

ASTRONOMICKÁ MĚŘENÍ

VYDAL MATFYZPRESS

PRAHA 2016

Obsah

Úvod	9
1 Statistika měření	11
1.1 Smysl průměru, rozptylu a směrodatné odchylky	11
1.2 Rozdělení pravděpodobnosti, centrální teorém	12
Gaussovo normální rozdělení. Lorentzovo rozdělení.	
Poissonovo rozdělení. Binomické rozdělení. Centrální teorém.	
1.3 Nejistoty náhodné versus systematické	15
1.4 Operace s náhodnými veličinami	16
2 Geometrická optika	19
2.1 Gaussovská paraxiální optika 1. řádu	19
Ideální optický systém. Gaussovská optika.	
2.2 Seidelova aberační optika 3. řádu	22
2.3 Kuželosečky a jejich soustavy	25
Parabola a rovina. Parabola – hyperbola. Parabola – elipsa.	
Standardní asféra.	
2.4 Funkce rozptylu PSF a přenosová funkce MTF	28
3 Difrakční jevy	31
3.1 Huygensův–Fresnelův princip	31
3.2 Fraunhoferova difrakce na kruhovém otvoru	32
3.3 Difrakce na štěrbině	33
3.4 Difrakce na mřížce	35
4 Vliv atmosféry	37
4.1 Světelné znečištění	37
4.2 Extinkce	37
Rayleighův rozptyl. Mieho rozptyl.	
4.3 Seeing	37
DIMM. Kolmogorovův popis turbulence.	
4.4 Refrakce	39
5 Optická a blízká infračervená astronomie	41
5.1 Dalekohledy	41
5.1.1 Základní charakteristiky	41
5.1.2 Optické vady	41
Barevná vada. Kulová vada. Koma. Astigmatismus. Zklenutí.	
Zkreslení. Vady vyšších řádů.	

5.1.3	Typy refraktorů a reflektorů	41
	Galileův dalekohled. Keplerův dalekohled. Singlet, dublet, triplet. Newtonův dalekohled. Herschelův mimoosový dalekohled. Cassegrainův dalekohled. Gregoryho dalekohled. Dall–Kirkhamův dalekohled. Ritchey–Chrétienův dalekohled. Schmidtova komora. Schmidt–Cassegrain. Maksutovova komora. Wynneho korektor. Paul–Bakerův dalekohled.	
5.1.4	Okuláry	42
	Huygensův okulár. Ramsdenův okulár. Kellnerův okulár. Abbeho ortoskopický okulár. Plöslův okulár. Erfleho okulár.	
5.1.5	Filtry	44
	Širokopásmové filtry. Úzkopásmové filtry. Fotometrické systémy.	
5.1.6	Montáže	44
	Rovnicková německá montáž. Rovnicková anglická montáž. Vidlicová montáž. Podkovová montáž. Azimutální montáž. Geometrie a deformace montáže.	
5.2	Detektory	46
5.2.1	CCD	46
	Vnitřní fotoelektrický jev. Analogově–digitální převodník. ADU. Nulový proud. Temný snímek. Rovnoměrnost pole. Fringing. EMCCD.	
5.2.2	Supravodivé detektory	47
	Supravodivost. STJ. KID. TES.	
5.2.3	Fotonásobič	52
5.2.4	Fotografická emulze	52
5.2.5	Oko	52
5.3	Přímé zobrazení	55
5.3.1	Dekonvoluce	57
	Bayesova věta. Richardsonův–Lucyho algoritmus.	
5.3.2	Hadamardovy masky	59
5.3.3	Zpracování obrazu	60
5.4	Fotometrie	61
5.4.1	Aperturní fotometrie, poměr signál/šum	61
5.4.2	Fotometrie PSF	61
5.4.3	Pohybující se objekty	61
5.4.4	Fotografická fotometrie	61
5.4.5	Vizuální fotometrie	61
5.4.6	Řešení inverzího problému programem Phoebe	61
5.5	Astrometrie	61
5.5.1	Astrometrické katalogy a referenční systémy	61
5.5.2	Výpočet centroidu a polohy	61
5.5.3	Měřicí stůl	62
5.6	Spektroskopie	62
5.6.1	Hranolový spektrograf	62

5.6.2	Mřížkový spektrograf	62
5.6.3	Echeletový spektrograf	62
5.6.4	Mnohovláknová spektroskopie	62
5.6.5	Rektifikace spekter a určení radiální rychlosti	62
5.6.6	Porovnání se syntetickými spektry	62
5.7	Polarimetrie	63
	Polarizace. Dvojlom. Stokesovy parametry.	
5.8	Aktivní a adaptivní optika	68
5.8.1	Aktivní optika	68
5.8.2	Adaptivní optika	69
	Shackův–Hartmannův senzor vlnoplochy. Zernikeho polynomu.	
5.9	Optický interferometr	72
	Viditelnost. Teorém van Citterta a Zernikeho. Supersyntéza.	
6	Pozorování Slunce	79
6.1	Herschelův hranol	79
6.2	Lytův koronograf	79
6.3	Coelostat	79
6.4	Dopplergram	79
6.5	Magnetograf	80
7	Radioastronomie a radary	85
7.1	Radioteleskop	85
	Antény a pásma. Heterodynní přijímač. Vlnový šum. Kryogenické systémy.	
7.2	Rádiový interferometr	93
	VLBI. Atomové hodiny.	
7.3	Radar	93
	Meteorický radar. SAR.	
8	Daleká infračervená a milimetrová astronomie	95
	Filtry a obory. IR detektory. ALMA.	
9	Ultrafialová astronomie	97
9.1	Balónová astronomie	97
9.2	Družicová pozorování	97
10	Rentgenová astronomie	99
10.1	Neostřená optika	99
10.2	Wolterova zrcadla	99

11 Astronomie záření gama	101
11.1 Scintilační detektor	101
11.2 Jiskrová komora	101
11.3 Čerenkovský detektor	101
12 Neutrinové detektory	103
12.1 Detektory slabé interakce	103
12.2 Rozptyl neutron	103
13 Částicové detektory	105
13.1 Atmosférický fluorescenční detektor	105
Observatoř Pierre Auger. Gaisserův–Hillasův model spršky.	
13.2 Pozemní čerenkovský detektor	109
14 Gravitační vlny	111
14.1 Rezonanční válec	111
14.2 Michelsonův interferometr	111
15 Žebřík vzdáleností	113
15.1 Zatmění a zákryty nebeských těles	113
15.2 Třetí Keplerův zákon	115
15.3 Trigonometrická paralaxa	115
15.4 Dynamické poruchy	115
15.5 Aberace světla	115
15.6 Laserový dálkoměr a radar	115
15.7 Dynamická paralaxa dvojhvězdy	115
15.8 Spektroskopická paralaxa	115
15.9 Pohybové hvězdokupy	115
15.10 Hertzsprungův–Russelův diagram	115
15.11 Luminozitní vzdálenost	115
15.12 Cefeidy a RR Lyrae	115
15.13 Supernovy typu Ia	115
15.14 Rozložení objektů na obloze	115
15.15 Tullyho–Fisherův vztah	115
15.16 Hubbleův zákon	115
A Seznam významných družic	117
B Světové observatoře	119
C Schémata optických přístrojů	121
D Obrazová příloha	137
Rejstřík	141

Úvod

Kniha Astronomická pozorování je odrazem podstatné části přednášky Základy astronomie a astrofyziky, tradičně konané na Astronomickém ústavu MFF UK. Naším cílem je naučit studenty správně uvažovat o dvou věcech. (i) Co se *přesně* měří? (ii) Jaká je *nejistota* měření?

Klademe si i následující otázky. Jaká fyzikální veličina se měří přímo a jaká je jen odvozená? Je měření relativní (jednoduché) nebo absolutní (složitě)? Jsou data řádně redukována a kalibrována? Známe opravdu všechny možné příčiny nejistot? Doslova platí, že pro interpretaci je nejistota (šum) důležitější než samotná hodnota (signál)! Navíc je povinností o ní přemýšlet *předem*; své o tom vědí naši studenti, kteří již absolvovali praktikum na MFF UK.

Měření jsou pochopitelně důležitá i pro teoretiky. Fyzikální teorie bez porovnání s pozorováním je — jak to říci jinak — na nic. Zároveň tento požadavek směřuje teoretické bádání tak, aby se pozorovatelné veličiny cíleně hledaly.

Na úvod zařazujeme kapitoly o statistice, optice, difrakci a atmosféře, které jsou určitými prekvizitami dalšího výkladu. Největší důraz klademe na optickou a blízkou infračervenou astronomii, se kterou jsou největší zkušenosti. Po nezbytném přehledu dalekohledů a detektorů se věnujeme fotometrii, astrometrii, spektroskopii nebo interferometrii. Vysvětlujeme i fungování podpůrných přístrojů, jako je adaptivní optika.

Dále diskutujeme specifika jednotlivých oborů spektra: rádiového, dalekého infračerveného, ultrafialového, rentgenového a gama. Nakonec zmiňujeme detektory méně obvyklých typů, sloužící pro měření neutrin, částic nebo gravitačních vln.

Jsme si vědomi nebezpečí, že pojednání o přístrojích záhy zastará. Na druhou stranu, když se soustředíme na *fungování* přístrojů, jedná se jistě o poznatky obecnější, které naši studenti mohou uplatnit i mimo astronomii, například v aplikacích laboratorních a průmyslových.

Miroslav Brož a Marek Wolf

Praha, červen 2015

1 Statistika měření

O měření fyzikální veličiny se již v „mateřské školce“ říká, že je nutné jej provést vícekrát a pak spočítat aritmetický průměr. V následujícím stručném pojednání připomeneme, že není průměr jako průměr, budeme dokonce pochybovat o smyslu samotného průměru. Se všemi veličinami (i průměry) jsou také spojené určité nejistoty, které bychom měli být schopni kvantifikovat, a to včetně případů veličin odvozených.

1.1 Smysl průměru, rozptylu a směrodatné odchylky

Vážený průměr souboru n měření (obecněji dat) X_i je definován jako:

$$E(X) \equiv \sum_{i=1}^n X_i p_i, \quad (1.1)$$

kde p_i označují pravděpodobnosti, s jakými se měření vyskytují. Často je prostě $p_i = 1/n$ a E jest aritmetické. Rozptyl souboru (neboli variance):

$$\text{var}(X) \equiv \sum_{i=1}^n (X_i - E(X))^2 p_i. \quad (1.2)$$

Obvykle je užívána směrodatná odchylka:

$$\sigma \equiv \sqrt{\text{var}(X)}, \quad (1.3)$$

a to kvůli jednotkám, kteréžto má σ stejné jako E . Přestože se zdánlivě jedná o jednoznačné definice, jak uvidíme níže, nemají vždy smysl!

Vezměme „odstrašující“ příklad, kdy se na diferenciálním histogramu četnosti $dN(X, X + dX)$ ukazuje, že data X_i jsou soustředěna ve dvou zcela oddělených

skupinách a průměrná hodnota $E(X)$ „někde uprostřed“ se v souboru vlastně vůbec nevyskytuje. Rozptyl $\text{var}(X)$, respektive σ , pak vycházejí pochopitelně veliké. Abychom si všimli tak pozoruhodného rozdělení, museli bychom počítat vyšší momenty $\mu_m = \sum_{i=1}^n (X_i - E(X))^m p_i$ ($m = 3$ je sklonění, angl. skewness, $m = 4$ špičatost, angl. kurtosis) anebo kreslit onen histogram.

Musíme ovšem důsledně rozlišovat, o rozptylu *čeho* se mluví! Může jít o: (i) celý soubor X_i , (ii) podmnožinu souboru x_i , (iii) průměr $E(x_i)$. Při měření obvykle není celý soubor k dispozici, $n \rightarrow \infty$. Průměr a rozptyl pro *podmnožinu* (konečné n) pochopitelně nejsou to samé:

$$E(x) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (1.4)$$

$$\text{var}(x) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - E(x))^2, \quad (1.5)$$

kde se provedla Besselova korekce ($n-1$ namísto n ve jmenovateli). Všimneme si, že to má jistou logiku, neboť pro jedno měření ($n = 1$) nelze o rozptylu mluvit. Nakonec rozptyl samotného průměru (počítaného pouze pro podmnožinu) určujeme jako:

$$\text{var}(E(x)) = \frac{1}{n} \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - E(x))^2 \quad (1.6)$$

a prezentujeme veřejnosti jako $(E \pm \sigma)$. Dodejme, že průměr pro celý soubor by měl teoreticky $\text{var}(E(X)) = 0$.

1.2 Rozdělení pravděpodobnosti, centrální teorém

Dosud jsme uvažovali jen o konstantních p_i , příslušných jednotlivým měřením x_i . Nicméně pravděpodobnost, s jakou se (i opakovaně) vyskytuje konkrétní hodnota x může záviset na x , což právě popisujeme rozdělením pravděpodobnosti $f(x)$. Je naší povinností zmínit několik nejobvyklejších. Rozlišujeme přitom rozdělení spojitá a diskrétní, pročež uvedeme dva a dva příklady.

Gaussovo normální rozdělení. Asi nejnormálnější rozdělení je rozdělení normální (obr. 1.1):

$$f_G(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (1.7)$$

kde x označuje náhodnou veličinu, μ střední hodnotu, $E(x) = \mu$, σ směrodatnou odchylku. Rozptyl (variance) je zřejmě $\text{var} = \sigma^2$. Všechny vyšší momenty μ_m jsou nulové. Provedeme-li integraci f_G s mezemi $\pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$, $\pm 3\sigma$, zjistíme, že to odpovídá 68 %, 95 %, 99,7 %. Proto se o $\pm 3\sigma$ uvažuje jako o krajní odchylce.

Fyzikální měření odpovídají tomuto rozdělení. To byl vtíp. Fyzik si často *myslí*, že jeho měření odpovídají výše uvedenému f_G , ale neobtěžuje se to zkontrolovat, čímž ovšem dělá zásadní chybu!

Lorentzovo rozdělení. Rozdělení nazývané Lorentzovo (též Cauchyho):

$$f_L(x; \mu, \gamma) = \frac{1}{\pi\gamma} \frac{\gamma^2}{(x - \mu)^2 + \gamma^2}, \quad (1.8)$$

kde x je veličina, μ parametr polohy, γ parametr škály. Schválně nepíšeme střední hodnota ani rozptyl, protože E vůbec není definováno, natož var !

Přesněji řečeno, ono vypadá, že ho má, ale při jeho výpočtu se ukáže, že $\lim_{n \rightarrow \infty} E$ nekonverguje. Důvodem jsou odlehle hodnoty v křídlech rozdělení, respektive skutečnost, že oba integrály $\int_{-\infty}^0$ a \int_0^{∞} divergují. Totéž platí i pro všechny vyšší momenty. Namísto toho můžeme počítat medián x_{med} (hodnotu oddělující vyšší polovinu vzorku od nižší) nebo modus x_{mod} (nejčastěji se vyskytující hodnota).

Jedná se mimo jiné o rozdělení, které známe jako profil spektrální čáry rozšířený tlakem (srážkami částic).

Poissonovo rozdělení. Následuje diskrétní rozdělení Poissonovo:

$$f_P(k; \lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}, \quad (1.9)$$

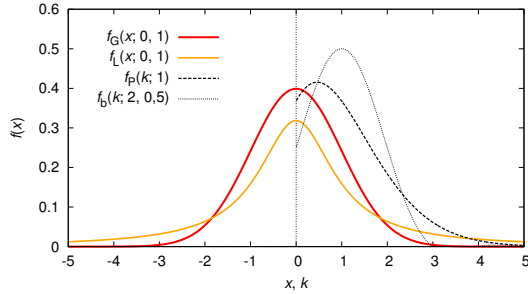
kde k je počet událostí (celé číslo), λ střední počet událostí (i necelý), za předpokladu *nezávislosti* na předchozích událostech. Platí zde $E = \text{var} = \lambda$, čili $\sigma = \sqrt{\lambda}$.

Astronomicky významným příkladem je emise fotonů nebo registrace elektronů pomocí CCD; $\lambda = \bar{t}/t$, kde \bar{t} je střední doba mezi událostmi a t daná doba, pro niž chceme $f_P(k)$.

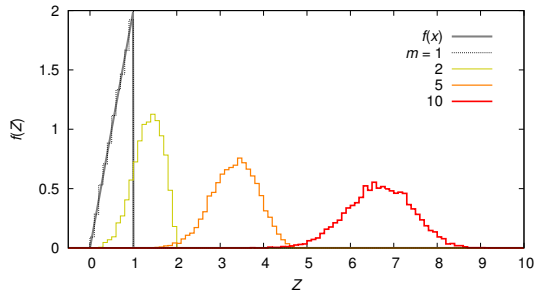
Binomické rozdělení. Rozdělení binomické užíváme v odlišné situaci:

$$f_b(k; n, p) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{(n-k)}, \quad (1.10)$$

k označuje počet „ano“, n počet „ano“ i „ne“ a p pravděpodobnost jednoho „ano“. Máme přitom $E = np$, $\text{var} = np(1-p)$. Příkladem jsou experimenty dávající pouze dva možné výsledky.



Obrázek 1.1: Čtyři významná statistická rozdělení: (a) Gaussovo normální, (b) Lorentzovo, (c) Poissonovo, (d) binomické. Jejich parametry byly voleny následovně: $\mu = 1$, $\sigma = 1$, $\gamma = 1$, $\lambda = 1$, $n = 2$, $p = 0.5$.



Obrázek 1.2: Centrální teorém v praxi. Generujeme-li náhodnou veličinu X vždy z téhož rozdělení $f(x)$ (negaussovského), konverguje součet $Z = \sum_{j=1}^m X_j$ pro $m \rightarrow \infty$ ke Gaussovu normálnímu rozdělení $f_G(Z)$.

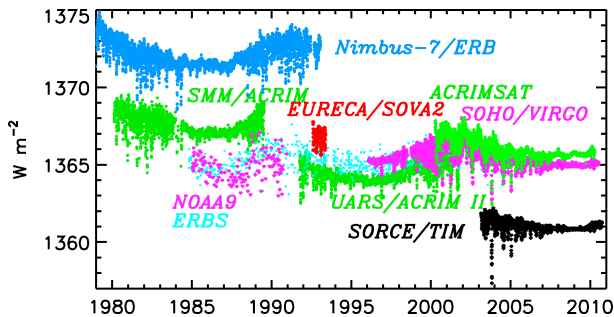
Centrální teorém. Nakonec uvedeme jednu úžasnou vlastnost *součtu* náhodných veličin $Z = \sum_{j=1}^m X_j$, kde pro *libovolné* rozdělení $f(X)$, ale stejné pro každé X_j , konverguje s $m \rightarrow \infty$ ke Gaussovu normálnímu rozdělení $f_G(Z)$ a dokonce není potřeba ani ono ∞ (viz obr. 1.2). To vysvětluje, proč se při mnohonásobném měření fyzikální veličiny, ovlivňovaném ze všech stran mnoha vlivy, nedivíme f_G .

1.3 Nejistoty náhodné versus systematické

Exemplárním případem jsou měření solární konstanty S , ve W m^{-2} , prováděné různými družicemi (Kopp a Lean 2011; obr 1.3). Vidíme především, že solární konstanta není konstanta, neboť se na ní projevuje cyklus sluneční aktivity, budiž. Každá družice má své nejistoty měření, které se jeví náhodně (gaussovsky), ale ty jsou evidentně menší než rozdíly mezi různými družicemi! To znamená, že skutečná nejistota je *větší* a tomuto příspěvku říkáme systematická nejistota (fam. systematicka). Měli bychom proto vždy explicitně vyjádřit, zda máme namysli cyklické změny (ΔS), nejistoty náhodné (σ) nebo i systematické (Σ):

$$S = E(S) \pm \Delta S \pm \sigma \pm \Sigma = (1\,363 \pm 1 \pm 1 \pm 5) \text{ W m}^{-2}, \quad (1.11)$$

kde jsme větší váhu přiložili novějším měřením. V tomto konkrétním případě se pod Σ nejspíše skrývají nějaké rozdíly v kalibraci nebo problémy s rozptýleným světlem, ale neví se jaké. Kdyby se to vědělo, tak by se to samozřejmě pomocí nějakého modelu opravilo.



Obrázek 1.3: Měření solární konstanty různými družicemi. Mezi nimi jsou zřetelné systematické odchylky. Náhodné nejistoty jednotlivých měření zde nejsou vyznačeny. Převzato z Kopp a Lean (2011).

1.4 Operace s náhodnými veličinami

Při operování s náhodnými veličinami musíme počítat s tím, že rozptyly (nejistoty) vesměs narůstají, a to i při odečítání:

$$\text{var}(X) \pm \text{var}(Y) = \text{var}(X) + \text{var}(Y) \pm \text{cov}(X, Y), \quad (1.12)$$

kde kovariance dvou náhodných veličin:

$$\text{cov}(X, Y) \equiv \sum_{i=1}^n (X_i - \text{E}(X))(Y_i - \text{E}(Y)). \quad (1.13)$$

Pro případ lineární funkce je:

$$\text{var}(aX + b) = a^2 \text{var}(X). \quad (1.14)$$

Pro násobení platí:

$$\text{var}(XY) = \text{E}(X)^2 \text{var}(Y) + \text{E}(Y)^2 \text{var}(X) + \text{var}(X) \text{var}(Y), \quad (1.15)$$

ale jen pro *nekorelované* veličiny; jinak viz Goodman (1962).

Nelineární skalární funkci dvou proměnných obvykle linearizujeme pomocí Taylorova rozvoje do prvního řádu (se všemi nástrahami):

$$f(X, Y) \doteq f(\text{E}(X), \text{E}(Y)) + \left. \frac{\partial f}{\partial X} \right|_{\text{E}(X), \text{E}(Y)} [X - \text{E}(X)] + \left. \frac{\partial f}{\partial Y} \right|_{\text{E}(X), \text{E}(Y)} [Y - \text{E}(Y)], \quad (1.16)$$

pak:

$$\text{var}(f) = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial X} & \frac{\partial f}{\partial Y} \end{pmatrix} \mathbf{C} \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial X} \\ \frac{\partial f}{\partial Y} \end{pmatrix}^T, \quad (1.17)$$

kde korelační matice:

$$\mathbf{C} \equiv \begin{pmatrix} \text{var}(X) & \text{cov}(X, Y) \\ \text{cov}(Y, X) & \text{var}(Y) \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Zobecnění na vektorové funkce více proměnných není nepředstavitelné.

