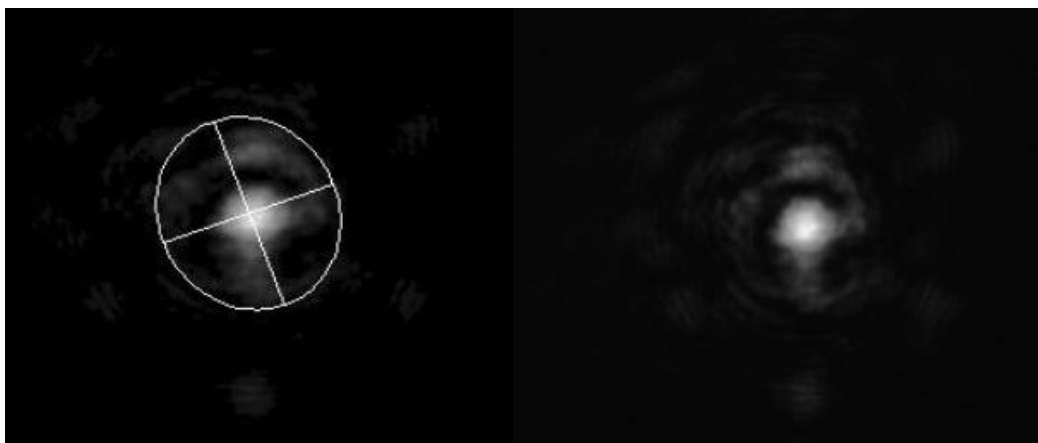
V první verzi GA byla ohodnocovací funkce (OF) S založena pouze na porovnávání velikosti ohniska na diagnostické kameře a to vztahem:

$$S = \frac{D4\sigma_x + D4\sigma_y}{2} \quad (4.3)$$

To znamená, že čím větší byla velikost ohniska, tím větší byla i hodnota S . Tento způsob se ovšem neukázal jako nejlepší, jelikož například pro hodnoty $D4\sigma_{x,y} = 40\mu\text{m}$ je $S_1 = 40$, přičemž pro hodnoty $D4\sigma_x = 20\mu\text{m}$ a $D4\sigma_y = 60\mu\text{m}$ bychom získali stejnou hodnotu $S_2 = 40$, což není v souladu s požadavkem na upřednostňování kruhového tvaru ohniska nad eliptickým. Z tohoto důvodu byla funkce následně upravena do podoby

$$S = \frac{D4\sigma_x + D4\sigma_y}{2} + \alpha_{GA}(D4\sigma_x - D4\sigma_y) \quad (4.4)$$

Faktor α_{GA} zde představuje parametr kruhovosti a jeho velikostí je možno měnit vliv tvaru ohniska na velikost ohodnocení jedince. Pokud aplikujeme (4.4) na výše uvedený případ např. pro $\alpha_{GA} = 1$, dostaneme hodnoty $S_1 = 40$ a $S_2 = 80$. Takto navržená OF se jevila jako vhodná, jelikož upřednostňovala co možná nejmenší velikost ohniska s ohledem na jeho kruhovost. Bez ohledu na funkčnost bylo ovšem nutné OF upravit tak, aby GA dospěl k cílenému řešení rychleji. Jako nejlepší způsob pro dosažení tohoto cíle byla v OF zohledněna maximální hodnota saturace obrazu Ψ na diagnostické kameře. Tohoto závěru bylo docíleno na základě experimentálního pozorování vyhodnocování výsledků genetickým algoritmem. Při chodu GA se ojediněle objevovali jedinci, pro něž byla velikost i kruhovost ohniska shodná, avšak lišili se intenzitou záření v ohnisku. Tato deviace byla způsobena filtrováním záření o nízkých intenzitách při analýze ohniska, jak je demonstrováno v následujícím obrázku.



obr. č. 26 Grafické znázornění analyzované oblasti ohniska

Saturace⁸ mohla nabývat hodnot [0...255]. Po zahrnutí tohoto parametru byla OF navržena následovně.

$$S = \frac{D4\sigma_x + D4\sigma_y}{2} + \alpha_{GA}(D4\sigma_x - D4\sigma_y) + \beta_{GA}(255 - \Psi) \quad (4.5)$$

Tato úprava OF vedla kromě snížení doby trvání běhu GA ke zvýšení fotonového toku fokusovaného do ohniska zářením, jež bylo původně odraženo mimo analyzovanou oblast.

Výsledná ohodnocovací funkce tedy byla navržena tak, že přiřazovala jedincům dané populace tím menší hodnotu, čím menší pro ně byla velikost ohniska na diagnostické kameře, přičemž v závislosti na zvolených parametrech α a β bylo možno měnit nároky na kruhovost tvaru ohniska a upřednostňovat jedince, pro které je dosaženo vyšších energií v ohnisku.

Selekce

Výběr jedinců z populace je založen na jejich hodnotě přidělené ohodnocovací funkcí. Nejdříve dojde k jejich seřazení tak, že nejlepší jedinec s nejmenší hodnotou ohodnocení je umístěn na prvním místě seznamu. Z takto seřazených jedinců se vybere prvních 50%, kteří pokračují dále, zatímco zbylých 50% s horším ohodnocením se již v dalším průběhu programu nevyužije a jsou vymazáni.

Rekombinace

⁸ Saturace zde představuje množství zachycených fotonů na jednotlivých pixelech CCD kamery během expoziční doby.

Rekombinace či křížení je proces, při kterém dochází k produkci nových jedinců populace. Proces vychází z náhodného rozdělení dvou jedinců vybraných v procesu selekce (rodiče) a jejich následném křížení, což vede ke vzniku dvou nových jedinců (potomci). Proces křížení demonstruje obr. č. 27.

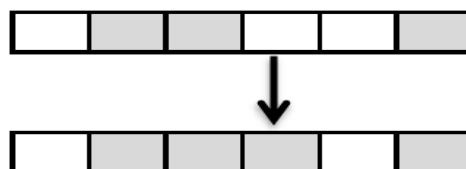


obr. č. 27 Proces křížení

V rámci tohoto programu se vždy vybírala posloupnost dvou po sobě následujících rodičů, na které byl následně operátor křížení použit. To znamená, že po procesu křížení byl opět počet jedinců stejný jako při počáteční generaci populace s potomky, kteří obsahují část informace od obou rodičů. Tím je zaručeno, že se populace analyzovaných měření nebude v průběhu procesu redukovat. U takto vzniklých potomků je oproti další náhodné generaci vyšší šance na získání vyššího ohodnocení, než měli jejich rodiče.

Mutace

Mutace je operátor zodpovídající za to, aby v průběhu evoluce nedošlo k degeneraci (stejnorodosti) jedinců populace a jako křížení zapříčiňuje změnu genetické informace v populaci. Operátor mutace je aplikován na každý prvek všech jedinců populace, jež prošli procesy selekce a křížení a zavádí do procesu nenulovou pravděpodobnost na náhodnou změnu libovolného prvku každého jedince.



obr. č. 28 Proces mutace

Fakt, že s nenulovou pravděpodobností může dojít ke změně části struktury každého jedince, umožňuje získat na dané pozici hodnotu, která se při tvorbě počáteční generace v populaci neobjevila. Pravděpodobnost mutace v tomto algoritmu měla vždy hodnotu 0,005%. V mnoha

jiných případech, kde GA nachází využití, se její hodnota úmyslně zmenšovala s přibližováním se cílové hodnotě ohodnocení. Zde však byla záměrně hodnota mutace konstantní z důvodu větší rozmanitosti a proměnnosti populace, což vedlo k možnosti snížit počet iterací a zkrátit tak potřebnou dobu pro běh programu.

Elitismus

Proces selekce poskytne vhodné jedince pro další reprodukci, která zahrnuje procesy křížení a mutace. Žádný z těchto operátorů ovšem neuchovává informace. V případě změny nejlépe ohodnocený jedinců v procesu mutace může dojít ke zhoršení kvality daných řešení, čímž dojde ke ztrátě těchto jedinců v dalším procesu evoluce a dramatickému snížení rychlosti konvergence algoritmu k optimálnímu řešení. Tohoto je možno se vyvarovat procesem, jenž se nazývá elitismus. Program byl navržen tak, aby si vždy po selekci uložil stav prvního a třetího jedince a porovnal ho s jejich stavem po ukončení procesů reprodukce. Pokud se jejich stav změnil, dojde k jejich nahrazení jedinci v původním stavu. Tímto je zajištěno, že v průběhu chodu celého GA nedojde ke ztrátě dočasně nejlépe ohodnoceného jedince, který byl v předchozích generacích získán.

