

UNIVERZITA PALACKÉHO OLOMOUČ

Přírodovědecká fakulta

Katedra optiky



**Dizertační Práce**

MĚŘICÍ METODY A ZAŘÍZENÍ UŽITÉ V PROJEKTU PIERRE

AUGER OBSERVATORY

**Mgr. Miroslav Pech**

Vedoucí doktorské práce: prof. RNDr. Miroslav Hrabovský, DrSc.

Studijní program: Optika a optoelektronika

Olomouc 2011

Prohlašuji, že jsem svoji doktorskou práci vypracoval samostatně pod vedením prof. RNDr. Miroslava Hrabovského, DrSc., za použití literatury uvedené v závěru práce.

V Olomouci, dne 22. července 2011.

# PODĚKOVÁNÍ

Poděkování patří Prof. RNDr. Miroslavu Hrabovskému DrSc., vedoucímu dizertační práce, za odborné vedení a všestrannou pomoc. Dále bych chtěl poděkovat konzultantovi dizertační práce RNDr. Petru Schovánkovi, za vytvoření dobrých pracovních podmínek, praktické rady a korigování mé práce. Rád bych na tomto místě také poděkoval všem, kteří jakýmkoliv způsobem přispěli k vytvoření této dizertační práce.

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Observatoř Pierre Auger</b>	<b>3</b>
2.1	Fluorescenční detektor . . . . .	6
2.2	Zrcadla pro fluorescenční detektor . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Měření tvaru optických ploch</b>	<b>9</b>
3.1	Stínové testy . . . . .	9
3.1.1	Testování asférických ploch . . . . .	11
3.1.2	Nulové Ronchiho mřížky . . . . .	12
3.2	Testování asférických optických prvků s využitím kompenzátorů . . . . .	13
3.2.1	Hartmannův test . . . . .	17
3.3	Měřicí metoda tvaru konkávních zrcadel na principu digitálního zpracování Hartmannova testu . . . . .	17
3.3.1	Sestava měřicího systému . . . . .	18
3.3.2	Vyhodnocení dat . . . . .	19
3.3.3	Citlivost metody . . . . .	21
3.3.4	Výsledky . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Drsnost optických povrchů a jejich rozptylové vlastnosti</b>	<b>24</b>
4.1	Úvod do problematiky rozptylu světla . . . . .	24
4.2	Vztah mezi drsností povrchu a jeho rozptylovými vlastnostmi . . . . .	24
4.3	Měření rozptylových vlastností . . . . .	26
4.3.1	Metoda TIS (Total Integrated Scattering) . . . . .	26

4.3.2	Metoda ARS (Angular Resolved Scattering)	27
4.4	Definice drsnosti povrchu	29
4.5	Charakteristika povrchu	29
4.6	Rozptyl na hladkém sinusovém povrchu	30
4.7	Statistika drsnosti izotropního povrchu	31
4.8	Měřicí systém CASI	33
4.9	Princip měření systému CASI	33
4.10	Vliv rozptýleného světla od vlastního přístroje	35
4.11	Příprava vzorku	36
4.12	Vyčtení dat a vyhodnocení	37
4.13	Příklady měření	38
4.13.1	Měření rozptylových vlastností filtru MUG6	38
4.13.2	Měření rozptylových vlastností a drsnosti povrchu zrcadlových segmentů fluorescenčních teleskopů observatoře Pierre Auger	44
4.13.3	Měření rozptylových vlastností difuzérů TYVEK	46
<b>5</b>	<b>Návrh optického systému pro atmosférický LIDAR</b>	<b>52</b>
5.1	LIDAR	52
5.1.1	Použití LIDARu pro kalibraci fluorescenčních detektorů	53
5.2	Princip LIDARu	53
5.2.1	Vysílač	54
5.2.2	Přijímač	55
5.2.3	Detektor	56
5.2.4	Fyzikální principy LIDARu	56
5.3	Současný LIDAR použitý v projektu PAO	57
5.3.1	Montáž	58
5.3.2	Laser	58
5.3.3	Optický systém	59
5.3.4	Fotonásobič a digitalizační systém	59
5.4	Proces měření	60
5.5	Návrh nového optického systému	61

5.5.1	Tvar odrazné plochy zrcadla . . . . .	62
5.5.2	Segmentace plochy zrcadla . . . . .	63
5.5.3	Systém Davies-Cotton a jeho modifikace . . . . .	65
5.5.4	Konečná varianta . . . . .	67
5.5.5	Měření reflektivity . . . . .	69
5.5.6	Měření poloměru křivosti zrcadlových segmentů . . . . .	69
5.5.7	Měření tvaru zrcadlových segmentů . . . . .	71
5.5.8	Simulace překryvové funkce . . . . .	72
5.6	Stabilita optického systému LIDARu . . . . .	73
5.6.1	Stabilita optické plochy vzhledem k náklonu a teplotním změnám . . . . .	73
5.6.2	Stabilita konstrukce . . . . .	74
5.7	Seřízení optického systému a fotonásobiče . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Systém monitorujícího světelné pozadí fluorescenčních teleskopů</b>	<b>80</b>
6.1	Kalibrace . . . . .	83
6.2	Použitý hardware . . . . .	84
6.3	Použitý software . . . . .	86
<b>7</b>	<b>Závěr</b>	<b>89</b>
<b>8</b>	<b>Summary</b>	<b>91</b>
<b>9</b>	<b>Přílohy</b>	<b>93</b>
9.1	Simulace Ronchiho testu pro základní aberace . . . . .	93
9.2	Inicializace kamery a ovládací karty . . . . .	94
9.3	Určení času začátku a konce měření . . . . .	95
9.4	Načtení snímku . . . . .	95
9.5	Vykreslení fotonásobičů a hodnot variancí . . . . .	97
9.6	Hlavní ovládací program . . . . .	98

# Seznam obrázků

2.1	Konstrukce fluorescenčního detektoru . . . . .	6
3.1	Geometrie Ronchiho testu . . . . .	9
3.2	Příklady ronchigramů . . . . .	11
3.3	Ronchigram parabolické plochy . . . . .	11
3.4	Geometrie Ronchiho testu . . . . .	13
3.5	Dallův kompenzátor . . . . .	14
3.6	Testování konoidů pomocí stigmatického zobrazení . . . . .	16
3.7	Autokolimační metoda kontroly parabolického zrcadla . . . . .	16
3.8	Hartmannův test, zjednodušený model . . . . .	17
3.9	Schéma měřicí sestavy . . . . .	18
3.10	Schéma měřicího procesu . . . . .	19
3.11	Schematický nákres geometrie měřicí sestavy . . . . .	21
3.12	Výsledek měření pro šestiúhelníkový segment zrcadla . . . . .	22
3.13	Srovnání reálného spotu a spotu simulovaného z naměřených dat . . . . .	23
4.1	Rozptylové charakteristiky různých povrchů . . . . .	25
4.2	Schéma zařízení pro měření TIS . . . . .	26
4.3	Schéma uspořádání zařízení pro měření rozptylu světla metodou ARS . . . . .	27
4.4	Schéma k vysvětlení pojmů z rovnice . . . . .	28
4.5	Příklad dvou povrchů se stejným $R_a$ a $R_q$ . . . . .	30
4.6	Princip měřicího systému CASI . . . . .	34
4.7	Separáčn $\acute{y}$ úhel . . . . .	35
4.8	Vyclonění rozptýleného světla z neměřené strany vzorku . . . . .	37

4.9	Naměřená funkce BTDF srovnaná se signaturou přístroje . . . . .	40
4.10	Graf závislosti integrované intenzity v prostorovém úhlu na velikosti prostorového úhlu . . . . .	41
4.11	Obrázek k definici geometrie použité v ABg modelu . . . . .	41
4.12	Proložení naměřené rozptylové funkce BTDF filtru MUG6 modelem ABg .	42
4.13	Naměřené hodnoty BRDF v závislosti na úhlu měření od osy přímého odrazu svazku . . . . .	43
4.14	Naměřené hodnoty BRDF s grafem zobecněné reflektivity . . . . .	44
4.15	Proložení naměřené rozptylové funkce BRDF zrcadlového segmentu modelem ABg . . . . .	45
4.16	Detail struktury materiálu TYVEK . . . . .	46
4.17	Odraz od elementární mikrofazety . . . . .	48
4.18	Naměřené funkce <i>BRDF</i> TYVEKu pro $\theta_i = 0^\circ$ a vypočítané hodnoty konstant rozptylového modelu UNIFIED . . . . .	49
4.19	Naměřené funkce <i>BRDF</i> TYVEKu pro $\theta_i = 60^\circ$ a vypočítané hodnoty konstant rozptylového modelu UNIFIED . . . . .	50
4.20	Funkce BRDF TYVEKu s proloženým modelem UNIFIED a jeho složkami	51
5.1	Blokové schéma systému LIDAR . . . . .	54
5.2	Sestava divergentního laserového svazku a zorného pole přijímače . . . . .	54
5.3	Typický průběh signálu a vypočítaný absorpční koeficient . . . . .	57
5.4	Přehled procesů a jejich účinných průřezů zahrnutých v extinkčním koeficientu $\alpha(x)$ . . . . .	57
5.5	LIDARový systém v Projektu Pierre Auger . . . . .	58
5.6	Geometrie LIDARových měření po spršce částic . . . . .	60
5.7	Fotografie vyrobeného funkčního vzorku . . . . .	61
5.8	Srovnání starého a nového systému zrcadel vzhledem k zorným úhlům a vstupu laserového svazku do tohoto zorného pole . . . . .	62
5.9	Simulace spotu a průběh uzavřené energie, sférické zrcadlo s průměrem 1 m	63
5.10	Ukázka možných koncepcí segmentovaného zrcadla . . . . .	64
5.11	Úprava tvaru segmentu zrcadla pro eliminaci jeho ostrých rohů . . . . .	65



5.12	Boční pohled na segmentované zrcadlo - dva příklady posunu okrajových segmentů vzhledem k centrálnímu zrcadlu . . . . .	65
5.13	Simulace spotu klasického systému Davies-Cotton 1 . . . . .	66
5.14	Simulace spotu klasického systému Davies-Cotton 2 . . . . .	66
5.15	Simulace spotu klasického systému Davies-Cotton 3 . . . . .	67
5.16	Základní rozměry segmentovaného zrcadla . . . . .	67
5.17	Detail okrajového segmentu . . . . .	68
5.18	Komparační reflektometr . . . . .	69
5.19	Rozmístění měření bodů . . . . .	70
5.20	Pozice jednotlivých segmentů na teleskopu . . . . .	70
5.21	Ronchiho test centrálního zrcadlového segmentu a okrajových zrcadlových segmentů . . . . .	71
5.22	Simulace překryvové funkce a měřeného signálu . . . . .	72
5.23	Model segmentovaného zrcadla . . . . .	73
5.24	Příklad výsledků deformačních simulací . . . . .	74
5.25	Průběhy křivek uzavřené energie pro některé situace . . . . .	74
5.26	Fotografie již nainstalované mechanické konstrukce . . . . .	75
5.27	Ověření tuhosti a stability celého systému zrcadlo - konstrukce . . . . .	75
5.28	Spoty pro různé náklony teleskopu . . . . .	76
5.29	Seřízení laseru vytyčující osu LIDARu . . . . .	77
5.30	Obraz z CCD kamery před zjustováním . . . . .	78
5.31	Obraz z CCD kamery po zjustování . . . . .	78
6.1	Snímek celé oblohy z kamery se širokoúhlým objektivem . . . . .	81
6.2	Snímek oblohy přepočítaný ze sférických souřadnic do azimutálních . . . . .	82
6.3	Zorná pole jednotlivých teleskopů . . . . .	82
6.4	Intenzitní rozložení pozadí na kameře fotonásobičů . . . . .	83
6.5	Tělo kamery . . . . .	85
6.6	Program pro zapnutí a vypnutí systému . . . . .	86
6.7	Výsledná podoba webové stránky se snímkem oblohy . . . . .	87
6.8	Snímek noční oblohy nad fluorescenčním detektorem Coihueco . . . . .	88

# Seznam tabulek

4.1	Naměřené a normalizované parametry modelu UNIFIED . . . . .	48
5.1	Hlavní charakteristiky zrcadel . . . . .	68
5.2	Hlavní parametry jednotlivých segmentů zrcadel . . . . .	69
5.3	Vypočtené vzdálenosti obrazových rovin . . . . .	77

# Kapitola 1

## Úvod

Dizertační práce se zabývá popisem měřicích metod a měřicích zařízení, na jejichž vývoji a vlastní realizaci měl autor nezanedbatelný podíl. Vývoj těchto měřicích metod a měřicích zařízení byl motivován účastí Společné laboratoře optiky na mezinárodním projektu Pierre Auger Observatory (PAO), konkrétně na projektu fluorescenčních detektorů (FD), který se v průběhu autorova studia budoval a stále se dále vyvíjí. Observatoř Pierre Auger je největším detektorem kosmického záření a také první tzv. hybridní observatoří. To znamená, že poprvé kombinuje dvě metody detekce - kromě 1600 povrchových detektorů je na hranicích území observatoře ve čtyřech budovách rozmístěno také 27 fluorescenčních teleskopů. Při vhodných pozorovacích podmínkách je možné jednu a tutéž spršku proměřit dvěma způsoby - jak fluorescenčním, tak povrchovým detektorem. Stručný popis tohoto projektu je uveden v první kapitole. Vzhledem k tomu, že fluorescenční část projektu je unikátní soustava optických teleskopů, bylo nutné vyvinout nové metody kontroly jejich jednotlivých součástí a inovovat již používané metody kontroly a kalibrace. Tato práce má za cíl popsat řešení daných problematik s ohledem na teorii, která je dostatečná k řešení daných problémů. Autorův přínos k řešení daných problematik je shrnut v závěru práce.

Jeden z úkolů fluorescenčních teleskopů spočívá v měření energie primární vysokoenergetické částice. Primární částice se při vstupu do atmosféry rozpadá na množství sekundárních částic a tím inicializuje spršku sekundárních částic. Energie primární částice se měří pomocí množství fluorescenčního záření vyprodukovaného sekundárními částicemi, které projde vstupní aperturou a dopadne na kameru teleskopu, přičemž vzájemný vztah množství

fluorescenčního záření a energie primární částice je v ideálním prostředí modelován empirickými modely. Nejistotu do tohoto vztahu v reálném prostředí vnáší vliv atmosféry (útlum fluorescenčního záření) a také vliv optických, elektronických a mechanických prvků teleskopu. Tato dizertační práce se tedy zabývá vlivem především optických prvků fluorescenčních teleskopů na jeho zobrazení a popisuje systém sloužící k monitorování atmosféry a světelného pozadí fluorescenčních teleskopů.

Fluorescenční teleskop představuje komplexní systém mnoha optických, optoelektronických a mechanických prvků. Každý z těchto prvků ovlivňuje funkci celého systému. Ve druhé a třetí kapitole se dizertační práce věnuje měření vlastností některých optických prvků. Jedná se především o měření tvaru reflexní plochy sférických zrcadlových segmentů, jejichž vývoj a výroba patří k příspěvkům české skupiny do projektu PAO. Na tvar těchto zrcadlových segmentů je nahlíženo ze dvou aspektů, a to z hlediska makroskopického tvaru a mikroskopického tvaru, tedy drsnosti reflexní plochy. Makroskopický tvar ovlivňuje kvalitu zobrazení těchto optických prvků. Zde autor upravil obecně známý Hartmannův test tak, aby bylo možné objektivně popsat tvar zrcadlových segmentů, který je nutný k určení kvality odrazné plochy a umožňuje zpětnou vazbu k výrobnímu procesu.

Třetí kapitola je zaměřena na mikroskopický tvar zrcadlových segmentů. Také tento aspekt má totiž zásadní vliv na kvalitu zobrazení, protože na drsném optickém povrchu se světlo rozptyluje. Dále popsána metoda představuje nástroj k objektivnímu zjištění kvality optické plochy, přičemž se opětovně používá jako zpětná vazba k výrobnímu procesu. Tato kapitola se zabývá metodou měření drsnosti optických povrchů a jejího vlivu na rozptyl světla. V této části jsou také uvedeny další měření drsnosti a měření pole rozptýleného záření, které rovněž souvisejí s již zmiňovaným projektem PAO.

Vlivem atmosféry na útlum tohoto záření se zabývá LIDAR, který je součástí každého fluorescenčního detektoru. Pro měřicí zařízení LIDAR autor navrhoval novou optickou soustavu zrcadel, proto ve čtvrté kapitole popisuje způsob svého návrhu a kontrolní a justážní metody jednotlivých prvků i celé soustavy.

Poslední kapitola se věnuje systému, jehož funkční prototyp monitoruje světelné pozadí na fluorescenčním detektoru. Tento systém určuje dobu měření, při které nedochází k degradaci fotonásobičů na kameře vlivem vysoké úrovně intenzity dopadajícího světla.

# Kapitola 2

## Observatoř Pierre Auger

Jedním z nejdiskutovanějších problémů současné astrofyziky a kosmologie je původ vysokoenergetických částic kosmického záření, které se šíří vesmírem a dopadají na naši planetu. Tyto částice reprezentují především fotony, protony, neutrony, jádra atomů a neutrina s energií větší než  $10^{20} \text{ eV} \sim 16 \text{ J}$ . Dodnes bylo detekováno přibližně 50 případů částic s těmito energiemi. Detekcí částic s vysokou energií se zabývalo nebo zabývá mnoho projektů, největší z nich jsou: Pierre Auger Observatory [1], Volcano Ranch [2], Sugar [3], Haverah Park [4], Fly's eye [5], AGASA [6], Telescope Array [7], HiRes [8] a ASHRA [9]. Pro srovnání: na pozemských urychlovačích byly zatím vyprodukovány částice s maximální energií  $7 \times 10^{12} \text{ eV}$  [10]. Z hlediska teoretické fyziky je existence částic s tak vysokou energií značným překvapením, neboť by se v okolí Sluneční soustavy neměly vyskytovat. Jak ukázal Greisen [11] a nezávisle na něm Zatsepin a Kuzmin [12], částice s tak vysokou energií mají poměrně krátkou střední vzdálenost doletu, jelikož interagují s fotony reliktního záření a tím postupně přicházejí o energii až na hranici  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  [13]. Střední vzdálenost doletu pro částici s energií  $10^{21} \text{ eV}$  činí  $100 \text{ Mpc}$ , pro větší energie se tato vzdálenost zmenšuje. Ve spektru kosmického záření existuje tzv. GZK cut-off - průběh spektrální hustoty toku částic má u energie  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  zlom a poté s rostoucí energií prudce klesá. Limitní vzdálenost pro potenciální zdroj těchto částic se rovná  $100 \text{ Mpc}$ , což ilustruje přibližně hranice nám „dobře známého“ vesmíru (střední vzdálenost nejbližší kupy galaxií v souhvězdí Panny je  $150 \text{ Mpc}$ ). Tyto částice tedy nemohou vzniknout ve vzdálenosti větší, než dosahuje několik desítek  $\text{Mpc}$ , ale na druhé straně je těžko uvěřitelné, že by se

takové zdroje vysokoenergetických částic již dávno neidentifikovaly v jiných energetických oblastech (viditelné, rádiové nebo rentgenové záření). Z těchto úvah plyne nutnost detekce větších počtů takovýchto částic a určení jejich trajektorií, abychom mohli pomocí klasické astronomie určit zdroj tohoto záření.

Sekundární částice při průletu atmosférou ionizují molekuly dusíku, které následně produkují fluorescenční záření v blízké UV oblasti (300 – 400 nm) [14]. Pomocí detekce tohoto fluorescenčního záření a dopadajících sekundárních částic na povrch Země lze zjistit směr, ze kterého tato částice dopadla do atmosféry, a tedy i zdroj, ze kterého částice pochází. Částice s tak velkou energií ( $> 10^{19}$  eV) nejsou prakticky ovlivňovány okolním magnetickým polem, a šíří se tak prostorem téměř po přímce [15].

Observatoř Pierre Auger je projekt [1], na kterém se podílí přibližně 400 vědců z 50 institucí z 19 zemí světa. Tento „detektor nové generace“ si klade za cíl detekovat vysokoenergetické částice z vesmíru a s velkou přesností určit jejich zdroje a energii. Na počátku projektu stáli Alan Watson a James Cronin, nositel Nobelovy ceny, kteří si byli vědomi toho, že ještě nevznikl projekt, který by spojoval výhody dvou způsobů detekce - pomocí sítě pozemních Čerenkovových [16] a fluorescenčních detektorů [17]. Záblesky ultrafialového ionizačního záření jsou sledovány pěti vhodně umístěnými skupinami teleskopů tak, že máme možnost dostat jednak prostorové informace o této spršce, tak i o energii prvotní částice. Po dopadu spršky sekundárních částic na povrch Země jsou částice detekovány soustavou 1600 barelů s čistou vodou, v nichž jsou pozorovány záblesky Čerenkovova záření fotonásobiči. Tyto barely jsou rozprostřeny do sítě na ploše o výměře 3000 km<sup>2</sup>. Velká plocha je pro projekt nezbytná, neboť průměrný tok částic s energií 10<sup>20</sup> eV tvoří přibližně 1 částice na 1 km<sup>2</sup> za století. Informace o vlastnostech spršky je možné odvodit z velikosti zasažené oblasti a z rozdílů časů dopadu na pozemním detektoru a z jasnosti a směru fluorescenční stopy detektorem fluorescenčním. První část projektu, tj. vybudování tohoto hybridního detektoru na jižní polokouli, a to v neobydlených místech v Argentině, byla dokončena v roce 2009.

### Popis projektu:

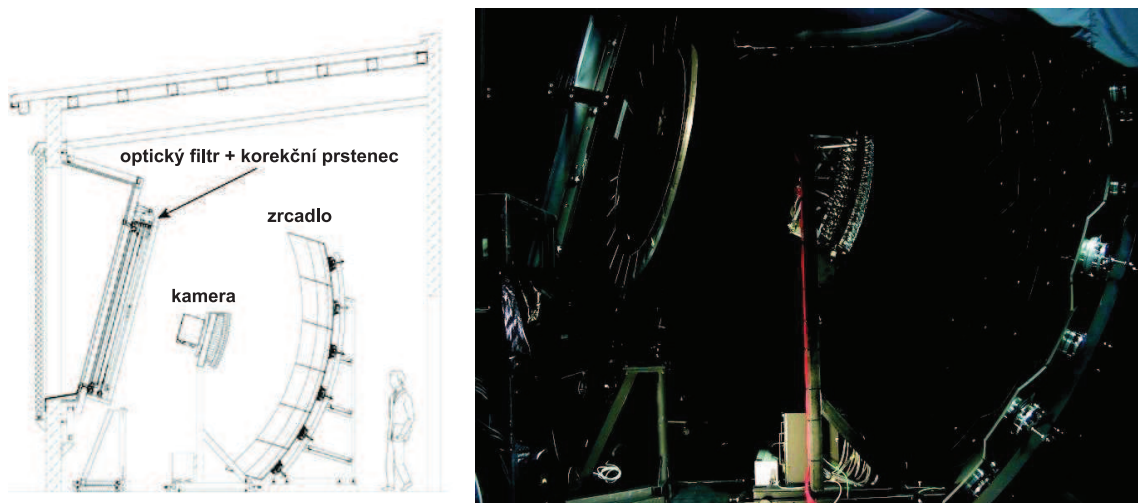
- cíl projektu: určit typ, energii a směr příchodu částic primárního kosmického záření

s energiemi vyššími než  $10^{19}$  eV

- druh detekce: hybridní observatoř
  - pozemní síť vodních Čerenkovových detektorů
  - soustavy atmosférických fluorescenčních teleskopů
- četnost detekcí: 30 detekovaných spršek za rok, vyvolaných primárními částicemi s energiemi vyššími než  $10^{19}$  eV
- umístění observatoře: Malargüe, provincie Mendoza, Argentina
- **pozemní detektor:**
  - pokrytá plocha:  $3000 \text{ km}^2$
  - počet detekčních barelů: 1600
  - typ detektoru: detektor Čerenkovova záření, každý obsahuje 12 000 litrů čištěné vody a tři fotonásobiče
  - vzdálenost mezi detektory:  $1,5 \text{ km}$
- **fluorescenční detektor:**
  - počet: 27 teleskopů umístěných na pěti stanovištích
  - dosah:  $20 \text{ km}$  pro spršky s energií  $10^{20}$  eV
  - druh teleskopu: Schmidtova komora se segmentovaným sférickým zrcadlem s poloměrem křivosti  $R = 3400 \text{ mm}$ :
    - \* 15 teleskopů- každý obsahuje 60 hexagonálních skleněných segmentů
    - \* 12 teleskopů- každý obsahuje 36 čtvercových hliníkových segmentů
  - parametry teleskopu: zrcadlo s rozměry  $3,6 \text{ m} \times 3,6 \text{ m}$ , zorné pole  $30^\circ \times 30^\circ$ , elevační úhel  $16^\circ$ , každý teleskop je vybaven 440 fotonásobiči

## 2.1 Fluorescenční detektor

Pro detekci fluorescenčního záření je použita soustava dvaceti čtyř teleskopů umístěných ve čtyřech budovách a tří samostatně stojících teleskopech (projekt HEAT) [18]. Všechny budovy stojí na okraji sledované oblasti a mají zorné pole  $30 \times 180^\circ$ . Jejich zorná pole se navzájem překrývají, a proto je možné dosáhnout stereoskopického pozorování spršek. Každý z fluorescenčních teleskopů je konstruován na principu Schmidovy komory (v současnosti největší na světě) [19] - ve vstupní kruhové apertuře o průměru  $2200 \text{ mm}$  se nachází korekční prsteneček [20], zrcadlo je sférické s poloměrem křivosti  $3400 \text{ mm}$  a jako detektor se používá matice 440 šestiúhelníkových fotonásobičů ( $900 \times 800 \text{ mm}$ ) uspořádaných na kulové ploše [21]. Výhoda takové konfigurace spočívá v tom, že mimoosové zobrazení má stejnou aberaci jako zobrazení na ose. Fotonásobiče jsou uspořádány tak, aby tvořily kameru s rozlišením  $1,5^\circ$ , přičemž povolená velikost spotu způsobená aberacemi činí  $0,5^\circ$ , což v ohniskové rovině odpovídá průměru spotu  $15 \text{ mm}$ . Ve vstupní apertuře dalekohledu je dále umístěn ochranný optický filtr, propouštějící záření v pásmu  $300 \div 400 \text{ nm}$ .



Obrázek 2.1: Konstrukce fluorescenčního detektoru



## 2.2 Zrcadla pro fluorescenční detektor

Jeden z úkolů Společné laboratoře optiky představoval vývoj a výroba zrcadel pro 15 teleskopů. Zrcadla pro zbylých 12 teleskopů byla vyrobena technologií jednobřítového obrábění diamantovým nástrojem z hliníkových výlisků sendvičové konstrukce v SRN. Výrobní technologie u nás vyráběných zrcadlových segmentů se blíží výrobě klasických astronomických zrcadel až na to, že na zrcadla pro projekt PAO se nekladou tak velké nároky týkající se kvalitu zobrazení. U zobrazovacích astronomických dalekohledů je třeba v zájmu stability optické plochy zachovat poměr průměr/tloušťka minimálně 15/1, proto by náš zrcadlový segment s průměrem opsané kružnice 620 mm musel mít tloušťku 42 mm a tím i hmotnost přibližně 34 kg. Vyráběné zrcadlové segmenty jsou charakteristické tloušťkou 12 mm, čímž se sníží jejich hmotnost na 9 kg a zároveň požadavky na mechanickou konstrukci teleskopu. Na druhé straně se tím zvýší možnost tvarové deformace pod vlivem vlastní tíhy (simulace deformací podobných zrcadlových segmentů jsou popsány v kapitole 5.6.1) a v neposlední řadě se segmenty deformují při výrobním procesu. Pro tento účel bylo nutné vyvinout originální technické postupy a nástroje. Už samotné výlisky jsou jedinečné, neboť jsme pomocí dlouhodobě vytvářené statistiky rozměrů výlisků upravili tvar formy a vypracovali úpravu technologického předpisu pro výrobu výlisků. Na základě zkušeností s obráběním výlisků pomocí nástrojů osazených tabletami s diamantovým zrnem jsme optimalizovali jejich složení s ohledem na kvalitu plochy, dodržení tvaru a ekonomii výroby. Broušení a leštění představuje z pohledu technologického klasickou záležitost, ovšem průměr zrcadel a požadavky na kvalitu opracování přesahují standardní meze. Při nejvyšší technologické náročnosti udržujeme tvar plochy daný rozptylem hodnoty poloměrů křivosti 10 mm a maximální velikosti spotu 1,5 mm. Pozoruhodná je dosažená kvalita leštění odrazné plochy zrcadel, která se pohybuje po celé ploše zrcadla v řádu jednotek nm. Vakuová napařovací aparatura, která je navržena jako unikátní jednoúčelové zařízení speciálně pro výrobu reflexních vrstev zrcadel pro projekt Auger, je nově osazena měřičem tloušťky vrstvy a novějším typem elektronového děla. Reflektivita zrcadel se udržuje v požadovaném rozsahu vlnových délek nad hodnotou 90 %. Autor práce je spoluautorem tohoto výrobního procesu.

## Charakteristiky zrcadlových segmentů:

- použitá sklovina: SIMAX - borokřemičité sklo typu PYREX
  - hustota:  $2230 \text{ kg/m}^3$
  - střední součinitel délkové teplotní roztažnosti:  $3,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
  - modul pružnosti:  $6,4 \times 10^{10} \text{ Pa}$
- tvar: hexagonální, 4 druhy podle vzdálenosti od vodorovné osy symetrie
- velikost segmentů: největší segment má průměr opsané kružnice  $620 \text{ mm}$
- tloušťka:  $12 \text{ mm}$
- poloměr křivosti:  $3406 \pm 6 \text{ mm}$
- reflexní vrstva: hliník a ochranná vrstva  $\text{SiO}_2$
- reflektivita: střední hodnota pro  $\lambda = 370 \text{ nm}$  je  $90,5 \%$

Výroba těchto zrcadlových segmentů začíná ve sklárně KAVALIERRGLASS, a.s., na Sázavě, kde se lisují polotovary z materiálu SIMAX, což je sklovina dobře opracovatelná, chemicky a teplotně stabilní, s dobrými pevnostními charakteristikami. Tyto polotovary se ořezávají na požadovaný tvar a poté frézují na daný poloměr křivosti. Po vybroušení a vyleštění se zrcadlové segmenty precizně vyčistí a ve vakuové komoře se napaří vrstvy hliníku a  $\text{SiO}_2$ . V průběhu výrobního procesu se každý zrcadlový segment testuje. Tvar optické plochy se kontroluje Ronchiho a Hartmannovým testem, kde se měří poloměr křivosti. Reflektivita je kontrolována komparačním reflektometrem a dále se u zrcadlových segmentů testuje čistota, tloušťka a adheze napařených vrstev.

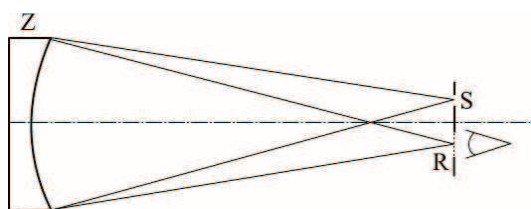
# Kapitola 3

## Měření tvaru optických ploch

Tvar je jedním z hlavních parametrů optických ploch, neboť zásadně ovlivňuje výsledné zobrazení. Tato kapitola se zaměřuje na bezkontaktní měření optických ploch a zároveň na metodu měření tvaru odrazné plochy velkých segmentů zrcadel užitých nejen ve fluorescenčních teleskopech projektu PAO.

### 3.1 Stínové testy

V roce 1923 Vasco Ronchi zjistil, že pokud se dívá na konvexní zrcadlo osvětlené z bodového zdroje přes mřížku umístěnou v okolí jeho středu křivosti, tvoří se na ploše zrcadla stínový obrazec, ze kterého lze usoudit, jaké má zrcadlo vady.



Obrázek 3.1: Geometrie Ronchiho testu.  $Z$ -testované zrcadlo,  $S$ -světelný zdroj a  $R$ -Ronchiho mřížka

Ronchiho test [22] (obrázek 3.1) funguje podobně jako Foucaultův test [22], kde se část paprsků jdoucích od konkávního zrcadla odstíní a tím se při pohledu na toto zrcadlo vytvoří stínový obrazec (obrázek 3.2, 3.3). U tohoto testu se na odraznou plochu dívá nikoliv přes

jednu hranu jako u Foucaltova testu, ale přes soustavu hran, tedy přes mřížku. Tuto mřížku v rovině  $(x_1, y_1)$  můžeme definovat rovnicí

$$x_1 \cos \varphi - y_1 \sin \varphi = \frac{md}{r}, \quad (3.1)$$

kde  $r$  je poloměr křivosti vlnoplochy,  $d$  mřížková konstanta mřížky a  $\varphi$  úhel natočení mřížky vůči souřadným osám. Aberační funkci  $W$  lze definovat vztahy

$$\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{x_1}{r}, \quad \frac{\partial W}{\partial y} = -\frac{y_1}{r}, \quad (3.2)$$

kteří vycházejí z geometrické podstaty (obrázek 3.1). Když tyto vztahy dosadíme do rovnice (3.1), dostaneme vztahy pro stín  $m$ -tého proužku mřížky:

$$\frac{\partial W}{\partial x} \cos \varphi - \frac{\partial W}{\partial y} \sin \varphi = -\frac{md}{r}. \quad (3.3)$$

Pokud je zrcadlo bez aberací, dostáváme stínový obrazec ve formě homogenně osvětleného či tmavého pole (mřížka se musí nacházet přesně v rovině kolmé na optickou osu procházející středem křivosti) Při mírné defokusaci má stínový obrazec formu ekvidistantních proužků (obrázek 3.2a), oddělených od sebe vzdáleností

$$S = \frac{rd}{l'}, \quad (3.4)$$

kde  $l'$  je vzdálenost Ronchiho mřížky od ohniska zrcadla.