Příklad: Zářivý tok od hvězdy Vega je $\Phi = (2,180 \pm 0,020) \text{ W m}^{-2}$, její paralaxa $\pi' = (130,23 \pm 0,36) \text{ mas}$, efektivní teplota $T_{\text{eff}} = (9\,600 \pm 180) \text{ K}$. Jaký je poloměr R ?

Řešení: Využijeme známých vztahů $d \doteq 1 \text{ AU} / \pi'$, $L = 4\pi d^2 \Phi$, $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$, čili $R = \text{AU} / \sqrt{\sigma} \pi'^{-1} \Phi^{\frac{1}{2}} T_{\text{eff}}^{-2}$. Vzhledem ke zcela odlišným způsobům měření můžeme snad předpokládat, že veličiny jsou nekorelované. Pak jsou ale nenulové pouze složky korelační matice $C_{11} = \text{var}(\pi')$, $C_{22} = \text{var}(\Phi)$, $C_{33} = \text{var}(T_{\text{eff}})$. Funkce $R(\pi', \Phi, T_{\text{eff}})$

je bohužel nelineární, takže chtě–nechtě musíme parciálně derivovat: $\partial R/\partial\pi' = \dots(-\pi'^{-2})$, $\partial R/\partial\Phi = \dots\frac{1}{2}\Phi^{-\frac{1}{2}}$, $\partial R/\partial T_{\text{eff}} = \dots(-2)T_{\text{eff}}^{-3}$. Uspořádáme si je do podoby vektoru (a_1, a_2, a_3) , pak $\text{var}(R) = \sum_j \sum_k a_j C_{jk} a_k$. Konečně numerický výsledek $R = (2,274 \pm 0,086) R_{\odot}$.

Nesmíme být samozřejmě naivní a zapomínat na možné systematické chyby. Hrozí u měření paralaxy, absolutní kalibrace toku i spektrální klasifikace, ze které se odvozuje teplota. Vlastně jsme naivní už byli, protože jsme předpokládali izotropii zdroje a nerotující (sférickou) hvězdu.

2 Geometrická optika

Astronomické veličiny jsou velmi často měřeny prostřednictvím optických přístrojů, jejichž fungování musíme dobře rozumět. Optika přitom může být pojednána různě; na světlo lze totiž nahlížet jako na: (i) paprsky, (ii) vlnplochy, (iii) bezrozměrné komplexní vlny, (iv) vektorové elektromagnetické pole nebo (v) kvanta (fotony). Konstrukce přístrojů ovšem odjakživa vycházela z optiky paprskové t.z.j. geometrické, které se proto budeme zprvu věnovati.

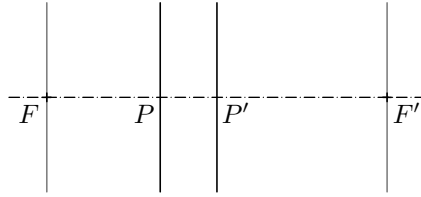
Postupovat budeme od optické osy, kde jsou zákony lomu a odrazu jednoduché (lineární), směrem dál od osy, kde musíme uvážit odchytky (aberrace) od ideálního zobrazení. Je nezbytné zároveň pojednat o kuželosečkách, majících nanejvýš užitečné geometrické a potažmo optické vlastnosti, zejména ohniska. Nakonec popíšeme aberrace, společně s dalšími vlivy, pomocí funkce rozptylu a jejího fourierovského obrazu.

2.1 Gassovská paraxiální optika 1. řádu

Ideální optický systém. Seznamte se prosím — toto je ideální optický systém¹: má axiální symetrii, je plně určen čtyřmi kolineárními body, F , P , P' , F' , přičemž tyto *nemusejí* být nutně v tomto pořadí; ohniskové roviny procházejí F , F' , základní roviny P , P' . Zlomí, odrazí nebo propustí cokoliv. Konstrukce obrazu je obvyklá: (i) paprsek rovnoběžný s osou se lomí do ohniska; (ii) paprsek mířící do základního bodu se nelomí (vyjma přenosu mezi $P \rightarrow P'$).

Zavedeme následující naprosto intuitivní označení (Wilson 2007): n , n' indexy lomu před a za, f , f' ohniskové vzdálenosti, s , s' vzdálenosti předmětu a obrazu od základních bodů, z , z' vzdálenosti od ohnisek, η , η' velikosti, u , u' úhly příslušné paprskům začínajících na ose, y , y' výšky nad osou, i , i' úhly dopadu. Důsledně budeme dodržovat kartézskou konvenci, tzn. vše směřující vpravo je kladné a vše vlevo záporné.

¹Může se jednat o celou soustavu, jeden prvek nebo jen jediné rozhraní.



Obrázek 2.1: Ideální optický systém, plně určený čtyřmi body.

Lze odvodit mj. následující rovnice; *čočkovou zobrazovací*:

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1, \quad (2.1)$$

vztah pro lineární zvětšení:

$$m = -\frac{s}{s'} \frac{f'}{f}, \quad (2.2)$$

přičemž v astronomii $n = n'$, $s \rightarrow \infty$, a vztah mezi ohnisky:

$$\frac{n'}{f'} = \frac{n}{f}. \quad (2.3)$$

Podotkněme nicméně, že ideální systémy neexistují (jsme v Česku).

Gaussovská optika. Gauss (1841) formuloval svou optiku tak, že Snellův zákon lomu:

$$n' \sin i' = n \sin i \quad (2.4)$$

rozvinul v Taylorovu řadu:

$$n' \left(i' - \frac{i'^3}{3!} + \frac{i'^5}{5!} \cdots \right) = n \left(i - \frac{i^3}{3!} + \frac{i^5}{5!} \cdots \right) \quad (2.5)$$

a použil aproximaci:

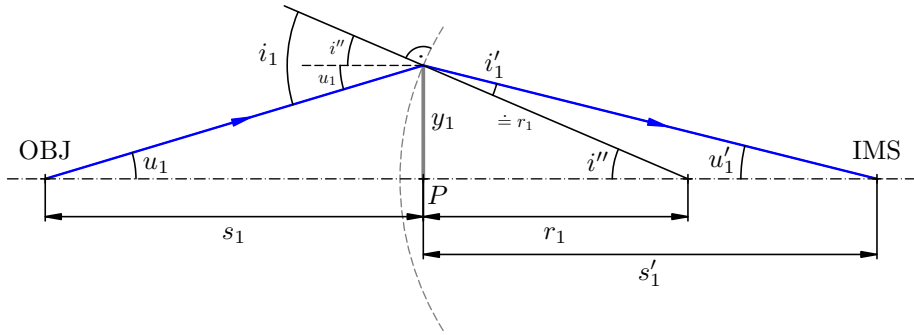
$$n' i' \doteq n i, \quad (2.6)$$

což je lineární rovnice, popisující dobře chování *paraxiálních* paprsků (blízko osy). Pokud se liší paprsky daleko od osy, jde o aberace (odchyly), na které prozatím zapomeneme.

Mimo jiné lze odvodit Lagrangeův invariant:

$$H = n' u' \eta' = n u \eta = \text{konst.}, \quad (2.7)$$

který nám vlastně říká, že vstupuje-li do vstupní pupily i.o.s. svazek s určitým výkonem, vystupuje z výstupní pupily výkon týž. To ovšem platí pouze pro inteligentně navržené i.o.s., kde nedochází k plýtvavé absorpci na clonách, čili vinětaci.



Obrázek 2.2: Paraxiální krajní paprsek, který začíná na ose v rovině objektu (OBJ), prochází rozhraním s poloměrem křivosti r_1 , a končí na ose v rovině obrazu (IMS). Blížkost k ose ($y_1 \ll r_1$) nám dovoluje nevidět, že kulové rozhraní neprochází bodem P . V kartézské znaménkové konvenci jsou následující veličiny záporné: s_1 (protože je vlevo od rozhraní), i'' , u'_1 (protože paprsky směřují pod osu).

Za předpokladu (2.6) platí pro *krajní* paprsek procházející jedním rozhraním vztahy (sledujme přitom obr. 2.2):

$$\begin{aligned} u_1 &= -\frac{y_1}{s_1}, \\ i'' &= -\frac{y_1}{r_1}, \\ i_1 &= u_1 + i'' = u_1 - \frac{y_1}{r_1} = u_1 - \frac{s_1}{r_1} u_1 = u_1 \left(1 - \frac{s_1}{r_1}\right), \\ i'_1 &= \frac{n_1}{n'_1} i_1, \\ i'_1 + (-u'_1) + (180^\circ - i'') &= 180^\circ, \\ u'_1 &= i'_1 - i'' = i'_1 - i_1 + u_1, \\ s'_1 &= -\frac{y_1}{u'_1} = -\frac{i'' r_1}{u'_1} = -\frac{(-u'_1 + i'_1) r_1}{u'_1} = r_1 \left(1 - \frac{i'_1}{u'_1}\right). \end{aligned}$$

Sledování paprsku čili *paraxiální raytracing* pro celou soustavu rozhraní provedeme logicky následovně; (i) lom na rozhraní číslo ν (Wilson 2007)²:

$$i_\nu = u_\nu \left(1 - \frac{s_\nu}{r_\nu}\right), \quad (2.8)$$

$$i'_\nu = \frac{n_\nu}{n'_\nu} i_\nu, \quad (2.9)$$

$$u'_\nu = i'_\nu - i_\nu + u_\nu, \quad (2.10)$$

$$s'_\nu = r_\nu \left(1 - \frac{i'_\nu}{u'_\nu}\right); \quad (2.11)$$

²Pro $u_1 = 0$ volíme $y_1 \neq 0$ a $i_1 = \frac{y_1}{r_1}$.

(ii) přenos na následující rozhraní $\nu + 1$ vzdálené d_ν :

$$s_{\nu+1} = s'_\nu - d_\nu, \quad (2.12)$$

$$u_{\nu+1} = u'_\nu, \quad (2.13)$$

$$y_{\nu+1} = y_\nu + d_\nu u'_\nu; \quad (2.14)$$

(iii) přenos do roviny obrazu:

$$s'_{\text{last}} = -\frac{y_{\text{last}}}{u'_{\text{last}}}. \quad (2.15)$$

$$f_{\text{eff}} = -\frac{y_1}{u'_{\text{last}}}. \quad (2.16)$$

Dovoluje nám posoudit pouze *základy* konstrukce, tzn. polohu ohniskové roviny. Pokud bychom sledovali *hlavní* paprsek, tak i velikost obrazu.

V rámci gaussovského přiblížení existují jen dvě možné aberace: (i) chyba škálování (způsobuje ji chybný pointing, tracking nebo guiding); (ii) rozostření obrazu.

2.2 Seidelova aberační optika 3. řádu

Aberace lze popisovat asi tak pěti způsoby, jakožto odchylky: (i) vlnoplochy, (ii) paprsků v příčném směru, (iii) paprsků v podélném směru, (iv) úhlové, (v) Zernikeho polynomy. Nejdůležitějšími jsou odchylky čtvrtého řádu ve vlnoploše, tj. proměnných ϱ , $\cos \varphi$. Tyto se ale jeví jako odchylky *třetího* řádu v příčném směru, protože (obr. 2.3, Wyant a Creath 1992):

$$\alpha \doteq \frac{1}{n} \frac{\partial W}{\partial y} = \frac{\Delta y}{f}. \quad (2.17)$$

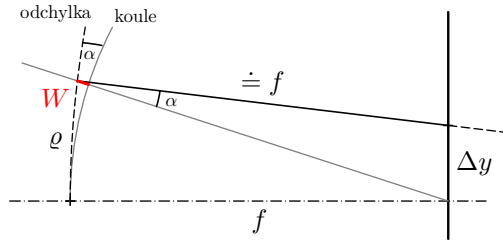
V literatuře se mluví spíše o třetím než o čtvrtém.

Odchylky $W(\varrho, \varphi)$ vlnoplochy od ideálního (kulového) tvaru lze popisovat asi tak třemi způsoby (Sacek 2006, Seidel 1856):

$$\begin{aligned} W(\varrho, \varphi) = & \overbrace{s(\varrho d)^4}^{\text{sférická}} + \overbrace{c\alpha(\varrho d)^3 \cos \varphi}^{\text{koma}} + \overbrace{a\alpha^2(\varrho d)^2 \cos^2 \varphi}^{\text{astigmatismus}} + \overbrace{u\alpha^2(\varrho d)^2}^{\text{zklenutí}} + \\ & + \overbrace{g\alpha^3(\varrho d)^2 \cos \varphi}^{\text{zkreslení}}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

kde s , c , a , u , g jsou koeficienty. Nebo:

$$W(\varrho, \varphi) = S\varrho^4 + C\varrho d^3 \cos \varphi + A\varrho d^2 \cos^2 \varphi + U\varrho d^2 + G\varrho d^2 \cos \varphi, \quad (2.19)$$



Obrázek 2.3: Odchylka vlnoplochy W a její vztah k odchylce Δy paprsku v příčném směru. Úhel α , jehož tangenta je $\partial W/\partial y$, je úhlovou odchylkou vlnoplochy od kulového tvaru. Tentýž úhel se projeví v příčném směru jako Δy . Tam, kde by paprsek protínal optickou osu, by byla patrná odchylka Δz v podélném směru.

kde S, C, A, U, G jsou koeficienty. Eventuálně:

$$W(\varrho, \varphi) = \frac{S_I}{8} \varrho^4 + \frac{S_{II}}{2} h \varrho^3 \cos \varphi + \frac{S_{III}}{2} h^2 \varrho^2 \cos^2 \varphi + (S_{III} + S_{IV}) h^2 \varrho^2 + \frac{S_V}{2} h^3 \varrho \cos \varphi, \quad (2.20)$$

kde $S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}, S_V$ jsou *Seidelovy sumy*. Ve všech případech ϱ označuje vzdálenost od osy, φ úhel v polárním směru (v rovině kolmé na osu), příp. h výšku nad osou.

Výpočet aberací je možné provést přímo pro zvolené svazky paprsků metodou raytracingu (viz obr. 2.4, 2.5). Dříve se zhusta používaly rozvoje, zejména pro tvar rozhraní:

$$z = \overbrace{\frac{c}{2} y^2}^{\text{parabola}} + \overbrace{a_1 y^4 + \dots}^{\text{ostatní}}, \quad (2.21)$$

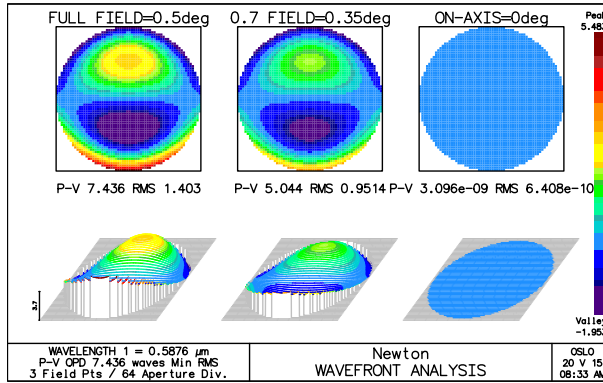
v němž kromě paraboly musíme přinejmenším zohlednit ostatní kuželosečky. Dále se někdy uvažuje přesnější rozvoj zákona lomu:

$$n' \left(i' - \frac{i'^3}{3!} \right) \doteq n \left(i - \frac{i^3}{3!} \right). \quad (2.22)$$

Po spočtení průchodu význačných paprsků (hlavního a krajního) bychom získali užitečné vztahy pro minimalizaci aberací jednotlivých konstrukcí, které tak nemusíme zdlouhavě počítat numericky. Optimalizujeme jen aberace vyšších řádů a asférické plochy.

Pro dalekohled sestávající pouze z primárního zrcadla vycházejí Seidelovy sumy–nesumy (Wilson 2007):

$$S_I = - \left(\frac{f'_1}{2y_1} \right) \left(\frac{y_1}{f'_1} \right)^4 \frac{f'_1}{4} (1 + K_1), \quad (2.23)$$



Obrázek 2.4: Odchylka vlnoplochy $W(\varrho, \varphi)$, jako funkce vzdálenosti ϱ od středu obrazu a polárního úhlu φ , pro Newtonův dalekohled. Největší chybu způsobuje koma (člen úměrný $\varrho^3 \cos \varphi$). Výpočet programem OSLO [37].

$$S_{II} = -\left(\frac{f'_1}{2y_1}\right) \left(\frac{y_1}{f'_1}\right)^3 \frac{1}{4} [2f'_1 - s_{pr1}(1 + K_1)] u_{pr1}, \quad (2.24)$$

$$S_{III} = -\left(\frac{f'_1}{2y_1}\right) \left(\frac{y_1}{f'_1}\right)^2 \frac{1}{4f'_1} [4f'_1(f'_1 - s_{pr1}) + s_{pr1}^2(1 + K_1)] u_{pr1}^2, \quad (2.25)$$

$$S_{IV} = \left(\frac{f'_1}{2y_1}\right) H^2 \frac{1}{f'_1}, \quad (2.26)$$

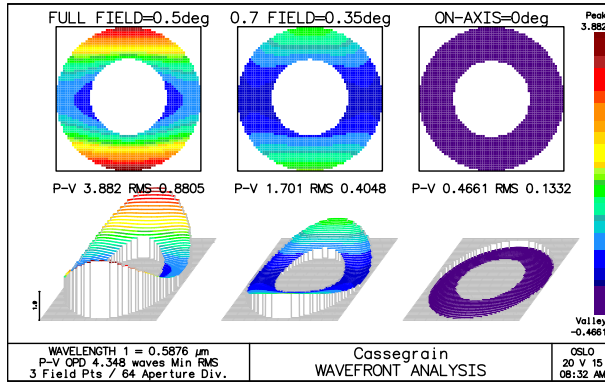
kde f'_1 je ohnisková vzdálenost primáru, y_1 výška paprsku, K_1 Schwarzschildova konstanta kuželosečky, s_{pr1} posun clony, $H = \eta nu$ zmiňovaný invariant.

Analytické vztahy pro dvouzrcadlový dalekohled by byly pochopitelně složitější, neboť na sekundár dopadají paprsky odchýlené primárem. O případném terciáru ani nemluvě.

Příklad: Posuďte vady kulového zrcadla s ohniskovou vzdáleností $f'_1 = 3000$ mm a průměrem $D_1 = 600$ mm.

Řešení: Máme $y_1 = D_1/2 = 300$ mm, pro kouli $K_1 = 0$, clonu v podobě samotného zrcadla necháme být ($s_{pr1} = 0$). Předpokládáme hlavní paprsek dopadající pod úhlem $u_{pr1} = 0,5^\circ$, u je totéž (předmět v nekonečnu), $\eta = y_1$, $n = 1$ (samý vzduch). Pak $S_I = -0,375$ mm, $S_{II} = -0,06545$ mm, $S_{III} = -0,01142$ mm, $S_{IV} = +0,01142$ mm. Největší je vada sférická, což jsme ale tušili.

Pokud se zblízka podíváme na paprsky blízko ohniska, záhy zjistíme, že paraxiální zaostření *nebývá* nejlepší zaostření, nazývané též minimální „zmatení“. Některé aberace (astigmatismus) lze rozostřením účinně potlačit. Nakonec si uvědomme, že i *clony* jsou významnými optickými prvky. Například koma a astigmatismus kulového zrcadla jsou nulové, užijeme-li clonu ve středu křivosti (cf. $s_{pr1} = 2f'_1$ v rovnici (2.25)).



Obrázek 2.5: Odchylka vlnoplochy $W(\varrho, \varphi)$ pro Ritchey–Chrétienův dalekohled. Největší chybu zde způsobuje astigmatismus ($\varrho^2 \cos^2 \varphi$).

2.3 Kuželosečky a jejich soustavy

Je účelné popisovat optické plochy pomocí kuželoseček, ale *není* účelné, aby měly referenční bod někde „ve vzduchu“. Proto se užívá Schwarzschildův zápis kuželosečky (viz obr. 2.6):

$$y^2 - 2Rx + (K + 1)x^2 = 0. \quad (2.27)$$

Obvyklý zápis by přitom byl:

$$\frac{(x + a)^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (2.28)$$

kde a označuje velkou poloosu, b malou poloosu. Trošku to upravíme:

$$x^2 + 2ax + a^2 - y^2 \frac{a^2}{b^2} = a^2,$$

$$y^2 - 2\frac{b^2}{a}x - \frac{b^2}{a^2}x^2 = 0.$$

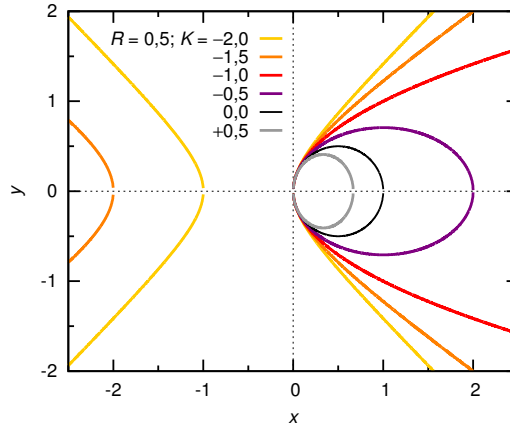
Evidentně, poloměr křivosti:

$$R = \frac{b^2}{a}, \quad (2.29)$$

a Schwarzschildova konstanta kuželosečky:

$$K = -\frac{b^2}{a^2} - 1 = -e^2. \quad (2.30)$$

Při konstruování ostřených soustav se často využívá kombinací dvou nebo i více kuželoseček. Aby nějaké ohnisko skutečně vzniklo, je dobré tyto rozestavit ve vhodných vzdálenostech.



Obrázek 2.6: Kruželosečky parametrizované poloměrem křivosti R a konstantou K , kde $K > 0$ odpovídá elipse, $K = 0$ kružnici, $K \in (-1; 0)$ jiné elipse, $K = -1$ parabole a $K < -1$ hyperbole.

Parabola a rovina. Primár parabolický a sekundár rovinný tvoří jednoduchý Newtonův dalekohled (obr. C.7). Jediná otázka je, kam se sekundárem, požadujeme-li, aby ohnisko bylo o s_{ide} mimo tubus; zřejmě:

$$w + \frac{D_1}{2} + s_{\text{ide}} = f_1. \quad (2.31)$$

Sice je rovinný, ale i tak bychom jej měli vyříznout eliptický ($2a'$, $2b'$), neboť:

$$\frac{\sin \varphi}{a'} = \frac{\sin(45^\circ - \varphi)}{D_1/2 + s_{\text{ide}}}, \quad (2.32)$$

$$\text{tg } \varphi = \frac{b'}{D_1/2 + s_{\text{ide}}} = \frac{D_1/2}{f_1}; \quad (2.33)$$

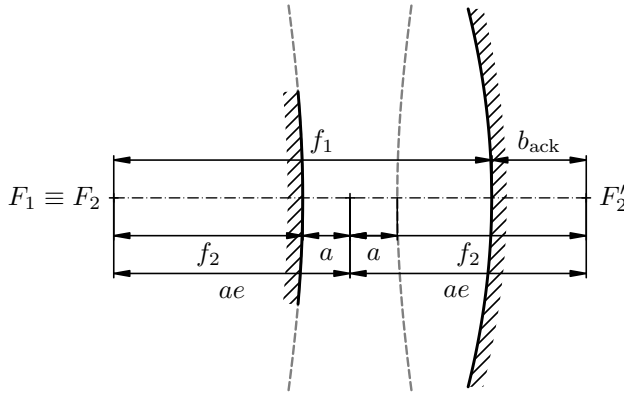
vyjádření jest triviální.