5 Experimentální metody a výsledky

V této práci byl představen systém využívající adaptivní optiku pro kompenzaci optických vad za účelem zlepšení kvality ohniska. Experimenty byly rozděleny do dvou částí. V první části bylo využito deformovatelné zrcadlo spolu se senzorem vlnoplochy. Tento způsob umožňoval měřit tvar vlnoplochy a velikost jednotlivých přítomných optických vad. Této znalosti bylo poté využito pro nastavení tvaru povrchu deformovatelného zrcadla za účelem jejich kompenzace. Jak se v průběhu testování ukázalo, tato metoda nebyla vhodná pro další využití v experimentech. Kromě požadavku na využití 4f teleskopu, jež je často obtížné splnit vzhledem k limitovanému prostoru uvnitř vakuových komor, tak tento způsob korekce vykazoval silnou nestabilitu a často docházelo při řízení zrcadla v režimu uzavřené zpětné vazby k dramatickému zhoršení kvality ohniska nastavením maximálních a minimálních hodnot napětí na aktuátory. Snaha zpětné vazby dále zvyšovat či snižovat napětí mimo povolený rozsah způsobil, že se se musela ukončit bez získání požadovaných výsledků. Byla snaha tuto vadu odstranit precizním nastavením prvků v optické soustavě, změnou spojných čoček v zobrazovacím teleskopu atp., nicméně žádné řešení nevedlo k permanentnímu odstranění tohoto problému. Bez ohledu na výše zmíněné obtíže byla snaha realizovat korekci optických vad tímto systémem v experimentu generace betatronového záření. I přes několikadenní snahu zpětná vazba vždy dospěla k nastavení maximálních či minimálních hodnot napětí na aktuátory PDM a tím dramaticky zhoršila kvalitu ohniska.

Druhá část se zaměřovala na kompenzaci optických vad bez nutnosti jejich měření. Vycházela z předpokladu, že fokusací kolimovaného záření bez optických vad dojde k jeho fokusaci do bodu limitovaného pouze difrakcí (rce 5.1). Byla zde tedy snaha o minimalizaci velikosti ohniska, čímž docházelo k tím větší kompenzaci optických vad, čím více jsme se tomuto limitu blížili.

Pro kruhový laserový svazek s Gaussovským rozložením intenzity a bez přítomnosti optických vad je ideální průměr HeNe a Ti:safírového laserového svazku v $I = (1/e^2)I_{max}$ roven [22][23]:

$$d = \frac{4\lambda f}{\pi D} \quad (5.1)$$

kde D představuje šířku vstupního kolimovaného záření a f je ohnisková vzdálenost fokusačního elementu, přičemž pro gaussovský svazek platí rovnost $d_{1/e^2} = d_{D4\sigma}$. Dále je

vhodné definovat šířku záření v polovině maximální hodnoty intenzity FWHM (Full Width at Half Maximum).

$$FWHM = \sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} \cdot d^2 = 0,34657 \cdot d \quad (5.2)$$

5.1 Návrh a sestavení aparatury pro měření a korekci vlnoplochy laserového HeNe záření

V následujících několika kapitolách budou představeny metody týkající se zprvu čistě měření vlnoplochy laserového záření pomocí Shack-Hartmannova senzoru vlnoplochy. Na základě toho bude dále představeno schéma a výsledky z experimentálně sestavené aparatury, jež byla realizována pro následnou možnost korekce nežádoucích optických vad vznikajících při generaci laserového záření, jeho šíření prostředím a při interakci s optickými elementy.

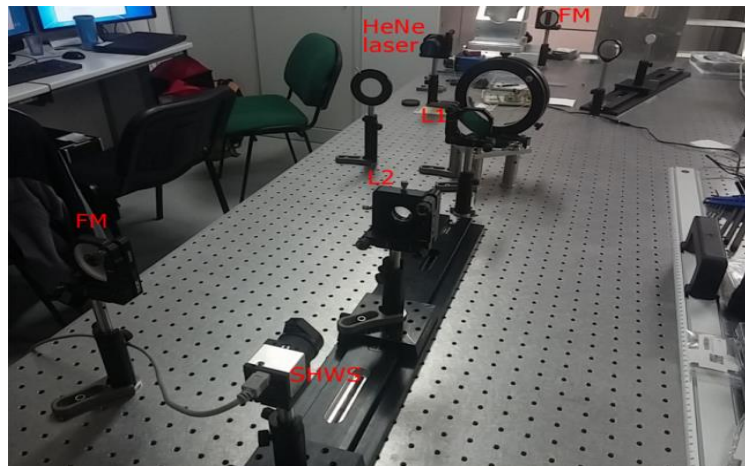
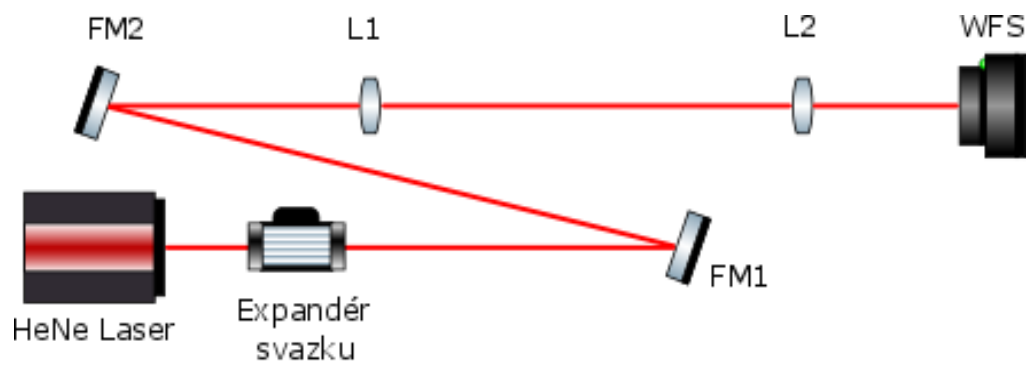
5.1.1 Měření vlnoplochy pomocí SHWS

Jak bylo ve druhé kapitole uvedeno, tvar vlnoplochy reprezentuje rozložení fáze elektrického pole záření pro daný čas. Pro zobrazení vlnoplochy na čip SHWFS je mimo jiné nutné sestavit zobrazovací 4f teleskop (obr. č. 23) transformující obraz z roviny zrcadla na čip SHWS, přičemž pro zobrazení roviny záření z místa x_1 o velikosti vstupní pupily y_1 (šířka vstupního laserového svazku procházejícího skrz primární spojnou čočku) do bodu x_2 o velikosti výstupní pupily y_2 (čip CCD kamery) platí následující identity:

$$\Delta x = 2f_1 + 2f_2 \quad (5.3)$$

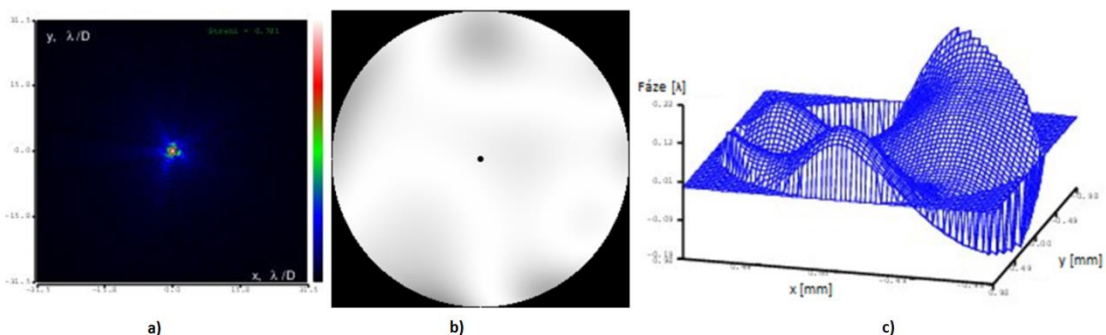
$$y_2 = y_1 \frac{f_2}{f_1} \quad (5.4)$$

kde Δx představuje vzdálenost PDM od SHWS. Na základě pozorování bylo určeno, že v rámci správné analýzy vlnoplochy musel mít výstupní svazek z teleskopu, dopadající na soustavu mikročoček SHWS, průměr alespoň $d = 2 \text{ mm}$. Rovnice (5.4) tedy představuje technický požadavek na druhou čočku teleskopu s ohledem na její ohniskovou vzdálenost, aby nedošlo k přílišnému zmenšení svazku laseru a zároveň, aby jeho velikost nepřekročila velikost čipu SHWS. Schématické znázornění aparatury a její experimentální realizace jsou uvedeny na obr. č. 29. Ve schématu se využívá značení FM pro rovinné zrcadlo, L1 a L2 pro první, respektive druhou čočku zobrazovacího 4f teleskopu a WFS pro senzor vlnoplochy.