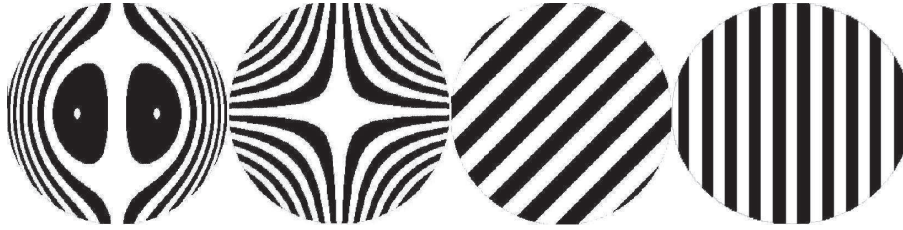
Jakoukoli aberaci vlnoplochy  $W$  lze vyjádřit pomocí dvourozměrného polynomu  $k$ -tého řádu [22]:

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^k \sum_{j=0}^i B_{ij} x^j y^{i-j}. \quad (3.5)$$

Pro konkrétní aberace je možné rovnici 3.5 rozepsat:

$$W = A(x^2 + y^2)^2 + By(x^2 + y^2) + C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2), \quad (3.6)$$

kde  $A$ ,  $B$ ,  $C$  a  $D$  jsou koeficienty sférické aberace, komy, astigmatizmu a defokusace. Pomocí rovnice (3.6) můžeme modelovat ronchigramy těchto aberací. Přesně popsat vytvořený stínový obrazec je možné pouze ve speciálních případech, obecně se tyto ronchigramy dají namodelovat na počítači. V příloze uvádí autor výpis programu v Matlabu (příloha 9.1), který modeluje ronchigramy (obrázek 3.2) pro zadané parametry  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $r$ ,  $d$  a  $\varphi$ . Tímto programem lze také modelovat ronchigramy asférických ploch (obrázek 3.3), kde se za  $W$  dosadí derivace dané aberační funkce, kterou je možno určit rovnicí (3.7).



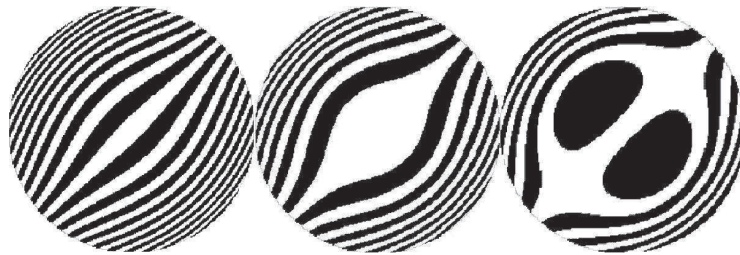
Obrázek 3.2: Příklady ronchigramů základních aberací vytvořených v Matlabu: (a) Sférická vada  $A = -20$  (b) Koma  $B = -30$  (c) Astigmatismus  $C = -10, D = 20$  (d) Defokusace  $D = -10$

### 3.1.1 Testování asférických ploch

Ronchiho test lze použít také na testování asférických odrazných ploch. Pro testování asférických ploch se používá nulová optika, čímž lze kvalitativně kontrolovat tvary těchto zrcadel, nebo výpočetní metoda, kterou se usuzuje na tvar aberační funkce  $W(x, y)$ . Porovnáním poloh proužků pro ideální oskulační sféru (tyto polohy mohou být vypočteny i naměřeny) s polohami proužků pro testované zrcadlo lze pomocí výpočetní techniky najít tvar aberační funkce  $W$ :

$$z(x, y) - z_0(x, y) = 2W(x, y), \quad (3.7)$$

ze které se stanoví tvar měřené asféry, kde  $z(x, y)$  je  $z$ -ová souřadnice povrchu odrazné plochy a  $z_0(x, y)$  je pro oskulační kouli.



Obrázek 3.3: Ronchigram parabolické plochy s ohniskovou vzdáleností  $1m$  a  $\varphi = 45^\circ$  se třemi polohami Ronchiho mřížky: a)  $8mm$  před ohniskem, b) V paraxiálním ohnisku, c)  $8mm$  za ohniskem

Rovnici (3.2) lze vyjádřit ve tvaru

$$\frac{\partial W}{\partial x} \cos \varphi - \frac{\partial W}{\partial y} \sin \varphi = -\frac{m(x, y) - m_0(x, y)}{r} d, \quad (3.8)$$

kde  $m(x, y)$  je naměřený řád proužku v daném ronchigramu a  $m_0(x, y)$  vypočítaná hodnota řádu. Po dosazení příslušných hodnot  $\varphi$  dostaneme vztahy pro danou derivaci

$$\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{m(x, y) - m_0(x, y)}{r} d, \quad \varphi = 0^\circ \quad (3.9)$$

a

$$\frac{\partial W}{\partial y} = -\frac{m(x, y) - m_0(x, y)}{r} d, \quad \varphi = 90^\circ. \quad (3.10)$$

Hodnoty funkce  $m_0(x, y)$  lze spočítat z rovnice (3.3), kde se za aberační funkci  $W$  dosadí  $W = D(x^2 + y^2)$ , koeficient  $D = l'/2r^2$  je koeficient defokuse ideální vlnoplochy v dané konfiguraci. Po dosazení příslušných hodnot pro dané body  $(x, y)$  je možné tyto funkce proložit (metodou nejmenších čtverců) dvourozměrnými polynomy  $(k - 1)$ -ního řádu. Tvar těchto polynomů má tvar derivace aberační funkce  $W$  z rovnice (3.5) podle dané souřadnice.

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \sum_{i=0}^{k-1} \sum_{j=0}^i C_{ij} x^j y^{i-j}, \quad (3.11)$$

obdobně pro  $y$

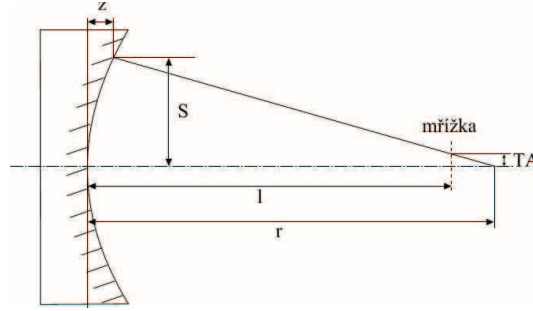
$$\frac{\partial W}{\partial y} = \sum_{i=0}^{k-1} \sum_{j=0}^i D_{ij} x^j y^{i-j}. \quad (3.12)$$

Koeficienty  $C_{ij}$  a  $D_{ij}$  z rovnic (3.11 a 3.12) zjistíme ze srovnání s koeficienty z rovnic (3.9 a 3.10). Následným přepočtem lze snadno stanovit koeficienty  $B_{ij}$  v rovnici (3.5), čímž přibližně určíme aberační funkci dané vlnoplochy. Ze znalosti funkce  $W(x, y)$  můžeme zjistit tvar povrchu zrcadla, a to z rovnice (3.7). Tato metoda dává univerzální nástroj k určení aberací vlnoplochy a tedy i k určení zobrazovacích vlastností zrcadel [23].

### 3.1.2 Nulové Ronchiho mřížky

U ronchigramů asférických povrchů budou proužky zakřivené. Chyby na povrchu, jak je ukázáno výše, jsou determinovány odchylkou proužků od požadovaného tvaru. Pro subjektivní vyhodnocení je lépe vyhodnotitelné stanovení kvality tvaru z rovných proužků. Ideální zrcadlo je takové, které disponuje rovnoběžnou soustavou proužků s konstantní

vzdáleností. Další možnost, jak testovat tvary asférických ploch, spočívá proto v použití speciální Ronchiho mřížky se zakřivenými čarami, která kompenzuje asféricnost.



Obrázek 3.4: Geometrie Ronchiho testu

$$TA(S) = \frac{(l + L - 2z) [l - (dz/dS)^2] + 2dz/dS [S - (l - z)(L - z)/S]}{(l - z)/S [l - (dz/dS)^2] + 2dz/dS} \quad (3.13)$$

$$TA(S) = \frac{md}{\sin \theta} \quad (3.14)$$

Výpočetní procedura vychází z rovnice (3.13), kde se vyhodnotí vzdálenost  $TA(S)$  (obrázek 3.4) procházejícího paprsku od osy na Ronchiho mřížce pro všechny body na zrcadle v daném řezu (každý řez odpovídá jedné čáře na mřížce). Pro každý tento bod existuje bod v rovině Ronchiho mřížky, který má polární souřadnice  $(TA, \theta)$ , kde  $\theta$  se spočítá rovnicí (3.14) (výpočet je možné provést pro několik řezů danou asférou). Nevýhoda této metody testování tkví ve velkých požadavcích na přesnost umístění Ronchiho mřížky v místě dané výpočtem.

## 3.2 Testování asférických optických prvků s využitím kompenzátorů

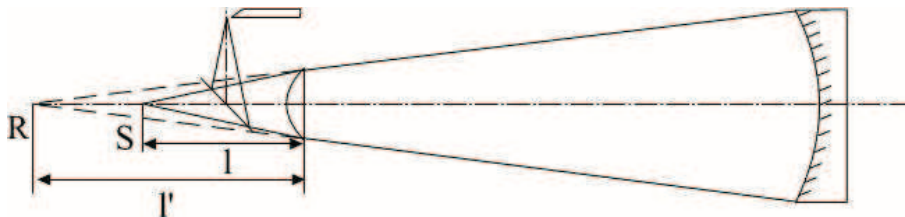
Tato metoda testování asférických ploch je založena na faktu, že asférická plocha v kombinaci s nějakým dalším jednoduchým optickým prvkem může poskytnout stigmatické zobrazení, takže lze na tuto soustavu aplikovat některý z testů s velmi snadnou interpretací (například Ronchiho, Foucaultův aj.). Například parabolické zrcadlo lze testovat

autokolimační metodou, při níž se používá rovinné zrcadlo srovnatelných rozměrů s testovaným zrcadlem. Výroba přesného rovinného zrcadla velkých rozměrů je náročná, proto se v případě testování zrcadla větších rozměrů užívají nulové optické soustavy. Účel nulové optiky spočívá v zavedení aberace, která přesně kompenzuje teoretickou aberaci testovaného zrcadla. Zde jsou podány některé příklady těchto soustav, podrobnější popis viz [22], [25]. Nulové korektory se také zavádějí do měřicího ramene interferometru tak, aby na testovanou plochu dopadla vlnoplocha se stejným tvarem, jakouby měl mít testovaný prvek. Po odrazu a průchodu korektorem vznikne nulový interferogram. Proužky na tomto interferogramu korespondují s chybami na testované ploše.

**Dallův kompenzátor** Dallův kompenzátor (obrázek 3.5) [22] reprezentuje plankonvexní čočka. Používá se pro kontrolu parabolických zrcadel hojně aplikovaných pro astronomické účely. Plankonvexní čočka s ohniskovou vzdáleností  $f$  kompenzuje aberaci třetího řádu paraboloidu s ohniskovou vzdáleností  $F$ , a to vhodným nastavením vzájemně sdružených vzdáleností  $l$  a  $l'$ . Sférická vada plankonvexní čočky vyváží aberaci parabolického zrcadla, jestliže pro poměr  $F/f$  platí:

$$\frac{F}{f} = (m - 1)^2 \left[ \frac{n^2(m - 1)^2}{(n - 1)^2} + \frac{(3n + 1)(m - 1)}{n - 1} + \frac{3n + 2}{n} \right], \quad (3.15)$$

kde  $n$  je index lomu čočky a  $m = l/l'$ .



Obrázek 3.5: Dallův kompenzátor. S-zdroj, R-střed křivosti

Metoda podle obrázku 3.5 nabízí další alternativy. Dá-li se zdroj a tester dostatečně blízko k ose, není třeba použít dělič svazku. Tato konfigurace je ovšem charakteristická dodatečnou komatickou aberací. Dallův kompenzátor není schopen kompenzovat sférickou vadu třetího řádu (přesněji, svazek vykazuje sférické aberace čtvrtého a vyšších řádů), takže je postačující pouze pro paraboloidy s nižší relativní aperturou.



**Offnerův kompenzátor** Offnerův kompenzátor je schopen na rozdíl od předchozích korigovat sférickou vadu nejen třetího, ale i čtvrtého řádu, a to kombinací dvou plankonvexních čoček. Sférická aberace korektoru umístěného přímo na asféře má stejnou rovnici jako aberace normál k paraboloidu  $S = a\rho^2$ , to znamená, že tento korektor by musel mít stejné rozměry jako testovaný prvek. Dá se ovšem použít další čočka, která by tuto kompenzační čočku zobrazila na testovanou asféru. Aby kompenzační čočka s ohniskovou vzdáleností  $f$  a indexem lomu  $n$  eliminovala sférickou vadu třetího řádu asférického zrcadla s kónickou konstantou  $K$  a poloměrem křivosti oskulační koule  $R$ , musí její veličiny splňovat rovnici:

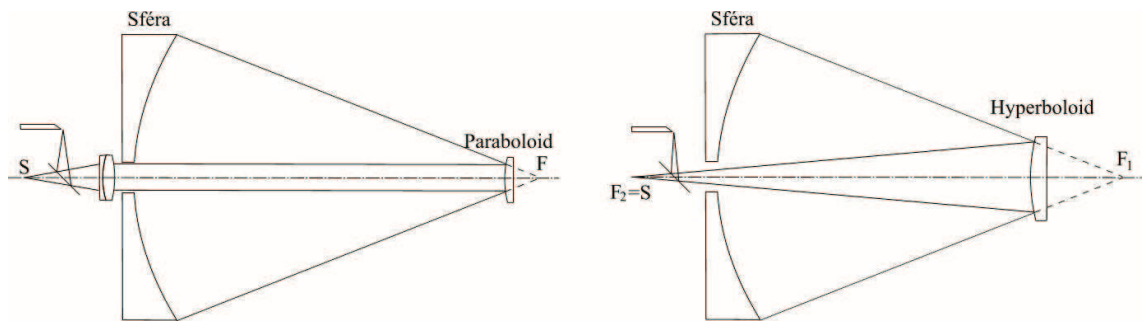
$$-\frac{KR}{f} = (m-1)^2 \left[ \frac{n^2(1-m)^2}{(n-1)^2} + \frac{(3n+1)m(1-m)}{n-1} + \frac{(3n+2)m^2}{n} \right], \quad (3.16)$$

kde  $n$  je index lomu čočky a  $m = l/l'$ . Sférické aberace vyšších řádů lze minimalizovat výběrem ohniskové vzdálenosti čočky, která je umístěna buď přímo v paraxiálním ohnisku zrcadla, nebo v jeho těsné blízkosti. Koeficient  $K$  má pro danou plochu hodnotu:

$$\begin{aligned} K &< -1 && \text{hyperboloid} \\ K &= -1 && \text{paraboloid} \\ -1 < K &< 0 && \text{elipsoid rotující kolem hlavní osy} \\ K &> 0 && \text{elipsoid rotující kolem vedlejší osy} \\ K &= 0 && \text{sféra} \end{aligned}$$

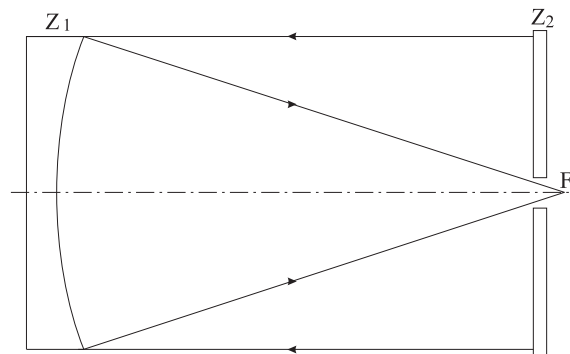
**Testování odrazných konoidů** Jestliže má testovaná plocha tvar rotační kuželosečky, je možno využít poznatku, že jejich geometrická ohniska jsou vzájemně sdružené body a jejich vzájemná zobrazení jsou stigmatická (vlastnost, pro kterou jsou z valné části využívány). Jelikož v některých případech je jedno z ohnisek za odraznou plochou, je zapotřebí použít přídavné optiky, která způsobí imaginární zobrazení daného ohniska. Příklad znázorňuje obrázek 3.6 [22]. Tyto metody se používají při testování asférických ploch pro výrobu zrcadlových dalekohledů (parabolického primárního zrcadla nebo hyperbolického sekundárního zrcadla pro Cassegrainovu montáž) [26].

Další způsob, jak testovat parabolické zrcadlo, zahrnuje autokolimační metoda [26]. Zkoušené zrcadlo  $Z$  má ohnisko v bodě  $F$ , přičemž kolmo k ose zrcadla je umístěno au-



Obrázek 3.6: Testování konoidů pomocí stigmatického zobrazení.  $F, F_1, F_2$ -ohniska daných kuželošek,  $S$ -zdroj

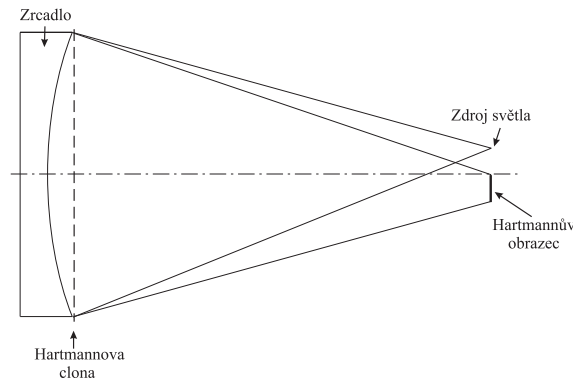
tokolimační rovinné zrcadlo  $Z_2$  s otvorem. Mají-li obě zrcadla dokonalý tvar, tak se po dvojnásobném odraze na obou zrcadlech vytvoří v bodě  $F$  dokonalý obraz zdroje (viz obrázek 3.7[26]). Je-li v bodě  $F$  bodový zdroj, můžeme následný obraz zkoumat některým již dříve zmíněným testem (Ronchiho, Foucaltův aj.).



Obrázek 3.7: Autokolimační metoda kontroly parabolického zrcadla

### 3.2.1 Hartmannův test

Hartmannův test se jako měřicí metoda používá pro testování velkých zrcadel [24]. Tato metoda testuje vlnoplochu v bodech, které jsou dané maskou přiloženou na testovanou zrcadlovou plochu (obrázek 3.8). Prošlé svazky dopadnou na fotografickou desku nebo zobrazovací prvek. Z průmětu těchto svazků a detekční roviny lze vypočítat velikost deformací dané reflexní plochy.



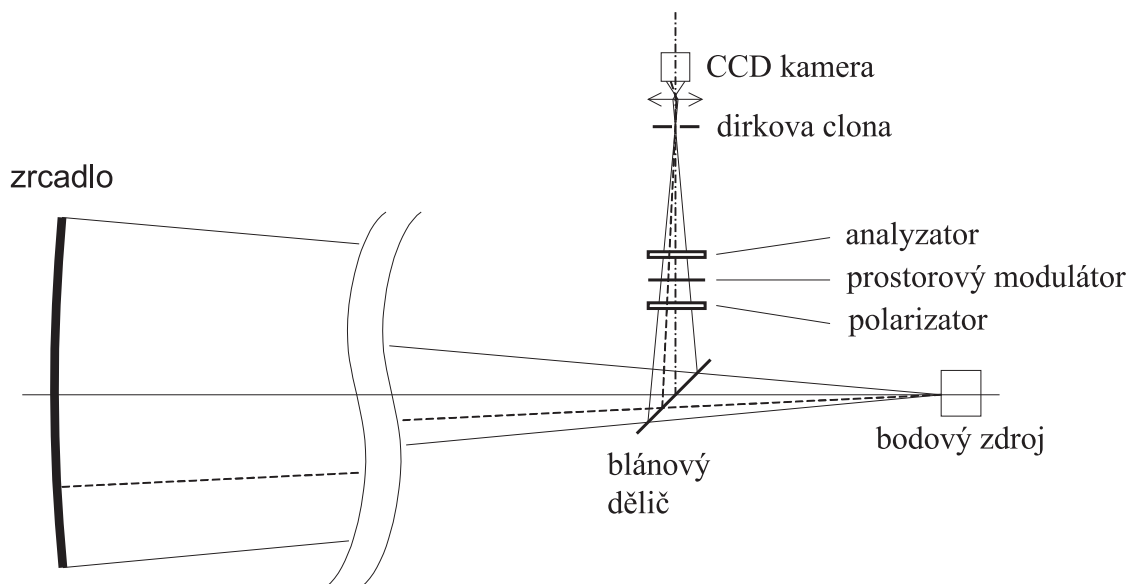
Obrázek 3.8: Hartmannův test, zjednodušený model

## 3.3 Měřicí metoda tvaru konkávních zrcadel na principu digitálního zpracování Hartmannova testu

V této kapitole se prezentuje princip speciálního Hartmannova testu [27], což je metoda použitelná pro měření tvaru odrazných ploch. Popisovaná metoda se v zásadě podobá klasickému Hartmannovu testu [22], ale používá digitální zpracování dat a navíc místo binární masky transparentní prostorový modulátor. Metoda byla vyvinuta pro kontrolu reflexních ploch segmentů zrcadla, které se použijí na fluorescenčních teleskopech Observatoře Pierre Auger. Tyto segmenty jsou z důvodu redukce hmotnosti tenké, což zapříčiňuje nestabilitu jejich tvaru při výrobě. Níže popsaná metoda objektivně určí tvar zrcadla a odchylku od ideálního sférického tvaru, a to s mikrometrovou přesností.

### 3.3.1 Sestava měřicího systému

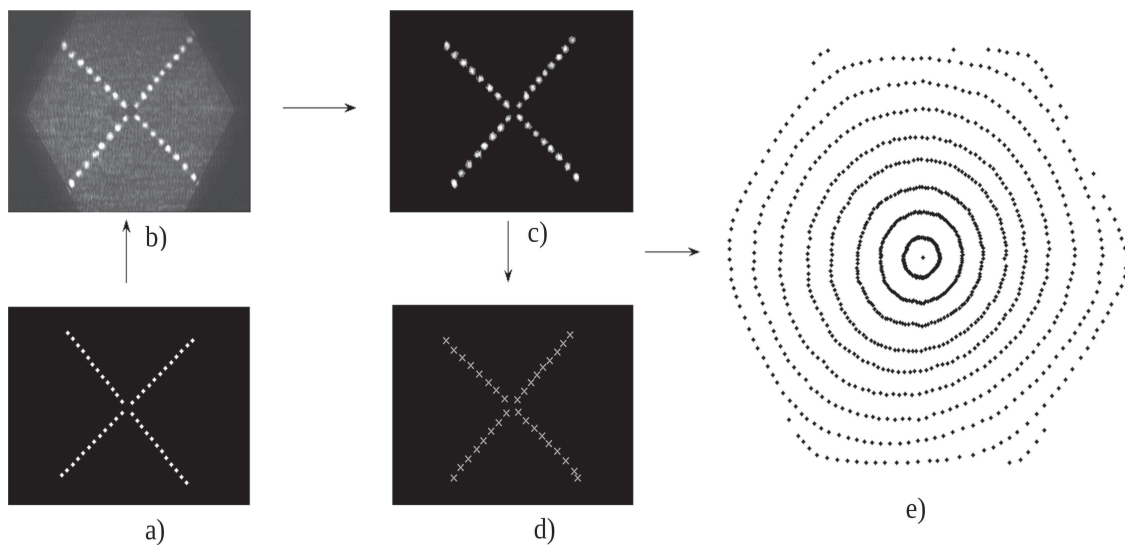
Pro toto měření je použita jednoduchá osová sestava (obrázek 3.9). Zdroj světla je laserová dioda navázaná do jednomódového vlákna, což lze považovat za téměř bodový, dostatečně homogenní a navíc intenzivní světelný zdroj. Numerická apertura tohoto vlákna je 0,15, což zaručuje dostatečnou divergenci svazku (je osvětleno celé zrcadlo). Po odrazu světla od reflexní plochy je svazek odražený do směru kolmého k optické ose systému blánovým děličem. Blánový dělič má výhodu, že pro vlnovou délku  $635\text{ nm}$  vychází dělicí poměr  $1 : 1$  a navíc tloušťka planoparalelní blány činí  $2\ \mu\text{m}$ , což eliminuje dvojnásobný odraz od obou reflexních ploch. Po odchýlení od osy svazek prochází amplitudovým prostorovým modulátorem, skládajícím se ze dvou zkřížených polarizačních filtrů a fázového prostorového modulátoru. Zde je s výhodou použit LCD čip (rozlišení  $1024 \times 768$  pixelů) z komerčně používaného dataprojektoru. V opticky sdruženém bodě k bodovému zdroji je umístěna dírková clona, která odstíní difrakční obrazce vyšších řádů, jež vznikají na struktuře fázového modulátoru. Výsledný obrazec snímá monochromatická CCD kamera s objektivem, přičemž CCD čip se nachází v ohniskové rovině objektivu.



Obrázek 3.9: Schéma měřicí sestavy, přerušovaná čára je paprsek jdoucí středem jedné ze subapertur na masce prostorového modulátoru

### 3.3.2 Vyhodnocení dat

Vyhodnocení naměřených dat můžeme rozdělit do čtyř kroků: úprava digitálního snímku, nalezení pozic obrazů subapertur na snímku, přepočítání těchto pozic na směry normál v daném bodě a rekonstrukce vlnoplochy nebo tvaru odrazné plochy. Prostorový modulátor krokově mění binární masku, čímž se tvar plochy naměří v několika řezech. Na obrázku 3.10 je zobrazen měřicí proces šestiúhelníkového segmentu zrcadla s použitím třiceti radiálně symetrických binárních masek (každá s dvaceti subaperturami).



Obrázek 3.10: Schéma měřicího procesu: a) obrazec generovaný prostorovým modulátorem, b) snímek z CCD kamery, c) snímek po odečtení pozadí a po filtraci, d) středy jednotlivých bodů, e) středy bodů ze všech měřicích kroků

Při měření počítač na LCD čipu vytváří binární masku (maska je neprůhledná s průhlednými otvory) a kamera snímá obraz, který následně ukládá do paměti počítače. Počítač potom masku změní, pootočí ji o určitý úhel a kamera opět obraz sejme. Tuto proceduru je možno libovolně opakovat a tím proskenovat celou plochu zrcadlového segmentu.

## Zpracování snímku z CCD kamery

Obrázek vytvořený kamerou se skládá z kruhových obrazců, představujících body kam dopadlo světlo, které prošlo průhlednými otvory, a pozadí, které je způsobeno částečnou průhledností prostorového modulátoru a šumem CCD čipu. Po několika morfologických operacích, jako např. odstranění šumu, pozadí a malých souvislých oblastí, se obrázek skládá pouze z intenzitních profilů jednotlivých obrazců příslušných subapertur v masce. Prostor mezi obrazci je již vyplněn nulovými hodnotami.

## Nalezení pozice spotů

Pozice centra jednotlivých bodů jsou vypočítány z intenzitního profilu na pixelech CCD čipu. Těžiště každého bodu  $[x_k, y_k]$  se určí pomocí vztahů:

$$x_k = \frac{\sum_{i,j \in OZ} x_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j \in OZ} I_{i,j}} \quad (3.17)$$

a

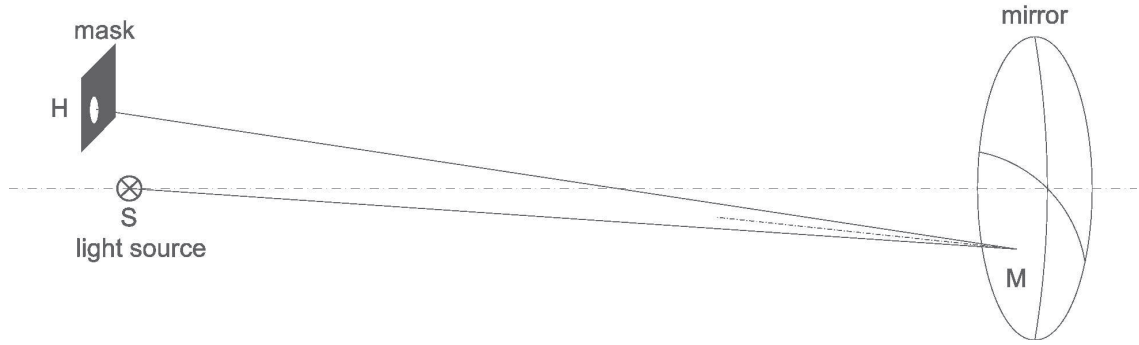
$$y_k = \frac{\sum_{i,j \in OZ} y_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j \in OZ} I_{i,j}}, \quad (3.18)$$

kde  $k$  je pořadový index daného bodu a sumace probíhá přes všechny pixely na souřadnicích  $[x_{i,j}, y_{i,j}]$  a intenzitě  $I_{i,j}$ , které jsou v oblasti zájmu  $OZ$ . Oblast zájmu je ohraničena hranicí daného bodu, počet pixelů v oblasti vychází přibližně na 50. Tyto pozice se seřadí a přiřadí k příslušným otvorům v dané masce prostorového modulátoru.

## Přepočet pozic spotů na náklon plochy

Vzhledem k tomu, že je CCD čip umístěn v ohniskové rovině objektivu, lze z pozice bodů na čipu kamery jednoduše určit směr paprsku a tedy i místo, kde se tento paprsek odrazil (bod M, obrázek 3.11). Když známe pozice jednotlivých otvorů (bod N) na masce prostorového modulátoru a pozici světelného zdroje (bod S), je již velice jednoduché vypočítat směrnici normály odrazné plochy v bodě odrazu:

$$\vec{n} = \frac{S\vec{M} + H\vec{M}}{|S\vec{M} + H\vec{M}|}. \quad (3.19)$$



Obrázek 3.11: Schematický náčrt geometrie měřicí sestavy, kde bod  $S$  je světelný zdroj,  $H$  je střed subapertury v masce prostorového modulátoru, kterým projde paprsek odražený od bodu  $M$  na odrazné ploše

### Rekonstrukce odrazné plochy

Jakmile známe směrnice normál v daných bodech odrazné plochy, lze tvar odrazné plochy popsáný funkcí  $\Phi(x, y)$  rekonstruovat pomocí integračních metod. Pro rekonstrukci odrazné plochy se v zásadě používají dva přístupy, zonální a modální. Zonální rekonstrukce spočívá v numerické integraci, zatímco modální rekonstrukce prokládá data do soustavy ortogonálních polynomů, například Zernikových polynomů [28] v případě modálního Zernikova rekonstruktoru [29]. V této práci je použita zonální rekonstrukce.

### Integrační metoda

Tento jednoduchý algoritmus definuje počátek souřadnic, tedy i počátek integrace ve středu zrcadla, když v tomto středu určí nulovou výšku plochy  $\Phi_0 = 0$ . Výšková souřadnice  $\Phi_n$  v každém dalším bodě integrace je potom dána rovnicí:

$$\Phi_n = \Phi_{n-1} + \left( \frac{\partial \Phi_{n-1}}{\partial r} + \frac{\partial \Phi_n}{\partial r} \right) \frac{s}{2}, \quad (3.20)$$

kde  $s$  je vzdálenost sousedních subapertur a  $\frac{\partial \Phi_n}{\partial r}$  naměřený směr normály.

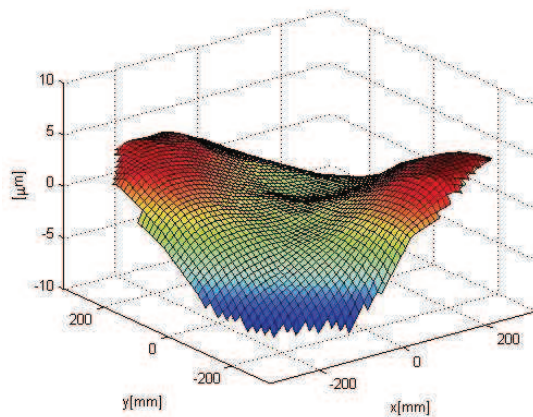
### 3.3.3 Citlivost metody

Citlivost této metody ovlivňuje především přesnost určení polohy obrazů subapertur na CCD čipu. Tato nepřesnost zahrnuje několik faktorů, jako jsou tepelný šum senzoru, digi-

talizační chyba a nehomogenita ve svazku. Pro případ měření tvaru segmentů zrcadel pro projekt Pierre Auger s velikostí opsané kružnice  $620\text{ mm}$  a poloměrem křivosti  $3410\text{ mm}$  byla chyba určena empiricky, a to srovnáním naměřených dat u ideální sférické plochy. V tomto případě chyba dosahuje hodnoty  $1,5\ \mu\text{m}$ .

### 3.3.4 Výsledky

Na obrázku 3.12 je znázorněn naměřený výškový rozdíl odrazné plochy šestiúhelníkového segmentu zrcadla od ideální sféry. Je zřejmé, že dominantní vadu tohoto segmentu zrcadla představuje astigmatismus, který vzniká při výrobním procesu, kdy se ultratenký segment odlepí od podložky a z důvodu ne zcela optimálního nalepení se teplotními deformacemi zkrouť. Výrobním procesem se odrazná plocha obrobí do ideální sféry, ale po odlepení se zrcadlo vrátí do svého původního tvaru a tím se změní i tvar odrazné plochy.

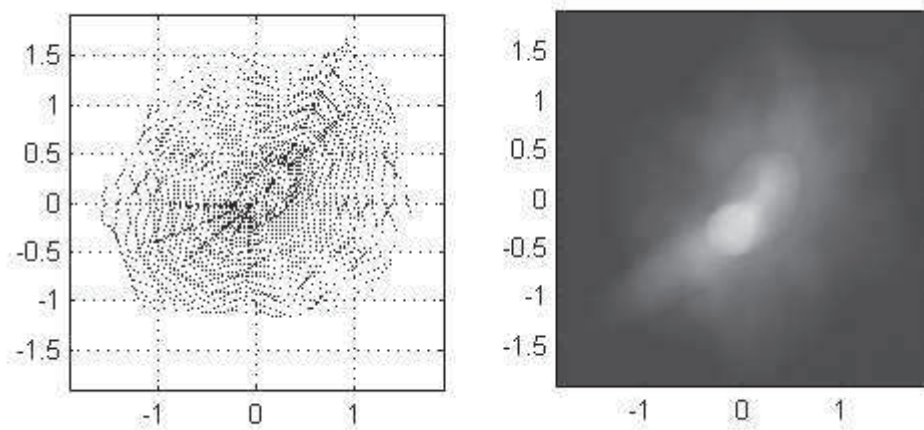


Obrázek 3.12: Výsledek měření pro šestiúhelníkový segment zrcadla, výškový rozdíl od ideální sféry

Pro segment zrcadla byla provedena simulace spotu, při které byl spot simulován pomocí naměřených dat odrazné plochy. Simulace se provedla metodou ray-tracing v programovém prostředí Matlab pro případ bodového zdroje záření v poloměru křivosti. Výsledek této simulace je srovnán s reálným spotem na obrázku 3.13.

Celá metoda je relativně jednoduchá a přímočará, navíc umožňuje objektivně popsat tvar odrazné plochy zrcadlových segmentů. Dovoluje rychle měřit velké i asférické plochy





Obrázek 3.13: Srovnání reálného spotu a spotu simulovaného z naměřených dat

s mikrometrovou přesností. Použití amplitudového prostorového modulátoru přináší flexibilitu měření, kdy je možné celou odraznou plochu „proskenovat“ s libovolným krokem a tím měřit i lokální odchylky od ideální plochy.