Parabola – hyperbola. Primár parabolický plus sekundár hyperbolický dává Cassegrain. Přes Newtona prostě překreslíme hyperbolu(y) a využijeme pravidla, že paprsky z ohniska míří do ohniska (druhého). Víme (z obr. 2.7):

$$ae - a = f_2, \quad (2.34)$$

$$2ae = f_1 + b_{\text{ack}}, \quad (2.35)$$

$$\text{tg } \varphi = \frac{D_1/2}{f_{\text{eff}}} = \frac{D_2/2}{f_1 + b_{\text{ack}} - f_2}, \quad (2.36)$$



Obrázek 2.7: Konstrukce Cassegrainova dalekohledu. Vyznačena je parabola (primár) a dvě větve hyperboly (sekundár). Označení veličin je totožné jako v textu.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{D_1/2}{f_1} = \frac{D_2/2}{f_2}. \quad (2.37)$$

Odtud:

$$D_2 = D_1 \frac{f_2}{f_1}, \quad (2.38)$$

$$f_2 = \frac{f_1(f_1 + b_{\text{ack}})}{f_{\text{eff}} + f_1}, \quad (2.39)$$

$$ae = \frac{f_1 + b_{\text{ack}}}{2}, \quad (2.40)$$

$$a = ae - f_2. \quad (2.41)$$

Snadno odvodíme e , b , R_2 , K_2 . Pokud bychom chtěli velké zorné pole bez vinětace, D_2 by muselo být pochopitelně o něco větší (viz obr. C.9).

Parabola – elipsa. Kombinací parabolického primáru a eliptického sekundáru vzniká dalekohled Gregoryho. Tentokrát přes Newtona překreslíme elipsu, pro níž taktéž platí „z ohniska vždy do ohniska“ (obr. 2.8, C.11):

$$a - ae = f_2, \quad (2.42)$$

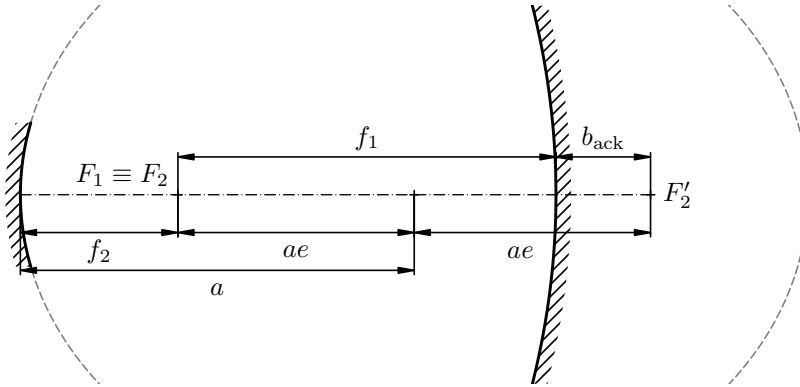
$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{D_2/2}{f_2 + f_1 + b_{\text{ack}}} = \frac{D_1/2}{f_{\text{eff}}}, \quad (2.43)$$

odkud:

$$f_2 = \frac{f_1(f_1 + b_{\text{ack}})}{f_{\text{eff}} - f_1}, \quad (2.44)$$

$$a = f_2 + ae. \quad (2.45)$$

Ostatní relace jsou totožné jako pro Cassegrain.



Obrázek 2.8: Konstrukce Gregoryho dalekohledu. Vyznačena je parabola (primár) a elipsa (sekundár).

Standardní asféra. Věci složitější než kuželosečky lze popisovat polynomy vyššího stupně než 2. Standardní asféra má tvar ([37]):

$$z(r) = \frac{\kappa r^2}{1 + \sqrt{1 - \kappa^2(K+1)r^2}} + a_4 r^4 + a_6 r^6 + a_8 r^8 + a_{10} r^{10}, \quad (2.46)$$

kde křivost $\kappa \equiv 1/R$. Koeficienty a_i se volí tak, aby byly minimální ty aberace, které nám maximálně vadí (viz např. obr. C.15).

2.4 Funkce rozptylu PSF a přenosová funkce MTF

Funkce rozptylu (PSF, angl. point-spread function) popisuje obraz bodového zdroje. Matematicky ji definujeme jako konvoluci („rozmazení“, Stix 2002):

$$I(x, y) = \iint I_0(\xi, \eta) \text{PSF}(x, y, \xi, \eta) d\xi d\eta \equiv I_0 * \text{PSF}, \quad (2.47)$$

kde I je intenzita pozorovaného obrazu I_0 ideálního (neexistujícího) obrazu x, y, ξ, η souřadnice v ohniskové rovině.

První aproximace, která se vcelku často používá, je $\text{PSF}(\xi - x, \eta - y)$, tzn. předpokládáme stejné rozmazení všude. Pak můžeme Fourierovou transformací získat (komplexní) přenosovou funkci:

$$S(q_x, q_y) \equiv \iint \text{PSF}(x, y) e^{-i2\pi(q_x x + q_y y)} dx dy. \quad (2.48)$$

Modulační přenosová funkce (MTF, angl. modulation transfer function) je pak prostě:

$$\text{MTF}(q_x, q_y) \equiv |S(q_x, q_y)|. \quad (2.49)$$

Druhá aproximace je PSF(r), tzn. funkce rotačně symetrická. Pak je i MTF(q) funkcí jen jedné proměnné, konkrétně prostorové frekvence q (udávané obvykle v cyklech na mm).

Ve Fourierově prostoru konvoluce odpovídá násobení (alespoň podle konvolučního teorému):

$$F(q) = F_0(q) \cdot S(q), \quad (2.50)$$

kde $F(q)$ odpovídá F. t. $I(r)$ a totéž s nulou pod účarím. Obdobně lze „dělit“:

$$\text{MTF}(q) = \overbrace{\text{MTF}_s(q)}^{\text{seeing}} \cdot \overbrace{\text{MTF}_d(q)}^{\text{difrakce}} \cdot \overbrace{\text{MTF}_a(q)}^{\text{aberrace}} \quad (2.51)$$

a diskutovat seeing, difrakci a aberaci separátně.

Aberace pro dvě klasické konstrukce, respektive PSF_a(x, y), jsou ukázány na obr. C.8, C.14. Odpovídající MTF_a(q) pak na obr. 2.9, 2.10.

Difrakce na kruhovém otvoru (vstupní apertuře) vede k:

$$\text{PSF}_d(r) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{J_1(br)}{r} \right]^2, \quad (2.52)$$

$$\text{MTF}_d(q) = \frac{2}{\pi} \left[\arccos \frac{q}{q_m} - \frac{q}{q_m} \sqrt{1 - \left(\frac{q}{q_m} \right)^2} \right], \quad (2.53)$$

kde $b = \frac{\pi D}{\lambda f}$, $q_m = \frac{b}{\pi}$. Frekvence $q \geq q_m$ nejsou dalekohledem přenášeny, neboť $\text{MTF}(q_m) = 0$. První minimum $\text{PSF}_d(r_1) = 0$ je na $r_1 = 1,22 \frac{\lambda f}{D}$, což se nazývá difrakční limit.

Příklad: Granulaci s původním kontrastem $C_0 = 15\%$ pozorujeme dalekohledem, který splňuje difrakční limit. Jaký je výsledný kontrast?

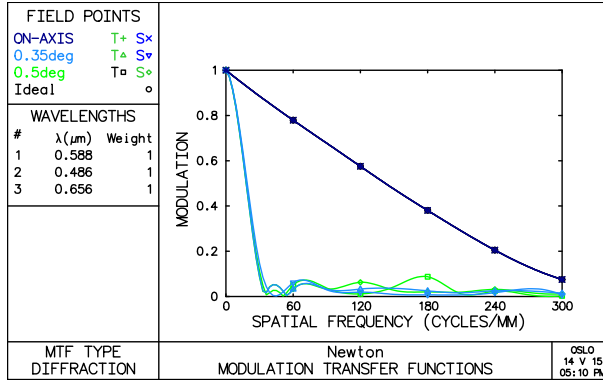
Řešení: Hodnota $q = 1/r_1 = \frac{1}{1,22} q_m$, $\text{MTF}_d(q) = 0,0894$, $C = C_0 \text{MTF}_d(q) = 1\%$. Je to na hraně!

Seeing při dlouhé expozici se parametrizuje pomocí parametru s_0 :

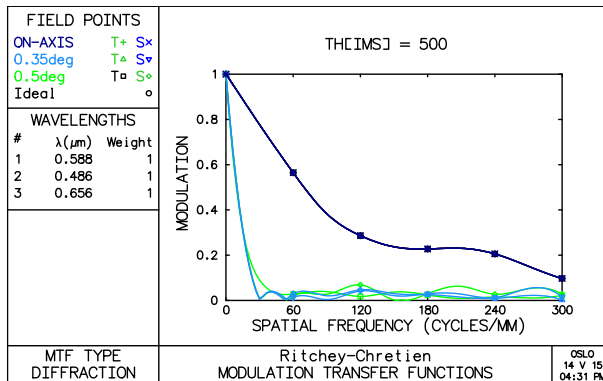
$$\text{PSF}_s(r) = \frac{1}{2\pi s_0^2} e^{-\frac{r^2}{2s_0^2}}, \quad (2.54)$$

$$\text{MTF}_s(q) = e^{-2\pi s_0^2 q^2}. \quad (2.55)$$

Při krátké expozici by funkce byly poněkud děsivější. Jiný užívaný parametr je Friedův, r_0 , čili průměr „imaginárního“ mimoatmosférického dalekohledu (limitovaného difrakcí), který by měl stejné rozlišení jako velký dalekohled pod atmosférou.



Obrázek 2.9: Modulační přenosová funkce $MTF(q)$ prostorové frekvence q pro Newtonův dalekohled. Uvedeny jsou pro dva významné směry: tangenciální (v polárním směru, q_t), sagitální (od/do středu, q_s).



Obrázek 2.10: Přenosová funkce $MTF(q)$ pro Ritchey-Chretienův dalekohled.

3 Difrakční jevy

Ohyb světla je zásadním projevem jeho vlnové podstaty, čili interference elektrických a magnetických polí \mathbf{E} , \mathbf{B} . Podle vzdálenosti od zdroje rozlišujeme pole blízké a vzdálené. V *blízkém poli*, respektive jeho reaktivní části, pole působí na samotný zdroj (anténu, atmosféru hvězdy), což v principu vede ke komplikovaným \mathbf{E} , \mathbf{B} . Dále v radiativní části se nacházejí mimo jiné evanescentní a nepropagující vlny. Za určitých okolností, ve vhodné vzdálenosti od zdroje, lze vlny považovat za kulové, a pak hovoříme o *Fresnelově difrakci*.

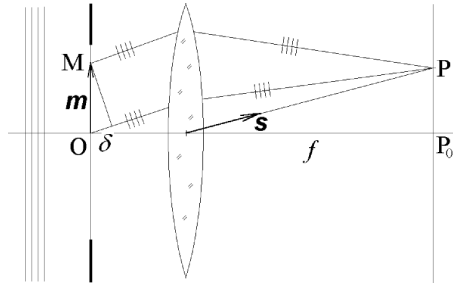
Ve *vzdáleném poli* mohou být pouze vlny propagující. Intenzita polí přitom klesá se čtvercem vzdálenosti. Pokud lze vlny považovat za rovinné (daleko od hvězdy) nebo vytvoříme-li konvergentní svazek (uvnitř dalekohledu), nastává *Fraunhoferova difrakce*. Právě tuto budeme studovat.

Jako překážky pro nás budou nejdůležitější kruhový otvor, štěrбина a mřížka (tzn. apertura dalekohledu, vnitřek spektrografu). Ohybové jevy nám nevyhnutelně rozmazávají obraz v ohniskové rovině dalekohledu. Neznamená to ale, že nelze pozorovat nic *pod* difrakčním limitem! Ultramikroskopie (Siedentopf a Zsigmondy 1902) využívá rozptylu světla na částicích (nanokrystalech) ve zředěných koloidních roztocích, které jsou řádově menší. Možná je i lokalizace záření od jednotlivých molekul vybuzených laserem. V astronomii lze dosáhnout vyššího rozlišení pomocí interferometrie, ale i tato metoda má svůj limit, jak uvidíme dále.

3.1 Huygensův–Fresnelův princip

Jeden ze způsobů, který nám umožňuje difrakci světla počítat, je Huygensův–Fresnelův princip. Podle něj každý bod prostoru, kam dospěje vlna, se stává elementárním zdrojem *kulových* vln, které posléze interferují (Huygens 1678, Fresnel 1816). Lze takto vysvětlit i šíření samotné rovinné vlny. My budeme studovat interferenci vlnění za překážkou, v uspořádání podle obr. 3.1.

Musíme si samozřejmě být vědomi, kdy princip použít nelze: zřejmě nefunguje v blízkém poli, kdy jsou elektromagnetické vlny schopné vytvářet proudy (pohyby nábojů) a odčerpávat tak energii vlnám.



Obrázek 3.1: Obvyklé uspořádání, na němž se demonstuje Fraunhoferova difrakce. Ze zdroje Z se šíří kulové vlny, po průchodu první čočkou (nezobrazena) se stávají rovinnými a dopadají na překážku. Volný prostor v překážce se podle Huygensova principu chová jako pole elementárních zdrojů kulových vlny, které navzájem interferují. Druhá čočka zobrazuje vlny (zdroj Z) na stínítku.

3.2 Fraunhoferova difrakce na kruhovém otvoru

Namísto jednotlivých složek $E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z$ zavedeme bezrozměrný komplexní *vzruch* D a zapíšeme kulovou vlnu jako (Šedivý a Brož 1994):

$$D(\mathbf{r}, t) = D_0 e^{-i(\omega t - k r)}, \quad (3.1)$$

kde $\omega = 2\pi f$ je úhlová frekvence a $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ vlnové číslo (počet cyklů vln na jednotce délky). Při interferenci vln na stínítku hraje roli pouze *dráhový rozdíl* oproti středu stínítka, tj. bodu $(0, 0, f)$:

$$\delta = \frac{(u, v, 0) \cdot (x, y, f)}{\sqrt{x^2 + y^2 + f^2}} \doteq \frac{ux + vy}{f}, \quad (3.2)$$

kde u, v označují souřadnice v rovině překážky, x, y v rovině stínítka a f ohniskovou vzdálenost čočky. Použili jsme přitom aproximaci $u, v, x, y \ll f$. Vzruch na stínítku bude dán integrálem přes překážku, resp. otvor:

$$D = D_0 \int_S e^{ik\delta} dS = D_0 \int_u \int_v e^{ik \frac{ux+vy}{f}} du dv. \quad (3.3)$$

V našem případě jde o kruh, proto $u = r \cos \varphi$, $v = r \sin \varphi$, $dS = r d\varphi dr$, $K \equiv \frac{k}{f}$, a:

$$D = D_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{iK \overbrace{r \cos \varphi x}^z} r d\varphi dr. \quad (3.4)$$

S vědomím, že Taylorův rozvoj:

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(z_0)}{n!} (z - z_0)^n \quad (3.5)$$

a exponenciála v bodě $z_0 = 0$:

$$e^z = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n}{n!}, \quad (3.6)$$

vyjádříme *ntý* člen řady:

$$\int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{(iKr \cos \varphi x)^n}{n!} r d\varphi dr = \frac{(iKx)^n}{n!} \int_0^a r^{n+1} dr \int_0^{2\pi} \cos^n \varphi d\varphi. \quad (3.7)$$

Díky rekurentnímu vztahu:

$$\int_0^{2\pi} \cos^n \varphi d\varphi = \frac{n-1}{n} \int_0^{2\pi} \cos^{n-2} \varphi d\varphi = \begin{cases} 0 & \text{pro } n \text{ liché,} \\ 2\pi \frac{1}{2} \frac{3}{4} \frac{5}{6} \dots \frac{n-1}{n} & \text{pro } n \text{ sudé} \end{cases} \quad (3.8)$$

a faktoriálům, $2 \cdot 4 \cdot 6 \dots 2k = 2^k(k!)$, $1 \cdot 3 \cdot 5 \dots 2k-1 = \frac{(2k)!}{2^k(k!)}$, je *2ktý* člen řady¹

$$\frac{(iKx)^{2k}}{(2k)!} \frac{a^{2k+2}}{2k+2} 2\pi \frac{(2k)!}{2^k(k!)} \frac{1}{2^k(k!)} = \pi a^2 (-1)^k \left(\frac{Kxa}{2}\right)^{2k} \frac{1}{(k+1)k!k!}. \quad (3.9)$$

To *velmi* připomíná definici Besselovy funkce 1. řádu:

$$J_1(z) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(k+1)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k+1}, \quad (3.10)$$

takže:

$$D = D_0 \pi a^2 \frac{2J_1(Kxa)}{Kxa}, \quad (3.11)$$

c.d.b. Bezrozměrná intenzita $I = |D/(D_0\pi a^2)|^2$ je zobrazena na obr. 3.2. Nazývá se Airyho obrazec, střední část (po první minimum) Airyho disk. Hodnoty příslušející minimům a maximům I zachycuje tab. 3.1.

3.3 Difrakce na štěrbině

Ohyb na štěrbině je speciálním případem ohybu na obdélníku:

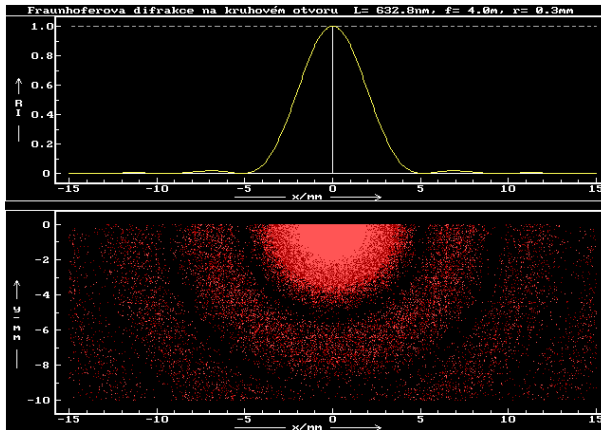
$$\begin{aligned} D &= D_0 \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{ik\frac{ux+vy}{f}} dudv = D_0 \left[\frac{e^{iKux}}{iKx} \right]_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \left[\frac{e^{iKvy}}{iKy} \right]_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} = \\ &= D_0 \frac{2 \sin K\frac{a}{2}x}{Kx} \frac{2 \sin K\frac{b}{2}y}{Ky} = D_0 ab \frac{\sin \alpha}{\alpha} \frac{\sin \beta}{\beta}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

kde jsme označili $\alpha \equiv K\frac{a}{2}x$, $\beta \equiv K\frac{b}{2}y$ a naštěstí $\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1$. Pro štěrbinu s $a \ll b$ a štěrbinový zdroj se uplatní pouze člen s x . Tato situace je znázorněna na obr. 3.4.

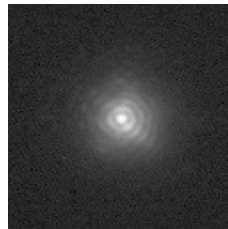
¹ k se rozhodlo nebýt již vlnovým číslem

Kxa	I
0	1
3,832	0
5,136	0,0175
7,016	0
8,417	0,0042
10,174	0
11,620	0,0016

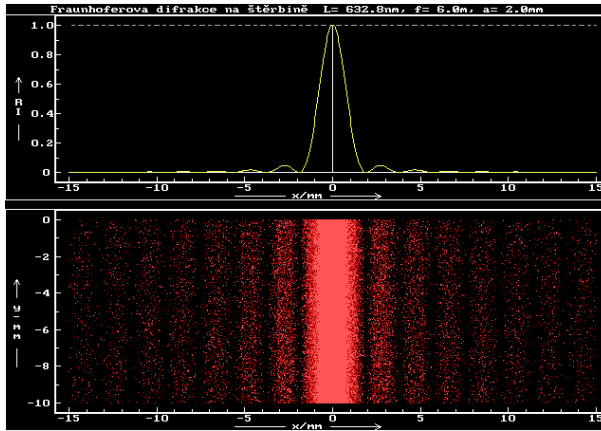
Tabulka 3.1: Význačné hodnoty bezrozměrné intenzity $I = (2J_1(Kxa)/(Kxa))^2$, odpovídající Fraunhoferově difrakci na kruhovém otvoru. Veličina $K \equiv k/f$, kde $k = 2\pi/\lambda$ je vlnové číslo, f ohnisková vzdálenost, x souřadnice v rovině stínítka, a poloměr otvoru.



Obrázek 3.2: Fraunhoferova difrakce na kruhovém otvoru. Vlnová délka monochromatického záření byla $\lambda = 632,8$ nm, ohnisková vzdálenost $f = 4$ m, poloměr otvoru $a = 0,3$ mm. Výpočet byl proveden programem Famdifr (<http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/~mira/famdifr/famdifr.html>), vytvořeném v jazyce Famulus (<http://kdf.mff.cuni.cz/~koupil/multimedia/famulus.php>).



Obrázek 3.3: Výřez ze snímku dalekohledem CFHT o průměru 3,6 m, ukazující hvězdu V505 Sgr, respektive Airyho obrazec se 7 (!) difrakčními kroužky. Škála šedi je logaritmická, aby byly slabé kroužky viditelné. Expoziční doba byla 5 s. Data z práce Rucinski a spol. (2007).



Obrázek 3.4: Fraunhoferova difrakce na štěrbině. Vlnová délka $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, ohnisková vzdálenost $f = 6 \text{ m}$, šířka štěrbiny $a = 2 \text{ mm}$.