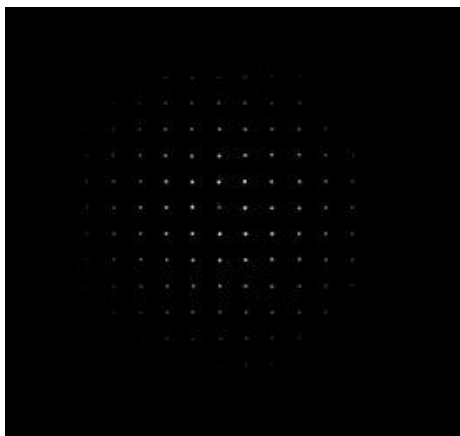
obr. č. 29 Schéma a experimentální realizace aparatury pro měření optických vad

Výsledky měření vlnoplochy jsou uvedeny níže. V práci budou k výsledkům analýzy tvaru vlnoplochy (obr. č. 30 c)) rovněž dle potřeby připojeny interferogramy dané vlnoplochy vůči rovinné vlnoploše (obr. č. 30 b)) či zobrazení ve Fraunhoferově oblasti, které představují tvar ohniska (obr. č. 30a). Veškeré tyto výsledky z analýzy laserového záření bylo umožněno generovat v programu FrontSurfer.



obr. č. 30 Analyzovaná vlnoplocha HeNe laseru. Kvalitě záření HeNe laseru dané soustavy odpovídají hodnoty $P - V = 278,1 \text{ nm}$ a $RMS = 48 \text{ nm}$ pro $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

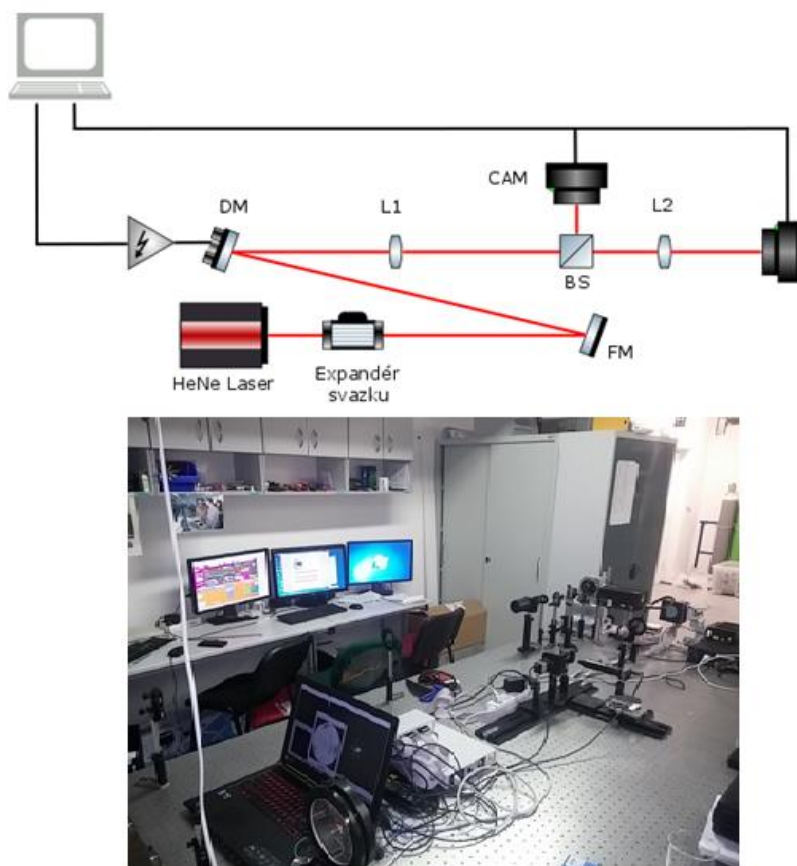
Této analýzy bylo docíleno na základě měření výchylek fokusovaného záření na CCD čip senzoru vlnoplochy (obr. č. 31) soustavou mikročoček Hartmannovy masky. Z těchto výchylek byl určen lokální náklon vlnoplochy pro jednotlivé čočky a následně interpolací těchto výsledků její celkový tvar (kap. 3.2). Pro tento účel byl využíván program FrontSurfer. Před měřením byl kladen velký důraz na správné nastavení primárního zvětšovacího a dále zobrazovacího teleskopu. Z naměřené hodnoty $RMS = 0,48 \text{ nm}$ a lze usuzovat (tab. č. 2) na téměř dokonalé zobrazení. Takovýto tvar vlnoplochy tedy odpovídá očekávání, jelikož aparatura neobsahuje téměř žádné optické prvky, jež by mohly vnášet chybu do tvaru vlnoplochy záření. Pro ilustraci je uveden příklad zachyceného obrazu SHWS, ze kterého byly analyzovány výše uvedené výsledky měření.



obr. č. 31 Ohniska na CCD čipu SHWS vzniklá fokusací soustavou mikročoček Hartmannovy masky

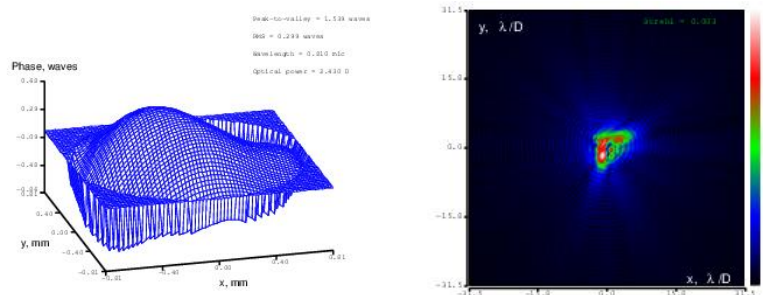
5.1.2 Implementace PDM pro korekci optických aberací HeNe laseru

Dalším krokem bylo využití piezoelektrického deformovatelného zrcadla pro kompenzaci optických vad měřených SHWS. Pro tento účel došlo k nahrazení rovinného zrcadla zrcadlem deformovatelným. Kromě využití PDM byl do optické soustavy vložen dělič svazku (Příloha 1). Na základě toho mohlo být prováděno měření a korekce vlnoplochy, přičemž bylo umožněno sledování změn profilu ohniska na diagnostické kameře CCD kameře Guppy s velikostí pixelu $\delta = 2,2 \mu\text{m}$ a mikroskopickým objektivem se zvětšením $Z = 4,4$.

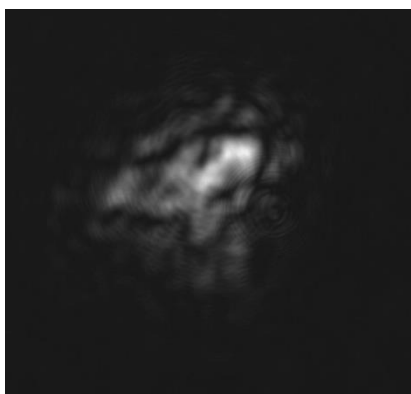


obr. č. 32 Schéma a experimentální realizace aparatury pro měření a korekci optických vad

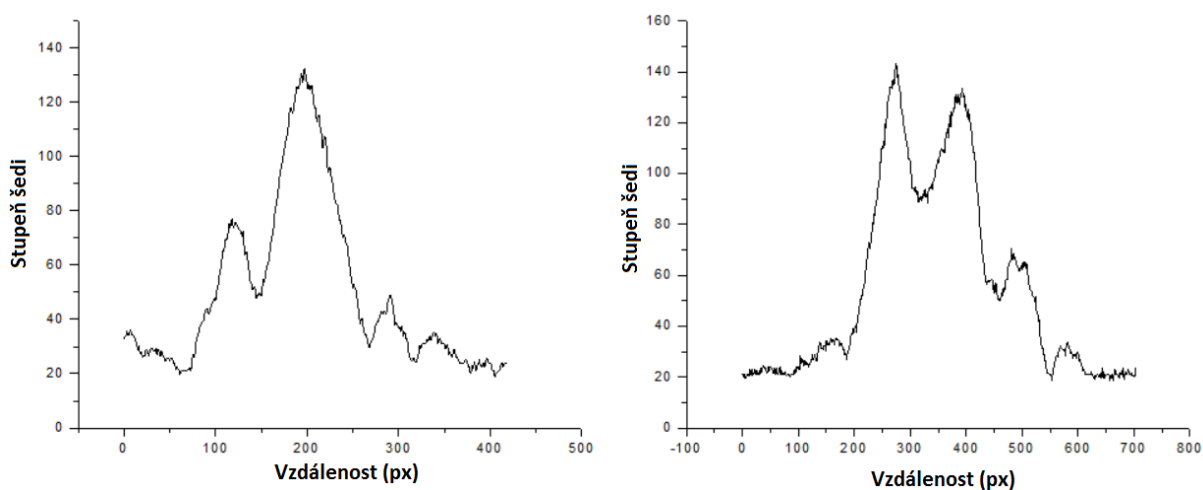
Fotografie experimentální realizace dělení svazku viz Příloha 1. Jelikož je tvar povrchu PDM vlivem hystereze aktuátorů a pnutí v tenké vrstvě deformován, je možno v režimu rovinného zrcadla (stejně napětí na všech aktuátorech) pozorovat zhoršení tvaru vlnoplochy i profilu ohniska.



obr. č. 33 Tvar rekonstruované vlnplochy a ohniska s PDM bez zpětné vazby. Kvalitě záření HeNe laseru dané soustavy odpovídají hodnoty $P - V = 963,1\text{nm}$ a $RMS = 186,4\text{ nm}$ pro $\lambda = 632,8\text{ nm}$



obr. č. 34 Ohnisko změřené diagnostickou kamerou pro aparaturu s PDM bez zpětné vazby



graf č. 1 Profil ohniska pro aparaturu s PDM bez zpětné vazby

Změřené velikosti ohniska pro hlavní a vedlejší osu jsou $FWHM_{px1} = 258 \text{ px}$ a $FWHM_{px2} = 128 \text{ px}$. Po přepočtu:

$$FWHM_1 = FWHM_{px1} \cdot \frac{\delta}{Z} = 258 \cdot \frac{2,2}{4,4} = 129 \mu m$$