# Kapitola 4

## Drsnost optických povrchů a jejich rozptylové vlastnosti

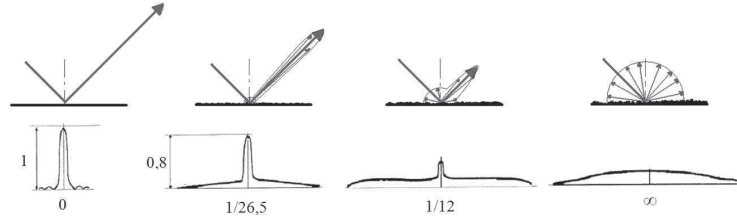
### 4.1 Úvod do problematiky rozptylu světla

Většinu světla, které vnímáme, tvoří rozptýlené světlo. Díky rozptylu jsme schopni vidět a rozlišovat jednotlivé předměty a vnímat jejich barvu a tvar. Některé projevy rozptylu, jako jsou například západ a východ slunce, červánky, modrá obloha, sníh na horách a podobně, nás dokáží uchvátit. Existují však nežádoucí vlivy rozptylu, například rozptyl na optických plochách v optických přístrojích. Rozptyl ubírá energii svazku, který se odráží od plochy nebo prochází rozhraním dvou optických prostředí, a rozptyluje ho nerovnoměrně do celého prostoru. K rozptylu světla dochází jak na přechodu dvou prostředí, tak i v prostředí, kde se světlo šíří. Vzhledem k tomu, že se tato část práce zabývá měření kvality optických ploch, popis bude omezen na rozptyl na povrchu optických elementů vlivem drsnosti.

### 4.2 Vztah mezi drsností povrchu a jeho rozptylovými vlastnostmi

Poměr intenzity odraženého a rozptýleného záření determinuje velikost nerovností na měřeném povrchu (drsnost) a vlnová délka použitého záření. Pokud budeme uvažovat dokonale hladkou (ideální) plochu, dojde na ní při interakci se zářením k zrcadlovému

odrazu, nedojde tedy k rozptylu (veškerá intenzita bude soustředěna v odraženém svazku). K rozptylu světla dojde tehdy, pokud povrch nebude dokonale hladký. Při růstu výšky nerovností bude klesat intenzita záření v přímém odrazu a naopak bude růst intenzita záření rozptýleného (obrázek 4.1). Opakem zrcadlového odrazu na ideálně hladkém povrchu je pak difuzní odraz, kdy je odražené záření rozptýleno rovnoměrně do všech směrů.



Obrázek 4.1: Bodové rozptylové charakteristiky různých povrchů

Kvalitu optického zobrazovacího prvku můžeme charakterizovat rozptylovou funkcí bodu (PSF), která je v ideálním případě charakteristická u bezaberační soustavy Airyho diskem. V případě reálných optických prvků dochází k difuznímu rozptylu na mikro-nerovnostech povrchu, což se v obrazové rovině projeví tím, že se bod zobrazí jako jasný kroužek, obklopený slabým halem (rozptýlené záření). S rostoucí drsností klesá intenzita centrálního kroužku a naopak roste intenzita rozptýleného záření. Rozptýlené záření způsobuje pokles poměru signál - šum (SNR). V extrémním případě dokonale difuzního povrchu pak vymizí centrální jádro úplně.

Na obrázku 4.1 je ke každému průběhu PSF funkce přiřazena odpovídající hodnota poměru směrodatné odchylky výšky povrchu  $\sigma$  k vlnové délce záření  $\lambda$ . Pokud je poměr  $\sigma/\lambda$  dostatečně velký, rozptýlená část záření je vzhledem k centrálnímu vrcholu malá. Degradace zobrazovacích vlastností optických soustav tak bude zanedbatelná. Kvalitu optického povrchu lze tedy popsat následující rovnicí, která vyjadřuje takzvané Strehlovo kritérium [30]:

$$SR = 1 - \left( \frac{2\pi\sigma}{\lambda} \right). \quad (4.1)$$

Strehlovo kritérium poskytuje prakticky snáze použitelný náhled na kvalitu optického povrchu. Vyjadřuje poměr energie obsažené v zobrazeném spotu pro daný vzorek vůči teoretické maximální energii pro ideální povrch. Všeobecně je uznávána následující škála

kvality optických povrchů:  $SR = 1$  je teoretické maximum,  $SR \in (1; 0,95)$  je extrémně dobrý povrch,  $SR \in (0,95; 0,8)$  je dobrý povrch a pod  $SR < 0,8$  je povrch nedostatečný pro zobrazovací účely.

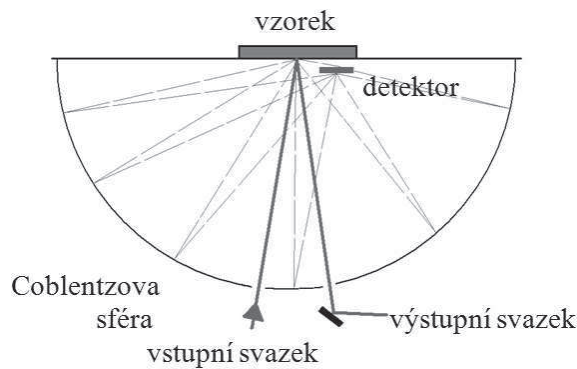
### 4.3 Měření rozptylových vlastností

Pro měření drsnosti lze použít mnoho různých metod. Tato práce se zaměřuje na bezkontaktní metody, které odvozují parametry drsnosti povrchu z měření rozptýleného světla. V praxi se používají dvě základní metody měření rozptylu světla na mikrodrsnostech povrchu, metoda TIS a ARS.

#### 4.3.1 Metoda TIS (Total Integrated Scattering)

U metody TIS dopadá na kontrolovaný povrch úzký svazek záření. Pomocí kolektivní optiky se zaznamenává celkový výkon rozptýleného záření do celého poloprostoru (obrázek 4.2), ale přímo odražený svazek není detekován. TIS představuje poměr rozptýleného výkonu záření k výkonu přímo odraženého svazku. Hodnota TIS pro dopadový úhel  $\theta_i$  je pro čisté a hladké povrchy svázána s drsností vztahem [31]:

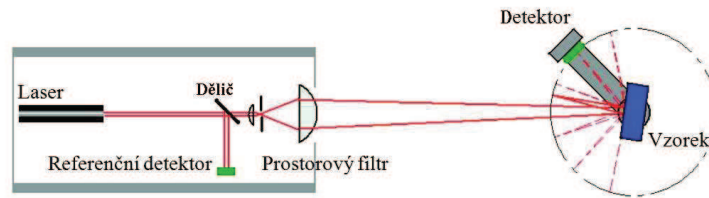
$$TIS = \left( \frac{4\pi\sigma \cos \theta_i}{\lambda} \right)^2. \quad (4.2)$$



Obrázek 4.2: Schéma zařízení pro měření TIS

### 4.3.2 Metoda ARS (Angular Resolved Scattering)

V tomto případě není detekován celkový výkon rozptýleného záření. Poloprostor je skenován detektorem umístěným na otočném rameni [32]. Rotace kolem vzorku umožní zjistit prostorové rozložení intenzity rozptýleného záření *BPDF* (Bidirectional Scatter Distribution Function). Tato veličina se rozděluje na dvě dílčí veličiny [33] podle toho, o kterou část *BPDF* jde. V případě odrazu se veličina označuje - *BRDF* (Bidirectional Reflective Distribution Function), v případě průchodu záření - *BTDF* (Bidirectional Transmittance Distribution Function). TIS lze potom získat integrací *BRDF*, případně *BTDF*. Schéma zařízení pro měření rozptylu světla metodou ARS je uvedena dále a na obrázku 4.3.



Obrázek 4.3: Schéma uspořádání zařízení pro měření rozptylu světla metodou ARS

Ve fotometrických veličinách lze funkci *BPDF* vyjádřit jako poměr intenzity rozptýleného záření  $L_s = \frac{P_s}{A\Omega_s \cos \theta_s}$  (světelný tok  $P_s$  rozptýlený z plochy  $A$  do prostorového úhlu  $\Omega_s$ , který směřuje do směru  $\theta_s$ ) a intenzity ozáření  $E = P_i/A$  (světelný tok  $P_i$  dopadající na plochu  $A$ ). Veličinu *BPDF* můžeme tedy vyjádřit:

$$BPDF(\theta_s) = \frac{P_s/\Omega_s}{P_i \cos \theta_s}, \quad (4.3)$$

$$BPDF_{kor}(\theta_s) = \frac{P_s/\Omega_s}{P_i}, \quad (4.4)$$

kde  $P_s$  je rozptýlený světelný výkon do prostorového úhlu  $\Omega_s$ ,  $P_i$  světelný výkon dopadající na měřenou plochu (obrázek 4.4). Člen  $\cos \theta_s$  je koeficient, který v případě plošného rozptylu koriguje hodnotu *BPDF* o efektivní plochu, kterou vidí pozorovatel z daného úhlu  $\theta_s$ . Tzv. kosinem korigovaná funkce *BPDF<sub>kor</sub>* je dána rovnicí 4.4. Možný tvar funkce *BRDF* nebo *BTDF* lze rozdělit na dva mezní případy: první případ, kdy hodnota této



Z této závislosti lze jednoznačně určit množství světelného záření, které se odrazí a rozptýlí od povrchu do určeného prostorového úhlu, a podle prostorového rozložení v dané aplikaci určit množství záření, které by mělo dopadnout na daný plošný detektor.

## 4.4 Definice drsnosti povrchu

Pod pojmem drsnosti si každý dokáže představit určitý povrch. Každý má přitom své etalony drsnosti informující, co je méně či více drsné. Tímto způsobem se kontrolovaly povrchy v raných dobách měření drsnosti. Měřený vzorek se srovnával s etalonem třením prstu na povrchu. Popsat drsnost pomocí konkrétních kvantitativních parametrů je již složitější. Lze drsnost popsat za pomoci jednoho parametru, nebo je jich potřeba více? V následující části se práce věnuje popisu drsnosti materiálu, přičemž drsnost je matematicky popsána pomocí statistických veličin.

## 4.5 Charakteristika povrchu

Povrch předmětu lze plně charakterizovat funkcí plochy povrchu  $z = f(x, y)$ . Z této funkce můžeme definovat statistické veličiny, které se standardně používají k definici vlastnosti povrchu. Střední hodnota výšky povrchu  $\bar{z}$  - rovnice 4.7,

$$\bar{z} = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} z(x) dx, \quad (4.7)$$

střední odchylka neboli průměrná drsnost  $\sigma_a$  (v technické praxi označovaná  $R_a$ )

$$\sigma_a = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} |z(x) - \bar{z}(x)| dx \quad (4.8)$$

a střední kvadratická odchylka  $\sigma$  (v technické praxi označovaná  $R_q$ )

$$\sigma = \left( \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} [z(x) - \bar{z}(x)]^2 dx \right)^{1/2}. \quad (4.9)$$

Význam střední kvadratické odchylky spočívá v tom, že ji lze přímo určit z měření rozptýleného světla (viz kapitola 4.7). Pro názornost jsou vztahy psány jen pro jednorozměrný případ [31].



Obrázek 4.5: Ukázka dvou povrchů se stejným  $R_a$  a  $R_q$

Potřeba dalšího parametru charakterizující drsnost povrchu je zřejmá z obrázku 4.5, na němž vidíme výřezy ze dvou hypotetických povrchů se stejným  $R_a$  a  $R_q$ . Každý povrch má však jinou povahu, proto se zavádí parametr: průměrný sklon  $m_a$  a střední kvadratická odchylka sklonu  $m$  [31]:

$$m_a = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \left| \frac{dz}{dx} - \overline{z'} \right| dx, \quad (4.10)$$

$$m = \left[ \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \left( \frac{dz}{dx} - \overline{z'} \right)^2 dx \right]^{1/2}, \quad (4.11)$$

kde

$$\overline{z'} = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz}{dx} dx. \quad (4.12)$$

## 4.6 Rozptyl na hladkém sinusovém povrchu

Na povrch každého předmětu lze pohlížet jako na součet nekonečné řady sinusových mřížek s různými frekvencemi, amplitudami, směry a počátečními fázemi. Z hlediska tohoto pohledu lze najít přímočarou souvislost mezi drsností a rozptylem světla. Jestliže osvětlíme sinusovou mřížku dostatečně koherentním zářením, tak se po odrazu difraguje do několika difrakčních řádů podle mřížkové rovnice:

$$\sin \theta_n = \sin \theta_i + n f_g \lambda, \quad (4.13)$$

kde  $\theta_n$  je úhel  $n$ -tého interferenčního maxima,  $\theta_i$  dopadový úhel,  $f_g$  prostorová frekvence mřížky a  $\lambda$  vlnová délka světla. Jestliže je mřížek nekonečně mnoho, bude se světlo difragovat do všech směrů, což můžeme považovat za rozptyl. Amplituda jednotlivých interferenčních maxim  $P_n$  závisí na amplitudě mřížky  $a$ . Obecně lze řešení pro jednoduchou



mřížku vyjádřit jako součet Besselových funkcí [34]:

$$P_n \approx \left[ J_n \left( \frac{4\pi a \cos \theta_i}{\lambda} \right) \right]^2 \approx \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \cos \theta_i \right)^2, \quad (4.14)$$

kde  $J_n$  je Besselova funkce 1. řádu a  $n$ -tého stupně a platí  $(4\pi a \cos \theta_i) \ll 1$ , která platí pro hladké povrchy, kdy lze zanedbat interferenční maxima vyšších řádů.

## 4.7 Statistika drsnosti izotropního povrchu

Obecnější popis problému nabízí Rayleighova-Riceova vektorová poruchová teorie [35], [36], pomocí které lze vyjádřit vztah mezi rozložením rozptýleného světla ( $BSDF$ ) a rozdělení prostorových frekvencí na povrchu vzorku ( $PSD$ ).

$$\frac{(dP/d\Omega_s)d\Omega_s}{P_i} = \left( \frac{16\pi^2}{\lambda^4} \right) \cos \theta_i \cos^2 \theta_s Q S(f_x, f_y) d\Omega_s, \quad (4.15)$$

kde výraz na levé straně představuje rozptýlený výkon záření do směru  $s$  přes prostorový úhel normovaný na jednotkový výkon (značené jako kosinus korigované  $BSDF$ ) a funkce  $S(f_x, f_y)$  je dvourozměrná funkce spektrální hustota výkonu ( $PSD$ ). Bezrozměrná veličina  $Q$  na pravé straně závisí na polarizaci světla, na materiálových vlastnostech vzorku, úhlu dopadu a úhlu rozptylu [31]. Pro vysoce reflexní povrchy vychází tento koeficient  $Q$  blízký reflektivitě povrchu. Vztah 4.15 opět platí pro rozptyl od čistého a velmi hladkého povrchu (musí platit  $4\pi a \cos \theta_i \ll 1$ ).  $PSD$  funkci je možno vyjádřit nejen v prostorových frekvencích  $f_x$  a  $f_y$ , ale také v příslušných úhlech, a to pomocí přepočtů, které vyplývají z mřížkové rovnice 4.13:

$$f_x = \frac{\sin \theta_s \cos \phi_s - \sin \theta_i}{\lambda}, \quad (4.16)$$

$$f_y = \frac{\sin \theta_s \sin \phi_s}{\lambda}. \quad (4.17)$$

Pokud známe funkci  $S(f_x, f_y)$ , nemůžeme sice určit funkci povrchu (známe amplitudy jednotlivých prostorových frekvencí, ale neznáme jejich fáze), ale můžeme určit statistické veličiny tohoto povrchu, jako jsou např. střední kvadratická odchylka  $\sigma_a$  (rovnice 4.9) a střední kvadratická odchylka sklonu plochy  $m$  (rovnice 4.11). Pro izotropní povrchy můžeme tyto veličiny vyjádřit jako funkce  $S_{iso}$ , což je efektivní hodnota  $PSD$  pro izotropní

povrch rozptylující nejen v dopadové rovině, ale do celého poloprostoru.

$$S_{iso} = \int_{2\pi}^0 S(f_x, f_y) f d\beta = 2\pi f S(f), \quad (4.18)$$

kde  $f^2 = f_x^2 + f_y^2$  a  $\beta$  je úhel rotace. Po zjednodušení lze vyjádřit veličiny  $\sigma_a$  a  $m$  pomocí odmocniny z integrálů, nebo v praktických výpočtech více používaných sumací.

$$\sigma = \left[ \int_{f_{min}}^{f_{max}} S_{iso}(f) df \right]^{1/2}, \quad (4.19)$$

$$m = \left[ 1/2 \int_{f_{min}}^{f_{max}} (2\pi f)^2 S_{iso}(f) df \right]^{1/2}, \quad (4.20)$$

$$\hat{\sigma} = \left[ \sum_{i=0}^{I-1} S_{iso}(f_i) \Delta f_i \right]^{1/2}, \quad (4.21)$$

$$\hat{m} = \left[ 1/2 \sum_{i=0}^{I-1} (2\pi f_i)^2 S_{iso}(f_i) \Delta f_i \right]^{1/2}. \quad (4.22)$$

Meze integrace  $f_{min}$ ,  $f_{max}$  a oblasti sumace  $I$  vybíráme podle toho, v jakém pásmu prostorových frekvencích nás tyto veličiny zajímají. Některé nízké prostorové frekvence nemusíme považovat za drsnost, ale za křivost plochy, takže je z výpočtů vylučujeme.

## 4.8 Měřicí systém CASI

Systém CASI (Complete Angle Scatter Instrument) představuje zařízení pro měření a vyhodnocování pole rozptýleného světla. Jde o přístroj typu ARS od výrobce Schmitt Measurement Systems [37], který měří parametry rozptýleného záření na vlnových délkách  $325 \text{ nm}$  nebo  $633 \text{ nm}$ . Detektorem se zaznamenává průběh výkonu rozptýleného záření laserového svazku dopadajícího na měřený vzorek v závislosti na úhlu  $\theta_s$ , a to jak při jeho odrazu (*BRDF*), tak při průchodu (*BTDF*) opticky transparentním materiálem. Naměřené hodnoty rozptýleného výkonu v prostoru kolem vzorku lze využít k výpočtu drsnosti povrchu reflexní nebo transmisní plochy. Z naměřených hodnot se určí funkce *PSD* a statistické veličiny  $R_q$  a  $m_q$ .

CASI provádí bezkontaktní měření:

- kvality optických ploch,
- drsnosti optických ploch,
- znečištění materiálů,
- defektů a pravidelných struktur,
- kompletního rozptýleného pole záření od materiálů.

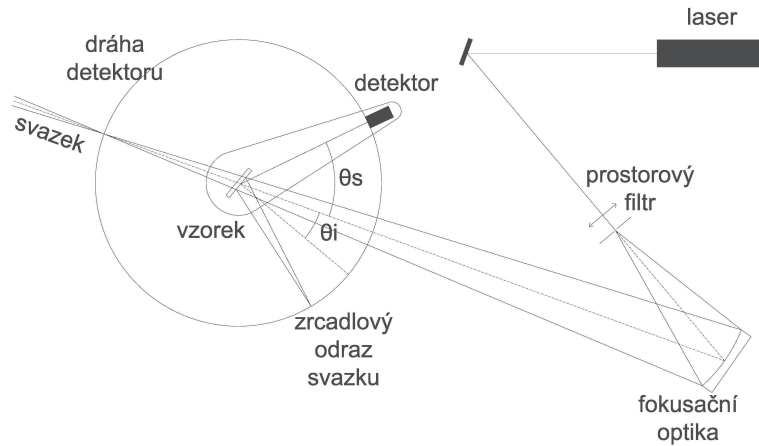
Měření lze provést na širokém spektru materiálů:

- precizně opracovaných optických povrchů,
- veškerých difuzních materiálech,
- polovodičových destičkách.

## 4.9 Princip měření systému CASI

Měřicí systém CASI je v principu goniometr (obrázek 4.6). Měřený vzorek uchycuje do středu otáčecí ramene s detektorem. Na měřený vzorek dopadá laserový svazek, který se po odrazu od vzorku fokusuje do vzdálenosti, kde se pohybuje detektor. Detektor se

skládá z apertury, čočky, pásmového filtru, clony zorného pole a detekčního prvku. Průměr otvoru apertury přijímače spolu s jeho vzdáleností od vzorku definuje prostorový úhel přijímače  $\Omega_s$ . Pomocí průměru apertury přijímače se mění velikost prostorového úhlu  $\Omega_s$  a také úhlové rozlišení měření (nejmenší úhlové rozlišení může být  $0,007^\circ$ ). Co nejmenší úhlové rozlišení se vyžaduje v oblasti blízko od přímého odrazu, kde je informace o nízkých prostorových frekvencích na povrchu vzorku.

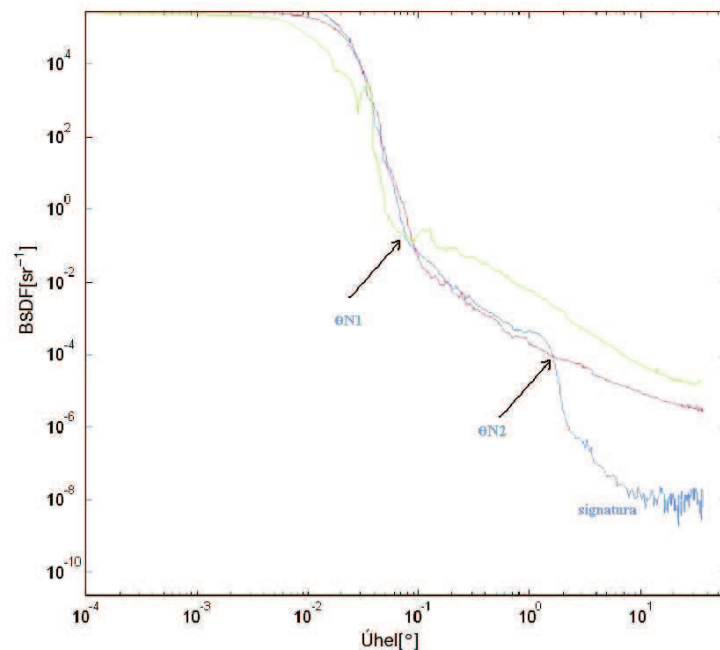


Obrázek 4.6: Princip měřicího systému CASI

Výkon rozptýleného světla měří detektor, který se otáčí kolem vzorku ve vzdálenosti  $575 \text{ mm}$ . Objektiv zobrazuje osvětlené místo vzorku na omezovač zorného pole, čímž omezuje zorné pole přijímače. Pásmový spektrální filtr omezuje rušivé světlo z pozadí. Analogově-digitální převodník dodává signál ze signálového detektoru a referenčního detektoru počítači, který vyhodnocuje poměr signálů, numericky je integruje a data ukládá. Díky volitelné délce integrace, volitelnému zesílení zesilovače a volitelné velikosti prostorového úhlu detektoru (proměnný průměr vstupní apertury detektoru) se mohou měřitelné hodnoty funkce BSDF pohybovat přes 14 řádů. Vzhledem k povaze rozptýleného světla od velmi hladkých povrchu je tento dynamický rozsah nutný. Výsledky měření se ukládají do počítače a dále se vyhodnocují. Nejmenší měřitelná střední kvadratická hodnota  $RMS$  ( $Rq$ ) drsnosti je  $1 \text{ nm}$ , a přesahuje tak svou přesností řádově měřicí systémy založené na mechanickém snímání povrchu.

## 4.10 Vliv rozptýleného světla od vlastního přístroje

V ideálním případě rozptyloměr měří pouze intenzitu rozptýleného světla od vzorku, ale v praktickém měření se do záření mísí odražený nebo prošlý vlastní svazek (zrcadlový odraz svazku) a rozptýlené světlo od optických elementů vlastního přístroje. Kombinace vlastního svazku a rozptýleného světla od přístroje se nazývá signatura přístroje [38]. Tato signatura dává limit pro nejmenší úhel od osy svazku (tedy limit na největší prostorovou frekvenci), u kterého se dá určit úroveň intenzity rozptýleného světla. Tento „separační úhel“ je definován jako nejmenší úhel, kde naměřená křivka  $BSDF$  přeroste funkci signatury. Hodnota separačního úhlu závisí nejen na signatuře, ale i na povaze měřeného vzorku. Jak je zřetelné z grafu na obrázku 4.7, pro hodně rozptylující vzorky je hodnota separačního úhlu blízká úhlu příslušejícímu patě zrcadlově odraženého svazku. V případě málo rozptylujícího vzorku je separační úhel dán úhlem, kdy místo rozptylu světla z vnitřku přístroje vystoupí ze zorného pole detektoru. Hodnoty  $BSDF$  vzorku, kdy rozptylový úhel je větší než separační úhel, se pak musejí korigovat o hodnoty signatury.



Obrázek 4.7: Separační úhel, funkce signatury a měřeného vzorku

Metoda separačního úhlu funguje jednoduše pro ploché vzorky, kdy vzorek nijak neovlivňuje

geometrii odraženého svazku. Jestliže vzorek funguje jako čočka nebo zakřivená reflexní plocha, změní polohu pasu laserového svazku. Změnu polohy pasu laserového svazku je nutné eliminovat změnou vnitřní fokusační optické soustavy tak, aby svazek byl fokusován do roviny detektoru. Tyto změny v optické soustavě (vlození jednoho elementu a změna dalších elementů) způsobí změnu velikosti pasu laserového svazku a vzorek také změní funkci signatury. Separační úhel již nelze zjistit jednoduchým srovnáním signatury a měřeného průběhu funkce BSDF, ale je nutné tento úhel vypočítat [39]:

$$\theta_N = FOV_s \left( \frac{1}{L_s} + \frac{1}{R} - \frac{1}{f_s} \right), \quad (4.23)$$

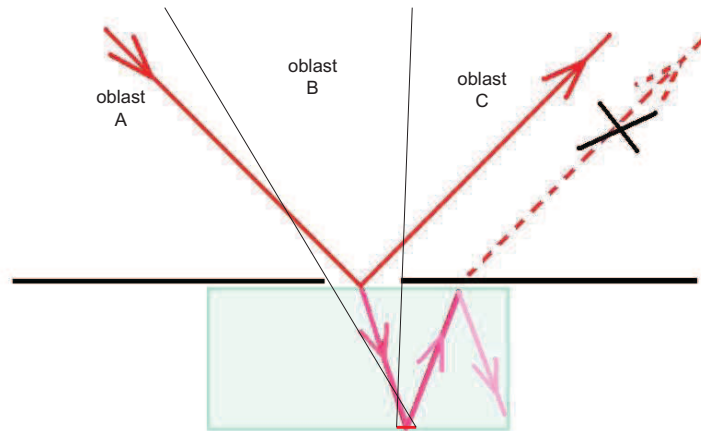
kde  $FOV_s$  je průměr zorného pole detektoru na vzorku,  $L_s$  vzdálenost hlavního fokusujícího elementu od vzorku,  $R$  poloměr rotace detektoru a  $f_s$  ohnisková vzdálenost vzorku.

Pro vzorky s kladnou ohniskovou vzdáleností je separační úhel blíže zrcadlově odraženému svazku a naopak, pro vzorky se zápornou ohniskovou vzdáleností je tento úhel  $\theta_N$  větší než pro rovinný vzorek stejné kvality.

## 4.11 Příprava vzorku

Při měření zpětného rozptylu  $BRDF$  u transparentních vzorků (planparalelní deska nebo čočka), dochází k rozptylu jak na přední, tak na zadní ploše. Intenzita rozptýleného světla od obou ploch se sčítá a je obtížné je od sebe navzájem odlišit. V případě měření  $BRDF$  se proto standardně používá povrstvení měřené plochy odrazným materiálem, čímž se získá z transparentní plochy plocha zrcadlová. Při vhodně zvolené technologii reflexní plocha dokonale kopíruje plochu vzorku. Tato metoda ovšem není vhodná pro vzorky s  $RMS$  drsnosti  $< 1 \text{ nm}$ , neboť reflexní plocha již není schopna dokonale kopírovat povrch vzorku. Další metodu reprezentuje úprava tvaru měřeného vzorku do tvaru klínu. Tímto způsobem se úhlově oddělí odrazy záření od první a druhé plochy a je pak možné měřit pouze jednu plochu. Pro tuto metodu musí mít ovšem druhá plocha vzorku násobně menší drsnost než přední měřená plocha. Další možnost, jak částečně eliminovat příspěvek rozptylu světla na zadní straně, představuje vyclonění světla (obrázek 4.8). Pro tuto metodu musí být vzorek dostatečně tlustý ( $> 10 \text{ mm}$ ), vzorky o menší tloušťce je možné natmelit na blok skla tmelem o stejném indexu lomu a tím efektivně vzdálit bod, kde se rozptyluje záření

na zadní straně. Při této metodě je nutné z výpočtů odstranit data naměřená v oblasti B, kde není zcela rozptýlené světlo z neměřené strany vycloněno.



Obrázek 4.8: Schéma vyclonění rozptylového bodu na neměřené straně vzorku

## 4.12 Vyčtení dat a vyhodnocení

Měřicí systém CASI obsahuje základní software, který vyhodnocuje naměřený světelný výkon, přepočítává funkci BSDF, dokáže též vyhodnotit drsnost povrchu. Nejedná se však o univerzální nástroj, který by byl schopen vyhodnotit data z netypických vzorků a netypických způsobů měření. Pro rozšíření možností tohoto zařízení autor vyvinul vyhodnocovací algoritmus, který zpracovává data světelného výkonu naměřené systémem CASI. Z těchto dat je schopen vyhodnotit velkou škálu parametrů souvisejících s rozptylem na optických površích zmíněných v předešlém textu. Tento program nejen vyhodnotí tyto parametry, ale je také schopen (na rozdíl od vestavěného programu) využívat jen část dat, která nejsou zatížena chybou způsobenou sekundárními odrazy a nežádoucími rozptyly.

## 4.13 Příklady měření

Následující kapitoly popisují měření rozptylových vlastností optických prvků teleskopů FD, kde se využívá měřicí systém CASI rozšířený o vyhodnocovací algoritmus. Tato měření byla motivována hledáním původu nežádoucích optických signálů, jako je „halo“ a „ghost obrazy“, kterým se v současné době v případě fluorescenčního teleskopu věnuje velká pozornost. Druhému extrému v oblasti rozptylu se věnuje poslední subkapitola, kde jsou měřeny rozptylové parametry difuzérů, které jsou používány v kalibračním systému fluorescenčních teleskopů a v pozemní části PAO.

### 4.13.1 Měření rozptylových vlastností filtru MUG6

Fluorescenční detektor observatoře Pierre Auger je navržený pro detekci fluorescenčního záření ve spektrální oblasti  $300 - 400 \text{ nm}$ . Jednou ze součástí optického systému teleskopu je proto pásmový filtr, který aperturou teleskopu propustí pouze uvedenou oblast záření. Existují optické filtry dvou základních typů podle způsobu dosažení požadovaného pásma propustnosti: interferenční filtry - na optické sklo se nanáší vícenásobný systém optických vrstev a absorpční filtry - optické sklo se zabarvuje pomocí různých příměsí. Prvním způsobem lze dosáhnout vymezení požadovaného pásma propustnosti s velmi ostrými hranami propustnosti, ale pouze pro definovaný úhel dopadu optického záření. Interferenční vrstvy mají omezenou životnost a v případě velkých ploch jsou interferenční filtry prakticky nerealizovatelné. Navíc jejich cena je kvůli náročné technologii výroby mnohem vyšší než v případě barvených filtrů. Oba typy filtrů jsou pro různá požadovaná pásma propustnosti nabízeny řadou výrobců „klasických“ optických skel, např. Schott, Hoya apod. Filtr vhodný pro použití ve fluorescenčním teleskopu se umísťuje v blízkosti vstupního okénka fotonásobiče (potom je počet filtrů daný počtem fotonásobičů), nebo je možné filtr umístit do vstupní apertury teleskopu, kde zároveň plní ochranou funkci proti vnějším vlivům. Ve druhém případě je nutné filtrem vykryt velkou plochu vstupní apertury, a proto prakticky odpadá možnost použít interferenční typ filtru.

V případě filtru pro fluorescenční teleskop byl nakonec zvolen filtr Schott Desag MUG6, který se dodává ve formě tabulí a je primárně určen pro solária. Technologie výroby



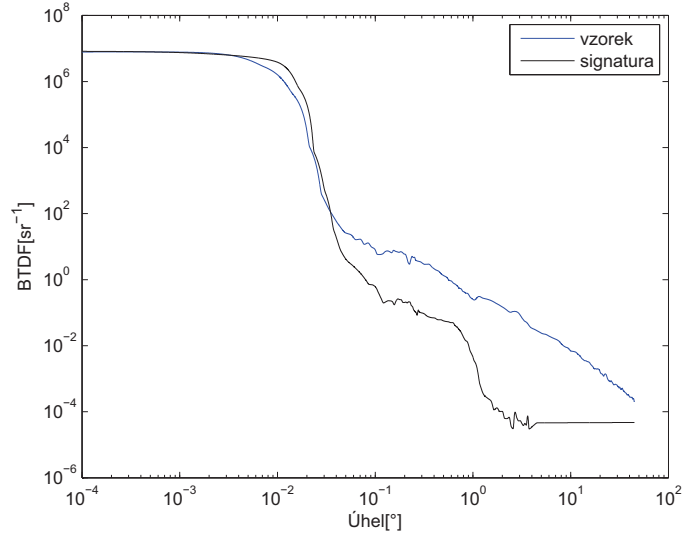
těchto filtrů je obdobná technologii výroby běžných tabulových okenních skel, a proto lze očekávat, že kvalita povrchu nemusí odpovídat standardně požadované kvalitě povrchu optických prvků (zároveň působí jako ochrana proti povětrnostním podmínkám).

### Měření množství rozptýleného světla po průchodu filtrem

Hlavní část měření byla zaměřena na zjišťování propustnosti filtru MUG6, především na měření rozptylových vlastností a následnou interpretaci výsledků na vliv na degradaci zobrazovacích parametrů celého zobrazovacího systému. Pro měření byla použita metoda ARS (pomocí přístroje CASI). Měření byla provedena po průchodu, kdy bylo naměřeno množství rozptýleného světla (příspěvek rozptylu na obou povrchových plochách a vnitřním materiálu filtru), a při odrazu na jedné povrchové ploše filtru, kdy bylo možné vyhodnotit drsnost povrchu [40].