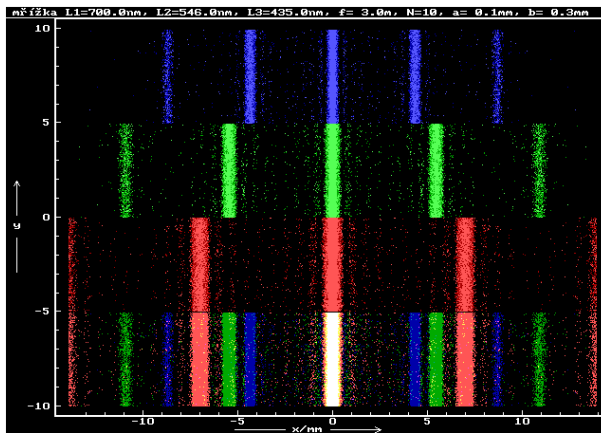
3.4 Difrakce na mřížce

Při posunutí štěrbin o b vznikne dráhový rozdíl $\delta = \frac{bx}{f}$. Pro N štěrbin počítáme příspěvky (Šedivý a Brož 1994):

$$D = \sum_{m=1}^N e^{iK(m-1)bx} D_0 \frac{\sin \alpha}{\alpha} = D_0 \frac{\sin \alpha}{\alpha} \frac{\sin(N\Omega)}{N \sin \Omega}, \quad (3.13)$$

kde $\Omega \equiv \frac{Kbx}{2}$. Na obr. 3.5 vidíme uprostřed bílý proužek ($\delta = 0$) a posléze spektra vícero řádů (odpovídající $\delta = m\lambda$). Pro $m > 2$ by se řády dokonce překrývaly.

Pokud bychom se zajímali o ještě složitější překážky, například dvě kruhové apertury s pavoukem (tzn. Cassegrainův dalekohled), můžeme nahlédnout do Schroedera (2000, str. 272). Nepřekvapí, že tam uvidíme difrakční kříž.



Obrázek 3.5: Fraunhoferova difrakce na mřížce. Předpokládali jsme přítom trojbarevný zdroj s $\lambda_1 = 700 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 546 \text{ nm}$ a $\lambda_3 = 435 \text{ nm}$, ohniskovou vzdálenost $f = 3 \text{ m}$, počet štěrbin $N = 10$, šířku $a = 0,1 \text{ mm}$, vzdálenost $b = 0,3 \text{ mm}$.

4 Vliv atmosféry

4.1 Světelné znečištění

mapa České republiky, oblasti tmavé oblohy

Chile Havajské ostrovy Antarktida Lagrangeův bod L_2 odvrácená strana Měsíce

4.2 Extinkce

Rayleighův rozptyl.

Mieho rozptyl. obr. 4.1

4.3 Seeing

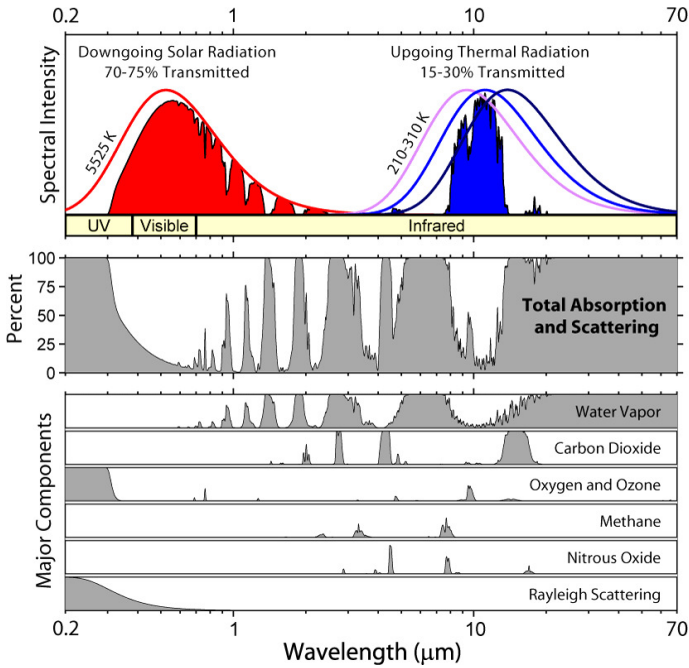
parametr s_0 gaussovky

Friedův parametr r_0

vliv velikosti apertury

DIMM. diferenciální monitor (DIMM, angl. differential image motion monitor)

Kolmogorovův popis turbulence.



Obrázek 4.1: Extinkce v zemské atmosféře v závislosti na vlnové délce λ . Nahoře je přibližně znázorněno záření dopadající na povrch (červeně) a daleké infračervené záření z povrchu vyzářené (modře, škálováno). Dole je procentuální absorpce atmosférou, způsobená jednak jednotlivými molekulami: H_2O , CO_2 , O_2 , O_3 , CH_4 , NO_2 ; a jednak Rayleighovým rozptylem na molekulách. Není zde vůbec započten vliv oblaků (Mieho rozptyl na kapičkách) ani vliv aerosolů, kteréžto jsou velmi proměnlivé. Data pocházejí ze syntetické databáze HITRAN (Rothman a spol. 2012) a webového rozhraní <http://hitran.iao.ru/>. Převzato z http://en.wikipedia.org/wiki/Absorption_band.

4.4 Refrakce

proměnný index lomu

5 Optická a blízká infračervená astronomie

5.1 Dalekohledy

5.1.1 Základní charakteristiky

5.1.2 Optické vady

Barevná vada.

Kulová vada.

Koma.

Astigmatismus.

Zklenutí.

Zkreslení.

Vady vyšších řádů.

5.1.3 Typy refraktorů a reflektorů

Galileův dalekohled. afokální

Keplerův dalekohled.

Singlet, dublet, triplet.

Newtonův dalekohled.

Herschelův mimoosový dalekohled.

Cassegrainův dalekohled.

Gregoryho dalekohled. mimoosový Gregory (SPT, GBT)

Dall–Kirkhamův dalekohled. eliptický primár, kulový sekundár, podstatně snazší výroba a testování, ale větší koma

Ritchey–Chrétienův dalekohled.

Schmidtova komora.

Schmidt–Cassegrain.

Maksutovova komora. Maksutov (1944), meniskus se dvěma poloměry křivosti, kulová ohnisková plocha, Maksutov–Cassegrain

Wynneho korektor. Při pozorování v *primárním* ohnisku je možné aberace (konkrétně komu) potlačovat pomocí čočkových korektorů. Jednu z klasických konstrukcí navrhl Wynne (1968). Korektor je buď tříčočkový pro hyperbolický primár (používaný v systému Ritchey–Chrétien), nebo čtyřčočkový (jako na obr. C.21) pro parabolický primár (tzn. Newton nebo Cassegrain).

Paul–Bakerův dalekohled. Baker (1969) navrhl třízrcadlový anastigmat se *třemi* korigovanými aberacemi (obr. C.19). V základním provedení je primár parabolický, sekundár kulový vypuklý, terciár kulový dutý a ohnisková plocha kulová vypuklá. Skutečnost, že největší z dalekohledů (LSST, JWST, E-ELT; obr. 5.1) mají právě tuto konstrukci, o čemsi vypovídá.

5.1.4 Okuláry

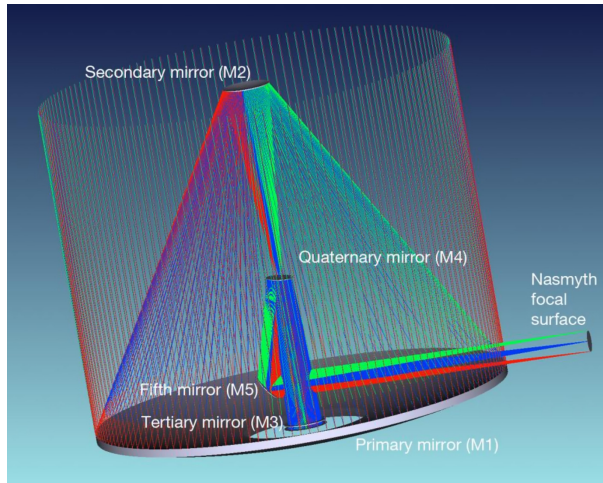
Huygensův okulár.

Ramsdenův okulár.

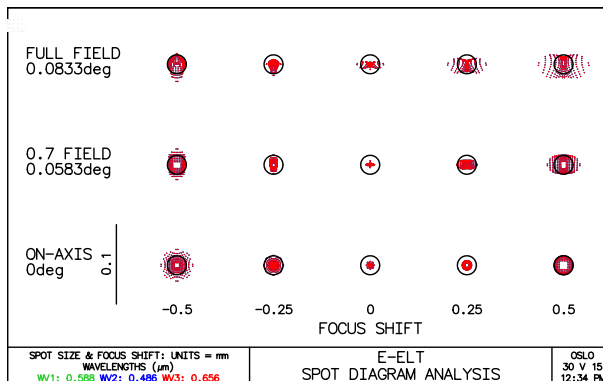
Kellnerův okulár.

Abbeho ortoskopický okulár.

Plöslův okulár.



Obrázek 5.1: Optická konstrukce European Extremely Large Telescope (E-ELT). Jde o variantu Paul-Bakerova dalekohledu, kde primár je mírně eliptický, má průměr $D_1 = 39$ m, poloměr křivosti $R_1 = 69$ m, konstantu kuželosečky $K_1 = -0,995\,882$; sekundár vypuklý asférický $D_2 = 4,2$ m, $R_2 = 9,313$ m, $K_2 = -2,289\,62$, $a_4 = 0,479\,584 \cdot 10^{-15}$; terciár dutý asférický $D_3 = 3,75$ m, $R_3 = -21,067\,947$ m, $K_3 = 0$, $a_4 = 0,825\,713 \cdot 10^{-14}$, $a_6 = 0,915\,685 \cdot 10^{-23}$; 4. zrcadlo ploché, $D_4 = 2,4$ m, adaptivní s 5 800 aktuátory, skloněné pod úhlem $7,75^\circ$, s otvorem kvůli trase $2 \rightarrow 3$; 5. zrcadlo ploché, $D_5 = 2,2$ krát $2,7$ m, s eliptickým průřezem, korekcí tip-and-tilt, směřuje paprsky mimo tubus do Nasmythova ohniska $f/17,48$. Zorné pole $10'$ velké je plně korigované (dalekohled tedy kreslí na difrakčním limitu, obr. 5.2). Převzato z E-ELT Construction Proposal, http://www.eso.org/public/products/books/book_0046/, Cayrel (2012).



Obrázek 5.2: Rozptylový diagram pro E-ELT na obr. 5.1, znázorňující zorné pole, resp. ohniskovou plochu s poloměrem křivosti $R_{IMS} = 11,223$ m, do vzdálenosti $5'$ od osy. Škála se zdá velká, ale efektivní ohnisková vzdálenost dosahuje $f_{eff} \doteq 682$ m, čemuž odpovídá i velikost difrakčního limitu (černého kroužku). Výpočet programem OSLO [37].

Erfleho okulár.

5.1.5 Filtry

Širokopásmové filtry.

Úzkopásmové filtry.

Fotometrické systémy.

5.1.6 Montáže

Rovníková německá montáž.

Rovníková anglická montáž.

Vidlicová montáž.

Podkovová montáž.

Azimutální montáž.

Geometrie a deformace montáže. Žádná montáž není dokonalá. Všechny vykazují větší či menší odchylky od správné geometrie a nevyhnutelné deformace, jež je možné popsat vztahy (Walace 2012):

$$\begin{aligned}
 t^{\check{c}} = & t + \overbrace{\text{ZH}}^{\text{nula}} + \overbrace{\text{CO} \sec \delta}^{\text{kolimace}} + \overbrace{\text{NP} \tan \delta}^{\text{nekolmost}} - \overbrace{\text{MA} \cos t \tan \delta}^{\text{ustavení V-Z}} + \overbrace{\text{ME} \sin t \tan \delta}^{\text{náklon S-J}} + \\
 & + \overbrace{\text{TF} \cos \varphi \sin t \sec \delta}^{\text{průhyb tubusu}} - \overbrace{\text{DF} (\cos \varphi \cos t + \sin \varphi \tan \delta)}^{\text{deklinální osy}}, \tag{5.1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \delta^{\check{c}} = & \delta + \text{ZD} + \text{MA} \sin t + \text{ME} \cos t + \overbrace{\text{vidlice}} \\
 & + \text{TF} (\cos \varphi \cos t \sin \delta - \sin \varphi \cos \delta) + \text{FO} \cos t, \tag{5.2}
 \end{aligned}$$

kde ZH, ZD označují nulové body stupnic, CO odchylku kolimace optické osy, NP nekolmost os polární a deklinální, MA odchylku ustavení montáže ve směru východ–západ, ME náklon montáže v rovině sever–jih, TF průhyb tubusu, DF deklinální osy a FO vidlice. Jinak t , δ , φ jsou zřejmě hodinový úhel, deklinace a zeměpisná šířka; index \check{c} znamená *na čidlech*.

Člen pro kolimaci tubusu raději ověříme. S dalekohledem na rovníku pohneme o úhel CO a posléze vyjedeme o δ^c nahoru. Dejme si pozor — opisovaná kružnice je ošklivá, neboť není hlavní! S pomocí pěkného sférického trojúhelníku se třemi vrcholy P (pól), H (hvězda), H' (hvězda bez odchylky), dvěma známými stranami CO, $90^\circ - \delta$ a protilehlými úhly $\Delta t \equiv t^c - t$, 90° lze ovšem psát sinovou větu:

$$\frac{\sin \Delta t}{\sin CO} = \frac{\sin 90^\circ}{\sin(90^\circ - \delta)},$$

odkud:

$$\begin{aligned} \sin \Delta t &= \sin CO \sec \delta, \\ \Delta t &\doteq CO \sec \delta. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Nekolmost os ověříme tak, že dalekohledem na rovníku začneme otáčet okolo osy odchýlené o NP. Pak v trojúhelníku $PP'H$, se stranami NP, $90^\circ - \delta^c$, $90^\circ - \delta$ a úhly $90^\circ - \Delta t$, 90° platí kosinové věty:

$$\begin{aligned} \cos(90^\circ - \delta^c) &= \cos(90^\circ - \delta) \cos NP + \sin(90^\circ - \delta) \sin NP \cos(90^\circ - \Delta t), \\ \cos(90^\circ - \delta) &= \cos(90^\circ - \delta^c) \cos NP + \sin(90^\circ - \delta^c) \sin NP \underbrace{\cos 90^\circ}_{=0}, \end{aligned}$$

čili:

$$\begin{aligned} \sin \delta^c &= \sin \delta \cos NP + \cos \delta \sin NP \sin \Delta t, \\ \sin \delta &= \sin \delta^c \cos NP, \end{aligned}$$

odkud:

$$\begin{aligned} \sin \Delta t &= \operatorname{tg} NP \operatorname{tg} \delta, \\ \Delta t &\doteq NP \operatorname{tg} \delta. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Průhyb tubusu posoudíme dokonce ve dvou trojúhelnících PHH' a PZH' (tzn. zenit). Předpokládáme přitom, že svislá gravitace způsobuje výhradně změnu výšky Δh nad obzorem, a tato je úměrná jejímu kosinu (neb zkracování roury \Rightarrow rozostření nás nezajímá):

$$\begin{aligned} \frac{\sin \Delta t}{\sin \Delta h} &= \frac{\sin(180^\circ - \alpha)}{\sin(90^\circ - \delta^c)}, \\ \frac{\sin \alpha}{\sin(90^\circ - \varphi)} &= \frac{\sin t}{\sin(90^\circ - h)}, \end{aligned}$$

proto:

$$\begin{aligned} \sin \Delta t &= \sin \overbrace{\Delta h}^{\operatorname{TF} \cos h} \frac{\cos \varphi \sin t}{\cos h} \frac{1}{\cos \delta^c}, \\ \Delta t &\doteq \operatorname{TF} \cos \varphi \sin t \sec \delta, \end{aligned} \quad (5.5)$$

c.b.d. Ostatní odvozovat nebudeme, budeme již věřit Walacovi.

Nesmíme ale nikomu věřit bezvýhradně! Rovnice (5.1) a (5.2) evidentně platí, jen když je „vše“ malé, a navíc jsou tam funkce drze divergující (u pólu). To je cena za linearizaci.

Určování zpočátku neznámých koeficientů spočívá v následujícím měření. Známou hvězdu (α , δ z katalogu) umístíme do středu zorného pole kamery a měříme $t^c = \text{ST} - \alpha^c$ a δ^c na čidlech, samozřejmě s nějakými nejistotami σ_t , σ_δ .¹ Toto opakujeme mockrát ($n \simeq 10^2$), čímž získáme *přeurčenou* soustavu n lineárních rovnic pro 9 neznámých ZH, ZD, CO, NP, MA, ME, TF, DF a FO. Tuto řešíme standardně metodou nejmenších čtverců.

Abychom se k smrt neupsali, veličiny přeznačíme sdružením:

$$\mathbf{Y}_i \equiv \begin{pmatrix} t_i^c - t_i \\ \delta_i^c - \delta_i \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A} \equiv (\text{ZH} \quad \text{ZD} \quad \text{CO} \quad \text{NP} \quad \text{MA} \quad \text{ME} \quad \text{TF} \quad \text{DF} \quad \text{FO})^T,$$

$$\mathbf{X}_i \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & \sec \delta_i & \tan \delta_i & \cos t_i \tan \delta_i & \sin t_i \tan \delta_i & \cos \varphi \sin t_i \sec \delta_i & \text{bla} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & \sin t_i & \cos t_i & \text{bla} & 0 & \cos t_i \end{pmatrix},$$

kde jsme nejdelší výrazy nahradili za bla bla; takže:

$$\mathbf{Y}_i = \mathbf{A} \mathbf{X}_i. \quad (5.6)$$

Hledáme \mathbf{A} takové, aby:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^2 \left(\frac{Y_{ij} - \sum_{k=1}^9 A_k X_{ijk}}{\sigma_{ij}} \right)^2 \quad (5.7)$$

bylo minimální. To bude, pokud pro $\forall l = 1..9$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial A_l} &= \sum_i \sum_j 2 \left(\frac{Y_{ij}}{\sigma_{ij}} - \sum_k A_k \frac{X_{ijk}}{\sigma_{ij}} \right) \left(-\frac{X_{ijl}}{\sigma_{ij}} \right) = 0, \\ &- \sum_i \sum_j \frac{Y_{ij} X_{ijl}}{\sigma_{ij}^2} = \sum_k A_k \sum_i \sum_j \frac{X_{ijk} X_{ijl}}{\sigma_{ij}^2}, \end{aligned} \quad (5.8)$$

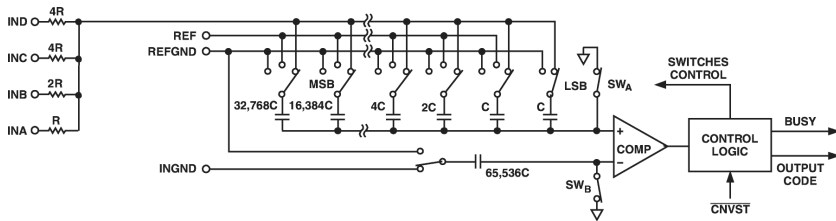
což už není soustava přeurčená, ale akorát určená. Řešíme ji standardně třeba Gaussovou eliminací.

5.2 Detektory

5.2.1 CCD

Vnitřní fotoelektrický jev.

¹Naivně zde předpokládáme, že nejistoty v katalogích jsou podstatně menší a nesystematické.



Obrázek 5.3: Zjednodušené schéma digitálně analogového převodníku v integrovaném obvodu AD7671. Je 16 bitový, tvoří jej tedy 16 paralelně zapojených kondenzátorů s kapacitami, které jsou násobkem $2^i C$, 16 přepínačů, vstupní rezistor R (jeden ze čtyř na výběr), který se volí podle vstupního proudu I_{in} , $U_{in} = RI_{in}$, a komparátor, čili operační zesilovač (jehož vlastní napájení není vyznačeno). Logika není v obvodu implementována, tu zajišťuje externě mikrokontroler, připojený 16 vodiči. Převodník pracuje metodou postupné aproximace, kdy se dle binárního čísla (např. $1000\ 0000\ 0000\ 0000_2 = 32\ 768_{10}$) sepnutím příslušných spínačů nastaví referenční napětí ($U_{ref} = 5\text{ V} \frac{32\ 768}{65\ 535}$), tj. vlastně D/A převodník, které se porovnává se vstupním napětím U_{in} pomocí komparátoru. Ten na svém výstupu indikuje buď $U_{cmp} \doteq 0$ (logickou nulu, je-li $U_{in} < U_{ref}$), nebo $U_{cmp} = 2\text{ V}$ (logickou 1). Logika se podle toho rozhodne, jaké další binární číslo zvolit, např. $0100\ 0000\ 0000\ 0000 = 16\ 384$. Iterace končí, když je dosaženo nejnižšího bitu; pak má logika v paměti binární číslo (v jednotkách ADU) přímo úměrné I_{in} (v mA). A/D převodník může zpracovat až 10^6 hodnot za sekundu (1 MSPS). Dělič napětí („žebřík“) se zde nekonstruuje z rezistorů, protože ty není možné vyrobit s požadovanou přesností hodnoty R , $\frac{1}{65\ 535} \doteq 0,001\%$. Převzato z <http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD7671.pdf>.

Analogově–digitální převodník. obr. 5.3 obr. 5.4 obr. 5.5

ADU.

Nulový proud.

Temný snímek.

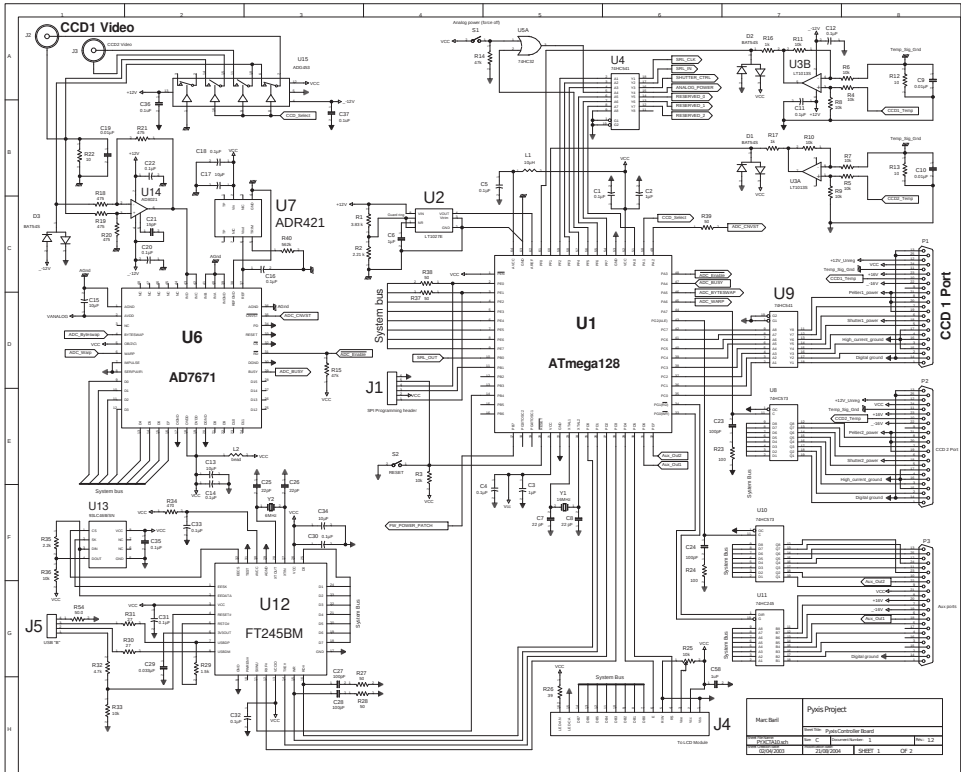
Rovnoměrnost pole.