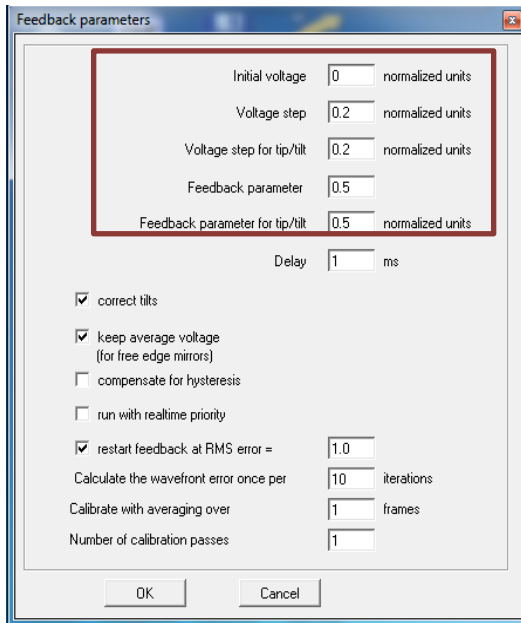
a

$$FWHM_2 = FWHM_{px2} \cdot \frac{\delta}{Z} = 128 \cdot \frac{2,2}{4,4} = 64 \mu m$$

Porovnáním tvaru vlnoplochy záření optické soustavy s výsledky v kap. 5.1.1 pro rovinné zrcadlo je patrné, že využitím PDM (v režimu rovinného zrcadla) vneseme do sestavy další optické vady, jež je nutné kompenzovat. Z tohoto důvodu je vhodné experimentálně využívat PDM pouze v soustavách, kde se skutečně vyskytují nežádoucí optické vady či v soustavách, kde vyžadována generace optických vad. Příkladem použití generace optické vady je generace defokusu, který umožní měnit podélnou pozici ohniska (v optické ose) bez změny tvaru jeho profilu.

Pro docílení rovinné vlnoplochy a tím i zlepšení kvality laserového záření bylo následně využito řízení tvaru PDM pomocí smyčky se zpětnou vazbou, kde na základě měření vlnoplochy program FrontSurfer určil napětí jednotlivých aktuátorů PDM. Signál odpovídající těmto hodnotám byl přes USB periferii odeslán do D/A převodníku, odkud dále pokračoval do řídicího zesilovače a následně byl přiveden na PDM.

Podmínkou, aby FrontSurfer byl schopen během několika málo iterací určit optimální hodnoty řídicího napětí pro PDM, musela být před spuštěním zpětné vazby provedena kalibrace PDM. Kalibrace představuje proces, kdy dochází k postupnému přivádění napětí na jednotlivé piezoaktuátory a zároveň měření vlivu jejich deformace na výsledný tvar vlnoplochy pomocí SHWS. Z těchto získaných výsledků je poté možné určit řídicí napětí pomocí superpozice naměřených funkcí deformované vlnoplochy pro jednotlivé piezoaktuátory, přičemž míra přítomnosti funkce odpovídající danému piezoaktuátoru určuje výslednou hodnotu jeho řídicího napětí.

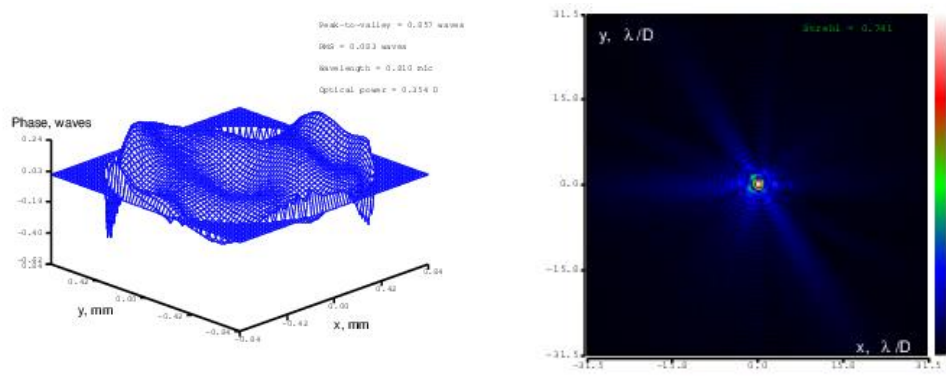


obr. č. 35 Parametry zpětné vazby

Po úspěšné kalibraci zrcadla bylo dále nutné určit optimální hodnoty nastavení zpětné vazby. Hodnoty uvedené na obr. č. 35 představují přednastavené hodnoty programem. V rámci optimalizace byla provedena série měření, při kterých byly měněny hodnoty *Voltage step* a *Feedback parametr* a na základě pozorování schopnosti kompenzace optických vad byly hodnoty parametrů určeny pro daný systém následovně:

Optimální hodnoty
 Voltage step=0,4
 Feedback parametr=0,5

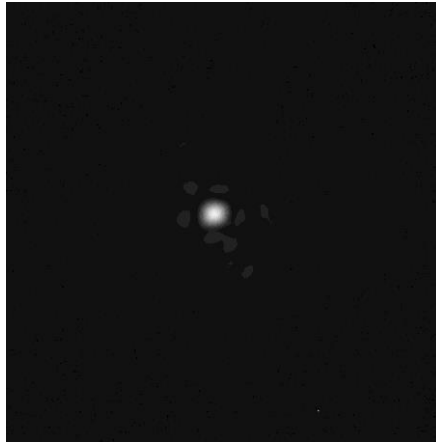
S využitím řízení PDM pomocí zpětné vazby s výše zmíněnými hodnotami byly získány následující výsledky.



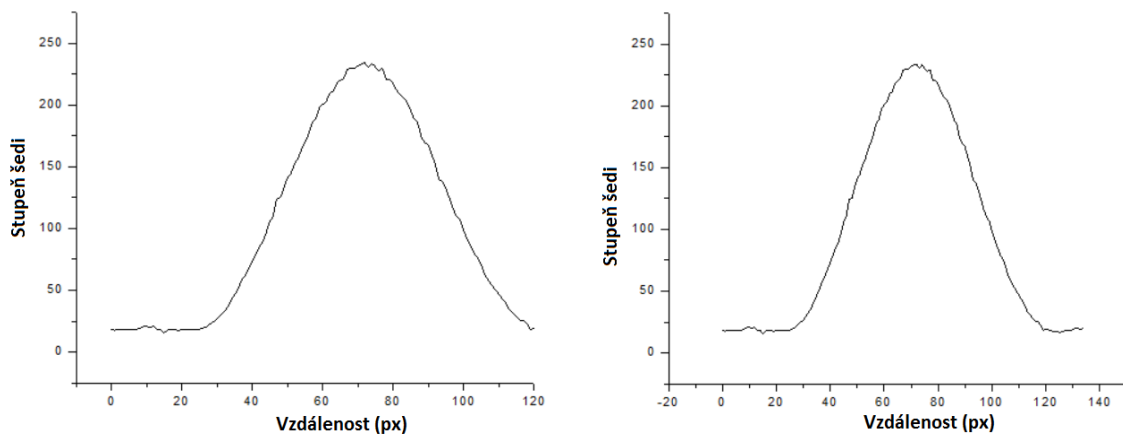
obr. č. 36 Tvar rekonstruované vlnoplochy a ohniska s PDM po spuštění zpětné vazby. Kvalitě záření HeNe laseru dané soustavy odpovídají hodnoty $P - V = 541,6$ a $RMS = 52,5nm$ pro $\lambda = 632,8 nm$

Jak je vidět z porovnání obr. č. 36 a 33, hodnoty *RMS* jsou téměř identické, nicméně hodnota $P - V$ je pro tento případ několikanásobně vyšší. Nízká hodnota *RMS* zde představuje minimální přítomnost optických vad, což je vidět podle rovinného tvaru vlnoplochy a malého

kruhového ohniska. Na základě toho se dá usuzovat, že takto vysoká $P - V$ hodnota je dána pouze okrajovými efekty a není pro tento případ zcela objektivním parametrem.



obr. č. 37 Ohnisko změřené diagnostickou kamerou pro aparaturu s PDM po spuštění zpětné vazby



graf č. 2 Profil ohniska pro aparaturu s PDM bez zpětné vazby

Takto kruhovému ohnisku odpovídá šířka $FWHM_{px} = 49 \text{ px}$. Po přepočtu je šířka rovna:

$$FWHM = FWHM_{px} \cdot \frac{\delta}{Z} = 49 \cdot \frac{2,2}{4,4} = 24,5 \mu m$$

Zde δ značí velikost pixelu kamery a Z zvětšení mikroskopického objektivu na diagnostické kameře.

Jak je z daných hodnot vidět, s využitím zpětné vazby došlo ke dramatickému snížení velikosti, zvýšení kruhovosti a odstranění téměř všech přítomných optických vad oproti stavu

před spuštěním zpětné vazby, pro které byly naměřeny hodnoty $P - V = 963,1\text{nm}$, $RMS = 186,4\text{ nm}$, $FWHM_1 = 129\ \mu\text{m}$ a $FWHM_2 = 64\ \mu\text{m}$.