Na přístroji CASI byla změřena rozptylová funkce BTDF, tedy množství světla, které bylo rozptýlené do úhlů  $-90^\circ$  až  $90^\circ$ . Tato funkce je vykreslena na grafu na obrázku 4.9, kde je srovnána se signaturou přístroje (profil svazku, měření bez vzorku). Vzhledem k tomu, že funkce BSDF zpravidla pokrývají i více než 14 řádů, jsou pro názornost vykresleny v logaritmickém měřítku. Klíčový parametr, který nás zajímal, bylo množství světla, jež se rozptýlí do úhlu většího než  $0,1^\circ$ . Toto rozptýlené záření by mohlo ovlivnit signál sousedního fotonásobiče na kameře fluorescenčního teleskopu (úhlové rozlišení kamery je  $1,5^\circ$ ). Množství rozptýleného záření lze spočítat z rovnice 4.6, kde  $R(\theta)$  vyjadřuje procentuální množství světla rozptýleného do prostorového úhlu, který představuje kužel s osou v ose přímého odrazu a s vrcholovým úhlem  $2\theta$ , graf na obrázku 4.10.

Jak je zřejmé z obrázku 4.10, záření po průchodu filtrem je z 98,8 % koncentrováno do úhlů menších než  $0,1^\circ$ . Vzhledem k tomu, že zbytek světla 1,2 % je rozptýlen do téměř celého poloprostoru, difúzně rozptýlené záření zcela zanedbatelným způsobem přispívá ke zvýšení pozadí a tedy zhoršení poměru S/N. Je třeba si také uvědomit, že teleskop FD má zbytkové optické vady (především šikmou otvorovou vadu 5. Řádu), kvůli kterým je úhlová velikost spotu  $0,5^\circ$ . Reálná velikost spotu v tomto případě řádově převyšuje velikost spotu danou rozptylem a samozřejmě mnohonásobně i velikost obrazu bodu danou difrakcí. Jen v případě optické soustavy bez optických vad by rozptyl na tomto filtru mohl do jisté míry



Obrázek 4.9: Naměřená funkce BTDF srovnaná se signaturou přístroje

zhoršit její rozlišovací schopnost.

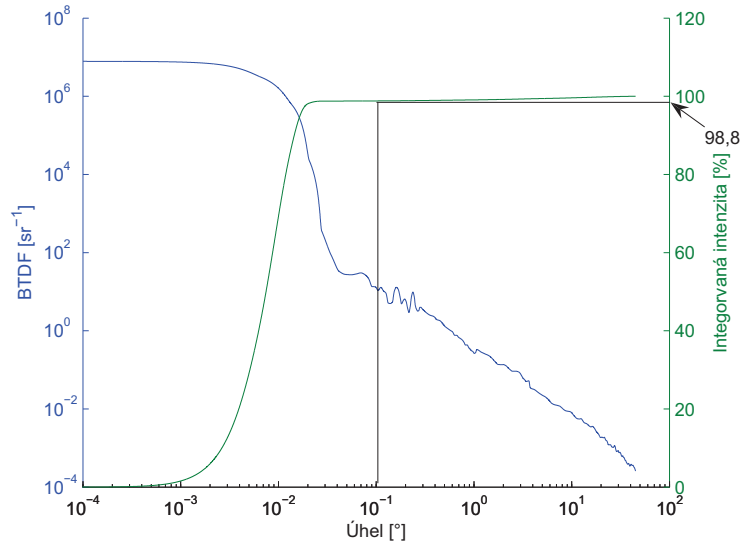
### Model rozptylu světla na filtru MUG6

Vzhledem k tomu, že je nutné podrobovat celý systém FD detektoru různým analýzám, je simulován tento systém v různých programových prostředích a simulačních programech (GEANT4, ZEMAX, MATLAB). V těchto simulacích vystupují všechny komponenty FD detektoru, a je proto nutné znát jejich optické vlastnosti co nejpodrobněji. Jednu z vlastností představuje rozptyl světla na daném komponentu. Rozptyl je nutné zadat jako algebraickou funkci, je tedy třeba použít nějaký model. V tomto případě byl použitý takzvaný ABg model [41]. Jeho algebraické vyjádření je vyjádřeno rovnicí:

$$BSDF = \frac{A}{B + |\vec{x}_s - \vec{x}_0|^g}, \quad (4.24)$$

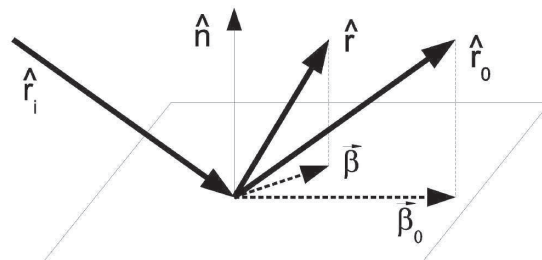
kde  $|\vec{x}_s - \vec{x}_0|$  je modul rozdílu projektovaných jednotkových vektorů přímého odrazu a rozptylového směru do roviny vzorku. Pro měření v rovině dopadu se dá vyjádřit:  $|\vec{x}_s - \vec{x}_0| = |\sin \theta_s - \sin \theta_0|$ .

Tento empirický model má výhodu v tom, že závisí jen na rozdílu vektoru ve směru svazku a rozptylového vektoru  $|\beta - \beta_0|$  (obrázek 4.11) a nezávisí na dopadovém úhlu. Výraz  $|\sin \theta_s - \sin \theta_0|$  nabývá hodnot v intervalu  $(0; 2)$ , 0 pro směr shodný se směrem svazku, 1



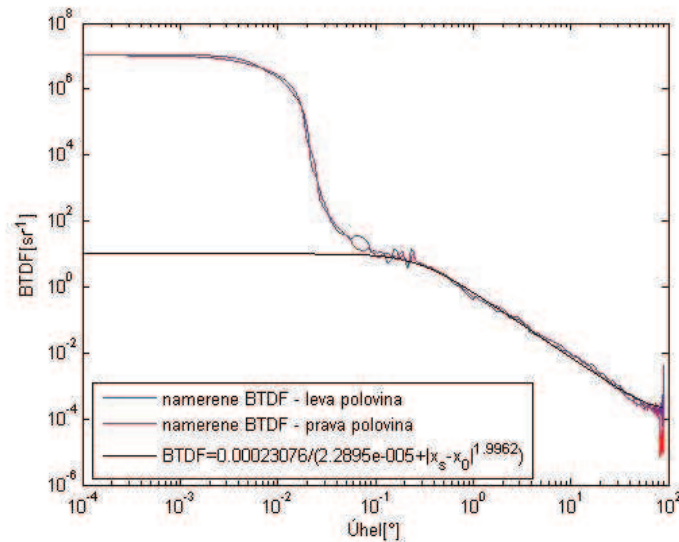
Obrázek 4.10: Graf závislosti integrované intenzity v prostorovém úhlu na velikosti prostorového úhlu který představuje kužel s osou v ose přímého odrazu a s vrcholovým úhlem  $2\theta$

pro směr kolmý a 2 pro směr opačný, než vykazuje přímo odražený svazek.  $A$ ,  $B$  a  $g$  jsou empirické konstanty, které přímo nesouvisejí s žádnou fyzikální veličinou, ale mají vliv na tvar křivky  $BSDF$ . Parametr  $g$  ovlivňuje rychlost poklesu hodnot  $BSDF$ , s rostoucí hodnotou  $g$  roste strmost křivky a poměr  $A/B$  definuje hodnotu  $BSDF$  ve směru svazku. Světelný svazek (směrový vektor  $\vec{r}_i$  dopadá na povrch vzorku s normálovým vektorem  $\vec{n}$  a odráží se do směru  $\vec{r}_0$  a rozptyluje do směru  $\vec{r}$ , projekcí vektorů  $\vec{r}_0$  a  $\vec{r}$  jsou dány vektory  $\vec{\beta}_0$  a  $\vec{\beta}$ .



Obrázek 4.11: Definice geometrie použité v ABg modelu

Naměřená data rozptýleného záření od vzorku filtru byla proložena modelem ABg (rovnice 4.24). Ze série měření na různých místech byly vypočteny jednotlivé hodnoty parametrů  $A(2,3 \pm 0,1) \times 10^{-4}$ ,  $B = (2,2 \pm 0,1) \times 10^{-5}$ ,  $g = 1,996 \pm 0,008$ . Nejistoty byly počítány z deseti měření na různých místech filtru. Měření z jednoho místa je znázorněno na grafu na obrázku 4.12.

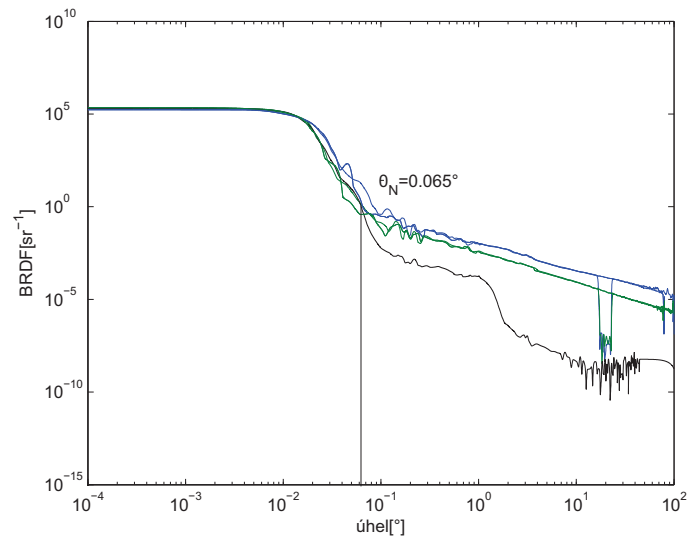


Obrázek 4.12: Proložení naměřené rozptylové funkce BTDF filtru MUG6 (modrá a červená křivka) modelem ABg (černá křivka)

### Ověření drsnosti povrchu filtru MUG6

Dále byl vzorek testován na odraz, kdy se měřilo rozptýlené světlo od povrchu vzorku filtru (z rozptylové funkce se vyhodnotila drsnost povrchu). Z důvodů uvedených v kapitole 4.11 byl upraven materiál filtru do tvaru klínu s vrcholovým úhlem  $12^\circ$ . Upravovaná strana byla vyleštěna technologií, která zaručuje RMS drsnosti  $R_q < 1 \text{ nm}$ . Navíc byl vzorek měřen pomocí HeNe laseru s vlnovou délkou  $632,8 \text{ nm}$ . Výhoda tohoto laseru spočívá v tom, že filtr propustí pouze nepatrnou část záření na dané vlnové délce (0,1 %). V kombinaci s tím, že zadní plocha je vůči měřené ploše natočená, můžeme vliv zadní plochy na měření rozptýleného záření od přední plochy zcela zanedbat. Srovnáním naměřených výsledků na původní straně a na leštěné straně bylo možné potvrdit naměřený výsledek,

protože vzhledem k předchozím měřením a znalosti použité technologie leštění je možné předpokládat hodnotu RMS drsnosti  $R_q = 2 - 4 \text{ nm}$  (tento předpoklad se potvrdil).



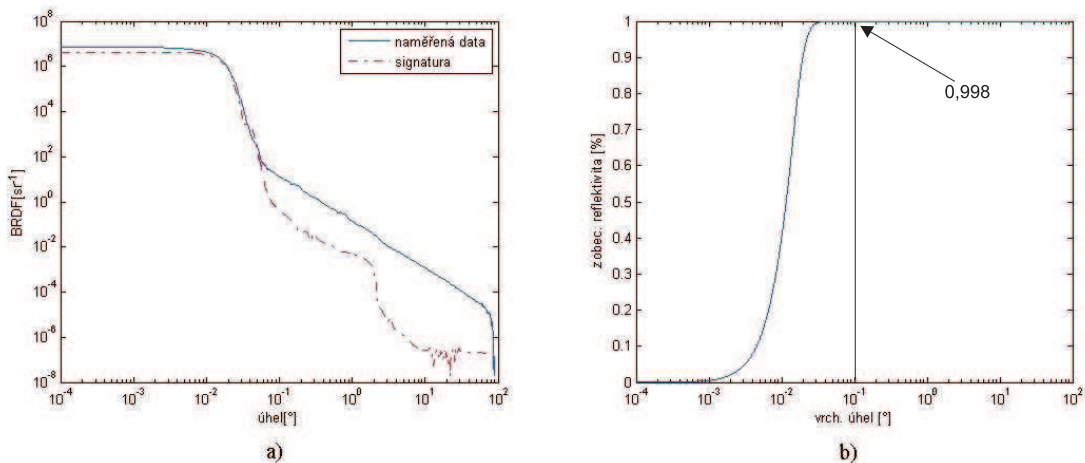
Obrázek 4.13: Naměřené hodnoty BRDF v závislosti na úhlu měření od přímého odrazu svazku. V grafu je BRDF záření rozptýlené od leštěné plochy (spodní zelená křivka) a od původní plochy (vrchní modrá křivka)

Separční úhel  $\theta_N$  je pro jednoznačné srovnání obou ploch určen  $0,065^\circ$ , což pro danou vlnovou délku odpovídá prostorové frekvenci  $0,0018 \text{ čar}/\mu\text{m}$  (z rovnice 4.13). Na základě rovnic 4.15, 4.18 a 4.21 je možné vyjádřit RMS drsnosti filtru. Interval určujících prostorových frekvencí byl stanoven na  $0,0018 - 1,31 \text{ čar}/\mu\text{m}$ . Hodnota RMS drsnosti povrchu filtru MUG6  $R_q = 5,0 \pm 0,1 \text{ nm}$ . Srovnávací měření RMS drsnosti leštěné zadní plochy vyšlo  $R_q = 2,1 \pm 0,1 \text{ nm}$ . Tyto hodnoty vyhovují požadavkům na kvalitní optický povrch, za který je obvykle považován povrch s drsností pod  $10 \text{ nm}$ . Měření potvrdilo, že filtrové sklo nevykazuje vlastnosti, které by mohly být výrazným zdrojem rozptylu záření.

### 4.13.2 Měření rozptylových vlastností a drsnosti povrchu zrcadlových segmentů fluorescenčních teleskopů observatoře Pierre Auger

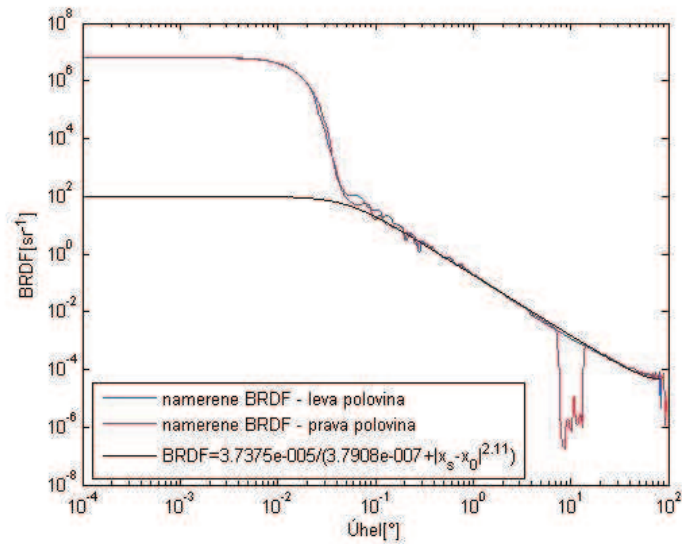
Tato kapitola se zabývá rozptylovými vlastnostmi reflexních ploch, konkrétně zrcadlových segmentů, které se používají na fluorescenčních teleskopech observatoře Pierre Auger. Pomocí měřicí techniky je možno vypočítat nejen rozptylové vlastnosti, ale i drsnost reflexní plochy, která se dále používá jako kritérium kvality. Naměřený model rozptylu je použitý pro simulaci činnosti fluorescenčních teleskopů a následně pro analýzy naměřených dat.

Pro pět náhodně vybraných zrcadlových segmentů byly naměřeny hodnoty  $BRDF$  přístrojem CASI pro dopadový úhel  $5^\circ$  a interval měřených úhlů od normály odrazné plochy v daném bodě  $-90^\circ$  až  $90^\circ$  (obrázek 4.14a). Z naměřených hodnot byly vypočítány hodnoty zobecněné reflektivity pomocí rovnice 4.5 (obrázek 4.14b). Z této funkce lze vyčíst, kolik světla se rozptyluje mimo prostorový úhel, který je dán kuželem s vrcholovým úhlem  $2 \times 0,1^\circ$ . Hodnota energie v tomto prostorovém úhlu je 99,8 %. Množství záření, které se rozptýlí mimo tento prostorový úhel, je 0,2 %, což představuje stejně jako v případě rozptylu záření při průchodu filtrem MUG6 zanedbatelný zlomek, který minimálně ovlivní zobrazovací kvalitu teleskopu.



Obrázek 4.14: a) Naměřené hodnoty BRDF v závislosti na úhlu měření od zrcadlového odrazu svazku b) Graf zobecněné reflektivity

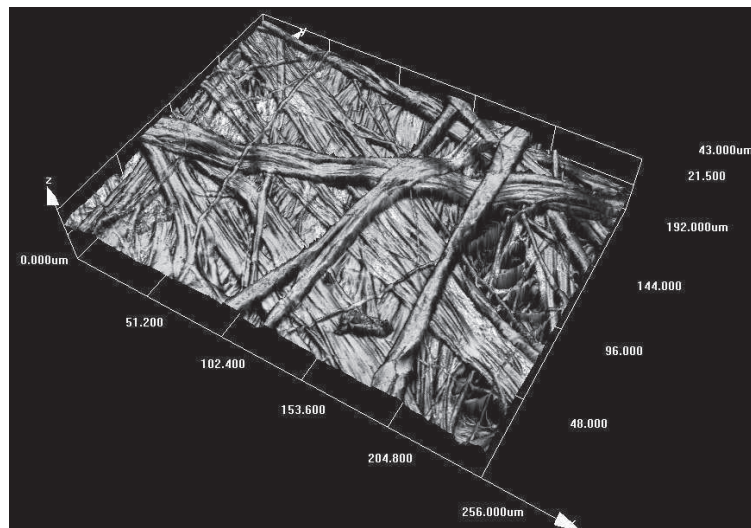
Stejně jako v případě filtrového skla jsou určeny koeficienty ABg modelu, který je podrobně popsán v kapitole 4.13.1. Ze série měření na různých místech byly vypočteny jednotlivé hodnoty parametrů  $A = (3,7 \pm 0,1) \times 10^{-5}$ ,  $B = (3,8 \pm 0,1) \times 10^{-7}$ ,  $g = 2,115 \pm 0,008$ . Nejistoty byly počítány z deseti měření na různých zrcadlových segmentech. Měření z jednoho místa je znázorněno na grafu na obrázku 4.15.



Obrázek 4.15: Naměřené hodnoty BRDF v závislosti na úhlu měření od zrcadlového odrazu svazku (2x červená křivka, pravá a levá strana) a proložení modelem ABg (černá křivka)

### 4.13.3 Měření rozptylových vlastností difuzérů TYVEK

TYVEK je široce používaný materiál - například ve stavebnictví jako vodní membrána izolující stavby. Jeho strukturu tvoří vrstva mnoha polyetylenových mikrovláken náhodně spletených tak, že v příčném řezu vytvářejí síť kanálků, kterými proniká vodní pára, zatímco voda, jejíž kapky jsou větší, kanálky nepronikne. TYVEK se používá se i ve vědeckých projektech pro svou vysokou reflektivitu v UV/VIS oblasti a své rozptylové vlastnosti, které se blíží vlastnostem lambertovského zářiče. Tento materiál (TYVEK 1025-BL) je také používán v sudech pozemního detektoru v observatoři Pierre Auger, kde rozptyluje čerenkovské záření. V tomto případě se měřená data počítají na základě simulace fyzikálních procesů v těchto detektorech pomocí nástroje Geant4 Monte Carlo simulation toolkit [42].



Obrázek 4.16: Detail struktury materiálu TYVEK (naměřeno na konfokálním mikroskopu LEXT OLS 3100)

Pro vytvoření kompletního modelu detektoru, je nutné přesně znát rozptylovou charakteristiku materiálu TYVEK. K naměření charakteristiky se používá *BRDF* funkce, která se naměřila pomocí rozptyloměru CASI. K modelování rozptylové charakteristiky se tentokrát nepoužije ABg model, ale model UNIFIED [43], který popisuje rozptyl na drsných površích v nástroji Geant4 Monte Carlo simulation toolkit. V zásadě popisuje, s jakou pravděpodobností se jednotlivý foton rozptýlí do jednotlivých typů rozptylu. Tento model



vychází z jednorozměrné korigované  $BRDF_{kor}$  (rovnice 4.4), která je proložena funkcí:

$$BRDF_{kor} = R(\theta_s)[C_{sl}g(\alpha_s, 0, \sigma_\alpha) + C_{dl} \cos \theta], \quad (4.25)$$

kde první člen v závorce je Gaussovská složka rozptylu, druhý člen Lambertovská složka rozptylu a

$$g(\alpha_s, 0, \sigma_\alpha) = \exp\left[-\frac{\alpha_s^2}{2\sigma_\alpha^2}\right] = \exp\left[-\frac{(\theta_s - \theta_i)^2}{8\sigma_\alpha^2}\right]. \quad (4.26)$$

Koeficienty  $C_{sl}$  a  $C_{dl}$  v rovnici 4.25 jsou pouze pomocné koeficienty jednorozměrného měření, které zatím nemají význam pravděpodobnosti, jenž je zásadní v interpretaci modelu. Tento význam získají nové koeficienty  $C_{sl,kor}$  a  $C_{dl,kor}$  až po korekci, která vezme v potaz dvourozměrný charakter rozptylu. Korekce se provede pomocí rovnic 4.27, jež zároveň zaručí, že celková pravděpodobnost rozptylu bude mít hodnotu celkové reflektivity  $R$ , neboli  $C_{sl,kor} + C_{dl,kor} = 1$ .

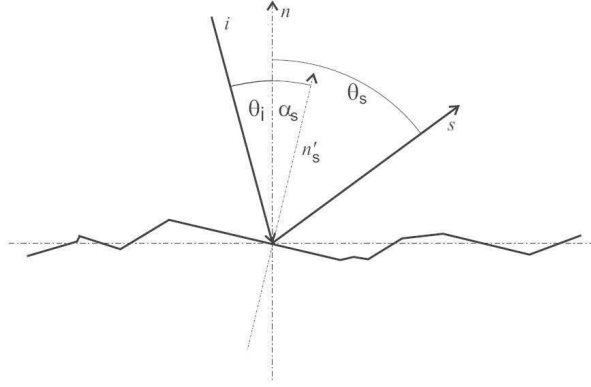
$$\begin{aligned} \Phi_{dl} &= 2\pi RC_{dl} \int_0^{\pi/2} \cos \theta_s \sin \theta_s d\theta_s \equiv Rk_1 C_{dl}, \\ \Phi_{sl} &= 2\pi RC_{sl} \int_0^{\pi/2} \exp\left[-\frac{(\theta_s - \theta_i)^2}{8\sigma_\alpha^2}\right] \sin(\theta_s - \theta_i) d(\theta_s - \theta_i) \equiv Rk_2 C_{sl}, \end{aligned} \quad (4.27)$$

kde  $k_1 = 0,5$  a  $k_2 = k_2(\theta_i, \sigma_\alpha)$  a hledané koeficienty mají tvar:

$$\begin{aligned} C_{dl,kor} &= \frac{k_1 C_{dl}}{k_1 C_{dl} + k_2 C_{sl}}, \\ C_{sl,kor} &= \frac{k_2 C_{sl}}{k_1 C_{dl} + k_2 C_{sl}}, \end{aligned} \quad (4.28)$$

kde byla použita normalizační podmínka  $C_{sl} + C_{dl} = 1$ . Koeficienty  $C$  v rovnicích 4.28 jsou pravděpodobnosti rozptylu záření.  $C_{sl,kor}$  je pravděpodobnost rozptylu do směrů přímého odrazu od mikrofazet (obrázek 4.17). V tomto případě se povrch vzorku rozdělí na elementární rovinné plošky - mikrofazety (úhel normály těchto mikrofazet od normály plochy  $\alpha_s$  lze dobře aproximovat Gaussovým rozdělením, proto i část rozptýleného záření lze velmi dobře aproximovat Gaussovým rozdělením (rovnice 4.26)).  $C_{dl,kor}$  je pravděpodobnost lambertovského rozptylu.

První měření bylo zaměřeno na studium anizotropie rozptylu na vzorku TYVEKu. Byla provedena série měření  $BRDF$  s vlnovou délkou  $633 \text{ nm}$  a dopadovými úhly  $\theta_i = 0^\circ$  a  $\theta_i = 60^\circ$ . Anizotropie byla proměřována v pěti směrech úhlu  $\beta = 0^\circ, 22,5^\circ, 45^\circ, 67,5^\circ$  a  $90^\circ$ . Výsledky jsou znázorněny na obrázku 4.18 a 4.19.



Obrázek 4.17: Odraz od elementární mikrofazety

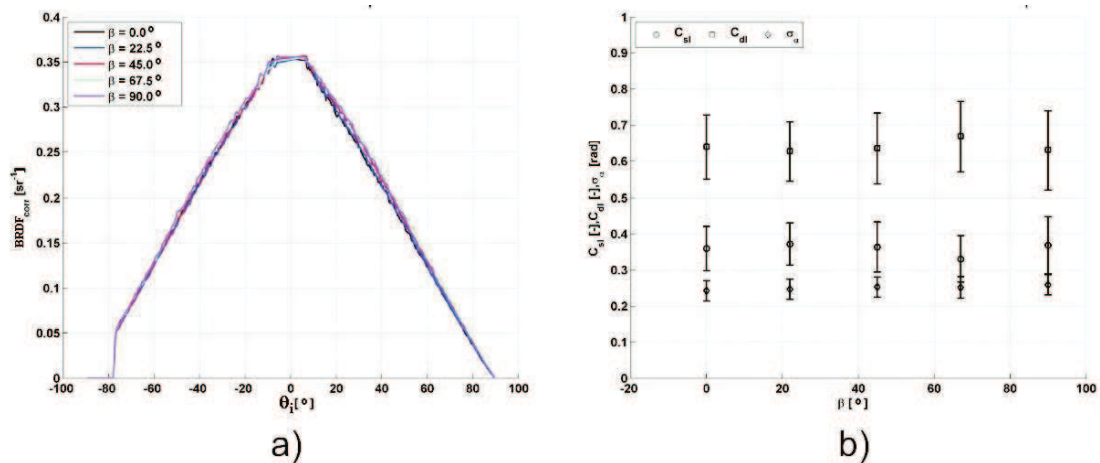
$\theta_i$ [°]	$C_{dl,kor}$		$C_{sl,kor}$		$\sigma_\alpha$ [rad]	
	325 nm	633 nm	325 nm	633 nm	325 nm	633 nm
5	$0.82 \pm 0.05$	$0.83 \pm 0.03$	$0.18 \pm 0.05$	$0.17 \pm 0.03$	$0.22 \pm 0.02$	$0.22 \pm 0.03$
15	$0.80 \pm 0.03$	$0.78 \pm 0.04$	$0.20 \pm 0.03$	$0.22 \pm 0.04$	$0.26 \pm 0.02$	$0.27 \pm 0.03$
30	$0.80 \pm 0.02$	$0.80 \pm 0.03$	$0.20 \pm 0.02$	$0.20 \pm 0.03$	$0.24 \pm 0.02$	$0.24 \pm 0.02$
45	$0.81 \pm 0.02$	$0.79 \pm 0.02$	$0.19 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.02$	$0.20 \pm 0.01$

Tabulka 4.1: Naměřené a normalizované parametry modelu UNIFIED

Směrodatná relativní odchylka všech měření  $BRDF$  vychází menší než 3 %, což lze přiřadit chybě měření přístroje, která je uváděna 5 %. Na základě tohoto měření tedy můžeme tvrdit, že materiál TYVEK 1025-BL nevykazuje pro rozptyl záření anizotropní vlastnosti.

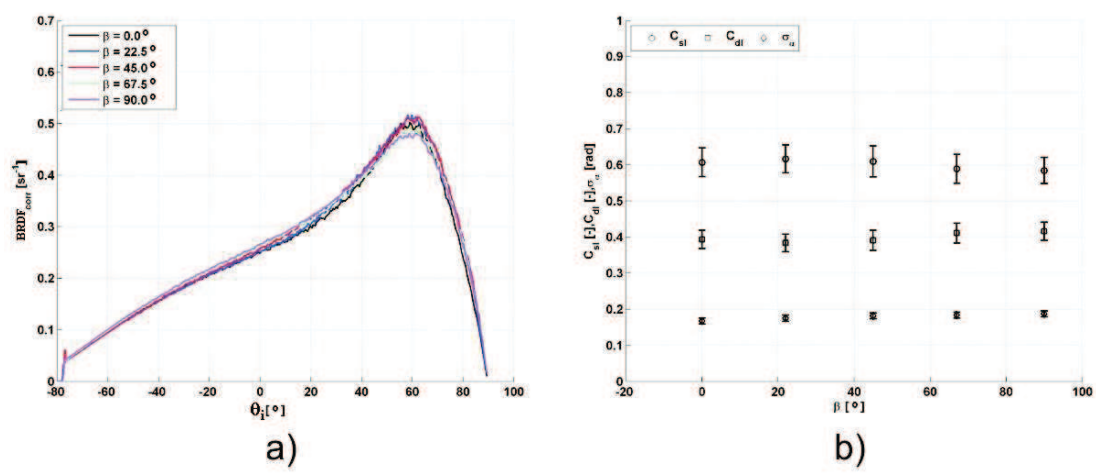
Druhé měření mělo za cíl naměřit koeficienty v rovnici 4.25. Měření probíhalo pro dopadové úhly  $\theta_i = 5^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  a  $75^\circ$ , rozptylový úhel byl brán v intervalu  $-90^\circ$  až  $90^\circ$  od přímého odrazu. Byly použity dva lasery generující na vlnových délkách 633 nm a 325 nm. Naměřené funkce  $BRDF$  jsou znázorněny na obrázku 4.20. Z těchto naměřených funkcí byly vypočítány koeficienty modelu UNIFIED.

Z tabulky 4.1 vyplývá, že výsledné parametry  $C_{sl}$  a  $C_{dl}$  nejsou závislé na volbě vlnové délky a na dopadovém úhlu. Koeficienty lze tedy vyčíslit  $C_{sl,kor} = 0.20 \pm 0.04$  a  $C_{dl,kor} = 0.80 \pm 0.04$ . Pro úhly větší než  $45^\circ$  již nelze použít tento způsob prokládání naměřených

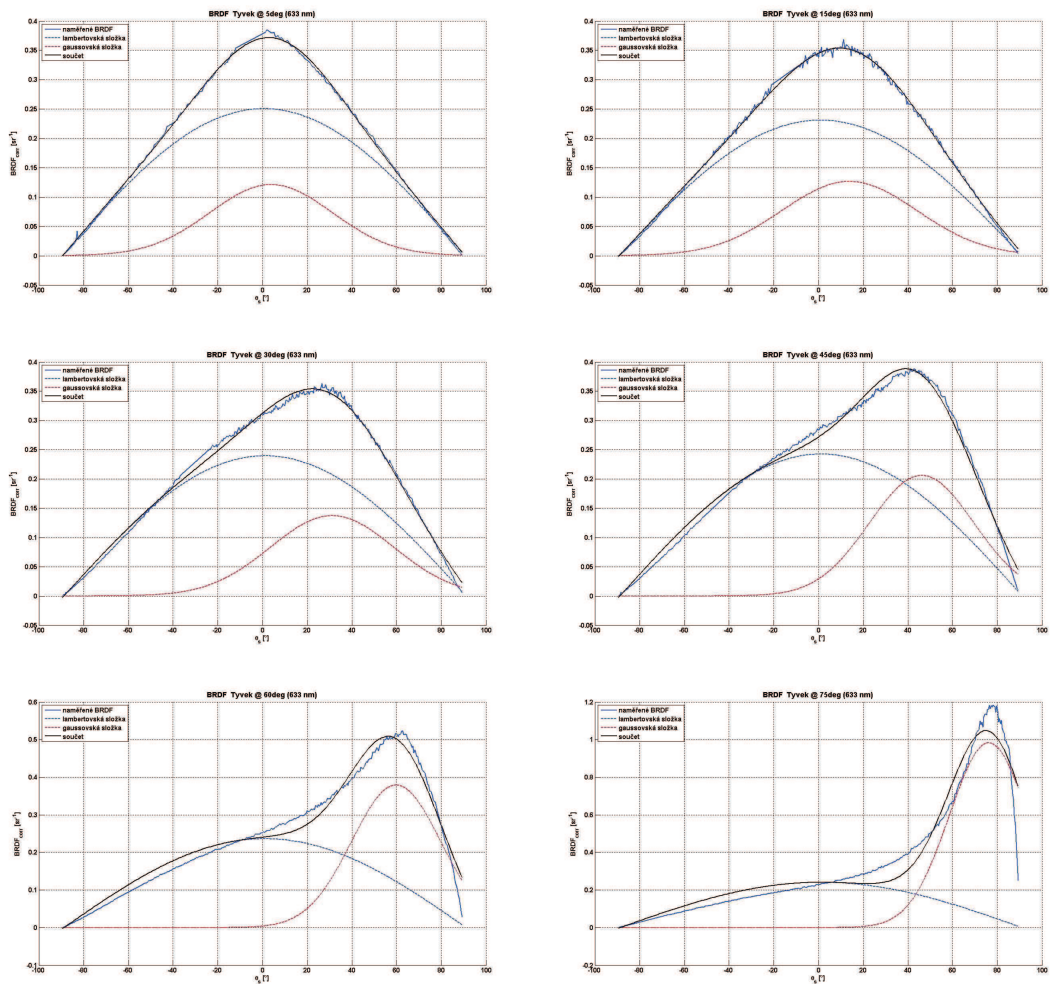


Obrázek 4.18: a) Naměřené funkce  $BRDF$  pro  $\theta_i = 0^\circ$ , b) vypočítané hodnoty konstant rozptylového modelu UNIFIED

dat (grafy na obrázku 4.20), z důvodu vyclonění některých mikrofazet, čímž se naruší Gaussovo rozdělení úhlů náklonu „viditelných“ mikrofazet. Hodnoty parametrů lze ovšem brát jako relevantní vstupy do simulací v programovém prostředí GEANT4 pro všechny dopadové úhly, protože tento jev je zohledněn v daném modulu programu GEANT4.