Fringing.

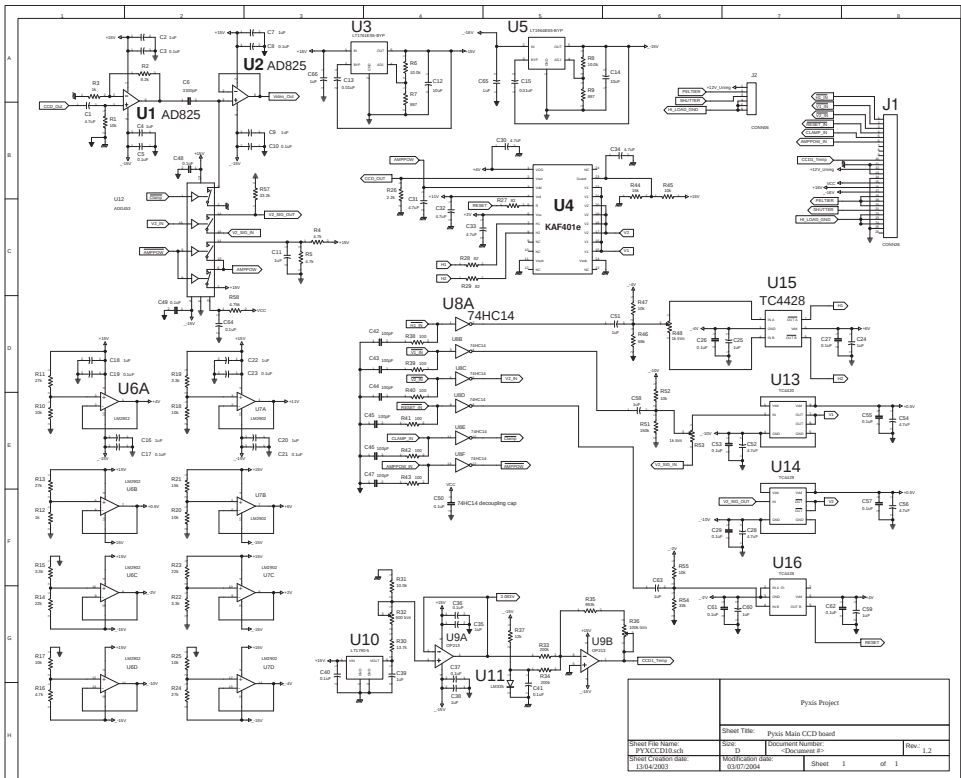
EMCCD.

5.2.2 Supravodivé detektory

Supravodivé kryogenické detektory pracují se supravodiči, v nichž se nacházejí elektronové páry s malou disociační energií $E_d \simeq 10^{-3}\text{ eV}$. Není pak divu, že i dlouhovlnný foton ($\lambda = hc/E_\gamma \simeq 1\text{ mm}$) může způsobit jejich disociaci, což je základ pro detekci fotonu (Kitchin 2014). Žádné dlouhé expozice, velmi krátké doby odezvy



Obrázek 5.4: Elektrotechnické schéma řídicí desky CCD kamery, s mikrokontrolerem Atmel AT-Mega128 (označen U1) a 16 bitovým digitálně analogovým převodníkem AD7671 (U6). Kromě této je nezbytně potřeba ještě analogová deska příslušná CCD čipu, na které mj. běží horizontální a vertikální ovladače časování, pomocí nichž se přesouvají náboje v čipu, a vzorkovací obvod (sample-and-hold), zajišťující konstantní hodnotu proudu I_{in} po dobu měření (tzn. trvání jednoho A/D převodu). Právě jeho výstup je přiveden na vstup CCD1 Video (vlevo nahoře). Zpracování signálu probíhá zhruba následovně: (i) U1 zvolí vstup z CCD1; (ii) operační zesilovač AD8021 (U14) signál zesílí; (iii) U6 ovládaný U1 pomocí 8 bitového portu (D0..D7) a řídicích vstupů (ADC..) provádí 16 bitový převod A/D ze vstupu INC; obvod ADR421 (U7) je napěťový standard $U_{std} = (2,5000 \pm 0,0013) V$; (iv) digitální výstup se uchovává v interní paměti U1, převody se provádějí sekvenčně, dokud nejsou vyčteny všechny pixely CCD čipu. Pak je U1 ve stavu, kdy může začít odeslat výsledek do PC, a to přes 8 bitový výstup PC0 až PC7, buffer 74HC541 (U9) a paralelní port (CCD1 Port). Přes systémovou sběrnici (System bus) může U1 komunikovat nejen s U6, ale i s jinými zařízeními, podle toho, které má prioritu. Obvod FT245BM (U12) a paměť EEPROM (U13) slouží například pro komunikaci přes USB. LCD panel (nezobrazen) je připojen přes port J4. Kromě toho U1 slouží i pro nízkoúrovňové řízení kamery, a to přes výstupy PF0..PF7 (např. napájení, závěrka) a buffer U4. Další obvody slouží pro měření teploty (CCD1 Temp), zesílení pomocí U3B, vstup PF0, převod pomocí interního 10 bitového převodníku v U1; obvod LT1027E (U2) je napěťový standard $U_{std} = 5 V$. Případná druhá kamera (kvůli autoguiding) se připojuje na vstup CCD2 Video, přičemž výstup lze očekávat na CCD2 Port. Program v jazyce assembler (nebo v C, kompilovaný) se do mikrokontroleru nahrává přes 4 bitové rozhraní SPI (J1). Převzato z <http://www.cfht.hawaii.edu/~baril/Pyxis/>.



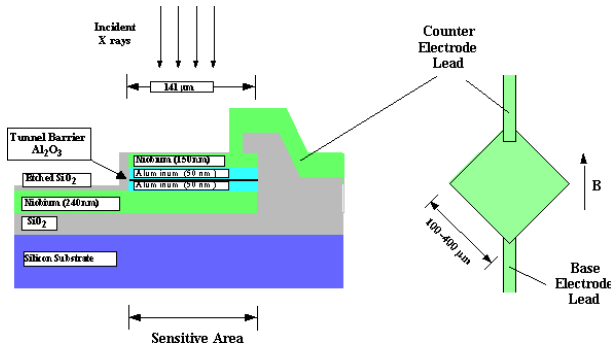
Obrázek 5.5: Schéma analogové desky pro CCD čip KAF401e (U4). Základem pro správné fungování jsou nízkošumové regulátory LT1964ES5-BYP (U5), dodávající stabilizované napětí -15 V a proud až 200 mA, a LT1761ES5-BYP (U6), +15 V, 100 mA. Dva integrované obvody LM2902 se čtyřicemi operačními zesilovači (U6A..U7D) fungují jako zdroje různých úrovní napětí: +4, +0,5, -2, -10, +11, +6, +2 a -4 V, které jsou nezbytné pro správné vyčítání. Signály z řídicí desky (mikrokontroleru) jsou přivedeny na port J1. Konkrétní vstupy H1 IN, V1 IN, V2 IN, RESET IN jsou vždy připojeny na Schmittovy spínače 74HC14 (U8A..U8F), tj. invertující bistabilní klopné obvody, a MOSFETová hradla TC4428 (U13..U16), vysílající horizontální a vertikální časové signály H1, H2, V1, V2 již se správnými napěťovými úrovněmi a čistým přesným průběhem do U4. Před začátkem expozice pošle mikrokontroler signál na RESET IN, který se dostane na U4, vstup RESET, aby na žádném pixelu nebyly žádné náboje. Také se signálem na SHUTTER, převedeným na externí zařízení (J2), otevře závěrka. Po dobu expozice se vlastně neděje nic zajímavého. Po uplynutí t_{exp} se zavře závěrka, a pak začne mikrokontroler posílat logické signály na H1 IN, V1 IN, V2 IN, kterými se náboje posouvají do interního výstupního registru U4 a posléze na výstup CCD OUT. Tento je vzorkován vzorkovacím obvodem ze dvou operačních zesilovačů JFET AD825 (U1, U2) a spínače ovládaného vstupem CLAMP IN; jejich výstup je již konečný (analogový) VIDEO OUT. Je třeba podotknout, že na CCD čipu není *nic* digitálního, je to „analogová bestie“, jak je možno zjistit při ladění. Kromě výše zmiňovaných činností se spíná externí Peltierův článok (cf. PELTIER), pro jehož regulaci potřebujeme nějaké měření teploty, tzn. napěťový standard LT1790-5 (U10) $U_{std} = 2,5 V$, upravené zesilovačem OP213 (U9A), Zenerova dioda LM335 (U11) je čidlem a nakonec je opět řazen zesilovač (U9B). Převzato z <http://www.cfht.hawaii.edu/~baril/Pyxis/>.

($\tau \simeq 1 \mu\text{s}$) i mrtvé doby, a co je nejdůležitější, kratší λ způsobuje disociaci *více* párů, čili máme „zdarma“ spektrální rozlišení!

Supravodivost. Drobná potíž je, že potřebujeme supravodivost. Odpor klesá náhle k nule až při určité kritické teplotě T_{on} , tzn. odporně nízké (Onnes 1911). Jev byl teoreticky vysvětlen až později (Ginzburg a Landau 1950, Bardeen a spol. 1957), jako vznik „dvojic“ elektronů, čili Cooperových párů.²

Vodivostní elektrony jsou v kovech téměř volné. Působí ovšem na ionty, a ty vytvářejí jinde převahu kladného náboje (na niž lze nahlížet jako na fonon), který přitahuje druhý e^- . Neznamená to samozřejmě, že pár vypadá takto: e^-e^- , elektrony se stále vzájemně odpuzují; vzájemná vzdálenost bývá relativně velká, řádově 10^2 nm. Pár již není fermion, nýbrž boson, tudíž nedodržuje Pauliho vylučovací princip.

STJ. Jedním z konkrétních způsobů detekce fotonu je supravodivý tunelovací spoj (STJ, angl. superconducting tunnel junction). Funguje na principu Josephsonova jevu (Josephson 1962); ve struktuře supravodič – *tenký* izolant – supravodič (obr. 5.6) e^- kvantověmechanicky tunelují skrz a spojem teče proud izolantu navzdory. Jako materiál se používá materiál Ta, Ha, Ni, Al ochlazený na $T \simeq 0,1 T_{\text{on}}$, tzn. *pod* 1 K. Proud vytvářený páry potlačuje vnější magnetické pole. Disociuje-li foton Cooperův pár (nebo páry), volné elektrony jsou urychlovány vnějším napětím a vytvářejí měřitelný proudový impuls.



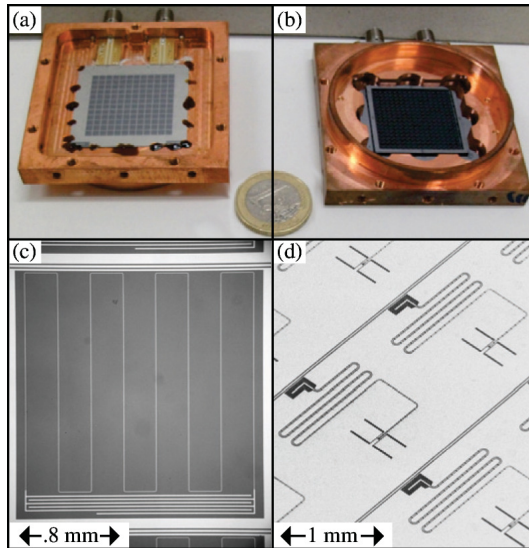
Obrázek 5.6: Konstrukce supravodivého tunelovacího spoje STJ; vlevo řez, vpravo pohled zhora. Sestává z následujících několika vrstev: oxidu křemičitého SiO_2 , niobu (tloušky 240 nm), hliníku (50 nm), oxidu hlinitého Al_2O_3 (tenký izolant, 10^0 nm, tunelovaná bariéra), hliníku (50 nm), niobu (150 nm) a samozřejmě potřebných vodičů. Hliník je použit proto, že jeho oxidace probíhá rovnoměrně, a lze tedy připravit velmi tenké a zároveň souvislé vrstvy. Převzato z <http://cryodetectors.11nl.gov/STJunct.htm>.

²Pro vysokoteplotní supravodiče ale vysvětlení musí být odlišné. Nám jsou beztak na nic, protože vysokoteplotní znamená, že disociační energie Cooperova páru je vysoká (vydrží excitaci tepelnými pohyby, $E_t \simeq kT$), čímž bychom přišli o detekci $\lambda \gtrsim hc/E_t$.

Rozměry matic dosahují zatím jen 10^1 krát 10^1 pixelů; jednou takovou kamerou byl vybaven Herschelův dalekohled (WHT). Rozsah citlivosti je neskutečný, od rentgenu až po zmiňované mm vlny. Spektrální rozlišení je ve viditelné oblasti střední, $\lambda/\Delta\lambda \simeq 10^3$; nemůže se pochopitelně rovnat vysokodisperzním spektrografům. Podotkněme ale, že zde nemusíme stavět onen spektrograf. Spoje nacházejí využití i jako heterodynové přijímače, napěťové standardy nebo magnetometry.

KID. Kinetický induktační detektor (KID, angl. kinetic inductance detector) je tenká vrstva supravodiče, který má nenulovou impedanci, neboť Cooperovy páry mají určitou hmotnost a setrvačnost, a tudíž se brání urychlování a zpomalování při přiložení střídavého napětí.

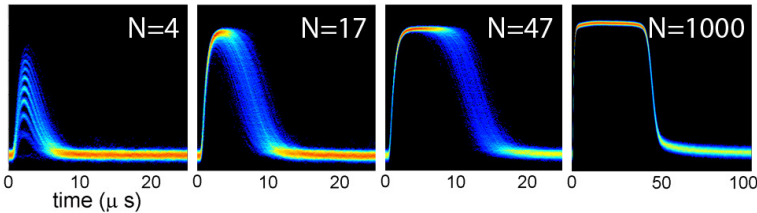
Po absorpci fotonu se změní počet párů, potažmo indukance. Změna se nej přesněji měří spojením s kondenzátorem, kterým se vytváří rezonanční obvod. Měří se tedy změna rezonanční frekvence; tato bývá v mikrovlnné oblasti, ale to nijak nesouvisí s rozsahem citlivosti detektoru. Příkladem může být kamera ARCONS (32×32 pixelů) na Palomarském dalekohledu nebo obr. 5.7.



Obrázek 5.7: Detektor typu KID pro přístroj NIKA. Sestává celkem ze 144 pixelů se sdruženým vyčítáním (vlevo nahoře). Jeden pixel má rozměry 2,25 mm (vlevo dole). Použitý kryostat dovoluje dosáhnout teploty pod 100 mK. Převzato z Monfardini a spol. (2011).

TES. Supravodivý přechodový detektor (TES, angl. transition-edge sensor) pracuje na teplotě těsně pod T_{on} , takže při absorpci fotonu se T wolframového elementu zvýší nad, což vede k velkému nárůstu jeho odporu, respektive napětí na něm, $U = RI$.

Sestává ze tří základních částí: (i) absorbér, pro nějž je požadována nízká tepelná kapacita a rozumná tepelná vodivost, (ii) teploměr, realizovaný zmiňovanou změnou odporu, a (iii) tepelný most, odvádějící zachycenou energii do rezervoáru, aby byl prvek opět připraven (cf. obr. 5.8). Detektor typu TES byl velmi (!) úspěšně použit na South Pole Telescope (SPT; Hanson a spol. 2013).



Obrázek 5.8: Napěťová odezva prvku supravodivého přechodového detektoru TES na různé počty absorbovaných fotonů ($N = 4$ až 1000). Nástup je rychlý ($1 \mu\text{s}$), relaxace se prodlužuje s počtem fotonů. Převzato z <http://www.nist.gov/pml/div686/tes.cfm>

5.2.3 Fotonásobič

5.2.4 Fotografická emulze

5.2.5 Oko

Fyziologie je taková „skoro fyzika“, a proto se podíváme na fungování lidského oka. Světločivné buňky jsou *trojího* (nikoli dvojího) druhu:

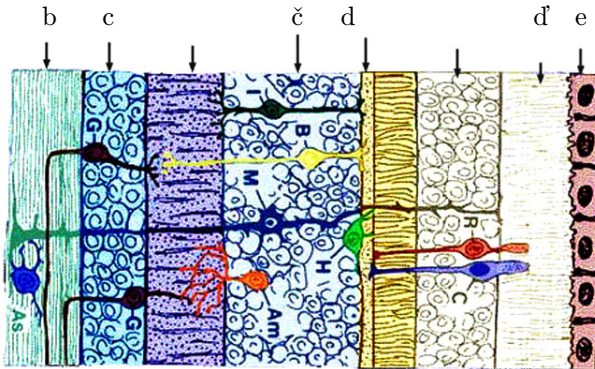
1. *čípky*, obsahují barvivo fotopsin, je jich asi 4,5 miliónů (Curcio a spol. 1999), jsou citlivé v rozmezí $\lambda = 380$ až 760 nm. Tři typy S, M a L mají trochu odlišné fotopsiny I, II, III, a tedy tři maxima na 440 nm, 535 nm a 565 nm. Zajišťují fotopické (denní, trichromatické³) vidění.
2. *tyčinky*, s odlišným barvivem rhodopsinem, je jich průměrně 95 miliónů a mají maximum citlivosti větší a posunuté na $\lambda = 505$ nm. Tento posun do modra se nazývá Purkyňův jev. Zajišťují skotopické (noční, černobílé) vidění.
3. malá část *gangliových buňek* (ipRGC, Freedman a spol. 1999), obsahující melanopsin a citlivější na kratší $\lambda \simeq 480$ nm. Zajišťují reflex zorničky a cirkadiální biorytmy.

Struktura sítnice je následující, ve směru dopadajícího světla (obr. 5.9, 5.10):

- a. „vnitřní“ membrána;

³existují ale i tetrachromatické případy (cf. Jameson a spol. 2001)

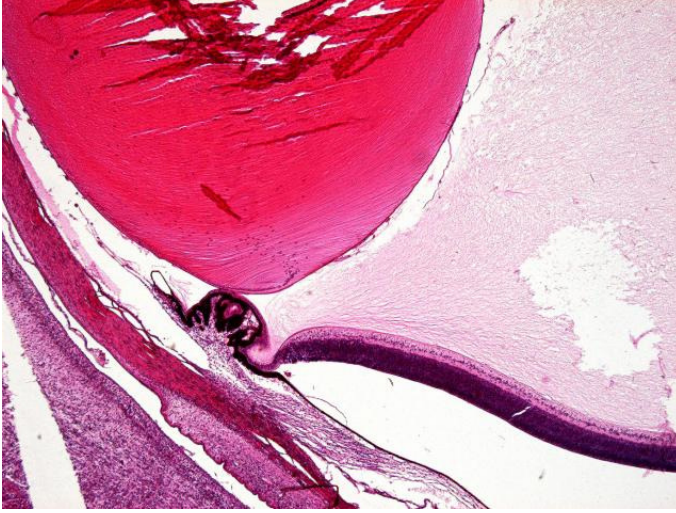
- b. nervová vlákna, axony gangliových buněk;
- c. gangliové buňky, kterých je až 1,5 miliónu, zajišťují vlastní nervový výstup ze sítnice. Každá vysílá akční potenciály na určité klidové frekvenci, při excitaci/inhibici se tato zvyšuje/snižuje.
- č. horizontální a amakrinní buňky, zajišťují spoje mezi bipolárními a gangliovými buňkami, resp. spoje napříč. Vzhledem ke zmiňovaným počtům buněk je zřejmé, že probíhá agregace vzruchů.
- d. bipolární buňky, na jedné straně jsou napojené na centrální shluk buď z tyčinek, nebo z čípků, přes horizontální buňky pak na okolní shluky. Na straně druhé jsou na gangliové nebo amakrinní buňky. Komunikují přes stupňovaný membránový potenciál.
- ď. vrstva tyčinek a čípků (jsou vlastně vespod);
- e. „vnější“ pigmentové buňky, s barvivem melanin, které jest tmavé a zabraňuje nežádoucím odrazům světla.



Obrázek 5.9: Buněčná struktura sítnice; světlo přichází zleva: a. membrána (nevyznačena), b. nervová vlákna, c. gangliové buňky, č. horizontální a amakrinní buňky, d. bipolární buňky, d' čípek (2 ks) a tyčinky, e. pigmentové buňky. Převzato z Ogden (1989), [48].

Před vlastním popisem fotochemických reakcí je nutné alespoň stručně vysvětlit fungování buněčných membrán. Každá vykazuje určitý *membránový potenciál*, vytvářený rozdílnými koncentracemi iontů, přičemž K^+ převažuje uvnitř a Na^+ , Cl^- vně buňky; normálně napětí dosahuje $U = -70$ až -90 mV. Na aktivním transportu se podílejí molekuly ATP a ADP (Skou 1958). Vztah mezi koncentracemi a napětím popisuje Nernstova rovnice:

$$U = \frac{RT}{zF} \ln \frac{n_{\text{extra}}}{n_{\text{intra}}}, \tag{5.9}$$



Obrázek 5.10: Histologický snímek části oka, na kterém je dobře vidět: čočku, sklivec, sítnici, řasnaté tělísko, duhovku. Převzato z <http://katalog.lf3.cuni.cz/katalog/id/694>.

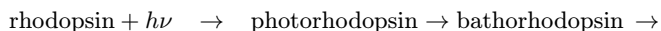
kde R označuje molární plynovou konstantu, T termodynamickou teplotu, z valenční číslo iontu, $F = eN_A$ Faradayovu konstantu, a n_{extra} , n_{intra} koncentrace iontů vně, uvnitř membrány.