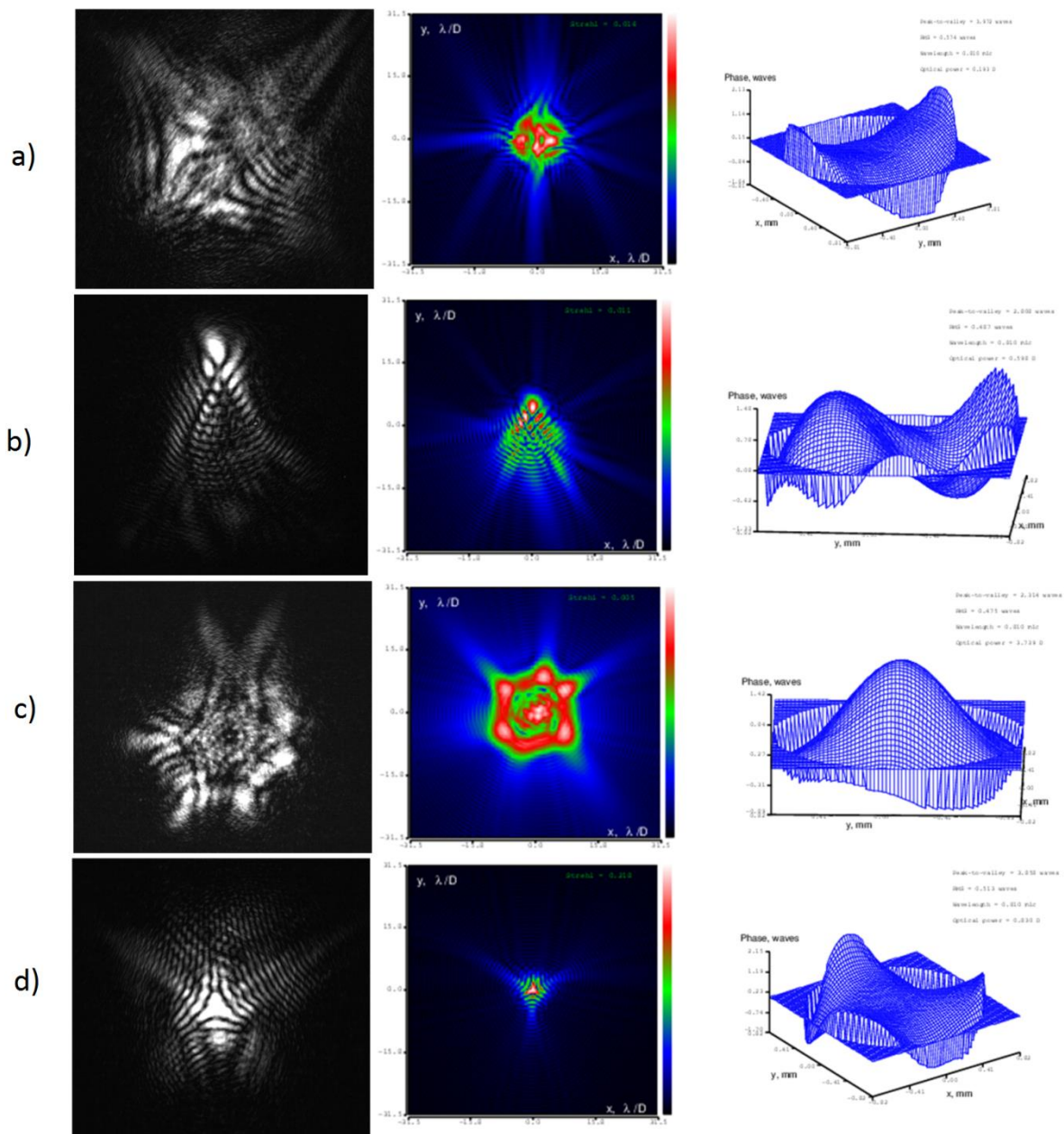
Ze znalosti fokusační vzdálenosti čočky $f = 75\text{ cm}$ šířky svazku $D = 28\text{ mm}$ můžeme ze vztahů (5.1) a (5.2) pro HeNe laser určit minimální velikost ohniska limitovaného pouze difrakcí o velikosti

$$FWHM = 7,48\ \mu\text{m}.$$

Velikost ohniska po spuštění zpětné vazby je 3x větší než velikost pro ohnisko limitované pouze difrakcí. Další zmenšení již nebylo možné, jelikož bylo dosaženo hranice přesnosti měření vlnoplochy SHWS.

Generace optických vad

Vzhledem k faktu, že kromě vady vnesené do optické soustavy deformovatelným zrcadlem byla přítomnost optických vad zanedbatelná, byla po získání rovinné vlnoplochy testována schopnost generace různých optických vad. Možnost generace optických vad zároveň představuje schopnost dále takovéto vady a jejich kombinace kompenzovat. Na následujícím obrázku je vidět příklad některých generovaných optických vad pro chybu $RMS = 1,5\ \mu\text{m}$.

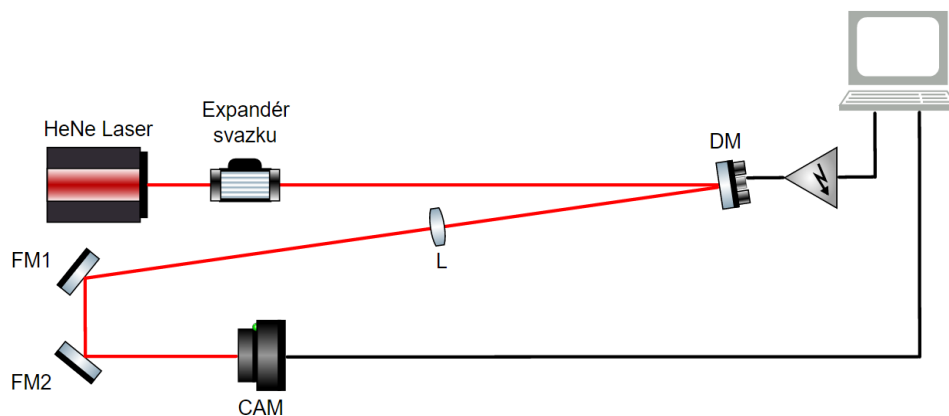


obr. č. 38 Generované optické vady pro $RMS = 1,5 \mu m$. a) astigmatismus b) koma c) defokus d) trefoil

5.2 Využití GA pro korekci tvaru a velikosti ohniska fokusovaného HeNe laseru

V následující kapitole bude představena realizace řízení tvaru PDM pomocí navrhnutého genetického algoritmu. Testování bylo provedeno na HeNe laseru. Tento systém již oproti

předchozímu případu nevyužíval SHWS. Tvar PDM byl určován na základě měření profilu ohniska na diagnostické CCD kameře s velikostí pixelů $\delta = 2,8 \mu m$ a mikroskopickým objektivem o zvětšení $Z=3$. Jako fokusační prvek se zde využívala spojná čočka s ohniskovou vzdáleností $f = 1,5 m$. Pro využití celého rozsahu zrcadla byl za vstupním expandérem záření postaven teleskop, za nímž měl svazek průměr $D = 40 mm$. Díky tomu byl využíváno všech 37 piezoaktuátorů PDM, oproti předchozím měřením, kde pro průměr svazku $d = 28 mm$ bylo využíváno 21 piezoaktuátorů PDM.



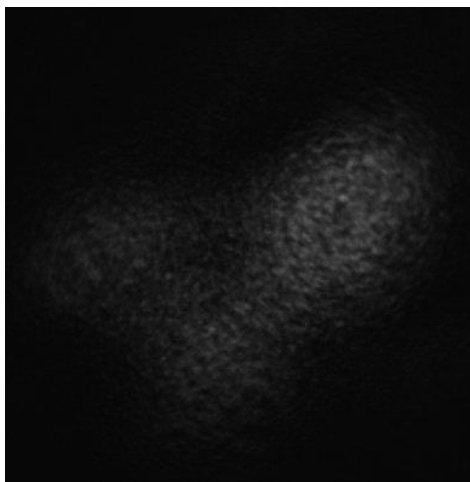
obr. č. 39 Schéma a experimentální realizace aparatury pro korekci optických vad s využitím PDM řízeného GA

Princip navrženého GA je uveden v kap. 4.6.2. Navrhnutá ohodnocovací funkce GA je založena na minimalizaci velikosti, zvýšení kruhovosti a především zvýšení intenzity v ohnisku (rce 4.5). Pro chod GA se úmyslně volily kratší iterace, jelikož po prvním spuštění