Obrázek 4.19: a) Naměřené funkce  $BRDF$  pro  $\theta_i = 60^\circ$ , b) vypočítané hodnoty konstant rozptylového modelu UNIFIED



Obrázek 4.20: Funkce BRDF TYVEKU s proloženým modelem UNIFIED a jeho složkami

# Kapitola 5

## Návrh optického systému pro atmosférický LIDAR

### 5.1 LIDAR

LIDAR (**L**igth **D**etection **A**nd **R**anging) je založen na stejném principu jako SONAR (**S**ound **N**avigation and **R**anging) nebo RADAR (**R**adio **D**etection **A**nd **R**anging), proto je někdy je LIDAR také nazýván „optický RADAR“. Jediný principiální rozdíl mezi LIDAREm a radarem spočívá v použití vlnové délky vysílaného záření. Naproti tomu sonar nepoužívá elektromagnetické záření, ale mechanické vlnění v látkovém prostředí - zvuk. Radar používá rádiové pásmo, naproti tomu LIDAR užívá světelné záření generované laserem. Vlnová délka tohoto světla může být v oblasti infračervené přes viditelnou až do ultrafialové. Možná variabilita vlnových délek umožňuje široké použití ve vědě i průmyslu. Využití LIDARu v moderním světě je široké, především v měření vlastností atmosféry a hydrosféry. Dále se používá pro určení chemického a biologického složení prostředí, rychlosti a vzdálenosti vozidel. Při výrobě optických vláken se tato metoda používá k detekci a lokalizaci defektů a nehomogenit v těchto vláknech. V neposlední řadě má LIDAR mnoho vojenských aplikací, také lovci a golfisté používají binokuláru v kombinaci s jeho jednoduchou verzí k určení vzdáleností. Atmosférický LIDAR využívá interakce (absorpce a rozptylu) laserového svazku s jednotlivými vrstvami atmosféry. V závislosti na konstrukci LIDARu lze sledovat průběh různých veličin v průřezu celé atmosféry, od povrchu Země

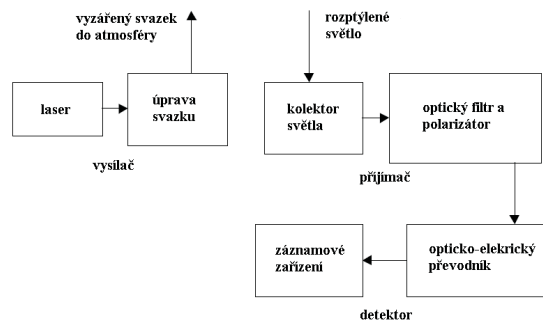
až po horní vrstvy stratosféry. V reálném čase lze sledovat teplotu, koncentraci aerosolů a prachu, hustotu mraků a rychlost větru.

### 5.1.1 Použití LIDARu pro kalibraci fluorescenčních detektorů

Současné experimenty, které studují kosmické záření s energiemi v řádu  $10^{20}$  eV (Pierre Auger Observatory [1], Fly's Eye [5], HiRes [8]), detekují toto záření pomocí fluorescenčního záření vznikajícího v prostoru šíření spršky částic. Vysoce energetické částice z vesmíru v zemské atmosféře uvolňují dostatek energie na to, aby vyvolaly fluorescenční emisi molekul vzduchu. Záblesky vyvolané těmito částicemi vznikají v dolních částech stratosféry, kde také nabývají svého intenzitního maxima. Vzájemný vztah množství fluorescenčního záření a energií primární částice je v ideálním prostředí znám [14]. Světlo z těchto záblesků detekované fluorescenčními detektory na zemském povrchu se šíří atmosférou, kde se postupně utlumuje vlivem různých druhů absorpčních a rozptylových procesů. Všechny tyto procesy jsou popsány přenosovou funkcí atmosféry, funkcí, která popisuje množství prošlého světla v závislosti na vlnové délce a výšce v atmosféře. Jakmile je tato funkce známa, lze v principu určit energii primárního fluorescenčního procesu a tím i energii primární vysokoenergetické částice. K měření přenosové funkce se používá takzvaný atmosférický LIDAR, který je schopen měřit funkci v reálném čase a v širokém rozpětí výšek v atmosféře.

## 5.2 Princip LIDARu

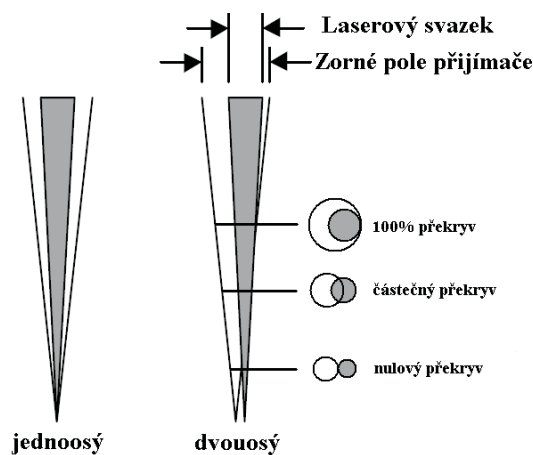
Zjednodušeně se dá říci, že se LIDAR skládá z vysílače (generátor krátkých laserových pulzů), přijímače (optický kolektor světla se spektrálními filtry) a z detektoru (fotodetektor s vysokou citlivostí a s vysokým časovým rozlišením), viz obrázek 5.1. Vyslaný pulz světla prochází přes atmosféru, kde molekuly vzduchu, aerosoly, prachové částičky a mraky absorbují nebo rozptylují vysílané záření (čímž se svazek postupně utlumuje). Zlomek rozptýleného záření se vrátí zpět k LIDARu (po cestě zpět se zase utlumuje, a to vlivem rozptylu a absorpce), kde se pomocí optického zařízení detekuje časový průběh intenzity záření, které se odráží od jednotlivých vrstev atmosféry.



Obrázek 5.1: Blokové schéma systému LIDAR

## 5.2.1 Vysílač

Hlavní funkce vysílače LIDARu spočívá ve vyslání krátkého pulzu záření s nízkou divergencí do určité oblasti atmosféry. Pro tento účel je ideální zdroj záření laser. Hlavní výhody jsou dány základními principy laseru: nízká divergence svazku, úzká šířka spektra a možnost opakovaně generovat ultrakrátké pulzy s vysokou intenzitou. Malá divergence svazku v kombinaci s malým zorným polem (obrázek 5.2) je zapotřebí k tomu, aby bylo možno sledovat omezený výřez atmosféry, čímž se také značně omezí vstup parazitního světla.



Obrázek 5.2: Sestava divergentního laserového svazku a zorného pole přijímače

Typické uspořádání moderních LIDARů se dá označit za stabilní souosý systém, kdy



jsou osy přijímače a vysílače stabilně rovnoběžné. Vzhledem k pozici těchto os lze konfiguraci rozdělit na dvě kategorie: jednoosé a dvouosé. Dvouosá varianta je konstrukčně jednodušší, protože není třeba spojovat vysílač a přijímač do jednoho systému, ale na druhou stranu je překryv zorného pole přijímače a svazku z laseru stoprocentní až v určité výšce od LIDARu, viz obrázek 5.2. Vzhledem k tomu, že se používá záření s úzkou spektrální čarou, je možno vložit do přijímače úzkopásmový filtr, který odfiltruje parazitní světlo, čímž se zvýší poměr signál/šum. Při optimálním výběru divergence, vlnové délky svazku a filtru lze tohoto systému použít i za denního světla. Pro dosažení dostatečného prostorového rozlišení je třeba vysílat pulzy, které jsou kratší, než je požadované rozlišení. Pokud požadujeme prostorové rozlišení  $20\text{ m}$ , pulzy musí být kratší než  $33\text{ ns}$ . Pro atmosférické měření je dostatečná délka pulzu  $10\text{ ns}$ . Opakovací frekvence pulzů LIDARu se pohybuje od jednotek  $\text{Hz}$  až po desítky  $\text{Hz}$ . U větších opakovacích frekvencí se zmenší měřicí doba a tím lze sledovat rychlejší děje v atmosféře a průměrovat dostatečný počet měření.

### 5.2.2 Přijímač

Hlavní funkcí přijímače je posbírat co největší množství světla do fotodetektoru. Velikost primární optické soustavy určuje efektivnost LIDARu. Čím větší průměr má optická soustava, tím více posbírá světla a tím větší signál půjde do fotodetektoru. Průměr optické soustavy se může pohybovat od  $10\text{ cm}$  až po metry, v závislosti na požadovaném dosahu tohoto LIDARu. Čím delší má LIDAR dosah, tím méně světla se vrátí do přijímače a tím větší je třeba sběrná plocha přijímače. U menších soustav lze použít čočky, u větších průměrů se však používají výhradně zrcadla. U velkých průměrů jsou již monolitická zrcadla málo používaná pro svou problematickou výrobu, nákladnost a v neposlední řadě i značnou hmotnost. V těchto případech se používají tekutá zrcadla, holografické elementy nebo segmentovaná zrcadla. Po fokusaci zpětně rozptýleného světla se zpravidla toto světlo před vstupem do fotodetektoru dále zpracovává, provede se polarizace (podle stupně depolarizace lze studovat anizotropní vlastnosti rozptylujících aerosolů) a odfiltrování nepotřebných spektrálních složek pomocí úzkopásmového interferenčního filtru (pro noční měření obecně postačuje filtr s šířkou pásma  $50\text{ nm}$ , pro denní měření se

používají filtry se šířkou pásma menší než 1 nm).

### 5.2.3 Detektor

Při detekci signálu z LIDARu převede detektor světlo přicházející z přijímacího systému na elektrický signál, který následně uloží na medium jako funkci intenzity v závislosti na výšce v atmosféře. Dříve se pro proces ukládání intenzity používaly fotografické filmy, nyní vzhledem k dostupnosti a citlivosti elektronických detektorů se většinou využívají fotonásobiče, lavinové fotodiody nebo CCD kamery. Signál z detektoru je zesílen, digitalizován, uložen a zpracován počítačem. Pro digitalizaci se používají rychlé analogově - digitální převodníky. Pro dostatečné prostorové rozlišení LIDARu je vhodný kupř. převodník s vzorkovací frekvencí v řádech 10 – 100 MHz.

### 5.2.4 Fyzikální principy LIDARu

Energie kosmického záření je přímo úměrná fluorescenčnímu zisku  $P_0$  na místě vzniku fluorescenčního záření. Fluorescenční detektor ovšem detekuje fluorescenční záření na povrchu Země, takže záření prochází vrstvou atmosféry po dráze  $l$  z bodu vzniku do místa detekce fluorescenčním detektorem. Detekované záření  $P_d$  je tedy zeslabeno absorpcí a rozptylem na aerosolech v atmosféře:

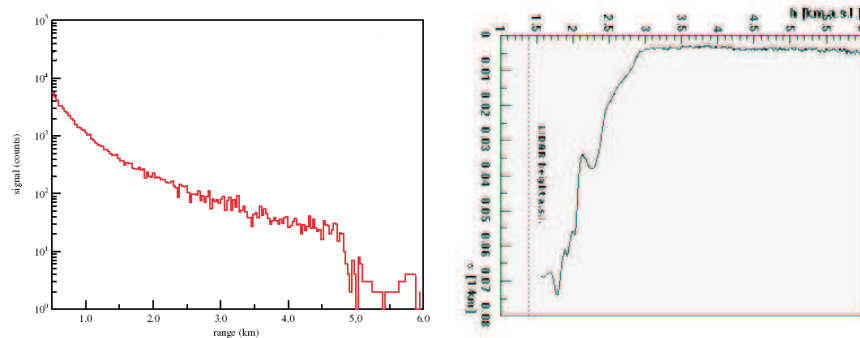
$$P_d = P_0 \int_0^l \exp[-\alpha(x)x] dx, \quad (5.1)$$

kde  $\alpha(x)$  je extinkční koeficient a integrál se bere přes celou dráhu fluorescenčního záření. Základní úkol LIDARu: ze znalosti vyzářené energie z laseru a z intenzity přijatého zpětně odraženého světla od jednotlivých vrstev atmosféry určit průběh útlumového koeficientu  $\alpha(x)$  v jednotlivých vrstvách atmosféry, viz obrázek 5.3.

K tomuto účelu byla odvozena rovnice LIDARu [44], která udává vztah mezi přijatým zpětně odraženým signálem  $P_r$  z výšky  $l$  a absorpčním koeficientem  $\alpha(x)$  a rozptylovým koeficientem  $\beta(x)$ :

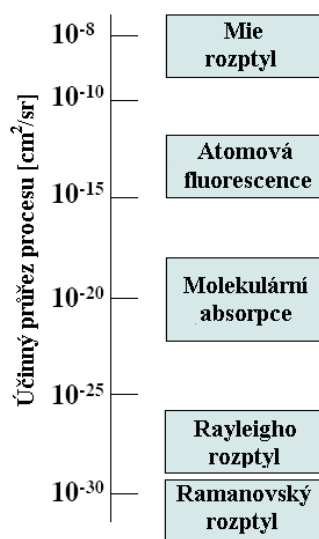
$$P_r(l) = P_L \frac{ct_0}{2} \beta(l) \frac{A_r}{l^2} \exp \left[ -2 \int_0^l \alpha(x) dx \right], \quad (5.2)$$

kde  $P_L$  je intenzita vysílaného laserového svazku,  $A_r$  efektivní sběrná plocha detektoru vynásobená koeficientem, který bere v úvahu překrytí zorného pole teleskopu (obrázek



Obrázek 5.3: Typický průběh signálu a vypočítaný absorpční koeficient

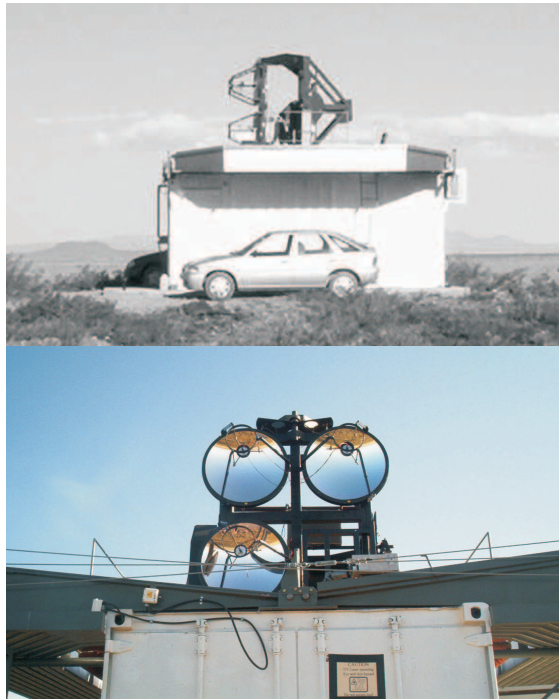
5.2) a laserového svazku,  $t_0$  délka pulzu a  $c$  rychlost světla. Jestliže se proměří hodnota zpětně odraženého signálu  $P_r$  po celé dráze fluorescenčního záření, pak může být z rovnice 5.2 koeficient  $\alpha$  určen jako funkce výšky v atmosféře [45]. Přesnost určení hodnoty energie kosmických částic pak přímo závisí na určení přesnosti koeficientu  $\alpha$ .



Obrázek 5.4: Přehled procesů a jejich účinných průřezů zahrnutých v extinkčním koeficientu  $\alpha(x)$

## 5.3 Současný LIDAR použitý v projektu PAO

V rámci projektu PAO byly vybudovány čtyři skupiny fluorescenčních teleskopů. Ke každé budově byl vyroben jeden LIDARový systém [46]. Sestava LIDARu je ve všech stanicích stejná. Jeho základní části můžeme rozdělit na čtyři skupiny: montáž, laser, zrcadla a fotonásobič s digitalizačním systémem.



Obrázek 5.5: LIDARový systém v Projektu Pierre Auger

### 5.3.1 Montáž

Každá LIDARová stanice má plně říditelnou alt-azimutální montáž. Dva servomotory otáčejí konstrukcí kolem dvou os maximální rychlostí  $2^\circ/s$  s přesností nastavení úhlu  $0.2^\circ$ . Tato montáž je nainstalována na kontejneru a kryje ji motoricky otevíratelná skořepina, která chrání konstrukci před povětrnostními podmínkami v případě, že LIDAR není v chodu. Vše je plně ovladatelné z místa i dálkově přes Ethernet.

### 5.3.2 Laser

Každá montáž je vybavena UV laserem. Při jeho výběru se bylo nutné splnit následující požadavků: vlnová délka laseru musí být přibližně ve spektrální oblasti fluorescenčních procesů (300 – 400  $nm$ ), opakovací frekvence laseru by měla být velká, čímž se zmenší doba sběru dat a výkon by neměl být příliš vysoký, aby se předešlo rušení fluorescenčních detektorů. Těmto požadavkům nejlépe vyhovoval laser typu DC30-351 od Photonic Industries, což je laserovou diodou čerpaný laser s aktivním prostředím typu Nd:YLF generující třetí harmonickou o vlnové délce 355  $nm$  s opakovací frekvencí 333  $Hz$ . Pulzy mají délku 5  $ns$  (1,5  $m$ ) a energii 100  $\mu J$  a divergence laseru je menší než 3  $mrad$ .

### 5.3.3 Optický systém

Vzhledem k tomu, že zpětně odražené světlo je velmi slabé, vybavuje se každý teleskop sadou tří parabolických zrcadel s průměrem 800  $mm$  a ohniskovou vzdáleností 410  $mm$ . Zrcadla jsou vyrobena ze skla BK7 a jsou povrstvena odraznou vrstvou hliníku a vrstvou  $SiO_2$ , která zajišťuje ochranu odrazné vrstvy a dobrou odrazivost v UV oblasti. Každé zrcadlo je uchyceno kevlarovým rámem, který je na třech bodech uchycen k otočné konstrukci LIDARu, ve kterých se nacházejí stavěcí šrouby, pomocí nichž je možno natáčet celým zrcadlem a tím zajistit kolinearitu s laserovým svazkem.

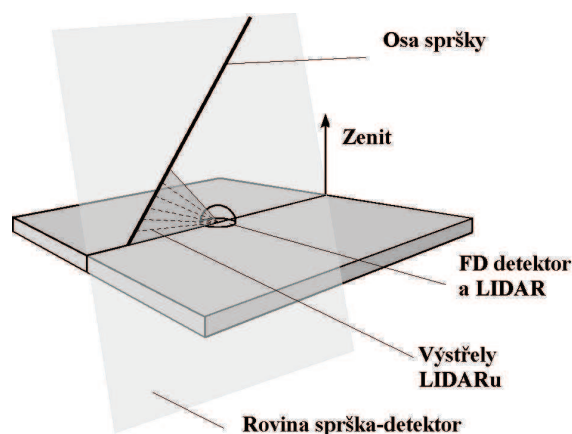
### 5.3.4 Fotonásobič a digitalizační systém

Pro detekci fokusovaného světla se používá fotonásobič Hamamatsu R7400U [47]. Každému zrcadlu náleží jeden fotonásobič, proto každý LIDARový systém má tři nezávislé systémy zrcadlo-fotonásobič. Použitý fotonásobič dosahuje zesílení 2,106 při pracovním napětí 1000  $V$ , přičemž fotocitlivá vstupní apertura fotonásobiče má průměr 8  $mm$ . Před fotonásobičem je předřazen širokopásmový filtr UG-1, propustnost pro vlnovou délku 355  $nm$  je 60 % a  $FWHM$  50  $nm$ . Použití filtru s užším pásem propustnosti bohužel není možné, protože teleskop LIDARu má velké clonové číslo (poměr  $f/D$ ), tedy i velký rozsah úhlů dopadajících paprsků na filtr. Spektrální propustnost interferenčních filtrů je citlivá na dopadový úhel, tudíž by na ně měl svazek dopadat kolmo, protože s rostoucím úhlem

se mění vlnová délka světla, pro které je filtr propustný. Vzhledem k tomu, že FD měří jen v bezměsíčných nocích, je použitý interferenční filtr postačující k potlačení parazitního světla. Signál z fotonásobiče se zpracovává a digitalizuje komerčním přístrojem Licel TR40-160 [48] s 12 bitovým převodníkem a vzorkovací frekvencí 40 MHz. Sběr dat je aktivován synchronizačním signálem generovaným při každém laserovém pulzu.

## 5.4 Proces měření

Celý systém je zcela automatický pomocí DAQ programu a je integrován do centrálního Auger DAQ. Centrální DAQ systém (centrální systém zpracovující naměřená data) pošle signál, že došlo k zajímavé spršce částic, a souřadnice, kde k ní došlo. Ovládací systém LIDARu zašle přes komunikační server příslušné parametry na danou stanici. LIDAR následně provede 1000 laserových výstřelů, jejichž výsledky se pošlou na on-line analýzu a uloží k dalšímu zpracování.



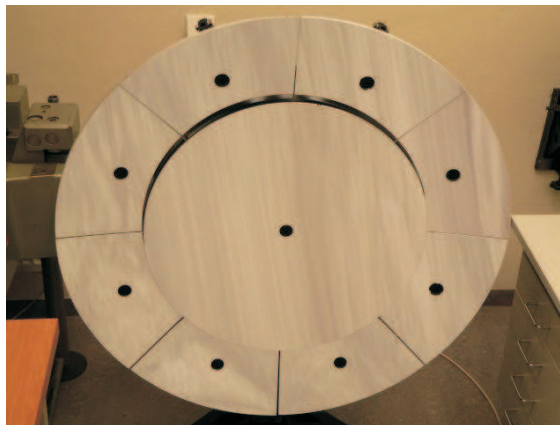
Obrázek 5.6: Geometrie LIDARových měření po spršce částic

Jakmile FD detektor zaznamená spršku částic, příslušný LIDAR provede sadu měření, a to v rovině, která je dána osou spršky a pozicí detektoru (obrázek 5.6). Měření provede pro výškové úhly  $0^\circ - 30^\circ$ , a to v 60 bodech (pro každý úhel se výsledek vyhodnocuje z 1000 výstřelů).

## 5.5 Návrh nového optického systému

Současný optický systém LIDARu má v zásadě dvě nevýhody: Široké zorné pole, které má za následek velký podíl nebeského pozadí v signálu a vstup laserového svazku v malé vzdálenosti od LIDARu (obrázek 5.8), čímž je znemožněna detekce ve velkých vzdálenostech ( $> 20 \text{ km}$ ), Druhou nevýhodou reprezentuje malá efektivní plocha zrcadla. Byli jsme požádáni, abychom navrhli zrcadlový systém, který by lépe vyhovoval požadavkům konstruktérů LIDARu v rámci projektu Pierre Auger Observatory.

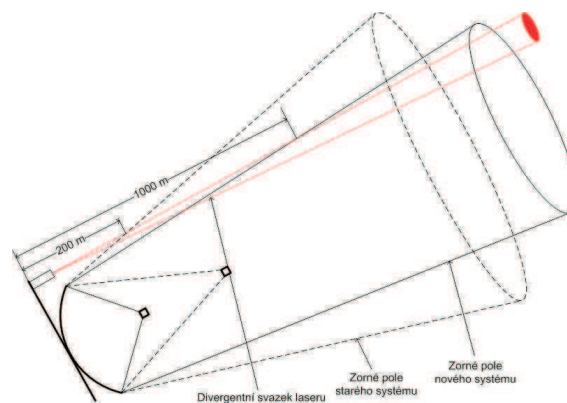
Zapotřebí bylo zvětšit sběrnou plochu detektoru a prodloužit ohniskovou vzdálenost. Zvětšení průměru zrcadla z  $0,8 \text{ m}$  na  $1 \text{ m}$  přinese zvětšení plochy detektoru a tím i hladiny signálu o 56 %. Další změna oproti stávajícímu systému zrcadel spočívá v prodloužení ohniskové vzdálenosti. U původních zrcadel je ohnisková vzdálenost  $410 \text{ mm}$ , zatímco u našeho zrcadlového systému vychází na  $1091 \text{ mm}$ . Prodloužením ohniskové vzdálenosti se při zachování velikosti fotonásobiče zmenší zorné pole (z  $1,12^\circ$  na  $0,42^\circ$ ). Zmenšením zorného úhlu se zmenší množství světla z pozadí faktorem 7,1 a prodlouží vzdálenost, kdy laserový svazek vstoupí do zorného pole (z  $200 \text{ m}$  na  $1000 \text{ m}$ ), čímž se předejde saturaci detekční soustavy, ke které docházelo na krátkých vzdálenostech.



Obrázek 5.7: Fotografie vyrobeného funkčního vzorku

Vzhledem k našim zkušenostem s ultratenkými zrcadly [49] a výrobním možnostem jsme navrhli a následně vyrobili unikátní segmentovaný zrcadlový systém [50]. Požadovaný průměr zrcadla byl  $1 \text{ m}$ , proto jsme byli nuceni upustit od tradičního řešení jednoho

monolitického zrcadla. Plochu zrcadla jsme rozdělili na několik segmentů, a to hned ze dvou důvodů: První důvod byl, že systém by měl soustředit zpětně odražené laserové světlo do vstupní apertury detektoru o průměru  $8\text{ mm}$  - z toho vyplývá hlavní požadavek, a to na velikost spotu (osvětlená ploška v obrazové rovině). Tento spot musí být menší, než je detekční plocha detektoru. Monolitické sférické zrcadlo s průměrem  $1\text{ m}$  by mělo stopu větší kvůli sférické aberaci. Rozdělením plochy zrcadla na více segmentů lze redukovat tuto sférickou aberaci a vhodným výběrem poloměrů křivosti a malých natočení jednotlivých segmentů se přiblížit optimální asférické ploše. Druhý důvod měl ryze technický charakter - bylo by velmi složité vyrobit zrcadlo s požadovanými rozměry a zaručit jeho tvarovou stabilitu (při zachování malé hmotnosti).



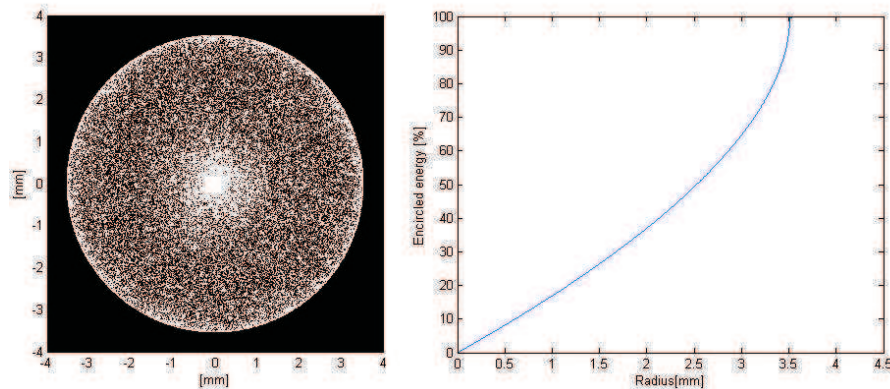
Obrázek 5.8: Srovnání starého a nového systému zrcadel vzhledem k zorným úhlům a vstupu laserového svazku do tohoto zorného pole

### 5.5.1 Tvar odrazné plochy zrcadla

Vzhledem k tomu, že LIDARový přijímač tvoří zobrazovací soustavu (detektor tvoří oko nebo CCD prvek s velikostí pixelu  $4\ \mu\text{m}$ , ale jeden fotonásobič s detekční plochou o průměru  $8\text{ mm}$ ), je v tomto případě zbytečné užit zobrazovací systém s parabolickým zrcadlem, jehož výroba by byla technicky složitá a ekonomicky nákladná. Je dostatečné použít kolektivní optiku, která je schopná soustředit veškeré světlo do plošky o průměru  $8\text{ mm}$ . Tento fakt je výchozím předpokladem pro výrazné zjednodušení výrobní technologie LIDARového zrcadla, splňující nároky na kvalitu kolektivní optické soustavy. Za



určitých předpokladů lze proto použít pro zrcadlo namísto optimální asférické plochy plochu kulovou, která je z výrobního hlediska značně jednodušší. Zrcadlo s kulovou odraznou plochou je na rozdíl od asférické plochy zatíženo otvorovou vadou pro osový optický svazek. Bod z nekonečna se zobrazuje do kruhové plošky, která svým rozměrem určuje rozlišovací schopnost optické soustavy LIDARu. Při konstantní ohniskové vzdálenosti (poloměru křivosti) zrcadla průměr plošky narůstá se zvětšováním průměru zrcadla. Pro sférické zrcadlo o průměru 1 m je otvorová vada natolik velká, že velikost spotu značně přesahuje konstrukční požadavky (obrázek 5.9).



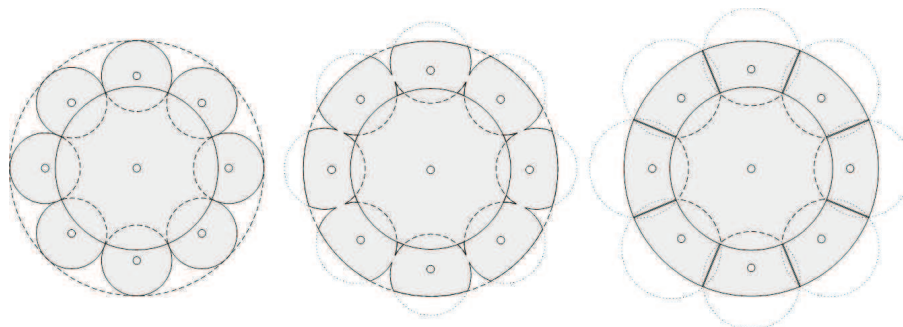
Obrázek 5.9: Simulace spotu a průběh uzavřené energie, sférické zrcadlo s průměrem 1 m

Jednu z možností, jak minimalizovat velikost stopy při zachování průměru zrcadla je, že plochu zrcadla rozdělíme na několik dílčích segmentů, přičemž se každý z nich natočí tak, aby optický svazek odražený od jeho odrazné plochy dopadal v obrazové rovině na optickou osu. Počtem a tvarem segmentů, kterými se rozdělí odrazná plocha, lze redukovat sférickou aberaci na potřebnou mez.

### 5.5.2 Segmentace plochy zrcadla

Při výběru tvaru a počtu segmentů je třeba brát v úvahu několik důsledků segmentace odrazné plochy. Se zvyšujícím se počtem segmentů se sice zmenšuje spot, ale na druhou stranu se zmenšuje pokrytá plocha (zvyšuje se počet mezer mezi segmenty a počet středových děr, které jsou nezbytné při výrobě) a zvětšuje se náročnost mechanické konstrukce, pomocí které by se zrcadlo přichycovalo ke stávající konstrukci LIDARu. V případě

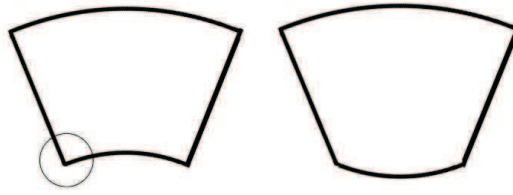
výběrů tvaru segmentů jsme také museli přihlížet k dalším hlediskům, jednak k technologické proveditelnosti a náročnosti a jednak k pokrytí dané plochy odrazným povrchem. Vzhledem k rozboru deformací (viz dále) uchycených zrcadel pod vlivem náklonu v gravitačním poli a teplot je zřejmé, že těmto vlivům podléhá více konstrukce, která zrcadla upevňuje k vnější struktuře. Z tohoto důvodu jsme použili středové zrcadlo s největším průměrem, jaký jsme schopni vyrobit (630 mm) a zbytek plochy doskládali co nejmenším počtem zrcadel. Po předchozích úvahách jsme zvolili jako optimální počet bočních zrcadel osm.



Obrázek 5.10: Ukázka možných koncepcí segmentovaného zrcadla 1) Obvodová zrcadla kruhová, 2) Obvodová zrcadla ořezaná z vnější strany, 3) Obvodová zrcadla ořezaná ze tří stran

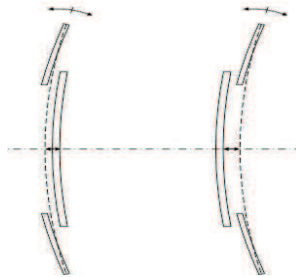
Při volbě tvaru bočních zrcadel jsme zvažovali tři koncepce bočních zrcadel, které by byly poskládány okolo centrálního segmentu a doplňovaly ho do kruhu o průměru 1 m (viz obrázek 5.10). První: užití kruhových segmentů, u kterých je výroba segmentů technologicky nejjednodušší. Druhá: užití částečně ořezaných okrajových segmentů. A třetí: užití segmentů, které jsou ořezány ze tří stran (pokrytí obraznou plochou maximální, ale výroba takových asymetrických segmentů technologicky náročnější). Nakonec jsme upřednostnili velikost odrazné plochy a vybrali variantu třetí. Tvar okrajových segmentů není v takovém případě technologicky výhodný. Segmenty mají tvar výseče mezikružní, pro které jsou u vnitřních hran charakteristické ostré úhly. V blízkosti ostrých úhlů vznikají při výrobě nežádoucí deformace tvaru plochy a lokální zhoršení kvality opracování jejího povrchu, které následně vedou ke zhoršení zobrazovacích vlastností soustavy. Uvedené vady segmentů lze prokázat např. Ronchiho testem.

Řešení uvádí obrázek 5.11, který porovnává původní tvar segmentu (vlevo) a navrho-



Obrázek 5.11: Úprava tvaru segmentu zrcadla pro eliminaci jeho ostrých rohů

vaný tvar (vpravo). Z obrázku je zřejmé, že navrženým řešením problému je volba poloměru křivosti okrajové křivky hrany s opačným znaménkem. Důsledkem této úpravy je fakt, že okrajové segmenty nemohou přímo navazovat na centrální kruhové zrcadlo, ale musí se před něj minimálně o tloušťku zrcadel předsunout nebo naopak umístit za centrální zrcadlo, což dokládá obrázek 5.12, kde je naznačen i nutný náklon obvodových zrcadel pro korekci optických vad. Z pohledu nejlepší korekce vad je vhodnější řešení vyobrazené na obrázku 5.12 vlevo s obvodovými zrcadly za zrcadlem centrálním.