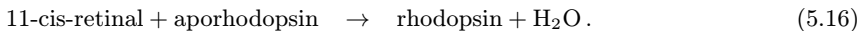
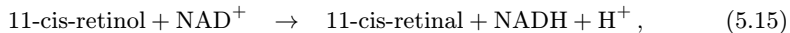
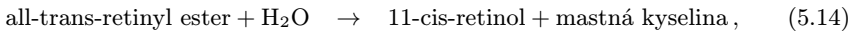
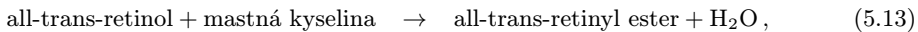
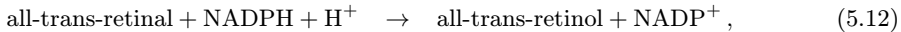
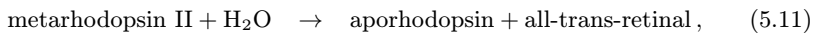
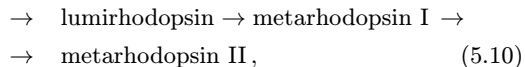
Některé buňky jsou schopné vytvářet *akční potenciál*, tj. náhlá změna napětí na $U = +40 \text{ mV}$, kdy doba přechodu je řádově 1 ms. Fyzikálně je umožněn dvojitou vrstvou lipidů (tuků), jež fungují jako izolant, mezi kterými jsou zabudované proteiny (bílkoviny), sloužící jako vodivé kanály pro ionty Na^+ do membrány, které způsobí depolarizaci (Hodking a Huxley 1952). Náhlost je způsobena pozitivní zpětnou vazbou: zvýšení $U \rightarrow$ větší otevření kanálu \rightarrow více iontů Na^+ . Opětovná polarizace posléze probíhá jinými kanály a ionty K^+ .

Chemický proces vidění je pekelně složitý (Wald a spol. 1958, [10]):

0. Za tmy membránou dovnitř pronikají ionty Na^+ , vzniká gradient koncentrace, napětí $U = -40 \text{ mV}$; kanály udržuje otevřené cyklický guanosinmonofosfát cGMP.
1. barvivo rhodopsin (zrakový purpur) absorbuje foton ($h\nu$), načež dojde izomernému přechodu (části molekuly rhodopsinu) retinalu (11-cis- na all-trans-, viz obr. 5.11), který se však tímto stane nekompatibilní s opsinem, vyloučí se a zbývající opsin se tak aktivuje, tzn. začne působit na jiné molekuly.

Celý Waldův cyklus zahrnuje následující reakce (alespoň schematicky):





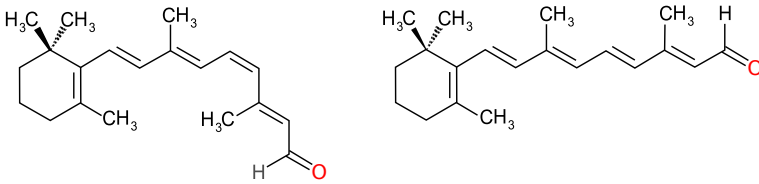
Reakce (5.10), (5.11), (5.15) i (5.16) přitom probíhají na sítnici, ale (5.12) až (5.14) v játrech, kam se retinol dostává navázáním na transportní protein RBP (retinol-binding protein).

2. aktivace transducinu (proteinu G_t) působením aporhodopsinu (pokr. obr. 5.12);
3. aktivace fosfodiesterázy (PDE) působením transducinu, a to náhradou skupiny GDP za cytoplazmatickou GTP a rozpadem na části α a ($\beta\gamma$),
4. konverze cGMP na necyklický 5'-GMP působením PDE (α);
5. uzavření vtokových kanálů Na^+ ;
6. hyperpolarizace membrány na $U = -70 \text{ mV}$ pokračujícím *výtokem* K^+ ; jedná se vlastně o obdobu zesilování;
7. uzavření vtokových kanálů Ca^{2+} klesajícím U , pokles příslušné koncentrace;
8. pokles koncentrace vylučovaného glutamátu, který se z buňky dostává pomocí iontů Ca^{2+} ;
9. depolarizace/hyperpolarizace bipolárních buněk, šíření tohoto vzruchu dál. . .
Mimo jiné funguje tato negativní zpětná vazba: osvětlení světločivných buněk
→ hyperpolarizace centrálního shluku → hyperpolarizace horizontální buňky
→ depolarizace okolních shluků. Jde o formu zpracování obrazu přímo na sítnici, kterou se zjišťuje kontrast.

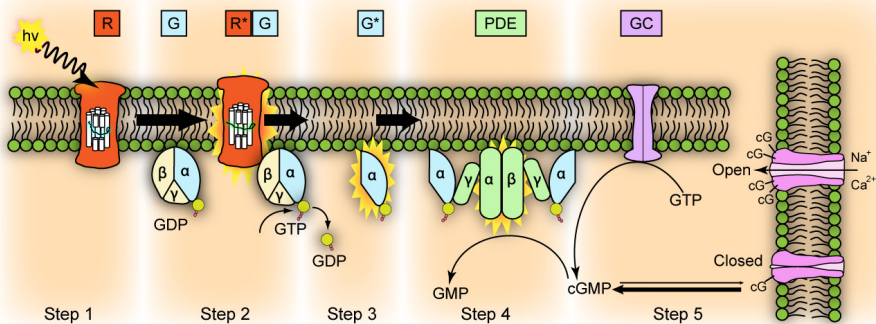
Do interpretace vzruchů mozkiem se raději pouštět nebudeme (ehm).

5.3 Přímé zobrazení

Dovolme si „melancholické“ zamyšlení nad přímostí. V podstatě existují jen dvě možnosti: buď je obraz rozmazaný (vlivem seeingu, difrakce, aberacemi, chybnou



Obrázek 5.11: Molekula retinalu ve dvou izomerech: 11-cis-retinal (vlevo) a all-trans-retinal (vpravo), které se liší pouze orientacemi, nikoli počty nebo pořadím atomů. Jedná se o jednu (relativně jednoduchou) molekulu účastníci se Waldova cyklu. Převzato z <http://en.wikipedia.org/wiki/Retinal>.



Obrázek 5.12: Proces fototransdukce: 1. dopad fotonu na rhodopsin R, jeho aktivace na R*, 2. aktivace transducinu G na G*, 3. aktivace fosfodiesterázy PDE, 4. konverze cyklického guanosinmonofosfátu cGMP, 5. uzavření vtokových kanálů iontů Na⁺. Převzato z http://en.wikipedia.org/wiki/Visual_phototransduction, Leskov a spol. (2000).

pointací, pohybem objektu), nebo čtverečkováný, odpovídající matici pixelů naší kamery. Kde je tedy jaká přímost?! Spokojme se prozatím s tím, že tzv. přímé zobrazení nám dovoluje rozlišit objekt alespoň na několik pixelů, a po dostatečném přemýšlení snad pochopit jeho podstatu.

5.3.1 Dekonvoluce

Neznamená to samozřejmě, že se nebudeme snažit zachránit zmiňované rozmazání. Takovému postupu se říká dekonvoluce, neboť se snažíme o opak (2.47). Odestát konvoluci ideálního (čtverečkováného) obrazu O s funkcí rozptylu PSF:

$$I(x, y) = O(x, y) * \text{PSF}(x, y) \quad (5.17)$$

však není jednoduché, obzvláště když kromě signálu I nevyhnutelně měříme i šum.⁴ Nelze proto použít přímočarý postup, zapsaný pomocí operátorů \mathcal{F} , \mathcal{F}^{-1} dopředné a zpětné Fourierovy transformace:

$$O(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{\mathcal{F}I(x, y)}{\mathcal{F}\text{PSF}(x, y)} \right]. \quad (5.18)$$

Bayesova věta. Jedna z důležitých dekonvolučních metod je založena na statistice. Začneme proto statistickým příkladem: mějme hvězdokupu v tab. 5.1.

	2*	1*	celkem
celkem	10	200	210
„2*“	8	10	18
„1*“	2	190	192

Tabulka 5.1: Tabulka shrnující statistiku četnosti skutečných zákrytových dvojhvězd (2*), osamocených hvězd (1*), rozdělených podle toho, zda je náš (ne zcela spolehlivý) test na dvojhvězdy označil jako tzv. dvojhvězdy („2*“) nebo tzv. osamocené („1*“).

Na základě takové tabulky bychom si mohli spočítat *nepodmíněné* pravděpodobnosti a také „mraky“ *podmíněných* pravděpodobností: $p(2^*) = \frac{10}{210}$, $p(\text{„}2^*\text{“}) = \frac{18}{210}$, atd. $p(\text{„}2^*\text{“}|2^*) = \frac{8}{10}$, $p(\text{„}1^*\text{“}|1^*) = \frac{190}{200}$, atd. Mezi nimi existují triviální vztahy pro doplňkové pravděpodobnosti: $p(1^*) = 1 - p(2^*)$, $p(\text{„}2^*\text{“}|1^*) = 1 - p(\text{„}1^*\text{“}|1^*)$ apod., kde vlevo a vpravo jsou tytéž podmínky, eventuálně žádné.

Nás ale bude zajímat netriviální vztah mezi podmíněnými pravděpodobnostmi s *různými* podmínkami:

$$p(2^*|\text{„}2^*\text{“}) = p(\text{„}2^*\text{“}|2^*) \frac{p(2^*)}{p(\text{„}2^*\text{“})} = \frac{8}{10} \frac{\frac{10}{210}}{\frac{18}{210}} = \frac{8}{18}. \quad (5.19)$$

⁴Extrémním případem by bylo pozorování jen jednoho pixelu, respektive obrazu nerozlišitelného od funkce rozptylu PSF, ale tomu se už neříká dekonvoluce, nýbrž spíše inverze. Pro řešení inverzního problému by byla potřeba celá časová řada měření $I(t)$ a samozřejmě nějaký model sledovaného objektu. Nic nám ovšem nemůže zaručit *a priori*, že model je správný.

To vypadá triviálně, když jsme to mohli prostě najít v tab. 5.1, ale uvědomme si, že nevíme *a priori*, kolik je skutečných 2^* , ale měříme jen takzvané „ 2^* “! Musíme proto postupovat jinak. Na nějaké *syntetické* populaci, respektive na syntetických datech se stejnou úrovní signálu a šumu, test otestujeme, tzn. určíme kýžené pravděpodobnosti, $p(„2^*“|2^*) = 0,80$, $p(„1^*“|1^*) = 0,95$. Je-li očekávaná pravděpodobnost $p(2^*) = 0,05$, založená na naší předchozí zkušenosti, pak:

$$\begin{aligned} p(„2^*“) &= p(„2^*“|2^*)p(2^*) + p(„2^*“|1^*)p(1^*) = \\ &= p(„2^*“|2^*)p(2^*) + [1 - p(„1^*“|1^*)][1 - p(2^*)]; \end{aligned} \quad (5.20)$$

po dosazení do (5.19) uźříme $p(2^*|„2^*“) \doteq 0,44$. Přestože náš test vypadal jako dost dobrý, ve skutečnosti je dost špatný. Je tam prostě příliš mnoho falešných detekcí.

Chceme-li být abstraktnější, mluvmе o jevech A , B :

$$p(B|A) = p(A|B) \frac{p(B)}{p(A)}, \quad (5.21)$$

což je tvrzení *Bayesovy věty*.

Richardsonův–Lucyho algoritmus. Jak souvisí statistika s dekonvolucí? Takto:

$$p(I) = \frac{I}{65\,535 \text{ ADU}}. \quad (5.22)$$

Na pravděpodobnost budeme nahlížet jednoduše jako na škálovaný signál; p , že se na daném pixelu cosi vyskytuje. Bayesova věta nám pak vlastně říká:

$$p(\text{PSF} * O|I) = p(I|\text{PSF} * O) \frac{p(\text{PSF} * O)}{p(I)}. \quad (5.23)$$

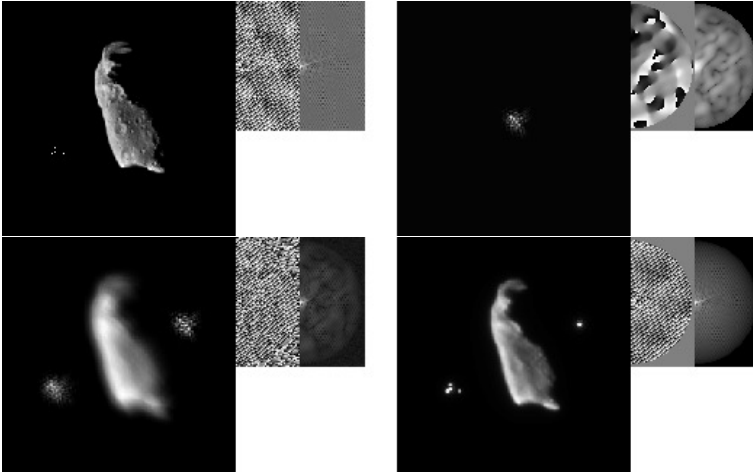
Pokud o $p(O)$ předpokládáme, že odpovídá Poissonovu rozdělení, lze odvodit konzervativní iterační algoritmus pro kýžené O (Temerinac-Ott 2010, pův. Richardson 1972, Lucy 1974):

$$O^{i+1}(x, y) = O^i(x, y) \left[\text{PSF}(-x, -y) * \frac{I(x, y)}{\text{PSF}(x, y) * O^i(x, y)} \right]. \quad (5.24)$$

Ukázka, jak úspěšně algoritmus pracuje, je na obr. 5.13.

Nesmíme ovšem zapomínat na předpoklady, například že PSF je všude stejná. To rozhodně neplatí pro všechny aberace (komu, astigmatismus). Omezující může být velikost aplanatické oblasti v případě seeingu. Někdy PSF ani neznáme, ale můžeme si pro náš dalekohled spočítat syntetickou, kde se skrývá předpoklad, že dalekohled odpovídá specifikacím. Můžeme ji zkusit i měřit, ale musíme cílit na vysoký S/N , aby se N při dekonvoluci negativně neprojevalo. Eventuálně by bylo nutné použít regularizaci.

Dekonvolučních metod existuje pochopitelně vícero. Jmenujme alespoň metodu maximální entropie (MEM, angl. maximum entropy method; Starck a Murtagh 2002) nebo CLEAN (Högbom 1974).



Obrázek 5.13: Test Richardsonovy–Lucyho algoritmu na obrázku planety Ida a 4 hvězdách. Vlevo nahoře syntetický (neporušený) obraz O , vpravo nahoře funkce rozptylu PSF (odpovídající atmosférickému seeingu), vlevo dole konvoluce $I = \text{PSF} * O$, vpravo dole dekonvoluce O^i . U každého obrázku je navíc uvedena jeho Fourierova transformace, respektive fáze a modul. Převzato z Pruksch a Fleischmann (1998).

5.3.2 Hadamardovy masky

Zajímavý problém nastává, pokud máme detektor s *jedním* pixelem, např. fotoná-sobičem. Můžeme pak vůbec něco zobrazovat? Kupodivu ano! Řešením jsou masky, zvané Hadamardovy, které moduluji (rozuměj snižují) tok záření, ale pokaždé jinak, protože každá maska vypadá jinak. Může se také jednat o jednu masku, se kterou se posouvá. Musí být samozřejmě umístěna v ohniskové rovině, kterou si pak posuneme Fabryho (polní) čočkou do druhé ohniskové roviny, kam se umístí detektor.

Pro případ jednorozměrné posouváné masky s $N = 7$ prvky ji zapíšeme maticově (Kitchen 2014), ale pro uskutečnění měření ji (je) samozřejmě musíme vyrobit i fyzicky:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.25)$$

Označíme-li původní signál na 7 místech (před modulací), $\mathbf{O} = [O_1, O_2, \dots, O_7]$, měřené signály pro 7 poloh masky $\mathbf{I} = [I_1, I_2, \dots, I_7]$, pak je mezi nimi jasný vztah:

$$\mathbf{I} = \mathbf{O}\mathbf{M}. \quad (5.26)$$

Jediné, co musíme udělat, je invertovat matici (demodulovat signály):

$$\mathbf{O} = \mathbf{I}\mathbf{M}^{-1}. \quad (5.27)$$

Postup by bylo možné zobecnit na dvourozměrný, případně i dvoumaskový, kdy bychom chtěli provádět nějakou složitou plošnou spektropolarimetrii.

Pozorování s maskami může být účinnější než skenování „pixel po pixelu“ (jen s malým otvorem), protože tok je pokaždé zhruba poloviční, nikoli miniaturní, což může být důležité, pokud se v našem detekčním systému vyskytuje prvek vykazující velký šum.

5.3.3 Zpracování obrazu

Při jakémkoliv zpracování obrazu bychom měli být konzervativní, tzn. zachovávat energii. Nekonzervativní postupy, pokud je použijeme, nám znemožní provádět jakoukoliv fotometrii a bude na nás nahlíženo skrz prsty. Alespoň stručně zmíníme několik běžných postupů:

1. skládání obrazů téhož objektu, které vede ke zvyšování poměru signál/šum;
2. posouvání obrazů pořízených malou aperturou D , ve které dochází při seeingu k posunutí, neboť aplanaická oblast je větší než D ;
3. výběr obrazů s krátkými expozičními dobami $t_{\text{exp}} \lesssim 10$ ms, respektive zahození rozmazaných, při pozorování povrchu Slunce prováděné on-line;
4. nastavení černého a bílého bodu pro účely zobrazení na obrazovce, což je lineární škálování:

$$I' = \min \left[\max \left(\frac{I - I_{\text{black}}}{I_{\text{white}} - I_{\text{black}}}, 0 \right), 255 \right]; \quad (5.28)$$

5. obecná změna přenosové křivky $I' = \gamma(I)$, která může mít logaritmický nebo naopak exponenciální charakter;
6. ostření, detekce hran, tj. konvoluce I s vhodnou maticí:

$$\mathbf{O}_{\text{str}} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{4} & 0 \\ -\frac{1}{4} & +2 & -\frac{1}{4} \\ 0 & -\frac{1}{4} & 0 \end{pmatrix}; \quad (5.29)$$

7. rozmazání bychom provedli obdobně (kdo by to ale chtěl?):

$$\mathbf{O}_{\text{roz}} = \begin{pmatrix} 0 & +\frac{1}{8} & 0 \\ +\frac{1}{8} & +\frac{1}{2} & +\frac{1}{8} \\ 0 & +\frac{1}{8} & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.30)$$

Pro případ, že bychom potřebovali zvýraznit radiální struktury (ve sluneční koróně, ohonech komet), viz např. Druckmüller a spol. (2014).

5.4 Fotometrie

5.4.1 Aperturní fotometrie, poměr signál/šum

redukce

5.4.2 Fotometrie PSF

program dophot

5.4.3 Pohybující se objekty

5.4.4 Fotografická fotometrie

5.4.5 Vizuální fotometrie

5.4.6 Řešení inverzího problému programem Phoebe

5.5 Astrometrie

5.5.1 Astrometrické katalogy a referenční systémy

5.5.2 Výpočet centroidu a polohy

skenování, Hipparcos, Gaia,

5.5.3 Měřicí stůl

5.6 Spektroskopie

5.6.1 Hranolový spektrograf

5.6.2 Mřížkový spektrograf

5.6.3 Echeletový spektrograf

5.6.4 Mnohovláknová spektroskopie

5.6.5 Rektifikace spekter a určení radiální rychlosti

5.6.6 Porovnání se syntetickými spektry

parametry ondřejovského spektrografu

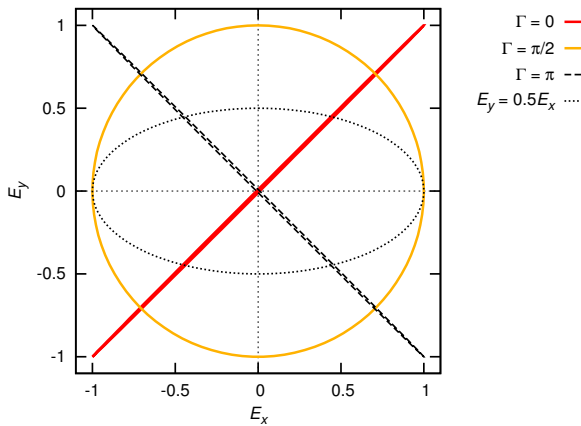
holografické mřížky

Fabryho–Perotův spektrometr

Fourierův spektrometr (FTS)

5.7 Polarimetrie

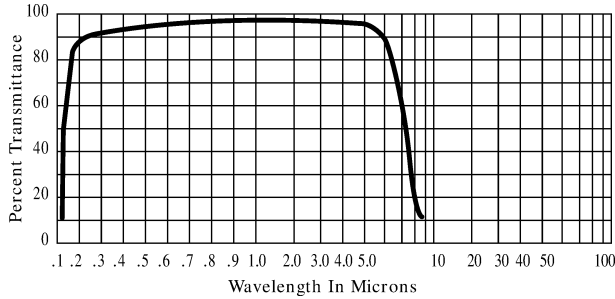
Polarizace. Polarizace záření jakožto souboru elektromagnetických vln může být různá: (i) lineární, (ii) kruhová, (iii) eliptická, (iv) vůbec žádná nebo (v) částečná. Mějme pro jednoduchost monochromatickou rovinnou vlnu šířící se ve směru \hat{z} . Když složky E_x , E_y oscilují ve fázi (bez fázového posunu, $\delta = 0$) eventuálně v protifázi ($\delta = \pi$), hovoříme o polarizaci lineární (viz obr. 5.14). Při jakémkoliv jiném posunu je polarizace kruhová (je-li $E_x = E_y$) nebo eliptická (při $E_x \neq E_y$). Pro soubor vln je však možné, či spíše jistější, že se jednotlivé vlny budou náhodně lišit ve fázích i ve velikostech složek, a pak je záření pochopitelně nepolarizované. Nakonec připouštíme, že může existovat mix polarizovaného a nepolarizovaného.



Obrázek 5.14: Harmonicky oscilující složky E_x , E_y vektoru elektrického pole, různě fázově posunuté vůči sobě: o $\Gamma \doteq 0$ (tj. lineární polarizace), $\Gamma = \pi/2$ (kruhová), $\Gamma \doteq \pi$ (opět lineární). Tečkovaně je znázorněn příklad polarizace eliptické, s poměrem amplitud 0,5. Jedná se o pohled ze směru \hat{z} . Ve zcela obecném případě nemusejí osy x, y, z lícovat s našim polarimetrem, takže elipsa může být ještě natočena o obecný úhel Ψ .