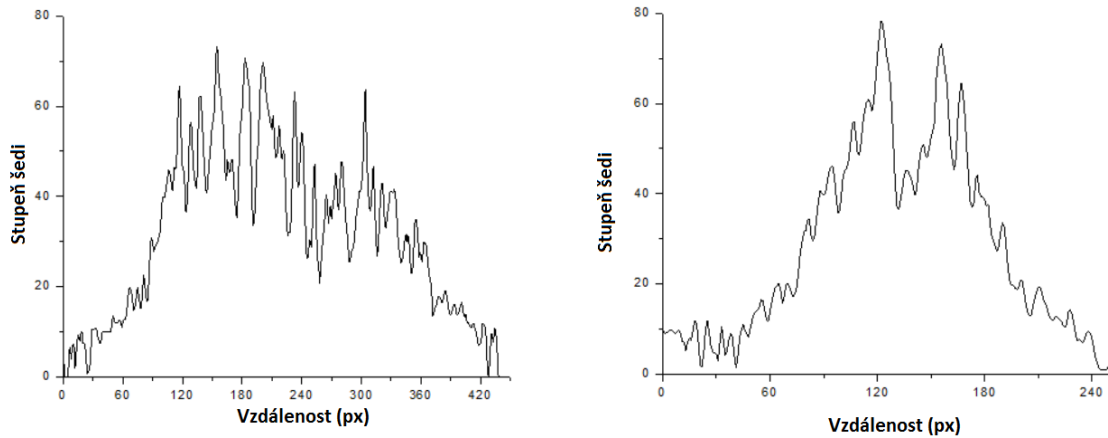
docházelo brzy k saturaci kamery při snižování velikosti ohniska. V momentě kdy se tak stalo, snížil se *gain* kamery a GA se spustil znovu. Pro docílení požadovaného profilu a velikosti ohniska většinou stačily dvě až tři opakování programu, což pro finální verzi GA trvalo v průměru 15 minut. Vzhledem k tomu, že GA vždy při startu generuje novou populaci, byla do programu vložena možnost uložit nejlepší výsledek získaný během daného běhu programu a tento výsledek zahrnout do populace při opětovném spuštění programu. Pokud by tomu tak nebylo, tento způsob pro optimalizaci ohniska by nešlo využít. Z důvodu odstranění tohoto nedostatku byl do GA přidán režim, který by měl v průběhu algoritmu sám měnit *gain* kamery tak, aby již nebylo nutné jej upravovat manuálně. S využitím tohoto režimu by sice nedošlo ke zlepšení konečného tvaru ohniska, nicméně by takto mohly být prováděny delší iterace bez nutnosti manuálního zásahu do chodu programu před jeho ukončením. Z důvodu nedostatku času ovšem tento implementovaný režim do GA nebyl experimentálně otestován.

Jelikož se nyní provádělo měření na širším svazku a s jinou ohniskovou vzdáleností spojné čočky, změnila se i velikost difrakčně limitovaného ohniska bez optických vad na hodnotu $FWHM = 10,48 \mu m$.

Výsledky z měření profilu ohniska před zapnutím GA jsou uvedeny níže.



obr. č. 40 Ohnisko změřené diagnostickou kamerou pro aparaturu s PDM před spuštěním GA



graf č. 3 Profil ohniska pro aparaturu s PDM před spuštěním GA

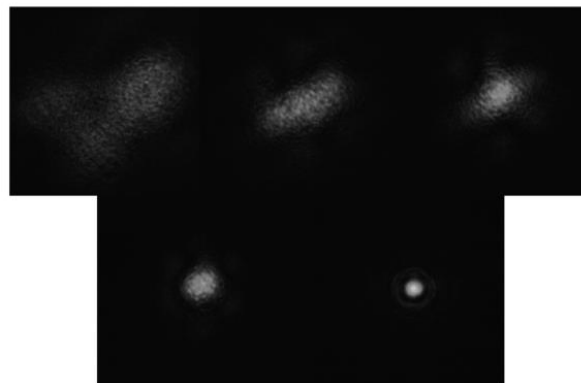
Pro ověření schopnosti kompenzace optických vad byla do měření přidána optická vada defokus, čehož bylo docíleno posunutím diagnostické kamery.

Zde opět ze znalosti $FWHM_{px1} = 230 \text{ px}$ a $1 FWHM_{px2} = 94 \text{ px}$ můžeme provést následující přepoččet.

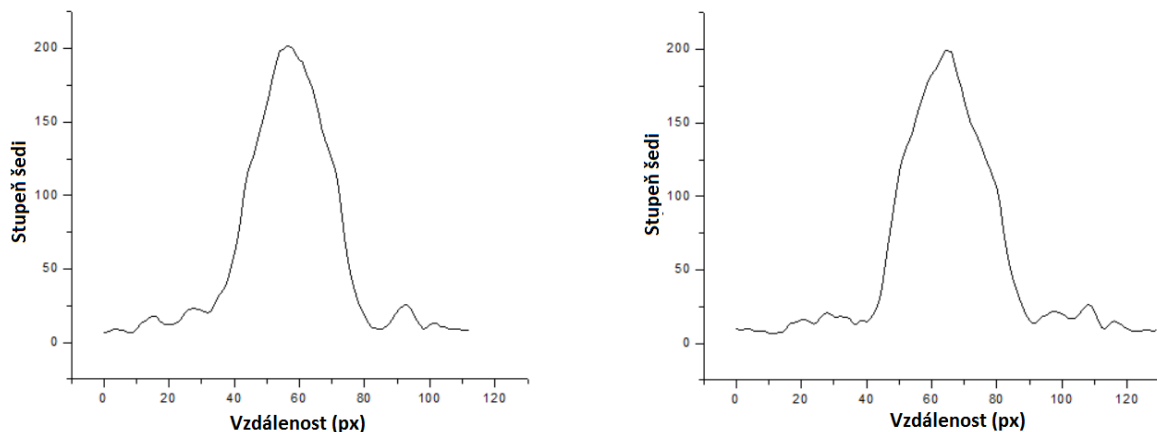
$$FWHM_1 = FWHM_{px1} \cdot \frac{\delta}{Z} = 230 \cdot \frac{2,8}{3} = 214,67 \mu\text{m}$$

$$FWHM_2 = FWHM_{px2} \cdot \frac{\delta}{Z} = 94 \cdot \frac{2,8}{4,3} = 87,73 \mu\text{m}.$$

Při zpuštění GA byly zvoleny následující parametry. Velikost počáteční populace $N_{GA} = 24$, počet iterací $K = 36$, parametr kruhovosti $\alpha = 0,3$ a parametr saturace $\beta = 0,8$. Průběh vývoje ohniska po spuštění GA je uveden níže a vývoj OF a velikosti ohniska v příloze č. 2.



obr. č. 41 Vývoj ohniska optimalizovaného pomocí GA



graf č. 4 Profil ohniska po ukončení GA

Takto kruhovému ohnisku odpovídá šířka $FWHM_{px} = 28 \text{ px}$. Po přepočtu je šířka rovna:

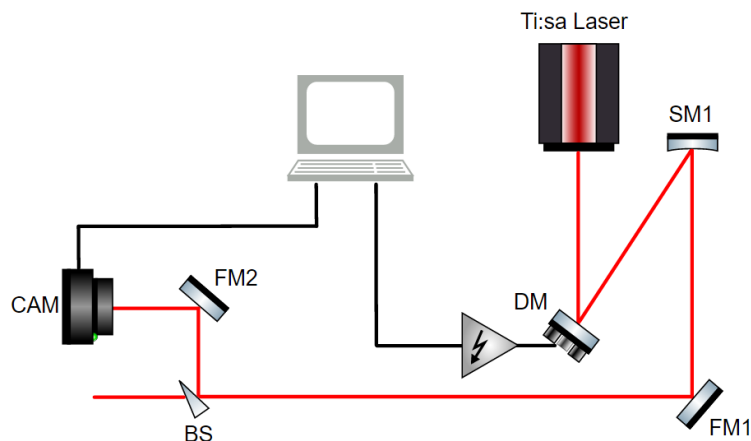
$$FWHM = FWHM_{px} \cdot \frac{\delta}{Z} = 28 \cdot \frac{2,8}{3} = 26,13 \text{ } \mu\text{m}.$$

Jak je vidět, GA dramaticky zmenšil velikost na pouhý 2,5 násobek velikosti difrakčně limitovaného ohniska. Vzhledem k bezproblémovému chodu, relativně rychlé optimalizaci a snížení poměru dosažená/minimální velikost ohniska oproti systému využívající SHWS, bylo rozhodnuto využít GA pro optimalizaci ohniska v experimentu generace vysokých harmonických HHG.

5.3 Využití GA pro minimalizaci ohniska v experimentu HHG využívající Ti:safírový laser

Vzhledem k omezenému času na získání výsledků z experimentu, nebyl v tomto případě měřen profil ohniska za stejných podmínek, jako v předchozích metodách a bylo rovnou použito PDM pro optimalizaci. Schéma experimentu, jež je uvedeno níže, využívalo pro fokusaci záření sférické zrcadlo (SM) s $f = 5\text{m}$. Jedná se pouze o část, jež hraje roli v optimalizaci ohniska.

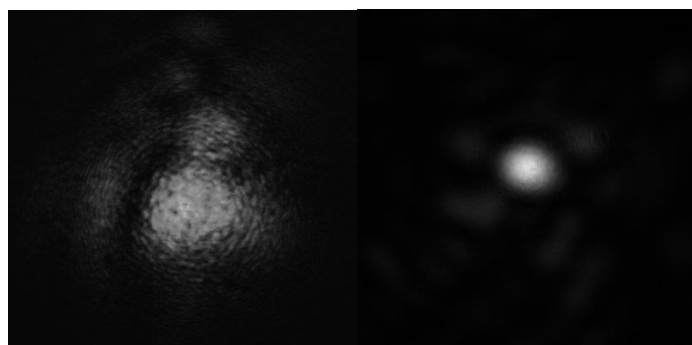
Sférická či parabolická zrcadla jsou velmi citlivá na přesnost jejich umístění a natočení vůči dopadajícímu laserovému záření, což je poté patrné na kvalitě profilu ohniska. Na tento fakt ovšem nebyl kladen takový důraz, jelikož bylo předpokládáno, že případné optické vady, generované ať už sférickým zrcadlem či jiným elementem využívaným v experimentu, budou vykompenzovány úpravou tvaru PDM.



obr. č. 42 Schéma a experimentální realizace aparatury pro korekci optických vad s využitím PDM řízeného GA

Minimální velikost $D4\sigma$ difrakčně limitovaného ohniska záření Ti:safírového laserového systému (obr. č. 19) o střední vlnové délce $\lambda = 810\text{nm}$, šířce svazku $D = 50\text{mm}$ a fokusační vzdáleností sférického zrcadla (SM) $f = 5\text{m}$ je rovna $d = 103,2\ \mu\text{m}$ a $FWHM = 35,76\ \mu\text{m}$.