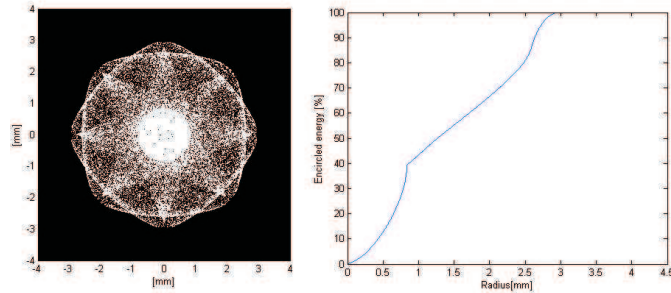


Obrázek 5.12: Boční pohled na segmentované zrcadlo - dva příklady posunu okrajových segmentů vzhledem k centrálnímu zrcadlu

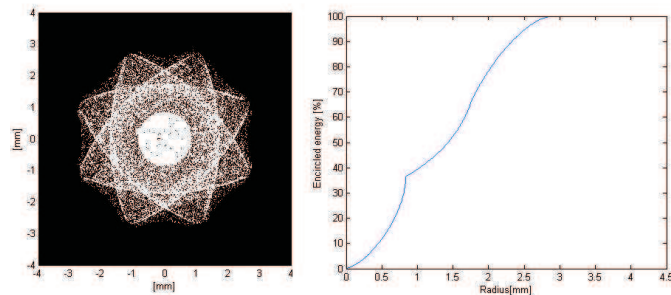
### 5.5.3 Systém Davies-Cotton a jeho modifikace

Při posuzování vhodnosti dané konfigurace jsme brali v úvahu několik kritérií, mezi nimi např. množství energie obsažené v kruhu o průměru  $5\text{ mm}$  a celková velikost spotu. Tyto informace lze vyčíst z grafu uzavřené energie (obrázek 5.13-5.15 vpravo), což je procentuální vyjádření poměru energie uzavřené v kruhu o poloměru  $R$  ku celkové energii. Jak vyplývá z obrázků 5.13-5.15, klasický systém Davies-Cotton [51] má sice velikost spotu srovnatel-

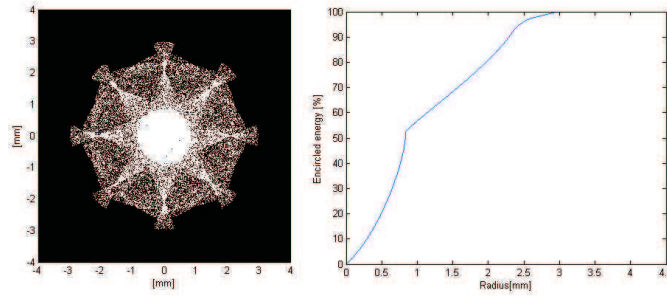
nou s ostatními variantami, ale asi 20 % energie přesahuje přes kruh o průměru 5 mm. Pokud u tohoto systému pozměníme poloměry křivosti okrajových segmentů z 2200 mm na 2211 mm, pak se velikost spotu i množství energie v 5 mm zvětší (obrázek 5.14). Jestliže přesuneme okrajové segmenty za středový segment, přestanou tyto segmenty středovému clonit a přibude energie ve středové části spotu (obrázek 5.15). Tím se sice spot nepatrně zvětší, ale zvětší se také poměr energie v 5 mm kruhu.



Obrázek 5.13: Simulace spotu klasického systému Davies-Cotton, okrajové segmenty jsou před centrálním a mají stejný poloměr křivosti. Průměr spotu je 5,90 mm a energie uzavřená v kruhu o průměru 5 mm je 80,9 % z celkového množství odraženého od zrcadla



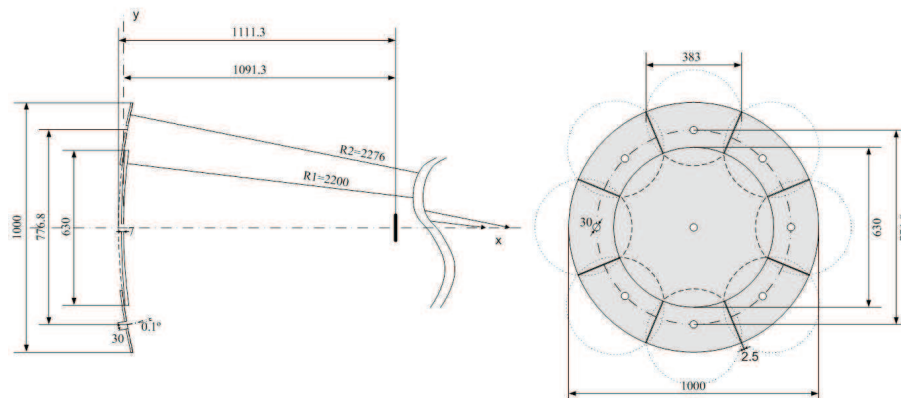
Obrázek 5.14: Simulace spotu modifikovaného systému Davies-Cotton, okrajové segmenty jsou před centrálním, ale mají jiný poloměr křivosti. Průměr spotu je 5,62 mm a energie uzavřená v kruhu o průměru 5 mm je 94,5 % z celkového množství odraženého od zrcadla



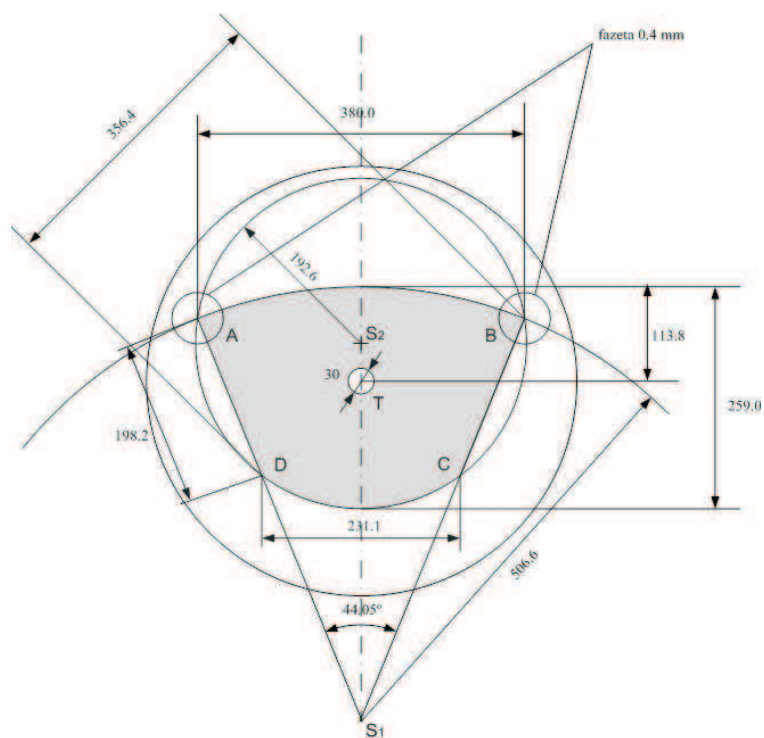
Obrázek 5.15: Simulace spotu modifikovaného systému Davies-Cotton, okrajové segmenty jsou za centrálním a mají jiný poloměr křivosti. Průměr spotu je  $5,96 \text{ mm}$  a energie uzavřená v kruhu o průměru  $5 \text{ mm}$  je  $96,1 \%$  z celkového množství odraženého od zrcadla

### 5.5.4 Konečná varianta

Vzhledem k výše uvedeným úvahám jsme vybrali variantu z obrázku 5.15, kde jsou okrajové segmenty s poloměrem křivosti  $2276 \text{ mm}$  za centrálním segmentem s poloměrem křivosti  $2200 \text{ mm}$  a kde obrazová vzdálenost činí  $1091,3 \text{ mm}$  (obrázek 5.16). Na obrázku 5.17 jsou podrobné rozměry okrajového segmentu.



Obrázek 5.16: Základní rozměry segmentovaného zrcadla



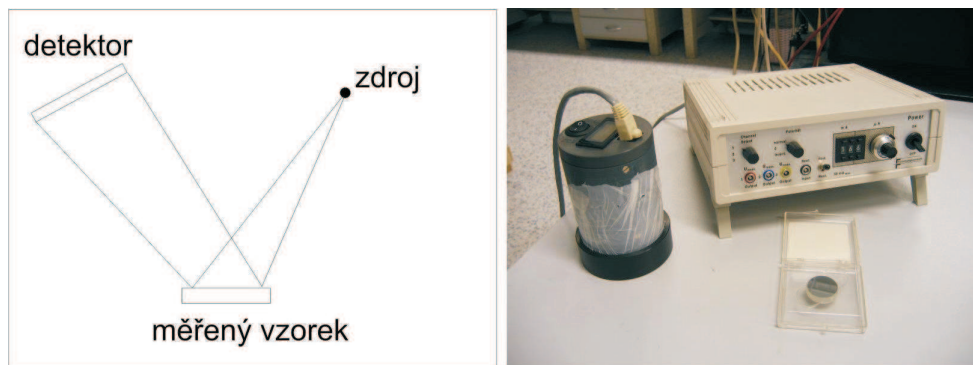
Obrázek 5.17: Detail okrajového segmentu

Sklo	Simax - borosilikátové sklo typu PYREX
Index lomu	1,475
Hustota	$2230 \pm 2 \text{ kg/m}^3$
Koeficient tepelné roztažnosti	$3,3 \pm 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pro $20 - 300^\circ \text{C}$
Modul pružnosti	$6,4 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$
Tvar segmentu	kruhový s průměrem $630 \text{ mm}^1$ průměr opsané kružnice $383 \text{ mm}^2$
Tloušťka	$7 - 12 \text{ mm}$
Poloměr křivosti	$2200 \text{ mm}^1$ $2276 \text{ mm}^2$

Tabulka 5.1: Hlavní charakteristiky zrcadel. 1) - středový segment, 2) - okrajový segment

### 5.5.5 Měření reflektivity

Důležitým parametrem zrcadel je jejich schopnost odrazit zpětně rozptýlené světlo, tedy reflektivita. Reflektivita zrcadel se měří komparačním reflektometrem (obrázek 5.18), který porovnává úroveň signálu odraženého od referenčního zrcátka se známou odrazivostí s úrovní signálu odraženého od daného místa na zrcadle. Odrazivost se měří pro vlnovou délku  $370\text{ nm}$  u okrajových segmentů ve 13 bodech a u středového segmentu v 25 bodech (obrázek 5.19). Hodnoty jsou uvedeny v tabulce 5.3, kde u středového zrcadla jsou uvedeny průměrné hodnoty pro jednotlivé radiální vzdálenosti.



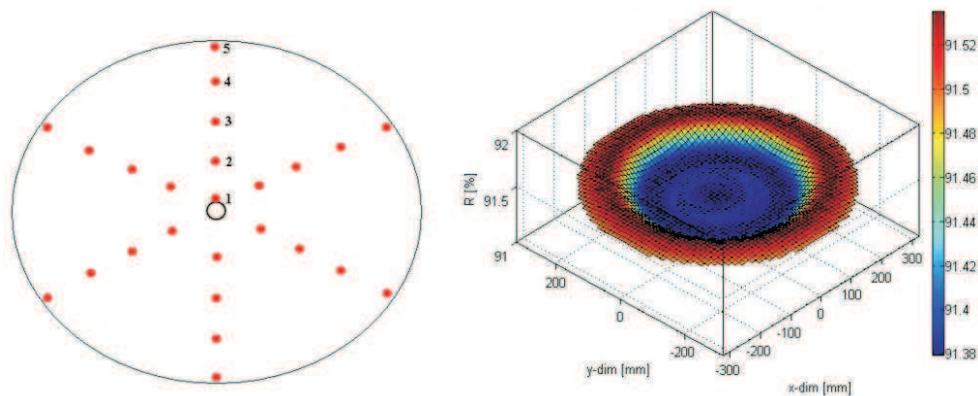
Obrázek 5.18: Komparační reflektometr

Typ	č. zr.	R[mm]	Reflektivita[%]													Průměr
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	
LB	9	2275	91.2	90.5	90.7	90.7	90.6	91.0	90.6	90.6	90.8	90.7	90.7	91.0	91.0	90.8
LB	10	2280	90.7	91.4	91.5	91.6	91.0	91.5	91.3	91.4	91.3	91.4	91.5	91.5	91.5	91.4
LB	11	2276	90.4	90.6	90.7	90.4	90.5	90.6	90.3	90.5	90.6	90.4	90.5	90.6	90.7	90.5
LB	12	2276	91.1	91.1	91.3	91.2	91.2	91.2	91.1	91.2	91.2	91.2	91.1	91.2	90.6	91.1
LB	13	2271	90.7	90.7	90.8	90.7	90.7	90.7	90.7	90.7	90.8	90.7	90.8	90.8	90.5	90.7
LB	17	2269	91.3	91.4	91.4	91.4	91.4	91.4	91.4	91.3	91.4	91.4	91.4	91.4	91.4	91.4
LB	18	2278	91.5	91.8	91.7	91.7	91.6	91.5	91.6	91.8	91.8	91.8	91.8	91.8	91.5	91.7
LB	19	2276	90.7	91.0	90.9	90.5	91.0	91.1	91.0	90.7	90.7	90.9	90.9	90.8	90.9	90.9
LS	1137	2192	91.4	91.4	91.4	91.5	91.5									91.4

Tabulka 5.2: Hlavní parametry jednotlivých segmentů zrcadel (LB - okrajový segment, LS - středový segment)

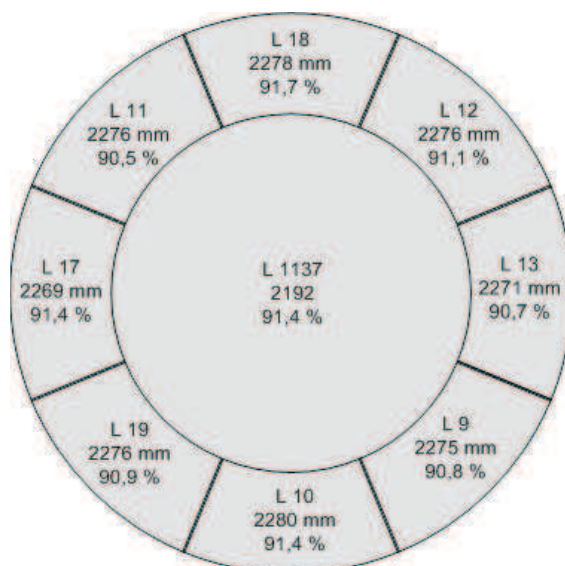
### 5.5.6 Měření poloměru křivosti zrcadlových segmentů

Při měření poloměru křivosti segmentů zrcadla se využívá prostého faktu, že sférická zrcadla umožňují stigmatické zobrazení (u ideální plochy se bod zobrazí do bodu), a to



Obrázek 5.19: Rozmístění měření bodů (vlevo) a graf průběhu reflektivity (vpravo) u středového segmentu

v tom případě, že se zdroj nachází přesně ve středu křivosti. Potom se zdroj zobrazuje sám na sebe. Tímto způsobem lze velmi jednoduše zjistit polohu středu křivosti, přičemž vzdálenost tohoto bodu od odrazné plochy zrcadla udává poloměr křivosti. Poloměry křivosti jednotlivých segmentů jsou uvedeny v tabulce 5.2. Vzhledem k rozdílným poloměrům křivosti se musí přizpůsobit pozice segmentů, a to tak, aby nebyly mezi jednotlivými segmenty velké skoky způsobené různou vzdáleností od obrazové roviny. Pozice konkrétních segmentů jsou uvedeny na obrázku 5.20.

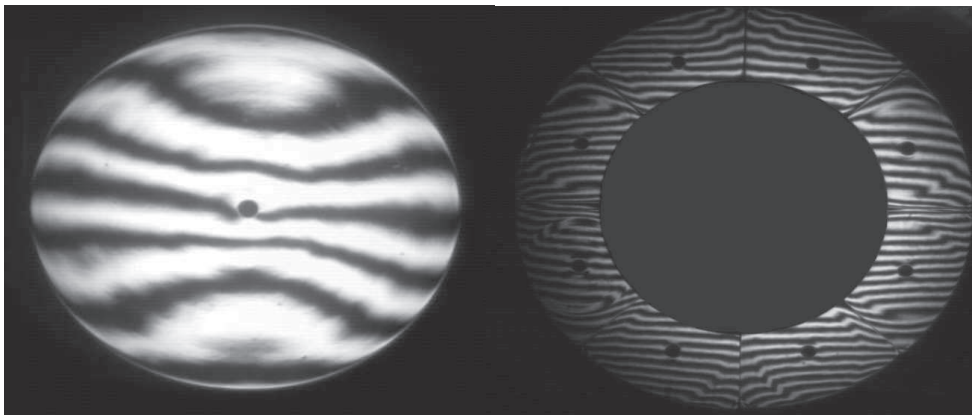


Obrázek 5.20: Pozice jednotlivých segmentů na teleskopu



### 5.5.7 Měření tvaru zrcadlových segmentů

Tvar odrazné plochy přímo ovlivňuje kvalitu zobrazení. Lze jej měřit několika způsoby. Nejjednodušší způsob předpokládá využití stigmatického zobrazení ze středu křivosti do středu křivosti a podle velikosti obrazu bodového zdroje posouzení, zda dané zrcadlo vyhovuje požadavkům. Další způsob se označuje jako tzv. Ronchiho test, kdy se na obraz bodového zdroje, který se nachází v poloměru křivosti, díváme přes mřížku. Potom můžeme okem nebo kamerou na zrcadle pozorovat sled pruhů (obrázek 5.21) a podle jejich zkřivení lze subjektivně usuzovat na tvar zrcadlových segmentů.

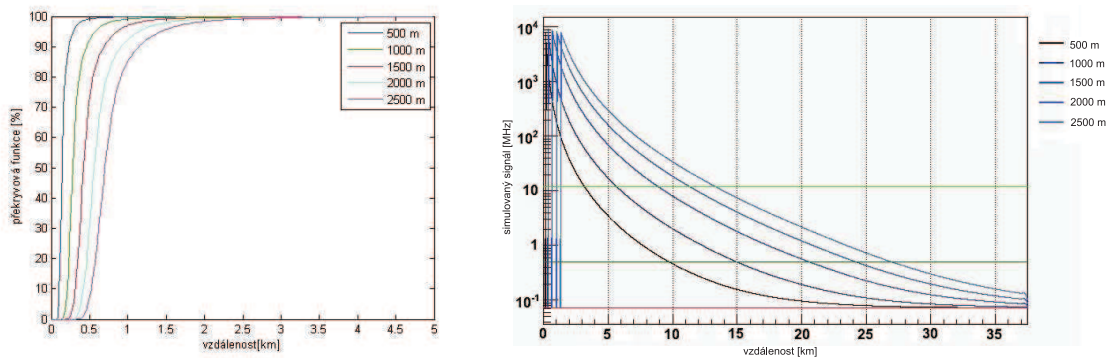


Obrázek 5.21: Ronchiho test centrálního zrcadlového segmentu (vlevo) a okrajových zrcadlových segmentů (vpravo)

Další způsob, jak změřit tvar odrazné plochy, je bezkontaktní a objektivní měření odrazné plochy zrcadla. Pro tento účel autor vyvinul měřicí metodu, která je založena na principu Hartmannova testu [22], kde se CCD kamerou snímá zrcadlo osvětlené z bodového zdroje umístěného ve středu křivosti. Před touto kamerou je maska s dírami, přes které kamera snímá částečně osvětlené zrcadlo (o této metodě je podrobně pojednáno v kapitole 3.3).

### 5.5.8 Simulace překryvové funkce

Pro ověření konečné funkčnosti z hlediska polohy vstupu laserového svazku do zorného pole teleskopu bylo nutné nasimulovat překryvovou funkci obrazu laserové stopy a aktivní detekční plochy fotonásobiče. Pomocí překryvové funkce a lidarové rovnice 5.2 je možné nasimulovat předpokládaný průběh signálu detekovaného fotonásobičem. Tento signál je přímo úměrný intenzitě rozptýleného záření v určité vrstvě atmosféry, které prošlo aperturou teleskopu. Simulace autor prováděl pomocí kombinace programů ZEMAX a MATLAB, kde program ZEMAX prováděl metodou Ray-Tracing simulace spotů a program MATLAB prováděl následné výpočty. Průběhy těchto překryvových funkcí jsou znázorněny na obrázku 5.22 vlevo. Překryvová funkce se simuluje pro pět vzdáleností osy laserového svazku a osy zrcadla, přičemž simulace měřeného signálu je prováděna pro stejné vzdálenosti osy laserového svazku a osy zrcadla. Signál je upraven tak, aby jeho maximální hodnota nepřekročila hodnotu  $10^4$  MHz. V reálném případě se tato korekce bude realizovat utlumením laserového svazku sadou proměnných filtrů.



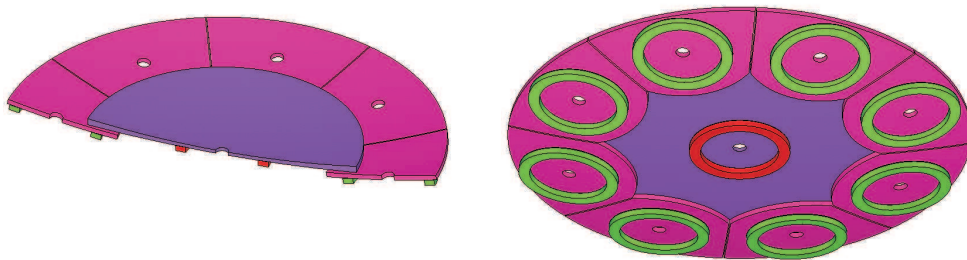
Obrázek 5.22: Simulace překryvové funkce a měřeného signálu

## 5.6 Stabilita optického systému LIDARu

V předchozí kapitole bylo pojednáno o měření kvality tvaru ultratenkých zrcadel. Další důležitý faktor určující použitelnost ultratenkých zrcadel představuje jejich tvarová stabilita. Systém zrcadlových segmentů a konstrukce, ke které jsou segmenty připevněny, musí udržovat stabilní tvar i při natáčení v gravitačním poli a při změnách teploty.

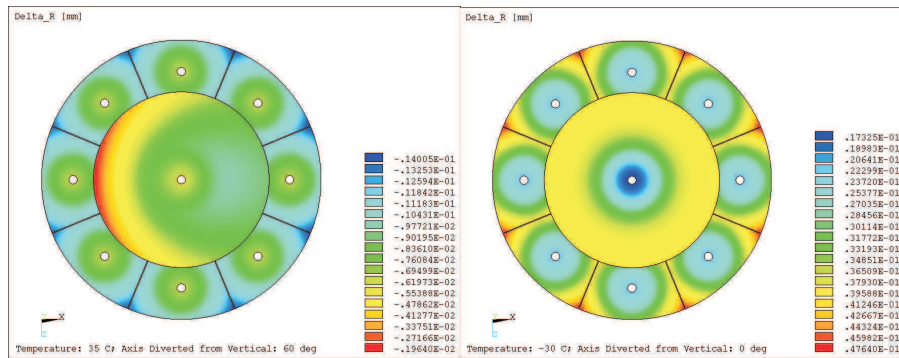
### 5.6.1 Stabilita optické plochy vzhledem k náklonu a teplotním změnám

Zrcadlové segmenty je třeba určitým způsobem připevnit ke konstrukci, která je bude držet. Před vlastní výrobou bylo nutné ověřit, zda se po přichycení zrcadel ke konstrukci nebudou ultratenké segmenty deformovat vlivem vlastní tíhy a teplotních dilatací. Pro simulace deformací se zvolila varianta přilepení plastickým silikonovým lepidlem k hliníkovým kroužkům (obrázek 5.23). Deformace se analyzovaly pro celý zrcadlový systém. Analýza deformací byla provedena v programu ANSYS metodou konečných prvků zjistila hodnoty posunutí vzhledem k původnímu stavu ve zvolených bodech. Analýza byla provedena pro úhly náklonu zrcadla od vertikály  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  a  $60^\circ$  a pro teploty  $-30^\circ\text{C}$ ,  $-15^\circ\text{C}$ ,  $0^\circ\text{C}$ ,  $20^\circ\text{C}$ ,  $35^\circ\text{C}$ .



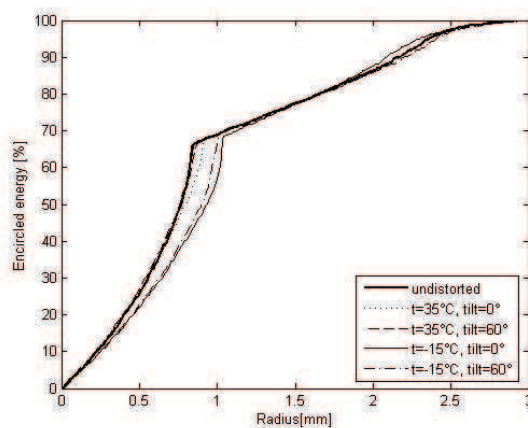
Obrázek 5.23: Model segmentovaného zrcadla

Z provedených simulací vyplývá, že se deformace ve směru normály pohybují řádově v jednotkách mikrometrů (obrázek 5.24). Odchylka paprsku způsobená deformací zrcadlového segmentu je tedy minimální a téměř neovlivňuje velikost spotu v obrazové rovině.



Obrázek 5.24: Příklad výsledků deformačních simulací odrazné plochy zrcadla vlivem teploty a náklonu

Vliv deformací na velikost spotu znázorňuje graf na obrázku 5.25, kde jsou průběhy křivek uzavřené energie pro některé situace. Z tohoto grafu je zřejmé, že vliv deformací je minimální. Zvětší se pouze středová část spotu, což zapříčiňuje deformace velkého středového segmentu.



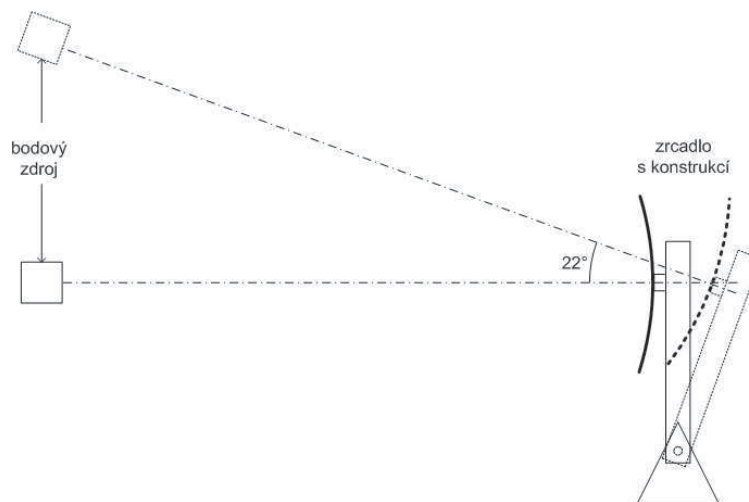
Obrázek 5.25: Průběhy křivek uzavřené energie pro některé situace

## 5.6.2 Stabilita konstrukce

Po ověření deformace odrazných ploch segmentů vlivem vlastní váhy a teplotních dilatací, bylo nutné zjistit, zda je celý systém zrcadlo - konstrukce (obrázek 5.27) dostatečně tuhý a stabilní při náklonech 0 – 90°.



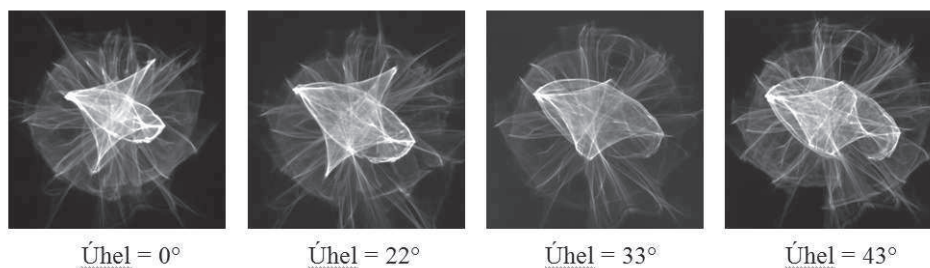
Obrázek 5.26: Fotografie již nainstalované mechanické konstrukce



Obrázek 5.27: Ověření tuhosti a stability celého systému zrcadlo - konstrukce

Na obrázku 5.23 je naznačeno schéma experimentu, kdy jsme nejprve sejmuli obraz bodového zdroje umístěného v určité vzdálenosti na ose teleskopu pro horizontální polohu, následně natočili celý teleskop o  $22^\circ$  a nakonec jej nechali ustálit. Příští den jsme sejmuli obraz spotu pro tento náklon, a tak jsme pokračovali pro další dva úhly.

Výsledky jsou znázorněny na obrázku 5.28, z něhož je zřejmé, že se vzájemné pozice segmentů a tím i velikost spotu nemění. Jedinou změnu způsobuje technické provedení testu tím, že předmětová vzdálenost (vzdálenost bodového zdroje od zrcadla, viz obrázek 5.27) je pro každý úhel natočení jiná. Proto se také mění vzdálenost obrazových rovin (osvětlená ploška je nejmenší) středového segmentu a okrajových segmentů (tyto roviny



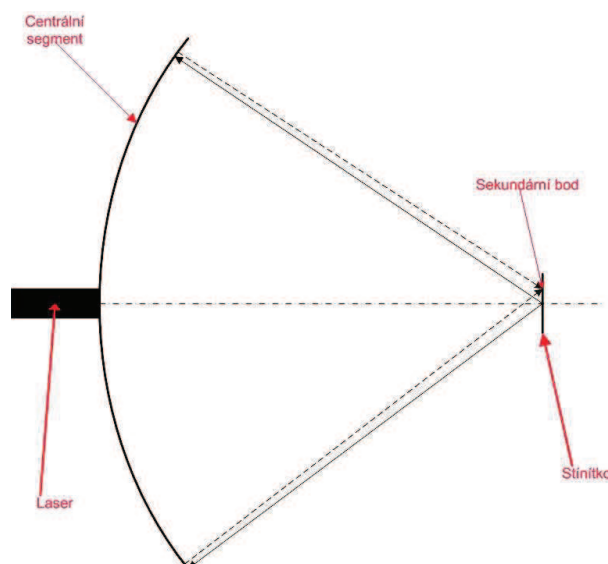
Obrázek 5.28: Spoty pro různé náklony teleskopu

se překrývají až pro pracovní předmětovou vzdálenost rovnou nekonečnu). Pokud spot od okrajových segmentů zůstává stejný, musí se s rostoucí předmětovou rovinou měnit spot od středového segmentu.

## 5.7 Seřízení optického systému a fotonásobiče

Pro funkčnost celého zařízení je nutná justáž zrcadel a detektoru. K přesnému seřízení použijeme laser, který upneme do středového otvoru centrálního zrcadla. Laser, jehož svazek je zpočátku přibližně rovnoběžný s osou LIDARu, musí mít možnost pohybu ve dvou osách kolmých na osu celého LIDARu. Do středu křivosti centrálního segmentu umístíme stínítko a zapneme laser. Na stínítku se zobrazí bod, který se chová jako difúzní zdroj světla, a odražené světlo z něj se centrálním segmentem zobrazí zpět na terčák (vznikne sekundární bod) viz obrázek 5.29.

Získáme dva světelné body na jedné ploše ve vzdálenosti rovnající se poloměru křivosti středového zrcadla. Pokud se tyto body nepřekrývají, není laserový svazek v ose středového zrcadla. Musíme tedy náklonem laseru pohybovat tak, aby se oba zobrazené body vzájemně překryly. Jakmile se body překryjí, je laserový svazek přesně v ose centrálního zrcadla a celého systému. Nyní odstraníme záměrný terčák a v ose centrálního zrcadla umístíme bodový zdroj. Vzhledem k tomu, že rádius centrálního zrcadla a okrajových segmentů je odlišný, musíme adjustovat sestavu tak, aby rozptýlené světlo snímané v ose zrcadla fokusovala celá sestava do vstupního okna fotonásobiče, protože je nutné překrýt obrazové roviny obou částí (centrálního zrcadla a okrajových segmentů). V tabulce 5.3 jsou



Obrázek 5.29: Seřízení laseru vytyčující osu LIDARu

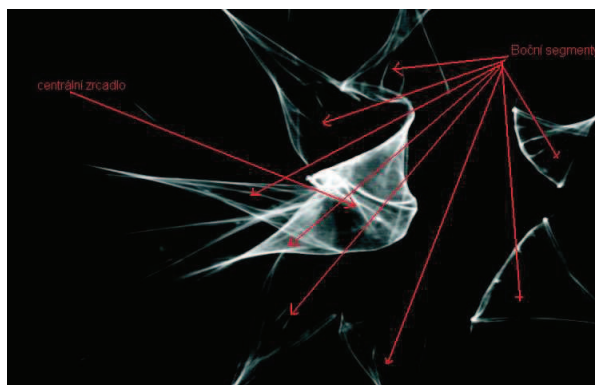
Centrální zrcadlo ( $f = 1100 \text{ mm}$ )			Boční zrcadla ( $f = 1139 \text{ mm}$ )			
Vzd. zdroje [m]	OR [mm]	Rozdíl $f$ a OR [mm]	Vzd. zdroje [m]	OR [mm]	Rozdíl $f$ a OR [mm]	$\Delta$ OR obou částí [mm]
10	1235,955	-135,955	10	1285,408	-146,408	10,45291
20	1164,021	-64,0212	20	1207,783	-68,7833	4,762092
50	1124,744	-24,7444	50	1165,551	-26,5513	1,806881
100	1112,235	-12,2346	100	1152,123	-13,1227	0,888097
150	1108,126	-8,12626	150	1147,715	-8,71498	0,588723
200	1106,083	-6,08346	200	1145,524	-6,52376	0,440299
500	1102,425	-2,42534	500	1141,601	-2,60057	0,17523
1000	1101,211	-1,21133	1000	1140,299	-1,2988	0,087468
10000	1100,121	-0,12101	10000	1139,13	-0,12975	0,008734

Tabulka 5.3: Vypočtené vzdálenosti obrazových rovin

vypočteny vzdálenosti obrazových rovin OR obou optických částí sestavy pro různé vzdálenosti zdroje od centrálního zrcadla.

Z tabulky 5.3 vyplývá, že se zvětšující vzdáleností světelného zdroje od LIDARu dochází k přibližování obrazových rovin centrálního segmentu a okrajových segmentů. Při vzdálenosti  $500 \text{ m}$  činí rozdíl  $OR = 0,18 \text{ mm}$ . Pro seřízení všech zrcadlových segmentů představuje optimum umístění světelného zdroje v této, nebo větší vzdálenosti. Odražené světlo od segmentů se v pasu kaustiky zobrazí jako spot s konečnou velikostí (velikost spotu v okolí pasu se zvětšuje). V dalším kroku vypneme laser a můžeme jej opatrně demontovat z otvoru středového zrcadla. Na držák fotonásobiče namontujeme CCD kameru, která snímá odraz bodového zdroje umístěného v dané vzdálenosti a výsledný obraz zo-

brazuje na monitoru. V obrazové rovině se zobrazí celkem devět spotů různé velikosti v různých vzdálenostech od osy LIDARu. Jeden ze středového zrcadla a osm z jednotlivých obvodových zrcadel (dosud nenajustovaných), viz obrázek 5.30.