V přírodě vzniká polarizované záření např. při odrazu (zejména totálním), obecně při jakékoliv anizotropii, v přítomnosti silných magnetických polí, rozptylu na *orientovaných* prachových částicích (orientovaných magnetickým polem) nebo při synchrotronové emisi. To je dobrý důvod, proč se snažit polarizaci měřit.

Dvojlom. Pro měření polarizace je esenciální *dvojlomný* materiál, konkrétně křemen SiO_2 , safír Al_2O_3 nebo fluorid hořečnatý MgF_2 , jež jsou propustné v širokém rozsahu λ , posledně jmenovaný od 0,12 až do těžko uvěřitelných 8,0 μm (obr. 5.15; SNIK a spol. 2012). Dvojlomné materiály vykazují *dva* indexy lomu, řádný n_o a mimořádný n_e , a to ve dvou význačných osách krystalu. Vlny šířící se těmito směry mají pak jiné fázové rychlosti ($v = nc$), čili i vlnové délky λ ; frekvence $\omega = 2\pi f$ zůstávají totožné.



Obrázek 5.15: Propustnost $T(\lambda)$ fluoridu hořčnatého MgF_2 v závislosti na vlnové délce λ (ν μm). Tento dvojnásobný materiál se používá pro měření polarizace právě pro svou výbornou propustnost v infračerveném oboru. Převzato z <http://www.janis.com/>.

Vyrábějí se z nich destičky, půlvlnné a čtvrtvlnné. Osa destičky je přitom kolmá ke zmiňovaným význačným osám krystalu. *Půlvlnná destička* má tloušťku D takovou, aby fázový rozdíl Γ řádné a mimořádné vlny:

$$\Gamma = 2\pi \frac{|n_o - n_e|D}{\lambda_0}, \quad (5.31)$$

dosahoval $\Gamma = \pi$. Pak se totiž lineární polarizace mění na lineární, ale s pootočenými osami, a kruhová mění smysl otáčení.

Čtvrtvlnná destička funguje jinak, nicméně obdobně. Způsobuje fázový rozdíl $\Gamma = \frac{\pi}{2}$, což z kruhové polarizace vytváří lineární. Naštěstí se indexy lomu n_o , n_e příliš nemění s λ_0 , v porovnání se rozdílem n_o , n_e , a proto je fungování zaručeno pro velký rozsah λ_0 .

Stokesovy parametry. Kdybychom chtěli polarizaci vlny měřit přímo z $\mathbf{E}(t)$, museli bychom tak činit s extrémním časovým rozlišením, neboť $f \simeq 10^{14}$ Hz. Navíc by se nám pletly vlny vyslané jinými atomy jindy. Proto lze měřit jen *průměrný* průběh přes všechny přicházející vlny. Mějme si proto složky jednotlivých rovinných vln typu:

$$E_x = A_x e^{i(\omega t - kz + \delta_x)}, \quad (5.32)$$

$$E_y = A_y e^{i(\omega t - kz + \delta_y)}, \quad (5.33)$$

ale měřme následující čtyři *Stokesovy parametry*:

$$I_p = \overline{A_x^2} + \overline{A_y^2} = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}, \quad (5.34)$$

$$Q \equiv \overline{A_x^2} - \overline{A_y^2}, \quad (5.35)$$

$$U \equiv \overline{2A_x A_y \cos(\delta_y - \delta_x)}, \quad (5.36)$$

$$V \equiv \overline{2A_x A_y \sin(\delta_y - \delta_x)}, \quad (5.37)$$

označení	spektrální typ	V mag	p %	Ψ °
HD 204827	B0V	7,9	5,6	60
HD 183143	B7Ia	6,9	6,1	0
HD 160529	A2Ia	6,7	7,2	20
β Cas	F2IV	2,2	0,009	32
γ Lep A	F6V	3,6	0,005	130

Tabulka 5.2: Vybrané standardní hvězdy pro polarimetrická měření. Pro každou hvězdu je uveden její spektrální typ, zjevná hvězdnou velikost V v oboru V , stupeň p lineární polarizace a polarizační úhel Ψ . Vidíme, že stupně polarizace nejsou nijak vysoké, dosahují nejvýš procent a pro některé hvězdy jen tisícin %. Převzato z ???.

kde pruh označuje hodnotu středovanou přes čas t . Intenzita polarizovaného záření je I_p , nepolarizovaného I_u , takže celková $I = I_p + I_u$. Stupeň lineární polarizace je definován jako:

$$p \equiv \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad (5.38)$$

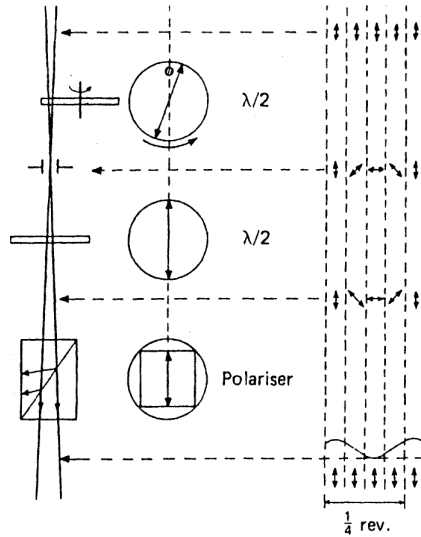
a stupeň kruhové polarizace:

$$q \equiv \frac{V}{I}. \quad (5.39)$$

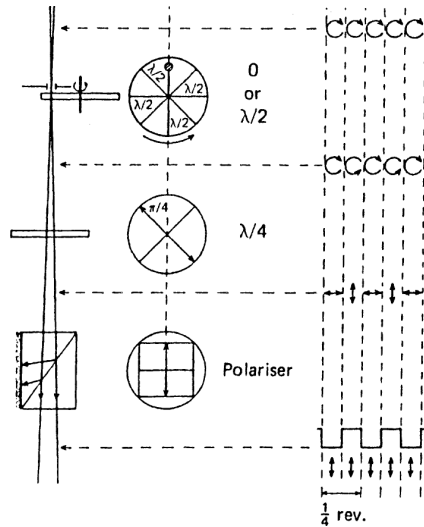
Praktické uspořádání pro měření lineární polarizace ukazuje obr. 5.16. Měření stupně polarizace se pomocí dvou půlvlnných destiček a dvojlomného hranolu redukuje na měření minim a maxim intenzity. Klasicky se používá *Nicolův hranol* z kalcitu CaCO_3 , jenž má velmi rozdílné $n_o = 1,658$ a $n_e = 1,486$; sestává vlastně ze dvou hranolů lepených kanadským balzámem ($n = 1,55$, tj. mj. podobné kornovému sklu); na rozhraní tak nastává totální odraz řádné vlny (a měříme jen mimořádnou). Pro měření polarizace kruhové bychom museli uspořádání upravit (viz obr. 5.17).

Pro přístroj X-shooter na VLT, který má pokrývat vpravdě extrémní rozsah $\lambda = 300$ až 2900 nm, kdy už neplatí náš předpoklad o neměnném λ_0 v rovnici (5.31), bylo navrženo uspořádání dosti odlišné. V Cassegranově ohnisku je kromě Savartovy destičky, sloužící jako polarizátor, předřazena pouze půlvlnná destička, ovšem se sektory proměnné tloušťky (obr. 5.18). Její rotace zajišťuje modulaci, závislou na λ , a demodulaci Stokesových parametrů je nutné provést až výpočtem ex post (Snik a spol. 2012).

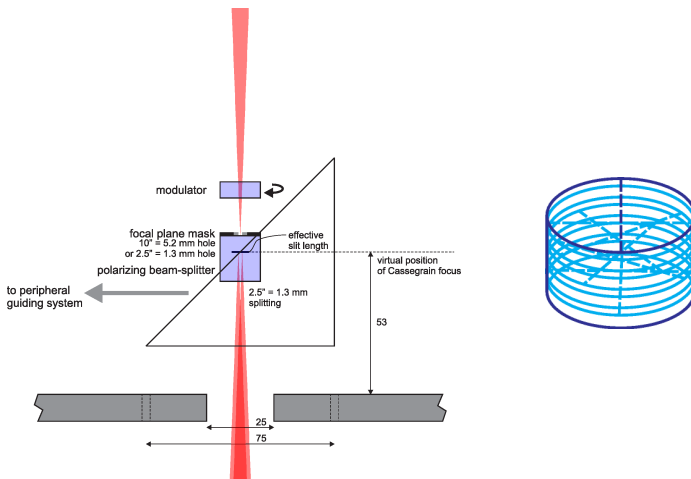
Velký pozor se musí dávat na polarizaci vnesenou přístrojem! Tuto musíme buď kompenzovat dalšími optickými členy (propustnými nedvojlomnými skly), nebo se jí úplně vyhnout nepoužíváním šikmých odrazů (tzn. Newtona). Kalibraci je možné provádět pomocí standardních hvězd pro polarimetrii (tab. 5.2).



Obrázek 5.16: Uspořádání pro měření stupně lineární polarizace; vpravo je vždy vidět probíhající změny polarizace v čase, během otáčení první z destiček. Konvergentní svazek, v tomto případě lineárně polarizovaný, přichází zhůry. Prochází nejprve *rotující* půlvlnnou destičkou, pak otvorem v ohniskové rovině, kterým vybíráme zajímavý zdroj, fixní půlvlnnou destičkou se svislou orientací osy (obě jsou analyzátoři) a nakonec dvojlomným hranolem (obvykle označovaným jako polarizátor), za kterým už následuje pouze afokální detektor (fotonásobič). Vidíme, že polarizace vždy zůstává lineární, první destička pouze průběžně mění její orientaci, druhá ji pouze převrací podle vertikální osy, hranol propouští pouze vertikálně orientovanou vlnu, což mění intenzitu $I(t)$ na časové škále P otáčení destičky (nikoli na $1/f$ záření). Protože první destička se točí harmonicky, i časový průběh odpovídá harmonické funkci. Měřením minima a maxima obdržíme stupeň lineární polarizace jako $p = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$. Převzato z Walker (1987), resp. Bracewell (1962).



Obrázek 5.17: Uspořádání pro měření stupně kruhové polarizace. Za štěrbinou v ohniskové rovině je umístěna rotující půlvlnná destička s osou vvislou, ovšem dělená na sektory. Zařazení sektoru vždy způsobuje otočení smyslu kruhové polarizace. Čtvrtvlnná destička pootočená o 45° mění polarizaci na lineární horizontální nebo vertikální. Dvojlomný hranol s osou vvislou pak propouští pouze vertikální složku, což způsobuje změny intenzity se schodovitým průběhem. Stupeň kruhové polarizace lze spočítat jako $q = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$. Převzato z Walker (1987).



Obrázek 5.18: Polarimetr X-shooter pro VLT; vlevo schéma, vpravo detail modulátoru. Konvergentní svazek přichází shora a prochází rotující půlvlnnou destičkou se sektory proměnné tloušťky (modulátorem) a Savartovou destičkou. Tato je složena se dvou destiček dvojlomného materiálu, přičemž obě mají osy skloněné 45° k normále a 90° navzájem. Za ní dochází k interferenci řádného a mimořádného svazku, což vytváří interferenční proužky, jejichž viditelnost určuje (modulované) Stokesovy parametry. Demodulaci je potřeba provést výpočtem. Převzato ze Snik a spol. (2012).

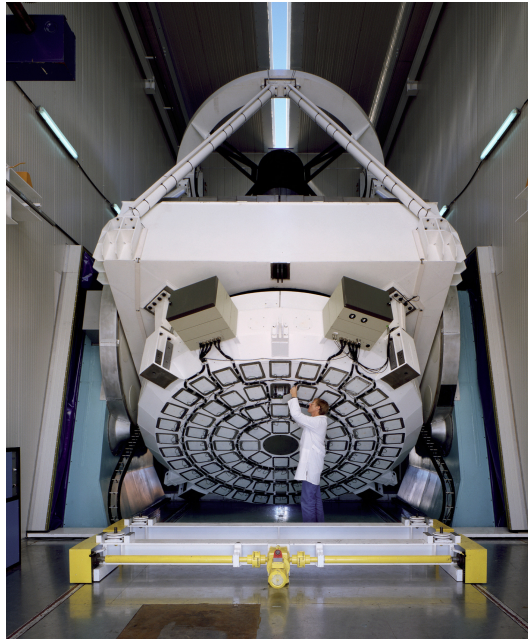
5.8 Aktivní a adaptivní optika

Zásadním omezením starších dalekohledů byly (i) deformace primárního zrcadla způsobované především gravitací, sofistikovanému mechanickému uložení navzdory; (ii) tepelná roztažnost a velká tepelná setrvačnost téhož; (iii) neklid vzduchu nad dalekohledem. Tyto jevy lze dnes potlačit elektromechanicky, pomocí aktivní a adaptivní optiky.

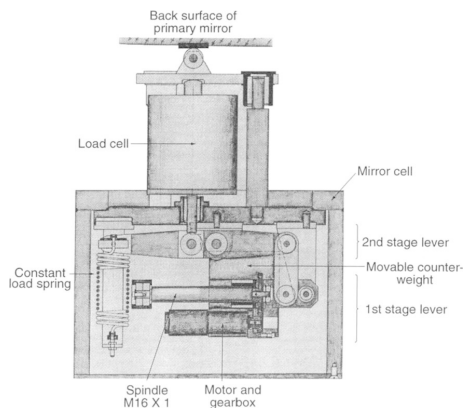
5.8.1 Aktivní optika

Aktivní optický systém tvoří relativně tenké a málo hmotné zrcadlo. Na je dnu stranu je sice náchylné ke zmiňovaným deformacím působením gravitace a uložení, ale ty se kompenzují pomocí aktuátorů na spodní straně zrcadla. Na druhou stranu se zároveň řeší problém s tepelnou roztažností. Napomáhá tomu menší tepelná setrvačnost, případně ventilační systém.

Aktivní systém musí pomocí senzorů zjišťovat polohu částí zrcadla a zároveň pomocí aktuátorů upravovat tvar, s frekvencí řádově 1 Hz. Prvním dalekohledem s aktivní optikou byl NTT na La Silla (obr. 5.19).



Obrázek 5.19: Aktivní optika dalekohledu NTT na observatoři La Silla. Převzato z <http://www.eso.org/public/images/esopia00042teles/>.



Obrázek 5.20: Schéma aktuátoru použitého na dalekohledu NTT. Motor přes převodovku a šroubovnicí pohybuje s protizávažím, které svojí tíhou přes páku ovlivňuje sílu působící na zrcadlo. Převzato z Wilson (2001).

5.8.2 Adaptivní optika

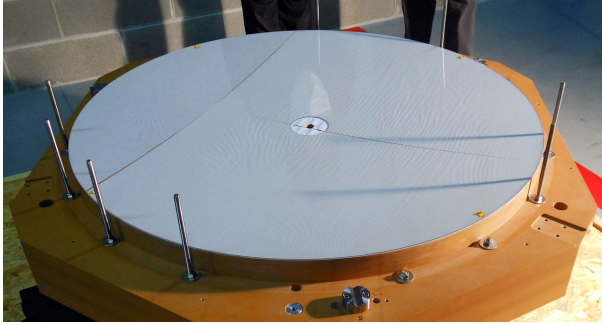
Nejjednodušším systémem adaptivní optiky je zrcadlo provádějící náklon a úklon (angl. tip-and-tilt), které vyrovnává pohyby hvězdy v ohniskové rovině. Je velmi dobře použitelný pro malé apertury (do 15 cm), u kterých lze předpokládat rovinnou vlnoplochu na vstupu a posun stejným směrem v celém zorném poli. Odpovídá vlastně skládání obrázků pořízených s krátkou expozicí „na hvězdu“. U velkých apertur se zařazuje také jako předstupeň pro plnou adaptivní optiku.

Pro korekci tvaru vlnoplochy je potřeba deformovatelné velmi tenké zrcadlo (obr. 5.21), schopné měnit tvar s frekvencí 100 až 1000 Hz. Bývá buď segmentové, nebo monolitické. Aktuátory mohou být připevněny k zrcadlu, případně k membráně, nebo jsou podložky magnetické; vyvíjejí se i mikrostroje nanosené přímo na zrcadle (MEMS).

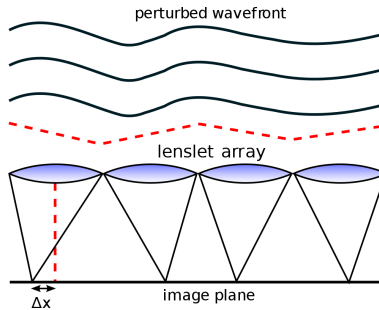
Počet aktuátorů M je rozhodující parametr; obvykle $M > N$, kde N označuje nejvyšší řád Zernikého polynomu, který je zařízení ještě schopno kompenzovat. Rozhodující jsou však korekce nízkých řádů. Důležitými parametry jsou i vzájemná vzdálenost, maximální posunutí, případné vazby a hystereze.

Shackův–Hartmannův senzor vlnoplochy. Tvar vlnoplochy se nejčastěji měří pomocí Shackova–Hartmannova senzoru (obr. 5.22). Jde o pole čoček, soustřeďující světlo z různých částí apertury do ohniskové roviny, ve které se měří posuny Δx , Δy obrazů *těže* hvězdy, které se posléze promítnou do pohybů aktuátorů. V systému s otevřenou smyčkou probíhá měření před korekcí vlnoplochy. U uzavřené smyčky po korekci, což má velkou výhodu v jen malých posunech (Δx , Δy).

Pro měření je nezbytná krátká expoziční doba, čili jasná hvězda v poli. To omezuje použití pouze na objekty v okolí ($\approx 1'$) jasných hvězd. Alternativně je možné



Obrázek 5.21: Tenké zrcadlo pro adaptivní optiku VLT. Má průměr 1 120 mm, tloušťku pouhé 2 mm. Převzato z <http://www.eso.org/public/images/ann14010a/>.



Obrázek 5.22: Shackův–Hartmannův senzor vlnplochy. Převzato z http://en.wikipedia.org/wiki/Adaptive_optics.

vytvořit v atmosféře umělou hvězdu, a to excitací atomů sodíku sodíkovým laserem, s $\lambda = 589 \text{ nm}$, ve výškách okolo 100 km (tj. na rozhraní mezoféry a termosféry). Druhou možností je využívat Rayleighova rozptylu paprsku, do výšky 20 km. Nevýhodou je ovšem, že nekorigujeme celou atmosféru.

Zernikeho polynomy. Pro popis deformací vlnplochy (zrcadla) je možno použít ortogonální Zernikeho polynomy, definované na jednotkovém kruhu (obr. 5.23):

$$Z_n^m = R_n^m(\rho) \cos(m\phi), \quad (5.40)$$

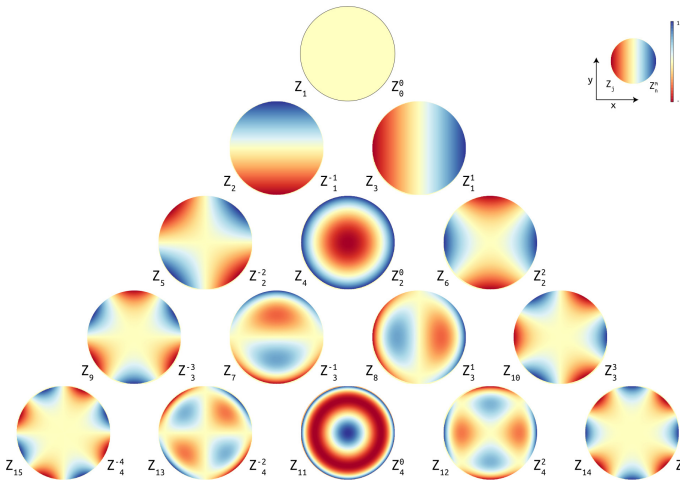
$$Z_n^{-m} = R_n^m(\rho) \sin(m\phi), \quad (5.41)$$

$$R_n^m(\rho) = \sum_{k=0}^{\frac{n-m}{2}} \frac{(-1)^k (n-k)!}{k! \left(\frac{n+m}{2} - k\right)! \left(\frac{n-m}{2} - k\right)!} \rho^{n-2k} \quad (5.42)$$

pro $n - m$ sudé, $R_n^m = 0$ pro $n - m$ liché. Pro změřenou vlnplochu, resp. všechna $(\Delta x, \Delta y)$, lze provést rozvoj do Zernikeho polynomů a interpretovat jednotlivé členy podle tab. 5.3.

n	m	pojmenování
0	1	píst
1	1	tip (laterální poloha ve směru x)
1	-1	tilt (laterální poloha ve směru y)
2	0	rozostření
2	-2	šikmý astigmatismus
2	2	vertikální astigmatismus
3	-1	vertikální koma
3	1	horizontální koma

Tabulka 5.3: Interpretace Zernikeho polynomů pro účely popisu deformací zrcadla a korekci jednotlivých aberací. Podle [51].



Obrázek 5.23: Zernikeho polynomy do řádu $n = 4$ a stupně $m = \pm 4$. Převzato z http://en.wikipedia.org/wiki/Zernike_polynomials.

5.9 Optický interferometr

Interferometrická měření vlastně vycházejí z Youngova experimentu (Young 1800), ve kterém máme bodový zdroj, dvě štěrby a stínítko, na němž pozorujeme interferenční jev (proužky). Interferenci světla hvězdy ze dvou dalekohledů poprvé pozoroval Labeyrie (1975). Musíme také zmínit důležitým konstrukční vynález — zpožďovací dráhu (Merkle 1982), která vyrovnává vzájemné pohyby dalekohledů při otáčení Zeměkoule, jež by jinak měnily interferenční jev. Nejdůležitějšími interferometry jsou dnes VLTI, NPOI a CHARA (obr. 5.24) (Millour 2008, Glindeman 2008).



Obrázek 5.24: Dva ze šesti 1metrových dalekohledů interferometru CHARA na observatoři Mount Wilson. V dolní části snímku je vidět evakuovanou trubici, kterou je světlo vedeno ke zpožďovací dráze (vlevo, nezobrazena).