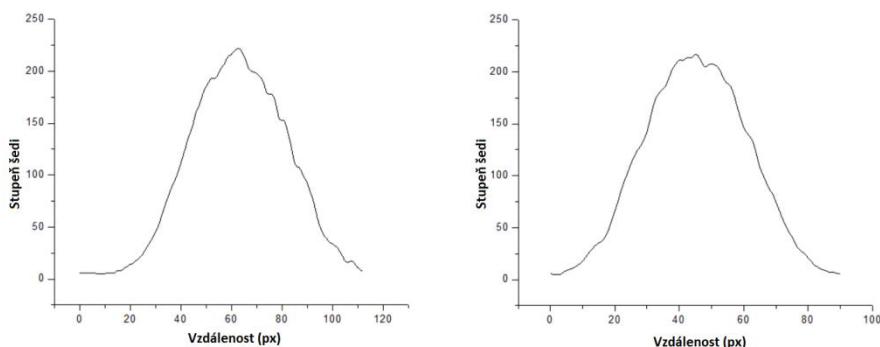
Stav před a po dokončení optimalizace ohniska GA se zvolenými parametry: velikost populace $N_{GA} = 36$, počet iterací $K = 15$, parametrem kruhovosti $\alpha = 0,3$ a saturace $\beta = 1,2$ je znázorněn na následujícím obrázku.



obr. č. 43 Zlepšení ohniska v experimentu HHG

Změřená velikost optimalizovaného ohniska měla hodnotu $FWHM_{px} = 47\text{px}$. Po přepočtu je šířka rovna:

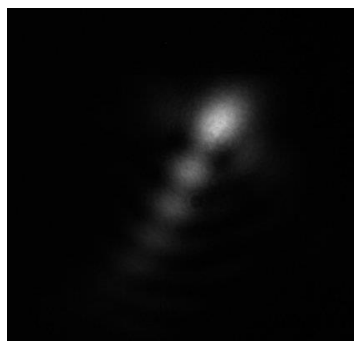
$$FWHM = FWHM_{px} \cdot \delta = 47 \cdot 2,8 = 131,6\ \mu\text{m}.$$



graf č. 5 Profil ohniska v experimentu HHG optimalizovaného pomocí GA

Jak je vidět, s využitím GA došlo ke zmenšení velikosti ohniska, přičemž byla zvýšena jeho symetrie. Byť je velikost několikanásobně vyšší než pro případ difrakčně limitovaného ohniska, tento výsledek byl pro daný experiment dostačující. Zároveň dosažení téměř osově symetrického ohniska svědčí o faktu, že došlo k dramatické kompenzaci optických vad systému.

Bohužel, při průběhu experimentu bylo zjištěno, že se velikost a tvar ohniska s časem (v řádu hodin) mění, což bylo dáno neúplnou kompatibilitou PDM pro práci ve vakuu. Z tohoto důvodu bylo PDM nahrazeno rovinným stříbrným zrcadlem. Tvar ohniska daného systému bez využití adaptivní optiky je uveden na následujícím obrázku. Po této výměně se musela provést řada operací pro docílení lepšího ohniska (korekce vstupního teleskopu, změna úhlu dopadajícího záření na SM, přičemž byl nyní kladen velký důraz na to, aby se shodovala optická osa laserového záření s optickým středem SM). To znamená, že tento optický systém má nyní jiné vstupní podmínky oproti systému, ve kterém bylo využíváno PDM, čímž nejsou zcela vhodné pro vzájemné porovnávání. Nicméně je vidět, že soustava je nyní oproti předchozímu případu silně astigmatická, což je dáno právě přítomností SM.



obr. č. 44 Tvar ohniska v experimentu HHG po nahrazení PDM rovinným zrcadlem

Závěr

V této práci byly představeny způsoby měření a korekce optických vad laserového záření s využitím adaptivní optiky. Cílem korekcí bylo docílit minimální velikosti ohniska, zvýšení jeho kruhovosti a zvýšení intenzity záření jím procházející.

V první části práce je představena experimentální realizace optického systému pro měření tvaru vlnoplochy laserového záření využitím analýzy dat ze SHWS pomocí programu FrontSurfer. Za účelem korekce optických vad bylo jedno rovinné zrcadlo nahrazeno zrcadlem deformovatelným. Pro danou soustavu byla následně provedena analýza tvaru vlnoplochy a profilu ohniska. Jak je patrné z příložených obrázků a grafů, řízení tvaru PDM, na základě měření tvaru vlnoplochy, vedlo ke kompenzaci optických vad systému, což mělo za důsledek požadované snížení velikosti ohniska. V rámci testování byla zároveň provedena série generací optických vad, reprezentujících možnost další korekce tvaru vlnoplochy. Při testování však program vykazoval velmi časté chyby, kdy namísto ke zlepšení docházelo ke dramatickému zhoršení tvaru ohniska a vlnoplochy.

Z tohoto důvodu byl následně v LabVIEW vytvořen GA. Ten na základě analýzy ohniska fokusovaného laserového záření optimalizoval vstupní napětí PDM tak, aby došlo k minimalizaci velikosti ohniska, zvýšení jeho kruhovosti a také intenzity. Pro tento účel byla v rámci správné funkce GA navržena speciální OF. Na základě provedené analýzy získaných dat lze usuzovat, že oba programy dosahují téměř shodných výsledků.

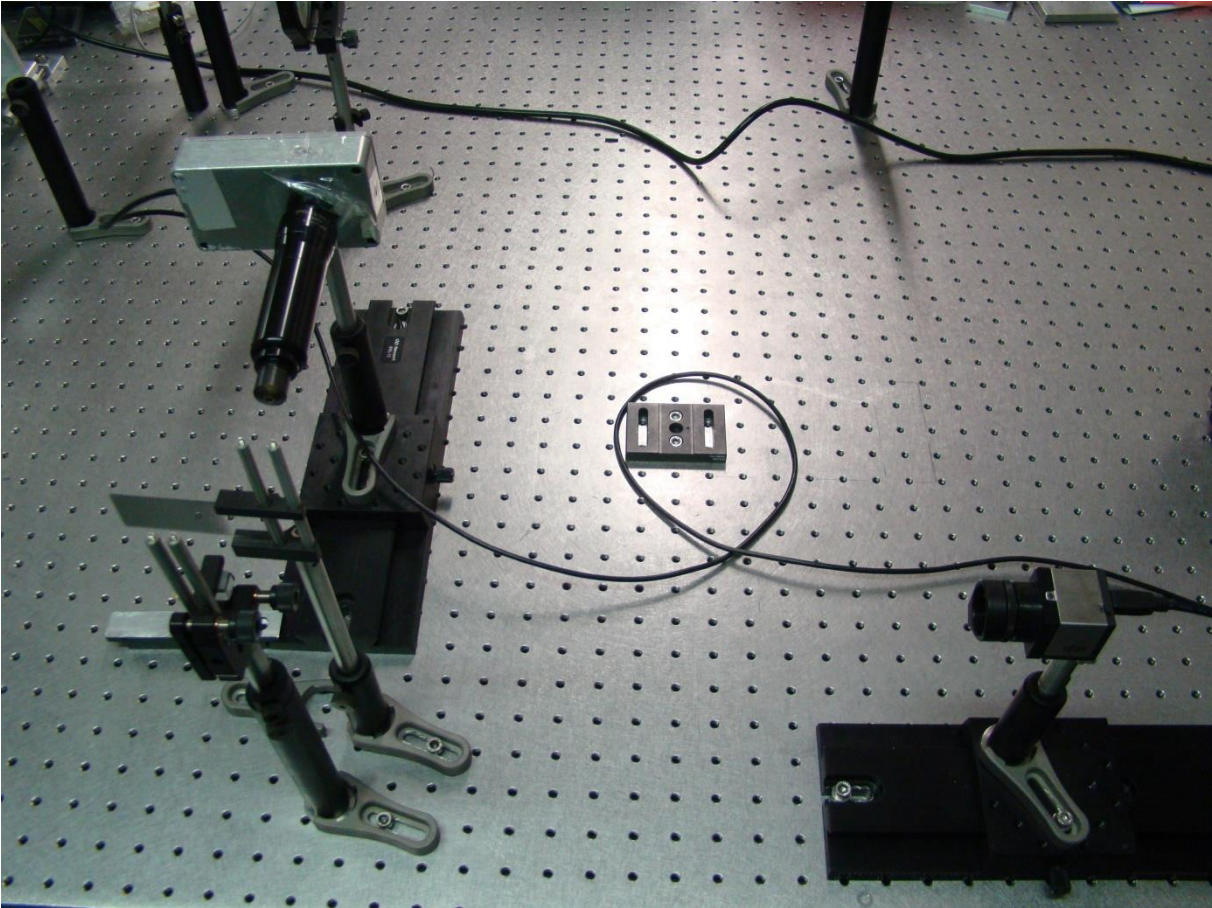
Vzhledem k bezproblémovému chodu GA, byl program pro řízení PDM následně využit v experimentu HHG pro korekci tvaru ohniska, kde, jak je patrné z příložených obrázků, kompenzoval veškeré optické vady Ti:safirového laserového systému a optimalizoval tvar a velikost ohniska.