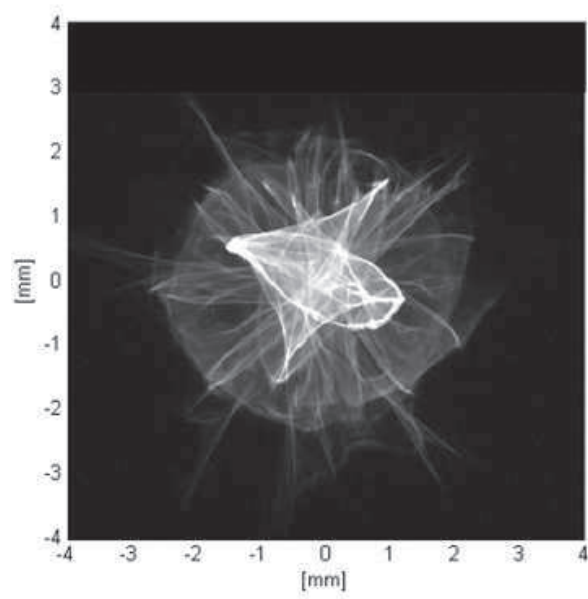


Obrázek 5.30: Obraz z CCD kamery před zjustováním

Nyní je nutné postupně zjustovat obvodová zrcadla otáčením stavěcích šroubů tak, aby se zobrazené spoty z obvodových zrcadel soustředily v ose LIDARu (obrázek 5.31), což zajistí koncentraci maximální energie odražené od zrcadel do nejmenší možné plochy. Tato plocha musí být menší, než je aktivní plocha fotonásobiče.

Výše popsaným postupem jsou všechna zrcadla seřízena. Závěrem šrouby nastavíme střed držáku fotonásobiče do obrazové roviny LIDARu, odmontujeme CCD kameru a do držáku upneme fotonásobič. Posouváním držáku v ose dojustujeme fotonásobič a zajistíme polohu fotonásobiče dotažením objímky. V této fázi je LIDAR najustován a zrcadlový systém fokusuje světlo v obrazové vzdálenosti na vstupní okno fotonásobiče a zaručuje maximální efektivitu systému. Tím je celá konstrukce zrcadel i fotonásobiče nastavena a připravena k měření.





Obrázek 5.31: Obraz z CCD kamery po zjustování

## Kapitola 6

# System monitorujícího světelné pozadí fluorescenčních teleskopů

Jak již bylo zmíněno v kapitole 2, fluorescenční teleskop je v principu Schmidtova komora s kamerou, která obsahuje matici fotonásobičů. Fotonásobič je citlivý detektor schopný zachytit i velmi slabé optické signály. Na druhé straně silný optický signál degraduje jeho vlastnosti, v krajním případě ho dokonce zničí. Z tohoto důvodu je nutné sledovat intenzitu světla, která na fotonásobiče dopadá. Světelné pozadí se v průběhu pozorovací noci mění, a to vlivem Měsíce, blesků a samozřejmě i vlivem Slunce. Pokud by hodnota intenzity záření byla příliš vysoká, zkracuje se životnost fotonásobičů a v krajním případě by se fotonásobiče mohly zničit. Jestliže se měření fluorescenčního teleskopu spustí a „shutter“ (posuvné dveře uzavírající vstupní aperturu teleskopu) otevře, lze intenzitu pozadí sledovat přímo pomocí variancí. Přímé vyčítání pozadí z fotonásobičů není možné, protože katody fotonásobičů jsou uzemněné, čímž se statická část anodového proudu (který je přímo závislý na intenzitě dopadajícího záření) odstraňuje. Jak však ukazuje [52], existuje přímá úměra mezi variancí signálu a jeho průměrnou hodnotou. Pokud proud překročí určitou hodnotu (tedy i variance překročí danou hodnotu), shutter se zavře, čímž zamezí dopadu světla na fotonásobiče. V tomto případě ale již nemáme žádné informace o intenzitě pozadí a není možné rozhodnout kdy je možné opět shutter otevřít a spustit měření. Proto Společná laboratoř optiky vyvinula kamerový systém, kterým se snímá obloha v zorných polích FD teleskopů a který bude stále podávat informace o intenzitě světla, jež

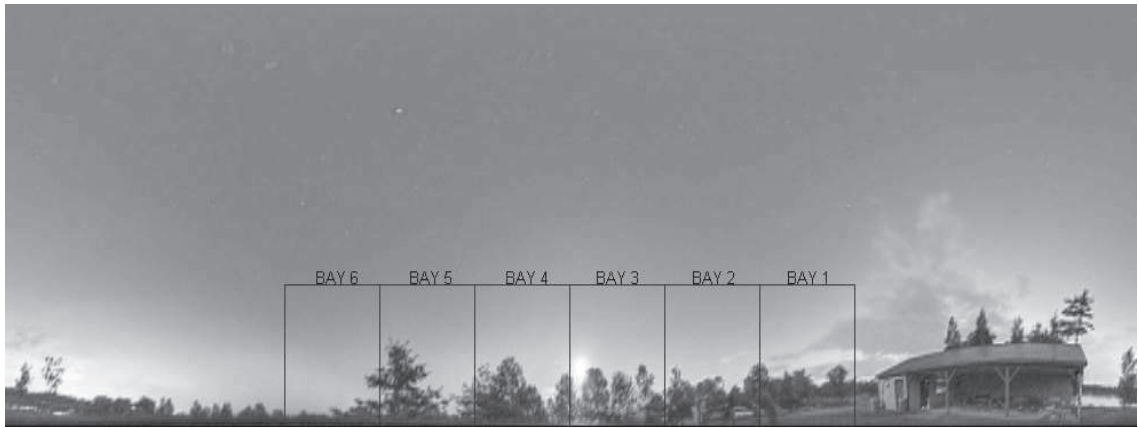
dopadá nebo by dopadala na fotonásobiče. Jedná se o velice citlivou CCD kameru, osazenou širokoúhlým objektivem. Tento typ objektivu má tu vlastnost, že zobrazuje velice široké zorné pole na čip kamery. Komerčně dostupné jsou objektivy, které mají zorné pole větší než  $180^\circ$ . Systém snímá obraz noční oblohy nad fluorescenčním detektorem a ze snímku (obrázek 6.8) počítá hodnotu světelného pozadí. Systém je natolik citlivý, že je možné identifikovat některé objekty jako Měsíc, planety Sluneční soustavy, Mléčná dráha, Velké a Malé Magelanovo mračno a jednotlivá souhvězdí.



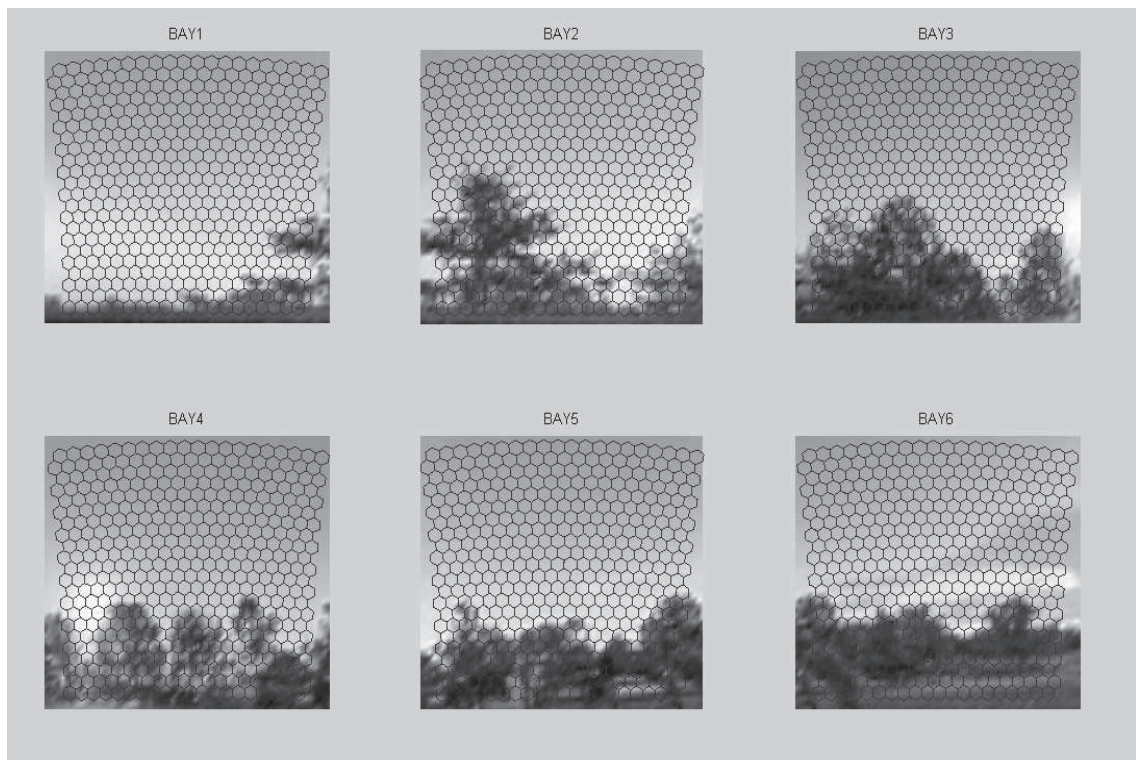
Obrázek 6.1: Snímek celé oblohy z kamery se širokoúhlým objektivem

Kamera snímá v pravidelných intervalech celou oblohu nad daným fluorescenčním teleskopem (ilustrační snímek na obrázek 6.1) a software vyhodnocuje intenzitu světelného pozadí v zorných polích všech fotonásobičů (obrázek 6.4).

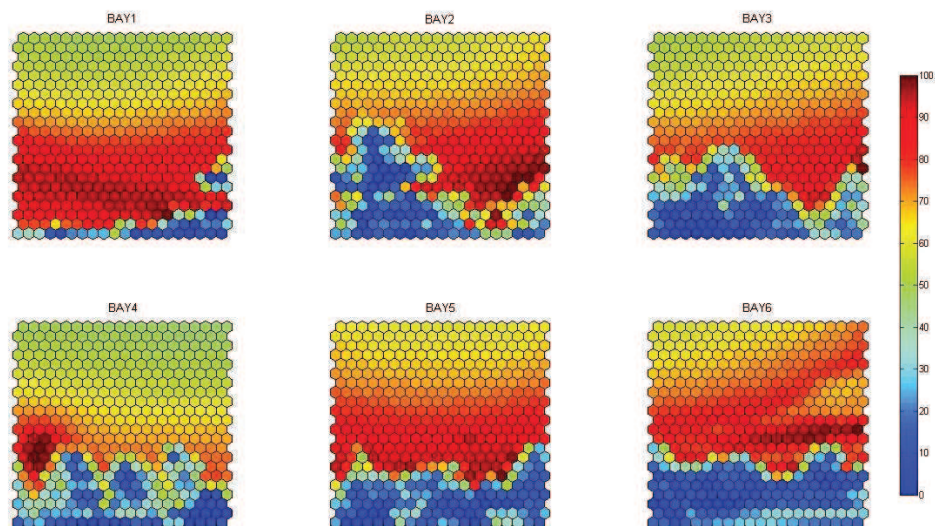
Z hodnot pozadí na jednotlivých fotonásobičích (obrázek 6.4) bude obsluha FD teleskopů schopna posoudit, zda je možné otevřít shutter a začít další měření. Celý proces řídí miniaturní počítač, který je zabudován do těla kamery - řídí clonu objektivu, kameru, vyhodnocuje snímky a posílá výsledky do centrálního ovládacího systému observatoře. Současně na počítači běží html server, který publikuje výsledky ve formě html stránky, jež je dostupná obsluze observatoře. Měřicí proces se skládá z následujících kroků: nasnímají se snímek oblohy (obrázek 6.8) a temný snímek, tyto snímky se od sebe odečtou, následně se vypočítají horizontální souřadnice (obrázek 6.2), které přísluší každému pixelu na CCD



Obrázek 6.2: Snímek oblohy přepočítaný ze sférických souřadnic do azimutálních



Obrázek 6.3: Zorné pole jednotlivých teleskopů, kde jsou vykreslena zorná pole jednotlivých fotonásobičů



Obrázek 6.4: Intenzitní rozložení pozadí na kameře fotonásobičů. Jednotky intenzity jsou takzvané variance signálu  $[ADC^2]$ , vysvětleno v úvodu této kapitoly

čipu. K tomuto kroku jsou nutná data z kalibrací (následující kapitola). Následně se vypočítá zorné pole každého fotonásobiče kamery fluorescenčního teleskopu v horizontálních souřadnicích. Nyní víme, kam míří zorné pole každého fotonásobiče (obrázek 6.3) a jakou část oblohy sleduje každý pixel CCD kamery, takže lze spočítat celkovou hodnotu elektrického náboje pixelů CCD kamery (obrázek 6.4). Tato hodnota je přímo úměrná intenzitě dopadajícího záření na kameru fluorescenčního teleskopu.

## 6.1 Kalibrace

Vzhledem k tomu, že objektiv kamery má zorné pole  $185^\circ$ , má celou řadu optických aberací, které se projeví zkreslením obrazu. To znamená, že je nutné naměřit převodní charakteristiku pozice pixelu na CCD čipu a směrového úhlu, ze kterého přichází světlo do objektivu. Konkrétně se tato kalibrace provádí tak, že dostatečně daleko (více než 10 m) od kamery, která je umístěna na otočném stole, se nachází bodový zdroj světla. S kamerou se otáčí o konstantní úhel přes celé zorné pole a snímá se obraz bodového zdroje. Pro každé úhlové natočení se vypočítá poloha obrazu bodového zdroje na čipu kamery a vypočítá celkový

náboj generovaný bodovým zdrojem na pixelech CCD čipu. Toto se provádí pro několik řezů CCD kamery. Z nasnímaných dat se vypočítá reálný střed obrazového pole a funkce závislosti směrového úhlu na poloze obrazu na čipu kamery. Vypočítané funkce se pro jednotlivé řezy následně zprůměrují a proloží vhodným polynomem, v tomto případě polynomem čtvrtého řádu. Tento polynom se potom používá jako vztah určený pro výpočet výškového úhlu  $h$ , který přísluší daným pixelům ve vzdálenosti od skutečného středu zorného pole na CCD čipu  $r$ :

$$h(r) = p1 \times r^4 + p2 \times r^3 + p3 \times r^2 + p4 \times r + p5, \quad (6.1)$$

pro námi použitý objektiv, hodnoty  $r$  dosazené v jednotkách pixelů a  $h$  ve stupních koeficienty polynomu mají následující hodnoty:  $p1 = 1.02 \times 10^{-9}$ ,  $p2 = -7.196 \times 10^{-7}$ ,  $p3 = 0.000198$ ,  $p4 = 0.1138$  a  $p5 = 0.2326$ .

## 6.2 Použitý hardware

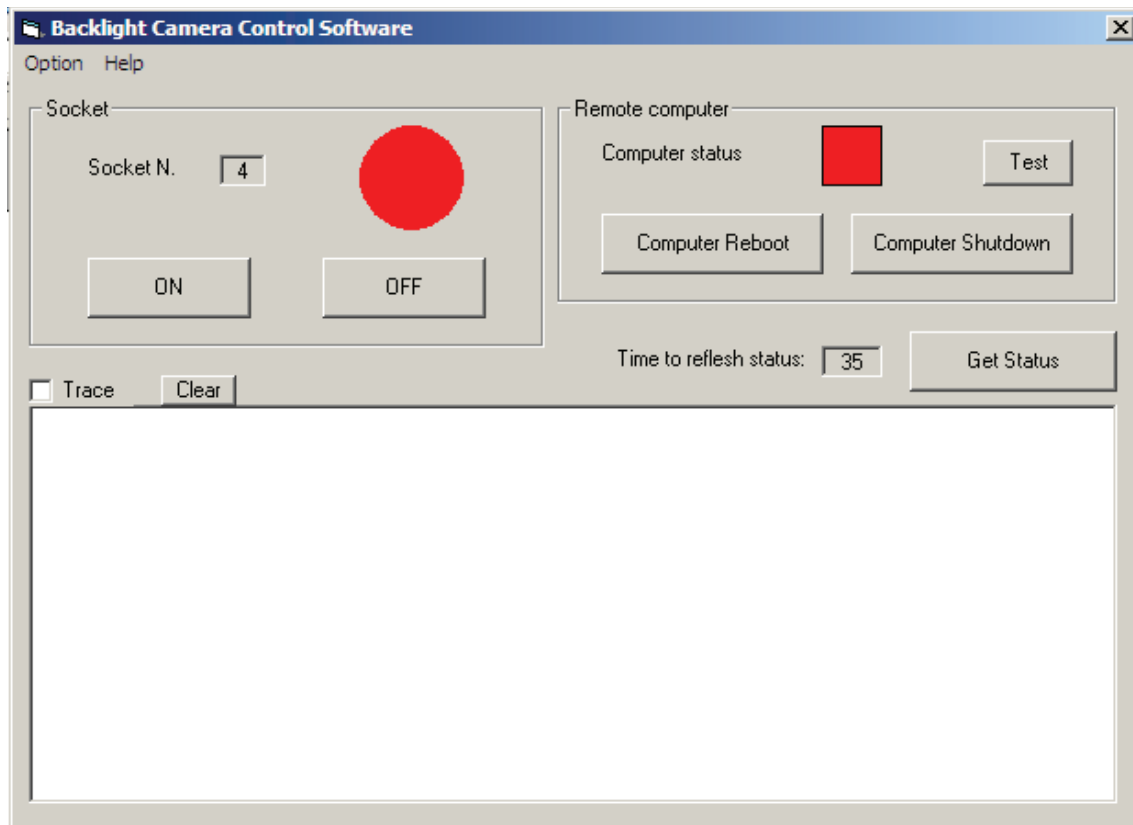
Základ použitého hardwaru tvoří astronomická kamera G1-2000 [53] od firmy Moravské přístroje a.s., vybavená CCD čipem ICX274AL [54] od firmy Sony, která vyniká vysokou citlivostí a nízkým šumem. Kamera je osazena širokoúhlým objektivem Fujinon yv2.2. [55] Tento objektiv byl vybrán pro své široké zorné pole, které činí  $185^\circ$ . Další výhodná vlastnost tohoto objektivu spočívá v mechanické ovladatelnosti závěrky, která umožňuje po každém záběru oblohy vytvořit i temný snímek, pomocí něhož je možné eliminovat zbytkový temný šum kamery. Celý systém je řízen minipočítačem Foxconn nT330i [56], na který se připojuje USB řídicí karta Vellmann K8055D [57]. Řídicí karta ovládá otevírání clony objektivu. Celá sestava je velmi prostorově úsporná (20x20x15 cm) a má průměrný výkon 25 W. Tato poslední vlastnost je důležitá proto, že celou sestavu je zapotřebí hermeticky uzavřít z důvodu průsaku vlhkosti a průniku prachu v oblasti, kde často dochází k písečným bouřím. K odvádění zbytkového tepla, nebo naopak k zahřívání systému v zimních obdobích, se používá Peltierův článek v kombinaci s tepelným čidlem, který odvádí teplo z hermetického hliníkového krytu. Fotografie vnitřku těla kamery zachycuje následující obrázek 6.5.



Obrázek 6.5: Tělo kamery. 1 - prostor pro řídicí počítač, 2 - kamera, 3 - Peltierův článek na chlazení a ohřev (v zimním období)

## 6.3 Použitý software

Software pro zapnutí a vypnutí (popř. restart) systému byl vytvořen v programovacím jazyku Visual Basic 6. Program slouží pro zapnutí počítačem řízené zásuvky, která sepne napájení řídicího počítače kamery. Po zavedení systému se automaticky spustí program pro měření světelného pozadí. Rozhraní programu pro zapnutí a vypnutí systému ilustruje obrázek 6.6.

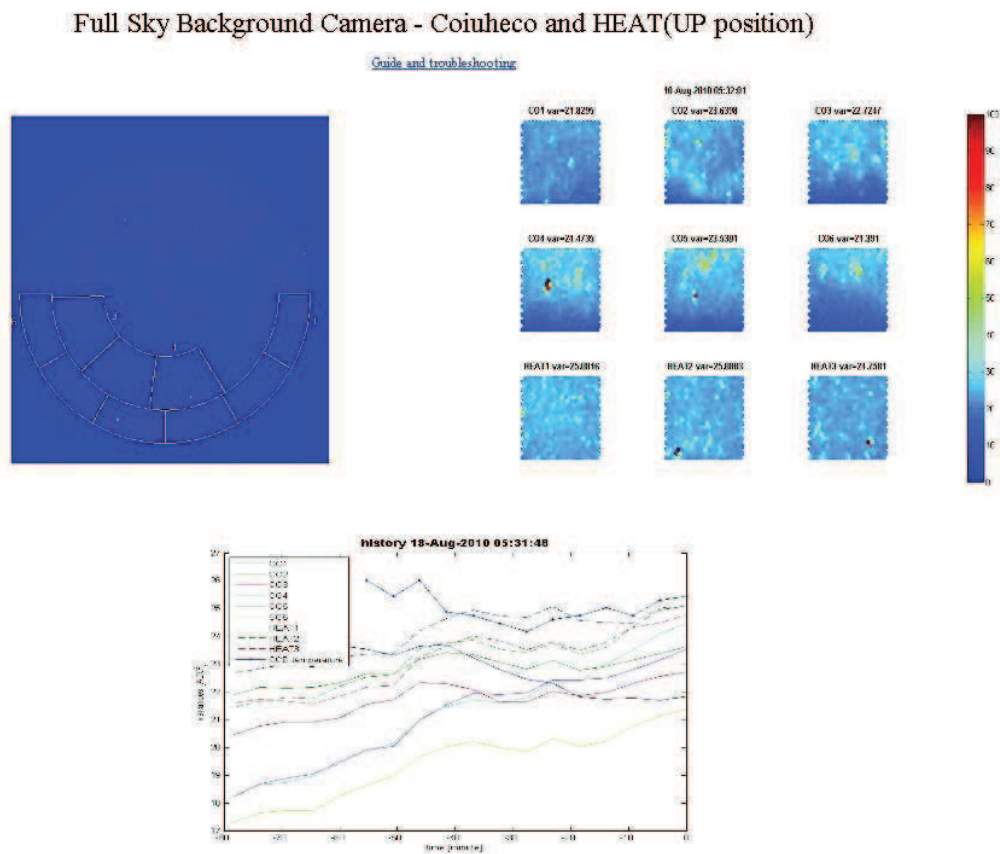


Obrázek 6.6: Program pro zapnutí a vypnutí systému, v levém horním oddílu se zapíná a vypíná napájení systému, v pravém horním oddílu je možné vypnout nebo restartovat řídicí počítač

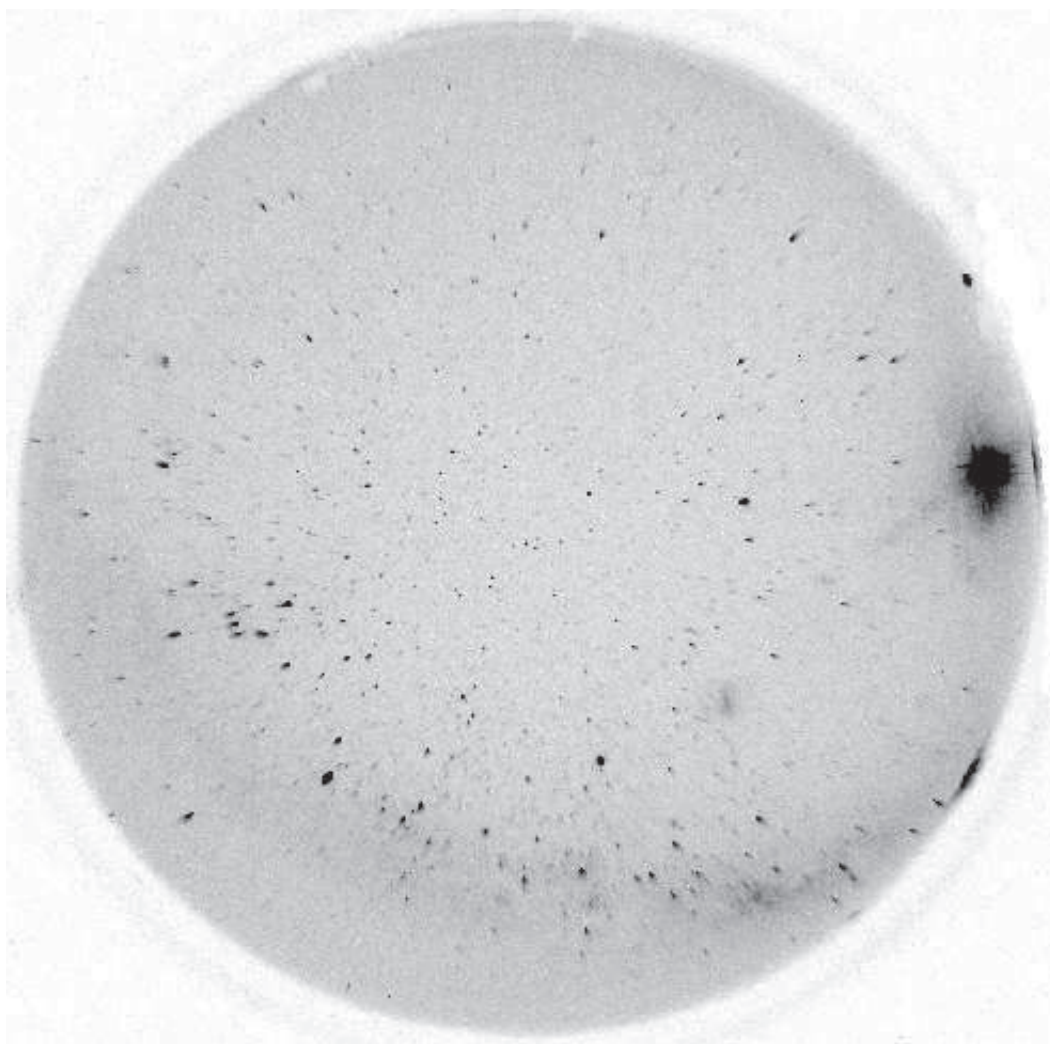
Software pro vyhodnocení naměřených dat a řízení kamery byl vytvořen pomocí programového prostředí MATLAB. Užívají se též knihovny pro kameru a řídicí kartu, neboť je nutné tato zařízení inicializovat. Zavolají se příslušné knihovny a vytvoří se objekt, který je dále používán. Poté se v paměti alokuje místo o velikosti jednoho snímku, do kterého se zapisují data z pixelů CCD čipu, dále se načtou pozice jednotlivých fotonásobičů a



kóji, následují zjištění začátku a konce měření podle aktuálního data. To je nutné kvůli různé délce dne během roku a délce měřicího cyklu FD detektoru. V dalším kroku se testuje, zdali nastal čas pro měření. Pokud ne, systém čeká 180 sekund a poté znovu testuje okamžik spuštění. Pokud je vhodná doba pro měření, zjistí se nejprve čas, který bude následně brán i jako název souboru s daty. Vyčtou se snímek s expozicí 30 sekund a z databáze FD aktuální pozadí všech fotonásobičů jednotlivých kóji. Následuje vyčtení temného snímku pro korekci výsledného obrázku oblohy. Pak se vygeneruje obrázek oblohy se zornými poli jednotlivých kóji. V dalším kroku se přepočtou intenzity pixelu na kameře odpovídajícím pozicím fotonásobičů na kameře FD teleskopů. Vypočítají se průměrné variance jednotlivých kóji. V posledním kroku se vytvoří obrázky pro variance jednotlivých kóji a historie variancí od začátku měření. Všechny snímky jsou použity pro vygenerování webové stránky, která je přístupná z intranetu řídicí budovy observatoře, viz obrázek 6.7.



Obrázek 6.7: Výsledná podoba webové stránky se snímek oblohy (vlevo nahoře), hodnotou variancí pro jednotlivé kóje (vpravo nahoře) a historií průměrných variancí (dole)



Obrázek 6.8: Noční obloha nad fluorescenčním detektorem Coihueco, třicetisekundová expozice

# Kapitola 7

## Závěr

Cílem předkládané dizertační práce bylo přiblížit několik vybraných témat, kterými se autor zabýval v rámci měřicích a justážních metod na projektu Observatoř Pierre Auger.

V první části je popsána nově vyvinutá metoda bezkontaktního měření tvaru velkoplošných reflexních optických členů, kterou autor samostatně vyvinul a odzkoušel na segmentech zrcadel, tvořících optickou část FD teleskopů. Princip celé metody je sice dobře znám, neboť se používal při konstrukci prvních teleskopů, ale zde jsou použity moderní prvky a hlavně nový způsob ovládání a zpracování naměřených dat, čímž se dosáhlo nové využitelnosti a zvýšení přesnosti měření.

Ve druhé části je popisováno měření drsnosti optických povrchů. Metoda je založena na měření drsnosti pomocí rozptýleného světla, a to pomocí měřicího systému CASI. Autor pro tento přístroj navrhl a ověřil nové způsoby měření a vytvořil vyhodnocovací program, který zpracovává měřená data na základě teorie uvedené v úvodu kapitoly. Měřicí systém CASI obsahuje základní software, jenž vyhodnocuje naměřený světelný výkon a přepočítává funkci BSDF a dokáže vyhodnotit drsnost povrchu. Není to však univerzální nástroj, který by byl schopen vyhodnotit data z netypických vzorků a netypických způsobů měření. Pro rozšíření možností tohoto zařízení autor vyvinul vyhodnocovací algoritmus zpracovávající surová data z měření světelného výkonu, naměřená systémem CASI. Z těchto dat je schopen vyhodnotit velkou škálu parametrů související s rozptylem na optických površích zmíněných v předešlém textu. Program nejen vyhodnotí tyto parametry, ale také na rozdíl od firemního programu využívá část dat, která nejsou zatíženy

chybou, jež je způsobena sekundárními odrazy a nežádoucími rozptyly. Dále měření použil pro kvantifikování rozptylových vlastností různých prvků nejen fluorescenčních detektorů, ale i pozemních detektorů PAO.

V další kapitole se autor zabývá svým přístupem k návrhu optického systému části Observatoře Pierre Auger pro LIDAR. Pro tento atmosférický monitorovací systém bylo nutné navrhnout novou optickou část zařízení. Po obecném popisu systému autor popisuje postup návrhu optické plochy, po němž následuje komplexní série měření a simulací, které autor navrhl, naměřil a následně i vyhodnotil. Při uvedených testech autor ověřoval funkčnost, stabilitu a kvalitu zobrazení navrženého systému. Celý systém byl úspěšně otestován ve stávajícím LIDARu a je připraven k instalaci v novém LIDARovém systému, který se v současné době konstruuje v kooperaci s Univerzitou v Turíně.

Poslední část dizertační práce se zaměřuje na systém, na jehož návrhu se autor této práce podílel a pro který vytvořil řídicí a vyhodnocovací programové vybavení. Tento systém již úspěšně funguje na dvou budovách fluorescenčního detektoru, kde probíhá jejich testovací provoz. Jedná se o systém monitorující světelné pozadí FD a současně době pomáhá tento systém k efektivnějšímu sběru dat, prodloužení doby měření a v budoucnu díky tomuto systému bude možné přejít k zcela automatickému provozu fluorescenčních teleskopů.

# Kapitola 8

## Summary

The aim of this thesis was to introduce a few selected topics, which the author dealt with in the Pierre Auger Observatory project, specifically in its measuring and adjusting methods.

A newly developed method of non-contact measuring of the large-reflective optics elements' shape, which the author has independently developed and tested on mirror segments forming the optical part of the FD telescopes, is described in the first section. The key principle of this method is well known because it used to be used for the construction of the first telescopes but here modern features and mainly a new way to control and process the data is applied. This leads to new usability and an increase in accuracy.

The second part is focused on the description of optical surface roughness measurement. This method is based on roughness measurement using diffuse light, CASI measuring system respectively. The author has proposed and practically verified a brand new measuring method and also created an evaluation program, which can process the measured data based on theory mentioned in the introduction. CASI measuring system contains basic software that evaluates light performance, converts BSDF function and evaluates the surface roughness. It is unfortunately not any universal tool that would be able to evaluate data from unusual samples or atypical measurements. To extend the possibilities of this device, the author has developed an algorithm, which processes the data from light performance measurement measured by CASI system. From data obtained, it is able to evaluate a wide range of parameters related to the optical surface dispersion mentioned in previous text. Computer application evaluates these parameters and uses data not exposed

any error that is caused by secondary reflections and adverse dispersions. Furthermore, the author has used his measurement for dispersion characteristics of various elements of fluorescence detectors, as well as PAO terrestrial detectors, quantification.

In the following chapter, the author deals with his approach to design the optical system of the PAO for the LIDAR. It was required to design a new optical part of the device for atmospheric monitoring system. Introducing general description, the author also describes a way how to design optical surface. This is followed by complex series of measurements and simulations, which the author suggested, measured and subsequently evaluated. During these tests, the author has verified overall functionality, stability and image quality of the system. The whole system was successfully tested in the LIDAR and now it is ready to be installed in the new LIDAR system, which is currently under construction in a cooperation with the University of Turin.

The last part of the dissertation thesis is focused on the system whose design the author participated in and created a control and evaluation software. This system has already successfully operated in two FD buildings where their testing is pending. This system monitors the FD light background and helps to efficient data collection and measurement time extension. Thanks to this system it will be able fully automate the fluorescence telescopes operation in the future.

# Kapitola 9

## Přílohy

V přílohách jsou uvedeny zdrojové kódy a jejich komentáře v programu MATLAB.

### 9.1 Simulace Ronchiho testu pro základní aberace

```
%Simulace Ronchiho testu pro zakladni aberace
clear all clc
r=0.5;      %polomer vlnoplochy
d=0.01;    %mrizkova konstanta Ronchiho mrizky
A=0;       %sfericka aberace
B=0;       %koma
C=-10;     %astigmatismus
D=20;     %defokusece
phi=-3.14/4; %uhel natoceni
R=0.05;    %polomer zrcadla
m=3;       %pocet zobrazovanych pruhu
n=50;     %pocet kroku
x=-R:R/n:R; y=-R:R/n:R; for i=1:2*n+1
    for k=1:2*n+1
        W=4*A*(x(i)^2+y(k)^2)*(x(i)*cos(phi)-y(k)*sin(phi))+
            B*(2*x(i)*y(k)*cos(phi)-(3*y(k)^2+x(i)^2)*sin(phi))+
```

```

2*C*(x(i)*cos(phi)-3*y(k)*sin(phi))+2*D*(x(i)*
cos(phi)-y(k)*sin(phi));
for L=-m:m
    s(L+m+1)=W*r/d-L;
end;
if abs(s)>1/4 j(k,i)=0;
else j(k,i)=1;
end;
if x(i)^2+y(k)^2>R^2 j(k,i)=0.5;
end;
end;
end;
[X,Y]=meshgrid(x,y);
pcolor(X,Y,j);
title ('Ronchiho test')
axis off
colormap(gray)
shading interp

```

## 9.2 Inicializace kamery a ovládací karty

```

function[ukaz,xp]=startkamery() %vytvoří se funkce
která inicializuje kameru a řídicí kartu
cd('I:/Program Files/MATLAB/R2008b/work/AllSky');
%inicializace K8055D
loadlibrary K8055D K8055D.h
calllib('K8055D', 'CloseDevice');
calllib('K8055D', 'OpenDevice', 0);

```



```

%inicializace kamery
loadlibrary g1ccd g1ccd.h;
ukaz=calllib('g1ccd', 'Initialize', 3043);
pause(1)
calllib('g1ccd', 'SetFan', ukaz, 1); %zapnuti vetráčku
xp=uint16(zeros(1628,1236));
calllib('g1ccd', 'Open', ukaz);
pause(5);
calllib('g1ccd', 'Close', ukaz);
[a,b,x\_obr]=calllib('g1ccd', 'GetImage', ukaz,
0, 0, 1628, 1236, 4500000, xp);
calllib('g1ccd', 'ClearCCD', ukaz);

```

### 9.3 Určení času začátku a konce měření

```

function [zap,vyp]=zapvyp(); %funkce na urceni casu zapnuti a vypnuti
cas = [6 6 7 7 7 8 8 7 7 6 5 5;22 21 21 20 20 20 20 20 21 21 22];
N =date;
V = datevec(N);
t=V(2);
vyp = cas(1,t);
zap = cas(2,t);

```

### 9.4 Načtení snímku

```

function [x,temp] = nactenisnimku (ukaz,xp,expozice,rezim)
%funkce vrati obrazek z kamery a teplotu chipu,
%vstupni parametry jsou ukazatel - objekt spojeny s kamerou,
%xp - prazdny snimek,
%expozice a režim - 1 : otevřený objektiv, 0 - zavřený objektiv
x1 =0; %inicializacni hodnota teploty

```

```

if rezim == 1 %vyčtení snímku z kamery
    calllib('K8055D', 'OutputAnalogChannel', 1, 200);
    calllib('g1ccd', 'ClearCCD', ukaz);
    pause(1);
    calllib('g1ccd', 'Open', ukaz);
    pause(expozice);
    calllib('g1ccd', 'Close', ukaz);
    [a,b,x\_obr]=calllib('g1ccd', 'GetImage', ukaz,
    0, 0, 1628, 1236, 4500000, xp);
    calllib('g1ccd', 'ClearCCD', ukaz);
    x = x\_obr;
end;

if rezim == 0 %vyčtení temného snímku snímku z kamery}
    calllib('K8055D', 'OutputAnalogChannel', 1, 0);
    calllib('g1ccd', 'ClearCCD', ukaz);
    pause(1);
    calllib('g1ccd', 'Open', ukaz);
    pause(expozice);
    calllib('g1ccd', 'Close', ukaz);
    [a,b,x\_tem]=calllib('g1ccd', 'GetImage', ukaz,
    0, 0, 1628, 1236, 4500000, xp);
    x = x\_tem;
end;

[a,b,c1]=calllib('g1ccd', 'GetValue', ukaz, 0, x1);
temp=c1;
calllib('K8055D', 'OutputAnalogChannel', 1, 0); %vyčtení teploty chipu

```

## 9.5 Vykreslení fotonásobičů a hodnot variancí

```
function[ ]=vykresleni(values,p)
load souradnice; %načtou se souřadnice jednotlivých fotonásobičů
t = (0:1/6:1-1/6)'*2*pi;
for bay=1:9
    subplot(3,3,bay)
    hold on;
    for PMT=1:440
        x = sqrt(3)/2*sin(t)+XY(PMT,1);
        y = sqrt(3)/2*cos(t)+XY(PMT,2);
        fill(x,y,values(bay,PMT));
    end;
    var(bay)=sum(values(bay,:))/440; %výpočet průměrné varince
    if bay>0 \& bay<7
        naz='CO';
        k=0;
    end;
    if bay>6
        naz='HEAT';
        k=6;
    end;
    title([naz,num2str(bay-k),' var=',num2str(var(bay))],
        'FontWeight','bold','FontSize',10,'FontName','Arial');
    axis equal;
    axis off;
    hold off;
    caxis([0 100])
end
annotation(p,'textbox','String',{datestr(now)},...
    'FontWeight','bold',...
```

```

'FontSize',10,...
'FontName','Arial',...
'FitHeightToText','off',...
'LineStyle','none',...
'Position',[0.43 0.97 0.16 0.04]);

```

## 9.6 Hlavní ovládací program

```

[ukaz,xp]=startkamery();
load PMT\_pixel;
load bays;
pause(5)
[zap vyp]=zapvyp; %nacteni casu astron. soumraku
i=1;
tic
t=clock;
expozice=30;
while 1==1
t=clock;
if t(4)<vyp | t(4) > zap-1
nazev=datestr(clock,'yyyy\_mmm\_dd-HH\_MM\_SS');
[obrazek,teplota]=nactenisnimku(ukaz,xp,expozice,1);
[GPSsec,BGBaysVariances]=background\_FD;
BGBaysVariances=BGBaysVariances/1000;
[temnysnimek,teplota]=nactenisnimku(ukaz,xp,expozice,0);
snimek = uint8((obrazek-temnysnimek)/2E7);
p = figure('visible','off');
imagesc(snimek(150:1380,80:1236));
axis equal;
hold on;

```

```

plot(X11,Y11,'y',X21,Y21,'y',X41,Y41,'y',X31,Y31,'.y'
,X51,Y51,'.y','MarkerSize',0.5);
axis off;
text(5,730,'6','Color','y');
text(1100,730,'1','Color','y');
text(370,710,'3','Color','y');
text(590,820,'1','Color','y');
print(p,'-djpeg','-r100',['I:/web/shot']);


```

%prepocet snimku kamery na pozice fotonasobicu
for bay=1:9
    for PMT=1:440
        ind1=ind(bay,PMT,2:ind(bay,PMT,1)+1);
        if bay<7 valueb(bay,PMT)=sum(snimek(ind1))/17; end;
if bay>6 valueb(bay,PMT)=sum(snimek(ind1))/20; end;
        end;
end;
%historie varianci
historyASC(1:9,i)=mean(valueb')'; %historie backgroundu kamery
historyASC(10,i)=(teplota);
time(i) = toc/60;
p = figure('visible','off');
plot(time-max(time),historyASC(1:6,:))';
hold on;
plot(time-max(time),historyASC(7:9,:))','--');
plot(time-max(time),historyASC(10,:))','.-');
hold off;
xlabel('time [minute]');
ylabel('variances [ADC]');
title(['history ',datestr(now)],'FontWeight','bold',
'FontSize',13,'FontName','Arial');

```


```

```

legend('CO1','CO2','CO3','CO4','CO5','CO6','HEAT1',
'HEAT2','HEAT3','CCD temperature',2);
print(p,'-djpeg','-r100',['I:/web/history']);
%vykresleni(BGBaysVariances)
p = figure('visible','off','Position',[0 0 1300 700]);
vykresleni(valueb,p);
print(p,'-djpeg','-r100',['I:/web/variances'])
close all
save(['J:/data/',nazev],'snimek','teplota',
'valueb','BGBaysVariances','GPSsec')
i=i+1
else
disp('nenastal cas')
end
pause(180)
end;

```

# Literatura

- [1] Privitera, P. et al., The Pierre Auger Observatory, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, Volume 110, July 2002, Pages 487-490.
- [2] Linsley, J., Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy  $10^{20}$  eV, Physical Review Letters, Volume 10, Issue 4, 1963, Pages 146-148.
- [3] Winn, M.M., The cosmic-ray energy spectrum above  $10^{17}$  eV, Journal of Physics G: Nuclear Physics, Volume 12, Issue 7, 1986, Article number 015, Pages 653-674.
- [4] Lawrence, M.A., Reid, R.J.O., Watson, A.A., The cosmic ray energy spectrum above  $4 * 10^{17}$  eV as measured by the Haverah Park array, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Volume 17, Issue 5, 1991, Article number 019, Pages 733-757.
- [5] Baltrusaitis R.M. et al., The Utah Fly's Eye detector, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A, Volume 240, Issue 2, 15 October 1985, Pages 410-428.
- [6] Chiba, N. et al., Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km<sup>2</sup> area, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A, Volume 311, Issue 1-2, 1 January 1992, Pages 338-349.
- [7] Kawai, H. et al., Telescope Array Experiment, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, Volume 175-176, Issue SUPPL.: COMPLETE, January 2008, Pages 221-226.
- [8] Sokolsky, P. et al., Observation of the GZK cutoff by the HiRes Experiment, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, Volume 196, Issue C, December 2009, Pages 67-73.

- [9] Sasaki, M., All-sky survey high resolution air-shower detector (Ashra), *Journal of the Physical Society of Japan*, Volume 77, Issue SUPPL. B, 2008, Pages 83-87.
- [10] Mnich, J., Status of the LHC, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Volume 205-206, Issue C, August 2010, Pages 2-9.
- [11] Greisen K., End to the cosmic-ray spectrum?, *Physical Review Letters*, Volume 16, Issue 17, 1966, Pages 748-750.
- [12] Zatsepin G. T., Kuzmin V. A., Upper limit of the spectrum of cosmic rays, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, Volume 4, 1966, Pages 78-80.
- [13] Dawson B.R., The highest energie astrophysics, Pierre Auger GAP note 1998-064, <http://www.auger.org>.
- [14] Ave, M., et al., A novel method for the absolute fluorescence yield measurement by AIRFLY. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Volume 597, 2008, Pages 55-60.
- [15] Prouza M., Šmída R., The Galactic magnetic field and propagation of ultra-high energy cosmic rays, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 410, Issue 1, October 2003, Pages 1-10.
- [16] Bauleo P. et al., A water tank Cherenkov detector for very high-energy astroparticles, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, Volume 406, Issue 1, 21 March 1998, Pages 69-77.
- [17] Dawson B.R., Fluorescence detector techniques, Pierre Auger GAP note 1996-017, <http://www.auger.org>.
- [18] Klages H., et al., HEAT: Enhancement telescopes for the Pierre Auger southern Observatory in Argentina, *Proc. 30th Intl. Cosmic Ray Conference (ICRC 2007)*, Merida, Mexico, 3-10 July 2007.
- [19] Hrabovsky M., et al., The Optical Analysis of the Proposed Schmidt Camera Design, Pierre Auger GAP note 1999-025, <http://www.auger.org>.



- [20] Palatka M. et al., Bifocal optical system of the schmidt camera (Design of the corrector ring), Pierre Auger GAP note 2000-002, <http://www.auger.org>.
- [21] Ambrosio, M. et al., The camera of the Pierre Auger Observatory fluorescence detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, Volume 478, Issue 1-2, 2002, Pages 125-129.
- [22] Malacara D., Optical shop testing, John Wiley and Sons Inc., New York 1992.
- [23] González M.M., Ochoa N.A., The Ronchi test with an LCD grating, Optics Communications, Volume 191, Issue 3-6, 8 May 2001, Pages 203-207.
- [24] Servin M., Cuevas F.J., Malacara D., Marroquin J.L., Direct ray aberration estimation in hartmanngrams by use of a regularized phase-tracking system, Applied Optics, Volume 38, Issue 13, 1999, Pages 2862-2869.
- [25] Wilson R.N., Reflecting telescope optics II, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999.
- [26] Erhart V., Erhart J., Amatérské astronomické dalekohledy, SNTL, Praha 1989.
- [27] Pech, M., Mandát, D., Schovánek, P., Optická soustava pro měření tvaru konvexních odrazových ploch, zejména segmentů velkoplošných sférických zrcadel. Užitečný vzor číslo: 18623, zapsán dne: 24.4.2008
- [28] Born M., Wolf E., Principles of Optics, Pages 464-466, 767-772, Pergamon press, New York 1959.
- [29] Gavrielides A., Vector polynomials orthogonal to the gradient of Zernike polynomials, Optics Letters, Volume 7, Issue 11, 1982, Pages 526-526.
- [30] Strehl, K., Aplanatische und fehlerhafte Abbildung im Fernrohr, Zeitschrift für Instrumentenkunde, Volume 15, 1895, Pages 362-370.
- [31] Stover J.C., Optical scattering measurement and analysis, McGraw-Hill, New York, 1990.
- [32] Stover J.C., Roughness characterization of smooth machined surfaces by light scattering, Applied Optics, Volume 14, Issue 8, August 1975, Pages 1796-1802

- [33] Nicodemus F. E., Reflectance nomenclature and directional reflectance and emissivity, *Applied Optics*, Volume 9, Issue 6, 1970, Pages 1474-1475.
- [34] Goodman J.W., *Introduction to fourier optics*, McGraw-Hill, New York, 1968.
- [35] Church E.L., Jenkinson H.A., Zavada J.M., Relation- ship between surface scattering and microtopographic features, *Optical Engineering*, Volume 18, Issue 2, March 1979, Pages 125-136.
- [36] Elson J.M., Bennett J.M., Vector scattering theory, *Optical Engineering*, Volume 18, Issue 2, March 1979, Pages 116-124.
- [37] Cheever, D. R., Cady, F. M., Klicker, K. A., and Stover, J.C., Design review of a unique complete angle scatter instrument (CASI), *SPIE Proceedings*, Volume 818, 1987, Pages 16-24.
- [38] Klicker K.A., Stover J. C., Cheever D.R., Cady F.M., Practical reduction of instru- ment signature in near specular light scatter measurements, *Proceedings of SPIE*, Volume 818, 1987, Pages 26-30.
- [39] Klicker, K.A., Stover, J.C., Wilson, D.J., Near specular scatter masurement tech- niques for curved samples, *Proceedings of SPIE*, Volume 967, 1988, Pages 255-263.
- [40] Mandat D., et al., Optical properties of M-UG6 filter and the halo problem, *Pierre Auger note 2009-164*, <http://www.auger.org>.
- [41] Harvey J.E., Shack R.V., *Light - scattering characteristics of optical surfaces*, Optical Science Center, University of Arizona Tucson, 1975.
- [42] Agostinelli S., et al., GEANT4 - A simulation toolkit, *Nuclear Instruments and Meth- ods in Physics Research, Section A*, Volume 506, Issue 3, July 2003, Pages 250-303.
- [43] Levin A., Moisan C., A more physical approach to model the surface treatment of scintillation counters and its implementation into DETECT, *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Volume 2, 1996, Pages 702-706.
- [44] Hihkley E.D., *Laser monitoring of the atmosphere*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1976.

- [45] Klett, J. D., Stable analytical inversion solution for processing lidar returns, *Applied Optics*, Volume 20, Issue 2, January 1981, Pages 211-220.
- [46] S.Y. BenZvi et al., The Lidar system of the Pierre Auger Observatory, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, Volume 574, Issue 1, April 2007, Pages 171-184.
- [47] Katalogový list fotonásobiče:  
[http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_R/R7400U\\_TPMH1204E07.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R7400U_TPMH1204E07.pdf).
- [48] Katalogový list digitálního převodníku Licel:  
[www.licel.com/Transientrecorder.pdf](http://www.licel.com/Transientrecorder.pdf).
- [49] Palatka M. et. al., Light mirrors for VHE astronomy telescopes, *SILICON 2002*, Proceedings of the 8th Scientific and Business Conference, November 2002, Czech Republic, Pages 278-285.
- [50] Hrabovský, M., Schovánek, P., Palatka, M., Pech, M., Segmentové zrcadlo pro lidar, Užiténý vzor číslo: 17255, zapsán dne: 12. 2. 2007.
- [51] Davies J.M., Cotton E.S., Design of the quartermaster solar furnace, *Journal of Solar Energy*, Volume 1, 1957, Pages 16-22.
- [52] Kleifges, M. et al., Statistical current monitor for the cosmic ray experiment Pierre Auger, *IEEE. Transactions on Nuclear Science*, Volume 50, Issue 4 II, August 2003, Pages 1204-1207.
- [53] Katalogový list kamery: <http://ccd.mii.cz/art?id=328&lang=405>.
- [54] Katalogový list čipu kamery:  
<http://www.sony.net/Products/SC-HP/datasheet/90203/data/a6811244.pdf>.
- [55] Katalogový list objektivu:  
<http://www.fujinon.com/ProductDocs/YV22x14A-SA2.pdf>.
- [56] Katalogový list počítače:  
<http://www.foxconnchannel.com/product/Barebones/NT330i/index.html>.

[57] Katalogový list řídicí karty:

<http://www.vellemanusa.com/us/enu/product/view/?id=500349>.

# Seznam autorových publikací a publikací s přispěním autora

## Impaktované časopisy

- **PECH, M.**, MANDÁT, D., HRABOVSKÝ, M., PALATKA, M., SCHOVÁNEK, P., Shape parameters measurement of ultralight mirrors. *Optik*, 2010, Volume 121, Pages 1881-1884. IF 0.378.
- NOŽKA, L., **PECH, M.**, et al., BRDF profile of Tyvek and its implementation in the Geant4 simulation toolkit, *Optics Express*, 2011, Vol. 19, Issue 5, Page 4199-4209. IF 3.8.
- NOŽKA, L., **PECH, M.**, et al., Temperature chamber for measurement of fluorescence yield and nitrogen spectrum in the project AIRFLY. *Optik*, 2009, Volume 120, Pages 619-622. IF 0.507.
- JELÍNEK, M., **PECH, M.** et al., The bright optical flash from GRB 060117. *Astronomy & Astrophysics manuscript*, 2006, Volume 454, Pages 119-122. IF 4.223.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby Extragalactic objects. *Science*, 2007, Volume 318, Pages 938-943. IF 30.028.
- BONIFAZI, C., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), A model for the time uncertainty measurements in the Auger surface detector array. *Astroparticle Physics*, 2008, Volume 28, Pages 523-528. IF 3.483.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above  $10^{19}$  eV from the Pierre Auger. *Astroparticle Physics*, 2007, Volume 27, Pages 155-168. IF 3.865.
- GEENEN, H., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Analysis of the Pierre Auger fluorescence data. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, Volume 588, Pages 176-180. IF 1.114.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 2007, Volume 27, Pages 244-253. IF 3.865.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Atmospheric effects on extensive air showers observed with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 2009, Volume 32, Pages 89-99. IF 3.388.
- BERTOU, X., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2006, Volume 568, Pages 839-846. IF 1.224.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. *Astroparticle Physics*, 2008, Volume 29, Pages 188-204. IF 3.483.
- LETESSIER-SELVON, A., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Anisotropy studies around the Galactic centre. *Nuclear Physics B*, 2007, Volume 165, Pages 254-263. IF 5.199.
- SHELLARD, R. C., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), First results from the Pierre Auger Observatory. *Brazilian Journal of Physics*, 2006, Volume 36, (č. 4A), Pages 1-10. IF 0.445.
- ABRAHAM, J., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Limit on the diffuse flux of ultrahigh energy neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Physical Review D*, 2009, Volume 79, Pages 102001(1)-102001(15). IF 5.050.
- ROVERO, A. C., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Multi-wavelength calibration procedure for the Pierre Auger Observatory Fluorescence Detectors. *Astroparticle Physics*, 2009, Volume 31, Pages 305-311. IF 3.388.
- URSO, D. D., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Multiparametric topological analysis (MTA) for the study of the primary CR composition: Performances with Auger simulated data. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, Volume 588, Pages

171-175. IF 1.114.

- COPPENS, J., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Observation of radio signals from air showers at the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009, Volume 604, Pages S41-S43. IF 1.019.
- ABRAHAM, J., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above  $4 \times 10^{19}$  eV. *Physical Review Letters*, 2008, Volume 101, Pages 061101(1)-061101(7). IF 6.944.
- RAUTENBERG, J., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Radio in Auger-offline. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009, Volume 604, Pages 44-45. IF 1.019.
- HALENKA, V., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Radiodetection of cosmic air showers with autonomous radio detectors installed at the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009, Volume 604, Pages S37-S40. 1.019.
- ALVAREZ-MUNITZ, J., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Recent results from the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009, Volume 604, Pages S30-S36. 1.019.
- WATSON, A A., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Recent results from the Pierre Auger Observatory Including comparisons with data from AGASA and HiRes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, Volume 588, Pages 221-226. IF 1.114.
- AVE, M., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Spectrally resolved pressure dependence measurements of air fluorescence emission with AIRFLY. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, Volume 597, Pages 41-45. IF 1.114.
- AVE, M., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Temperature and humidity dependence of air fluorescence yield measured by AIRFLY. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, Volume 597, Pages 50-54. IF 1.114.
- AVE, M., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), The accuracy of signal measurements with the water-Cherenkov detectors of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2007, Volume 578, Pages 180-193. IF 1.185.
- SALAMIDA, F., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), The analysis of hybrid events in the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, Volume 588, Pages 207-210. IF 1.114.
- ALLEKOTTE, I., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), The surface detector system of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, Volume 586, Pages 409-420. IF 1.114.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Upper limit on the cosmic-ray photon flux above  $10^{19}$  eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 2008, Volume 29, Pages 243-256. IF 3.483.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 2009, Volume 31, Pages 399-406. IF 3.388.
- ABRAHAM, J., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Upper limit on the diffuse flux of ultrahigh energy tau neutrinos from the Pierre Auger Observatory. *Physical Review Letters*, 2008, Volume 100, Pages 211101(1)-211101(7). IF 6.944.
- DE DONATO, C THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Using stars to determine the absolute pointing of the fluorescence detector telescopes of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 2007, Volume 28, Pages 216-249. IF 3.865.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), A study of the effect of molecular and aerosol conditions in the atmosphere on air fluorescence measurements at the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 2010, Volume 33, Pages 108-129. IF 4.136.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Measurement of the Depth of

Maximum of Extensive Air Showers above  $10^{18}$  eV. *Physical Review Letters*, 2010, Volume 104, Pages 091101(1)-091101(7). IF 7.328.

- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18}$  eV using the Pierre Auger Observatory. *Physical Letters B*, 2010, Volume 685, Pages 239-246. IF 5.083.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments & Methods In Physics Research A*, 2010, Volume 620, Pages 227-251. IF 1.317.
- BLÜMER, J.; THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), The northern site of the Pierre Auger Observatory. *New Journal of Physics*, 2010, Volume 12, Pages 035001(1) – 035001(21). IF 3.312.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments & Methods In Physics Research A*, 2010, Volume 613, Pages 29-39. IF 1.317.
- THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astroparticle Physics*, 2010, Volume 34, Pages 314-326. IF 4.136.
- HUEGE, T., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Radio detection of cosmic rays in the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments & Methods In Physics Research A*, 2010, Volume 617, Pages 484-487. IF 1.317.
- TONACHINI, A. S., THE PIERRE AUGER COLLABORATION (**PECH, M.** et al.), Atmospheric monitoring with the LIDAR network of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments & Methods In Physics Research A*, 2010, Volume 617, Pages 517-519. IF 1.317.

### Časopisy

- **PECH, M.**, HRABOVSKÝ, M., SCHOVÁNEK, P., aj. Preliminary design of ultralight mirrors system for LIDAR. *Jemná mechanika a optika*, 2005, Volume 50, Pages 8-10.
- MANDÁT, D., PALATKA, M., HRABOVSKÝ, M., **PECH, M.**, aj. Projekt HEAT (High Elevation Auger Telescopes). *Jemná mechanika a optika*, 2009, Volume 54, Pages 90-91.
- NOŽKA, L., SCHOVÁNEK, P., **PECH, M.**, PALATKA, M., aj. Czech contribution to the project AIRFLY. *Jemná mechanika a optika*, 2005, Volume 50, Pages 11-13.
- VACEK, V., DOUBRAVA, M., NOŽKA, L., **PECH, M.**, aj. Chamber with controlled atmosphere for the project AIRFLY. *Jemná mechanika a optika*, 2006, Volume 51, Pages 51-54.
- ZAS, E., HRABOVSKÝ, M., **PECH, M.**, NOŽKA, L., aj. Status and first results of the largest UHECR Observatory. *Czechoslovak Journal of Physics*, 2006, Volume 56, Pages A231-A240.

### Příspěvky ve sbornících

- **PECH, M.**; HRABOVSKÝ, M.; MANDÁT, D.; MAREK, M.; PALATKA, M.; SCHOVÁNEK, P. Introduction to Roughness ASR Measurement Method with Mirror Roughness Measurement Example. In ŠMÍD, P.; HORVÁTH, P.; HRABOVSKÝ, M. (Eds.) 48<sup>th</sup> International Scientific Conference „Experimentální Analýza Napětí 2010“, Velké Losiny, Czech Republic, May 31-June 3, 2010. Olomouc: 2010, Pages 319-323.
- MANDÁT, D.; **PECH, M.**, PALATKA, M.; NOŽKA, L.; NOVÁKOVÁ, P.; HRABOVSKÝ, M.; SCHOVÁNEK, P. Measurement of scattering properties of ultrathin glass mirrors. In VOJTĚCHOVSKÝ, K. (ed.) The Twelfth Scientific and Business Conference SILICON 2010, November 2-5, 2010, Rožnov pod Radhoštěm, Czech Republic. TECON: 2010, Pages 419-425.
- PALATKA, M.; MANDÁT, D.; **PECH, M.**, NOŽKA, L.; NOVÁKOVÁ, P.; MAREK, M.; HRABOVSKÝ, M.; SCHOVÁNEK, P. Near UV filter optical properties. In VOJTĚCHOVSKÝ, K. (ed.) The Twelfth Scientific and Business Conference SILICON 2010, November 2-5, 2010, Rožnov pod Radhoštěm, Czech Republic. TECON: 2010, Pages 403-418.
- MANDÁT, D., RÖSSLER, T., **PECH, M.**, aj. Validation of 3D profilometry using total knee arthroplasty samples. In 15<sup>th</sup> Czech-Polish-Slovak Conference on Wave and Quantum Aspect of

*Contemporary Optics*. Washington : SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2007. Pages 660914-1-660914-4.

- **SCHOVÁNEK, P., PALATKA, M., HRABOVSKÝ, M., PECH, M.,** The prototype of ultralight mirror systém for LIDAR. In *Proc. of SPIE Optical Manufacturing and Testing VI*. Washington : SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2005. Volume SPIE5869, Pages 586907-1-586907-12.
- **PECH, M., HRABOVSKÝ, M., SCHOVÁNEK, P.,** aj. Some experiences with testing of reflecting layers on mirrors for the project Pierre Auger. In *The Ninth Scientific and Business Conference "SILICON 2004"*. Rožnov pod Radhoštěm : TECON Scientific, s.r.o., 2004. Pages 224-230.
- **MANDÁT, D., PECH, M., NOŽKA, L., HRABOVSKÝ, M.,** aj. Shape analysis of mirrors for Pierre Auger Project using Ronchi test. In *In 24th DANUBIA-ADRIA Symposium on Developments in Experimental Mechanics*. Sibiu : Descrierea CIP a Bibliotecii Nationale a României, 2007. Pages 81-82.
- **PECH, M., HRABOVSKÝ, M., SCHOVÁNEK, P.,** aj. Shape measurement method of concave mirrors. In *In 24th DANUBIA-ADRIA Symposium on Developments in Experimental Mechanics*. Sibiu : Descrierea CIP a Bibliotecii Nationale a României, 2007. Pages 89-90.
- **PECH, M., HRABOVSKÝ, M., SCHOVÁNEK, P.,** aj. Shape measurement method of concave mirrors. In *15th Czech- Polish-Slovak Conference on Wave and Quantum Aspect of Contemporary Optics*. Washington : SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2007. Volume 6609, Pages 660918-1-660918-5.
- **MANDÁT, D., PECH, M., HRABOVSKÝ, M.,** aj. Roughness measurement by means of optical methods. In *Proc. of the 46th Internat. Scientific Conf. "Experimental Stress Analysis"*. Ostrava : VŠB - Technical University of Ostrava, 2008. Pages 159-162.
- **PECH, M., MANDÁT, D., HRABOVSKÝ, M.,** aj. New shape measurement method of concave mirrors on digital processing of Hartmann test principles.. In *Proc. of the 46th Internat. Scientific Conf. "Experimental Stress Analysis"*. Ostrava : VŠB - Technical University of Ostrava, 2008. Pages 187-190.
- **MANDÁT, D., PECH, M., HRABOVSKÝ, M.,** aj. Materiology of mouldings for automobile industry. In *Experimentální Analýza Napětí 2007*. Plzeň : Západočeská univerzita v Plzni, 2007, Pages 4.
- **PECH, M., HRABOVSKÝ, M., SCHOVÁNEK, P.,** aj. Deformation of the mirror segments for fluorescent detector in Pierre Auger Observatory by its own weight. In *National Conference with International Participation "Engineering Mechanics 2003"*. Brno : Technická Univerzita, 2003.
- **NOŽKA, L., VACEK, V., DOUBRAVA, M., PECH, M.,** aj. Chamber with controlled atmosphere for fluorescence measurements in the project AIRFLY. In *15th Czech-Polish-Slovak Conference on Wave and Quantum Aspect of Contemporary Optics*. Washington : SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2007. Volume 6609, Pages 66090P-1-66090P-5.
- **MANDÁT, D., NOŽKA, L., HRABOVSKÝ, M., PECH, M.,** aj. Applications of Fourier profilometry on different types of surface. In *In 24th DANUBIA-ADRIA Symposium on Developments in Experimental Mechanics*. Sibiu: Descrierea CIP a Bibliotecii Nationale a României, 2007, Pages 91-92.

#### Užitné vzory

- **PECH, M., MANDÁT, D., SCHOVÁNEK, P.:** Optická soustava pro měření tvaru konvexních odrazových ploch, zejména segmentů velkoplošných sférických zrcadel, zápis užitného vzoru č. 18623 ze dne 24.4.2008
- **HRABOVSKÝ, M., SCHOVÁNEK, P., PALATKA, M., PECH, M.:** Segmentové zrcadlo pro lidar, zápis užitného vzoru č. 17255 do rejstříku ze dne 12. 2. 2007.

#### Výzkumné zprávy

- **PECH, M., KOCIAN, L., MANDÁT, D.,** Návrh a konstrukce funkčního vorku zrcadlového systému pro LIDAR. Zpráva č. 288/SLO/2006, SLO UP a FZÚ AV ČR Olomouc, 2006.
- **NOŽKA, L., PECH, M., MANDÁT, D.,** Protocols of reflectivity and transmittance measurements (for the project AIRFLY). Zpráva č. 301/SLO/2007, SLO UP a FZÚ AV ČR Olomouc, 2007
- **NOŽKA, L., MANDÁT, D., PECH, M.,** Optické metody testování optických prvků. Výzkumná zpráva



č. 242/SLO/2003, SLO UP a FZÚ AV ČR Olomouc.

- MANDÁT D., NOŽKA L., **PECH M.**: Analýza a výpočtové algoritmy pro zpracování Ronchi testu. Zpráva č. 302/SLO/2007, SLO UP a FZÚ AV ČR Olomouc, 2007.
- **PECH, M.**, MANDÁT, D., PALATKA, M., ČEPL, M., KOCIÁN, L., KRATOCHVÍL, A., Systém pro monitorování pozadí noční oblohy observatoře Pierre Auger. Zpráva č. 370/SLO/2010, SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, 2010.
- NOŽKA, L., **PECH, M.**, et al., Condition of mirror segments after 5 years of operation in Pierre Auger Observatory. GAP-2010-040, <http://www.auger.org/>.
- TRAVNICEK P., **PECH, M.**, et al., Test of FD the camera pointing by checking the parameters of reconstructed SDPs in CLF laser events. GAP-2006-032, <http://www.auger.org/>.
- BOHAČOVÁ, M., **PECH, M.**, et al., Cosmic rays from GRBs and SGR 1806-20. GAP-2008-071, <http://www.auger.org/>.
- MANDÁT D., **PECH, M.**, et al., Optical properties of M-UG6 filter and the halo problem. GAP- 2009-164, <http://www.auger.org/>.
- MANDÁT D., **PECH, M.**, et al., Measurement of light scattering of glass mirrors for Pierre Auger project. GAP- 2009-171, <http://www.auger.org/>.
- PALATKA, M., MANDÁT, D., **PECH, M.**, SCHOVÁNEK, P., NOŽKA, L., Optické vlastnosti M-UG 6. č. 355/SLO/2009, SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, 2009.
- PALATKA, M., **PECH, M.**, SCHOVÁNEK, P., Kalibrace optického systému FD detektorů projektu Pierre Auger. Zpráva č.335/SLO/2008, SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, 2008.
- PALATKA, M., SCHOVÁNEK, P., MANDÁT, D., **PECH, M.**, HALENKA, V., HRABOVSKÝ, M., HEAT - High Elevation Auger Telescopes. Zpráva č. 339/SLO/2008, SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, 2008.
- NOŽKA, L., **PECH, M.**, MANDÁT, D., Protocols of reflectivity and transmittance measurements (for the project AIRFLY). Zpráva č. 301/SLO/2007, SLO UP a FZÚ AV ČR Olomouc, 2007.
- MANDÁT, D., NOŽKA, L., **PECH, M.**, Analýza a výpočtové algoritmy pro zpracování Ronchi testu. Zpráva č. 302/SLO/2007, SLO UP a FZÚ AV ČR Olomouc, 2007.

#### Jiné publikace

- **PECH, M.**, SCHOVÁNEK, P., HRABOVSKÝ, M., aj. Zrcadlový systém pro atmosférický LIDAR. In *In Optické struktury, detekční systémy a související technologie pro nízkofotonové aplikace*. Olomouc: Univerzita Palackého, 2006, Pages 106-108.
- PALATKA, M., SCHOVÁNEK, P., **PECH, M.**, aj. TIR kolimační čočky pro LED diody. In *In Optické struktury, detekční systémy a související technologie pro nízkofotonové aplikace*. Olomouc: Univerzita Palackého, 2007, Pages 134-139.
- MANDÁT, D., **PECH, M.**, HRABOVSKÝ, M., SCHOVÁNEK, P., aj. Teleskop s velkou elevací - HEAT. In *In Optické struktury, detekční systémy a související technologie pro nízkofotonové aplikace*. Olomouc: Univerzita Palackého, 2007, Pages 123-127.
- **PECH, M.**, HRABOVSKÝ, M., SCHOVÁNEK, P., aj. Shape measuring of ultralight mirrors. In *In Optické struktury, detekční systémy a související technologie pro nízkofotonové aplikace*. Olomouc: Univerzita Palackého, 2007, Pages 146-150.
- HALENKA, V., HRABOVSKÝ, M., **PECH, M.**, MANDÁT, D., aj. Results of Pierre Augers project in the Science magazine. In . In *KŘEPELKA, J. (ed.) Optické struktury, detekční systémy a související technologie pro nízkofotonové aplikace*. Olomouc: Univerzita Palackého, 2008, Pages 175-179.
- NOŽKA, L., HRABOVSKÝ, M., ŘÍDKÝ, J., **PECH, M.**, aj. Measurement of fluorescence yield and nitrogen spectrum with temperature chamber in the project. In *In Optické struktury, detekční systémy a související technologie pro nízkofotonové aplikace* Olomouc: Univerzita Palackého, 2007, Pages 128-133.