Citovaná literatura

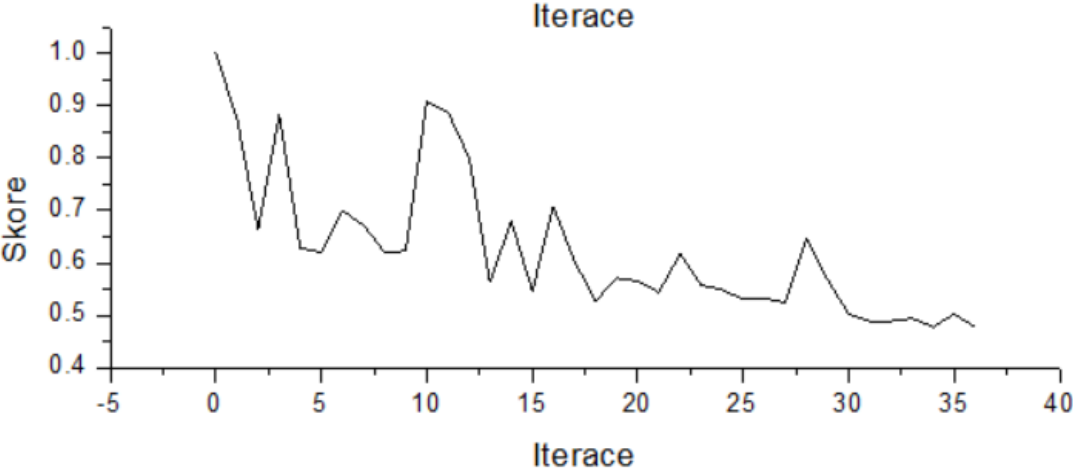
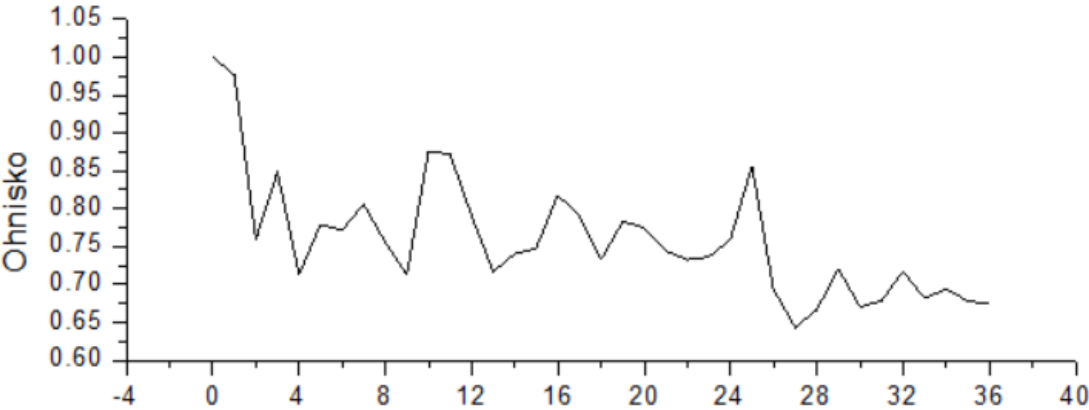
- [1] **Rulliere, Claude.** *Femtosecond laser pulses: principles and experiments*. 2nd ed. New York : Springer, 2005. ISBN 0387017690.
- [2] **Kuhn, Thomas S.** *Black-body theory and the quantum discontinuity, 1894-1912*. Chicago : University of Chicago Press, 1987. ISBN 0226458008.
- [3] **Nisolsi, M., a další, a další.** *Compression of high energy laser pulses below 5 fs*. Není známo : Optical Society of America, 1997. Opt. Lett. 22, 522-524.
- [4] **Saleh, Baha E. A. a Teich, Malvin Carl.** *Základy fotoniky*. Praha : MATFYZPRESS, 1955. Sv. 3. ISBN 80-85863-05-7.
- [5] **KHANGHESHLAGHI, Abdollah Malakzadeh Fard.** *Manipulation and characterization of femtosecond laser pulses for cluster spectroscopy*. Freiburg : Albert-Ludwig-Universität Freiburg i. Br., 2007.
- [6] **Fowler, Michael.** Modern Physics. <http://galileo.phys.virginia.edu/>. [Online] 12. 11. 2014. [Citace: 4. 4. 2016.] <http://faraday.physics.uiowa.edu/images/7a10.30%20-%20Untitled.pdf>.
- [7] **Horský, P.** Univerzitní příprava gymnaziálních učitelů fyziky. www.kof.zcu.cz. [Online] Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity, katedra obecné fyziky, 13. 9. 2006. [Citace: 18. 3. 2016.] <http://www.kof.zcu.cz/st/dp/horsky/html/2fotoel.html>.
- [8] **Řehoř, Zdeněk.** Hodnocení kvality optických přístrojů. www.astropis.cz. [Online] 1. 2005. [Citace: 8. 4. 2016.] <http://www.astropis.cz/archive/839.download>.
- [9] **Deslis, Apostolos.** Aberration Theory and Optical System Design. ecee.colorado.edu. [Online] [Citace: 25. 2. 2016.] <http://ecee.colorado.edu/~ecen5616/WebMaterial/10%20Aberration%20Theory%20part%20I.pdf>.
- [10] **Eradat, Nayer.** Aberration Theory. www.erbion.com. [Online] 20. 2. 2009. [Citace: 24.. 12. 2015.] http://www.erbion.com/index_files/Modern_Optics/Ch20.pdf.
- [11] **Hardy, John W.** *ADAPTIVE OPTICS for ASTRONOMICAL TELESCOPES*. New York : Oxford University Press, 1998. ISBN 0-19-509019-5.
- [12] **Larry N. Thibos, PhD, Raymond A. Applegate, OD, PhD a James T. Schwiegerling, PhD.** Standards for Reporting the Optical Aberrations. voi.opt.uh.edu. [Online] 10. 2002. [Citace: 1. 4. 2016.] <http://voi.opt.uh.edu/2000-JRS-standardsforrepeatingtheopticalaberrationsofeyes.pdf>.
- [13] **Maeda, Patrick Y.** Zernike Polynomials and Their Use in Describing the Wavefront. ftp.bioeng.auckland.ac.nz. [Online] 2003. [Citace: 21. 3. 2016.] [ftp://ftp.bioeng.auckland.ac.nz/jtur044/references/introductory/zernike-wavefront-aberrations.pdf](http://ftp.bioeng.auckland.ac.nz/jtur044/references/introductory/zernike-wavefront-aberrations.pdf).

- [14] **MALACARA-HERNÁNDEZ, Daniel.** *Handbook of Optical Design*. 3rd. Florida : CRC Press, 2013. EAN: 9781439867xxx.
- [15] **Rubášová, Bc. Lenka.** *Vliv kontaktních čoček na aberace*. Olomouc : PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI, 2011.
- [16] **McLeod, Robert.** Ray and wavefront aberrations. *ecee.colorado.edu/*. [Online] [Citace: 27. 3. 2016.] <http://ecee.colorado.edu/~mcleod/teaching/oesd/lecturenotes/Ray%20aberrations.pdf>.
- [17] **STRICKLAND, Donna a MOUROU, Gerard.** COMPRESSION OF AMPLIFIED CHIRPED OPTICAL PULSES . *www-phlam.univ-lille1.fr*. [Online] [Citace: 25. 2. 2016.] http://www-phlam.univ-lille1.fr/IMG/pdf/strickland_mourouoptcomm1985.pdf.
- [18] **Tyson, Robert K. a Frazier, Benjamin W.** *Adaptive Optics*. Bellingham : SPIE, 2004. ISBN 0-8194-5319-6.
- [19] **Tyson, Robert K.** *Principles of Adaptive Optics*. 3. Charlotte : CRC Press, 2011. ISBN 13:978-1-4398-0859-7.
- [20] **Tyson, Robert K.** *Adaptive Optics Engineering Handbook*. Charlotte : Marcel Dekker, Inc., 2000. ISBN 0-8247-8275-5.
- [21] ANON., nedatováno. *Wavefront sensors: the ultimate optical diagnostic tool? | Optical technology guide* [online] [vid. 2016-květen-16]. Dostupné z: <http://optical-technologies.info/wavefront-sensors-the-ultimate-optical-diagnostic-tool/>
- [22] **LUND, Olle.** *Control of Laser Focusing using a Deformable Mirror and a Genetic Algorithm*. Master's thesis. Lund Reports on Atomic Physics. Lund. 2003
- [23] **SAHA, Swapan K.** *Diffraction-limited imaging with large and moderate telescopes*. Hackensack, NJ: World Scientific, c2007. ISBN 9812707778.

Příloha 1



Příloha 2



Příloha 3

Genetický algoritmus (LabVIEW) přiložen na CD