Viditelnost. V Youngově experimentu dopadá na překážku rovinná monochromatická elektromagnetická vlna. Namísto jednotlivých složek polí \mathbf{E} , \mathbf{B} budeme používat bezrozměrný vzruch D (angl. disturbance) v komplexní notaci:

$$D(\mathbf{r}, t) = D_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} = D(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} . \quad (5.43)$$

Podle Huygensova principu spočteme pole na stínítku jako součet dvou kulových vln, šířících se z otvorů:

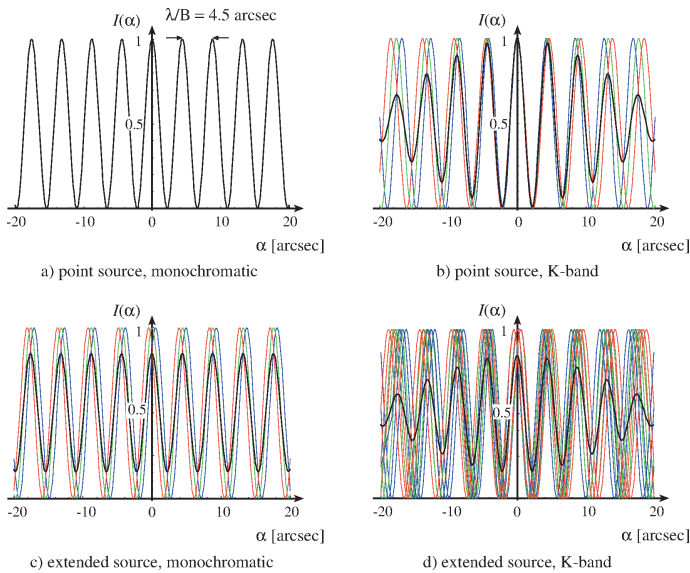
$$D(\mathbf{r}) = \frac{D_0}{r_1} e^{ikr_1} + \frac{D_0}{r_2} e^{ikr_2} = \frac{D_0}{z_1} e^{ik\frac{1}{2}(r_1+r_2)} 2 \cos(k\frac{1}{2}(r_1 - r_2)) . \quad (5.44)$$

Nepozorujeme ovšem přímo D , nýbrž tok daný Poyntingovým vektorem $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, který lze pro naše účely středovat, normalizovat a považovat za bezrozměrný:

$$I(\mathbf{r}) \equiv \langle DD^* \rangle = |D(\mathbf{r})|^2 ; \quad (5.45)$$

výsledná intenzita v místě odchýleném o úhel α je pak:

$$I(\alpha) = |D(\alpha)|^2 = \frac{D_0}{z_1} 2(1 + \cos(k(r_1 - r_2))) \doteq I_0(1 + \cos(k\alpha B)) . \quad (5.46)$$



Obrázek 5.25: Normalizovaná intenzita $I(\alpha)$ interferenčního obrazce v Youngově experimentu — tzn. rovinná vlna dopadající na dvě štěrbinu — v závislosti na poloze na stínítku vyjádřené pomocí úhlu α , a to pro čtyři případy: (a) monochromatické záření a bodový zdroj, (b) polychromatické záření (obor K, $\lambda = (2,2 \pm 0,2) \mu\text{m}$), (c) plošný zdroj ($\alpha' = 2'$), (d) plošný zdroj a polychromatické záření. Vidíme, že pro delší vlnové délky vycházejí proužky širší, takže se dál od středu (bílého proužku) stávají nekoherentní s kratšími λ a viditelnost \mathcal{V} nutně klesá. Zároveň vidíme, že rovinné vlny přicházející pod různými úhly α' vytvářejí posunuté proužky, tudíž \mathcal{V} klesá všude. Převzato z Glindeman (2008).

Pokud navíc vlna dopadá na překážku pod úhlem α' :

$$I(\alpha, \alpha') = I_0(1 + \cos(k(\alpha + \alpha')B)). \quad (5.47)$$

Pro popis jevu se zavádí *viditelnost*, neboli kontrast interferenčních proužků:

$$\mathcal{V} \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (5.48)$$

Protože zde $I_{\min} = 0$, $I_{\max} = 1$, je $\mathcal{V} = 1$. Pro rozlehlý zdroj nebo polychromatické záření bývá ovšem viditelnost menší, protože přicházející vlny nejsou prostorově respektive časově koherentní (viz obr. 5.25).

Teorém van Citterta a Zernikeho. Budeme-li přes rozlehlý zdroj (úhly α') integrovat:

$$I(\alpha) = \int I(\alpha, \alpha') d\alpha' = \underbrace{\int I(\alpha') d\alpha'}_{= I_0} + \underbrace{\int I(\alpha') \cos(k(\alpha + \alpha')B) d\alpha'}_{= \Re[e^{ik\alpha B} \int I(\alpha') e^{ik\alpha' B} d\alpha']}, \quad (5.49)$$

uzříme, že se vlastně jedná o reálnou část Fourierovy transformace rozložení intenzity zdroje $I(\alpha')$, násobené jakýmsi faktorem. Obecněji zapsáno:

$$I(\vec{\alpha}) = I_0 \left\{ 1 + \Re \left[\mu(\vec{B}) e^{-ik\vec{\alpha} \cdot \vec{B}} \right] \right\}, \quad (5.50)$$

kde komplexní *funkce viditelnosti*:

$$\mu(\vec{B}) \equiv \frac{\int I(\vec{\alpha}') e^{-ik\vec{\alpha}' \cdot \vec{B}} d\alpha'}{I_0}, \quad (5.51)$$

tj. tvzení teoremu van Citterta a Zernikeho. Absolutní hodnota $|\mu(\vec{B})|$ evidentně určuje viditelnost \mathcal{V} (tj. kontrast), kdežto příslušná fáze $\phi(\vec{B})$ polohu „prostředního“ bílého proužku.

Supersyntéza. Pro dvojici dalekohledů (dané $\vec{B}/\lambda \equiv (u, v)$) měříme jedno \mathcal{V} a výjimečně i ϕ (obr. 5.26). Pro n dalekohledů bychom získali $n(n-1)$ bodů; například pro $n = 10$ to informačně odpovídá sotva 10 krát 9 pixelům, čili zobrazení je nesmírně obtížné! Změny základny interferometru a jeho orientace během otáčení Země (supersyntéza) nicméně v principu umožňují rekonstruovat „celé“ Fourierovo spektrum a naším úkolem by pak bylo provést *inverzní* Fourierovu transformaci.⁵

Anebo lze postupovat opačně, tzn. pro nějaké zvolené $I(\vec{\alpha}')$ spočítat syntetické proužky a porovnat je s pozorovanými. I pro jednotlivá měření \mathcal{V} je pak možno fitovat jednoduché modely, např. pro triviální bodový zdroj ($I = \delta(\vec{\alpha}')$):

$$\mu = 1, \quad (5.52)$$

pro dvojhvězdu ($I = A[\delta(\vec{\alpha}') + R\delta(\vec{\alpha}' - \alpha_0)]$):

$$\mu(\vec{B}) = \sqrt{\frac{1 + R^2 + 2R \cos\left(\frac{\vec{B} \cdot \vec{\alpha}_0}{\lambda}\right)}{1 + R^2}}, \quad (5.53)$$

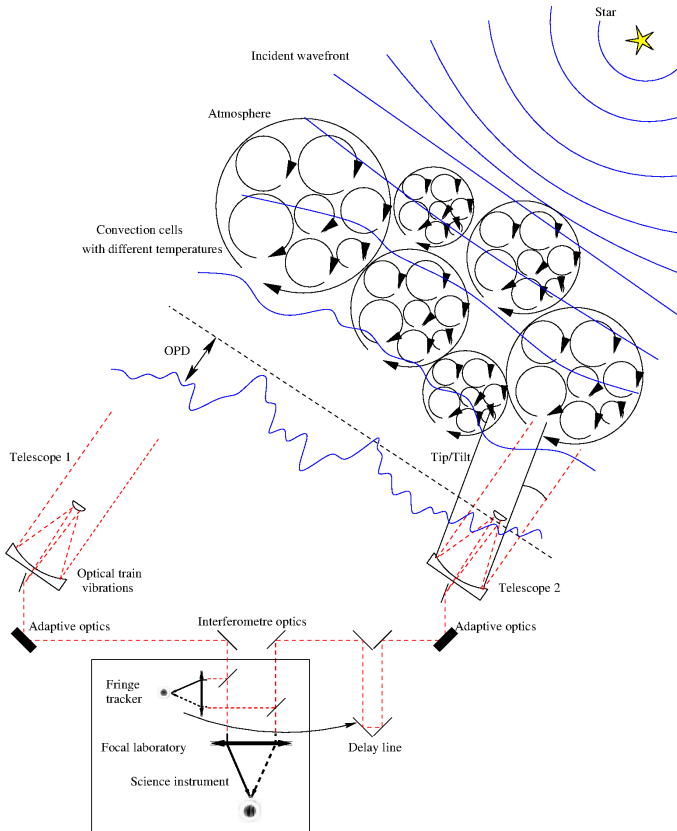
gaussovský disk ($I = I_0 \sqrt{4 \ln(2a)/\pi} e^{4 \ln 2 r^2/a^2}$, $\rho = \sqrt{u^2 + v^2}$):

$$\mu(\rho) = e^{-\frac{(\pi a \rho)^2}{4 \ln 2}}, \quad (5.54)$$

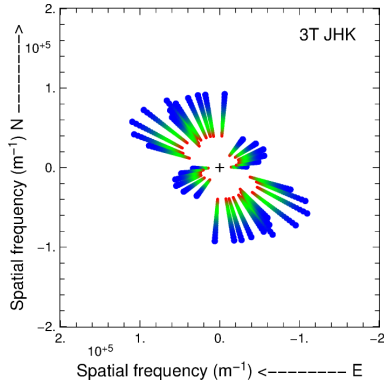
nebo rovnoměrný disk ($I = 4/(\pi a^2)$ pro $r < a/2$, jinak 0):

$$\mu(\rho) = \frac{J_1(\pi a \rho)}{\pi a \rho}. \quad (5.55)$$

⁵I pro samotné určení \mathcal{V} lze využívat Fourierovu transformaci interferogramu pozorovaného v ohniskové rovině, přičemž můžeme očekávat dvě dominantní prostorové frekvence — jednu od Airyho disku a druhou od proužků samotných; to ale pochopitelně *není* zmiňovaná inverzní FT.



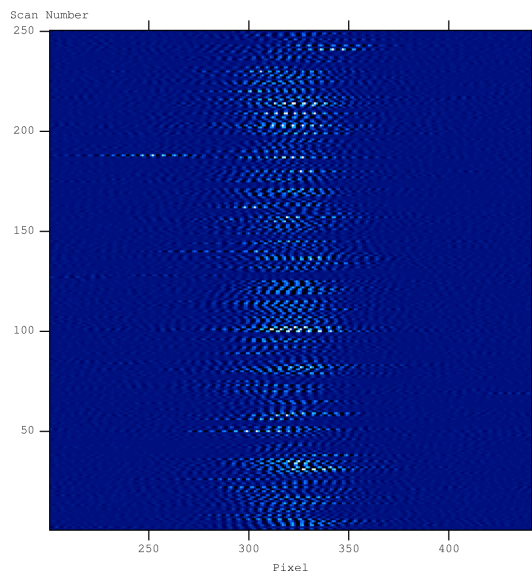
Obrázek 5.26: Konceptní schéma interferometru a jeho fungování: (i) v blízkém okolí hvězdy je vlnoplocha zprvu kulová, (ii) s rostoucí vzdáleností se stává téměř rovinnou, (iii) při průchodu turbulentní atmosférou je deformována, (iv) s určitým dráhovým rozdílem (OPD, angl. optical path difference) dopadá do dvou dalekohledů, (v) adaptivní optika kompenzuje chvění vzduchu pro každý dalekohled zvlášť; pro malé apertury, jejichž rozměr nepřesahuje typický rozměr koherentní oblasti atmosféry (≈ 15 cm), lze použít jednodušší zařízení typu tip-and-tilt, (vi) zpožďovací dráha kompenzuje OPD působené otáčením Zeměkoule, (vii) sledovač proužků (angl. fringe tracker) kompenzuje pohyby proužků působené rozdílnou OPD v atmosféře mezi oběma dalekohledy, (viii) v ohniskové rovině se zobrazuje výsledný interferenční obrazec (tzn. proužky v rámci Airyho obrazce). Převzato z Millour (2008).



Obrázek 5.27: Pokrytí v rovině $\vec{B}/\lambda \equiv (u, v)$, čili horizontální a vertikální prostorové frekvence, při interferometrickém pozorování třemi dalekohledy ve třech spektrálních oborech po dobu několika hodin. Obvykle jsou veličiny u, v bezrozměrné (jde počet cyklů), na tomto grafu však byly děleny rozměrem největší základny B_0 . Měřené viditelnosti \mathcal{V} (kontrasty proužků) zde nejsou znázorněny. Převzato z Millour (2008).

Při pozorování se samozřejmě nelze vyhnout difrakci na kruhových aperturách dalekohledů. V ohniskové rovině interferometru pak vidáme konvoluci proužků s *Airyho obrazcem*. Může se dokonce stát, že vidíme oddělené Airyho disky, pak nám je ale interferometr nanic, protože pro rozlišení zdrojů stačil samotný dalekohled. Zajímavé jsou pouze proužky v rámci jednoho disku, které mají $0 < \mathcal{V} < 1$.

Nepříjemná omezení způsobuje také *seeing*. Proužky se neustále pohybují, takže při dlouhých expozicích ($\gtrsim 10$ ms) by byly zcela rozmazané. Posuny se proto monitorují a kompenzují (viz odpoled polopropustnými zrcadly na obr. 5.26). Naneštěstí přitom obvykle ztrácíme informaci o fázi vln, avšak se třemi dalekohledy je možné vliv atmosféry potlačit pomocí techniky *uzavření fáze* (Jennison 1958): 3 dalekohledy znamenají 3 základny, součet fází i s náhodnými fluktuacemi je roven součtu původních neporušených fází, $\psi_1 + \psi_2 + \psi_3 = \phi_1 + \Delta\xi_1 - \Delta\xi_2 + \phi_2 + \Delta\xi_2 - \Delta\xi_3 + \phi_3 + \Delta\xi_3 - \Delta\xi_1 = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3$.



Obrázek 5.28: Interferometrické proužky pozorované VLTI. Na horizontální ose jsou zobrazeny pixely detektoru, na vertikální jednotlivé očíslované interferogramy. Interferogramy se pohybují vlevo–vpravo kvůli seeingu. Převzato z Glindeman (2008).

6 Pozorování Slunce

6.1 Herschelův hranol

6.2 Lyotův koronograf

6.3 Coelostat

6.4 Dopplergram

Díky dostatečnému prostorovému rozlišení lze provádět spektroskopická měření částí povrchu Slunce; do štěrbin spektrografu vniká světlo z úzké části kotouče. Pro měření radiální rychlosti povrchu je vhodná nějaká spektrální čára, která je *Dopplerovým jevem* posunutá:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_r}{c}. \quad (6.1)$$

Obvykle měříme úzkopásmové toky I_b v modrém a I_r červeném křídle čáry, v uspořádání podle obr. 6.1; jejich poměr $(I_b - I_r)/(I_b + I_r)$ je indikátorem v_r .

Pokud hodnoty uspořádáme do podoby plošného obrazu, jako na obr. 6.2, získáme *dopplergram*. V helioseismologii se dlouhé časové řady takových dopplergramů obvykle reprezentují rozkladem do sférických harmonických funkcí $Y_\ell^m(\vartheta, \varphi)$:

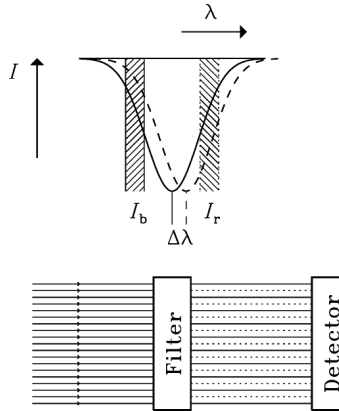
$$\delta r(r, \vartheta, \varphi, t) = \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{n\ell m}(t) \xi_{n\ell m}(r) Y_\ell^m(\vartheta, \varphi) e^{i\omega_{n\ell m} t}, \quad (6.2)$$

kde δr jsou posunutí, $\xi_{n\ell m}$ vlastní funkce Y_ℓ^m . Zjistíme tak časový průběh amplitud $a_{n\ell m}(t)$ příslušných jednotlivým módům, tzn. oscilacím s danými „kvantovými“ čísly n, ℓ, m . Tato data se posléze analyzují pomocí Fourierovy transformace:

$$A_{n\ell m}(\nu) = \int_t a_{n\ell m}(t) e^{i\nu t} dt, \quad (6.3)$$

respektive FFT (Cooley a Tukey 1965), kterou obdržíme amplitudy $A_{n\ell m}(\nu)$ ve frekvenčním prostoru. Na základě významných frekvencí $\nu_{n\ell m}$ (s největšími $A_{n\ell m}$)

je možné hledat úhlovou frekvenci $\Omega(r, \varphi)$ Slunce, ale musí řešit inverzní problém (Christensen–Dalsgaard 2002).



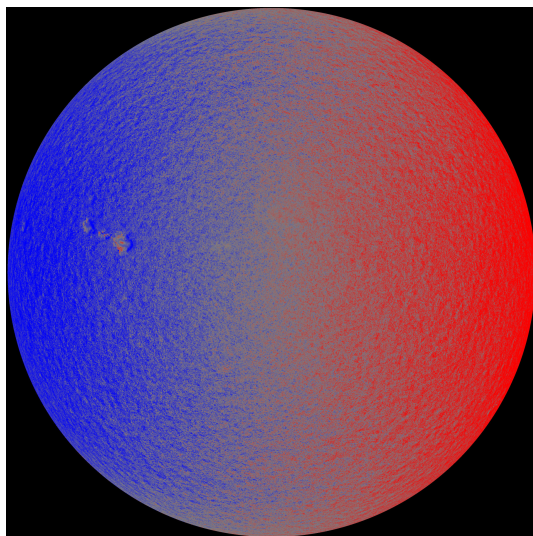
Obrázek 6.1: Dopplerovská měření se uskutečňují pomocí filtru propouštějícího červenou nebo modrou část spektrální čáry. Posun o $\Delta\lambda$ ovlivňuje toky v křídlech čáry I_b , I_r a poměr $(I_b - I_r)/(I_b + I_r)$ je úměrný radiální rychlosti v_r . Převzato z Christensen–Dalsgaard (2002).

6.5 Magnetograf

Magnetické pole se měří pomocí *Zeemanova jevu*, který způsobuje rozštěpení spektrálních čar. Magnetická pole na Slunci zároveň vytvářejí anizotropní prostředí a anizotropie je vždy spojena s polarizací záření. Velikost rozštěpení čáry $\Delta\lambda$ je úměrná velikosti složek $|\mathbf{B}_r|$, $|\mathbf{B}_t|$, čili radiální a tangenciální vzhledem k pozorovateli. Pro slabá pole lze využít dvojího měření čáry, vždy s různou orientací polarizačního filtru, a zjistit tak i velmi malý posun (10^{-4} nm) jejího středu. Konkrétně kruhově polarizované záření souvisí se složkou $|\mathbf{B}_r|$ a lineárně polarizované s $|\mathbf{B}_t|$, resp. s horizontální a vertikální složkou.

Magnetogram se ve spektrografu vytváří posouváním obrazu Slunce v ohniskové rovině přes štěrbinu (ve směru kolmém); v ohniskové rovině kamery je pak nutné posouvat detektorem, aby se vybraná spektrální čára (resp. monochromatický tok na nominální vlnové délce λ_0) zaznamenala na různá místa a vytvořil se tak plošný obraz Slunce. Signál je větší nebo menší podle toho, zda je profil čáry vůči λ_0 nějak posunutý (rozštěpený).

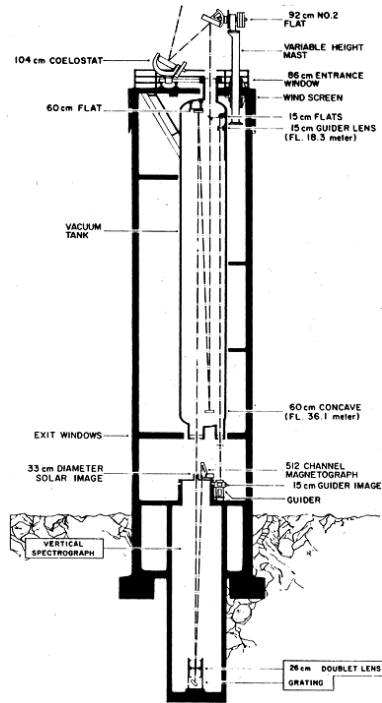
Příklad: Pozorujme Slunce magnetografem (obr. 6.3). Monochromatická intenzita



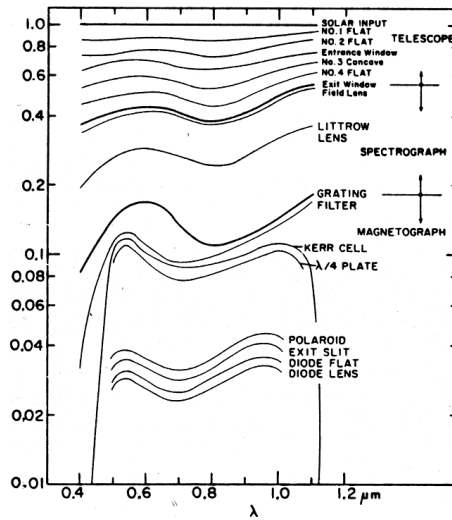
Obrázek 6.2: Dopplergram pořízený družicí SDO, přístrojem HMI na vlnové délce $\lambda = 617,3 \text{ nm}$, což odpovídá přechodu v neutrálním železe FeI. Červená barva odpovídá pohybu od pozorovatele, modrá k pozorovateli. Nejvýrazněji se projevuje rotace Slunce a dále oscilace řádu $\ell \simeq 10^2$, které mají periodu okolo 5 min. Převzato z <http://svs.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/details.cgi?aid=3990>.

na povrchu Slunce je průměrně $I_\lambda = 3 \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$, průměr dalekohledu $D = 60 \text{ cm}$, zajímáme se o plošku o úhlových rozměrech $0,3''$ krát $0,3''$ kvůli rozlišení detailů, expoziční dobu volíme kratičkou $dt = 1 \text{ ms}$ kvůli seeingu. Propustnost spektrografu je $d\lambda = 10 \text{ mÅ}$ na $\lambda = 5000 \text{ Å}$, účinnost celého přístroje (coelostat + dalekohled + spektrograf + magnetograf) je jen $\eta = 2\%$ (viz obr. 6.4). Jaký je očekávaný poměr signál/šum?

Řešení: Odpovídající plocha na Slunci je $dS = (1 \text{ AU } \text{tg } 0,3'')^2 \doteq 5 \cdot 10^{10} \text{ m}^2$, apertura dalekohledu vytíná prostorový úhel $d\omega = \pi(D/2)^2/(1 \text{ AU})^2 \doteq 1 \cdot 10^{-23} \text{ sr}$, pozorujeme ve středu disku, čili úhel $\vartheta = 0^\circ$; vztah energie a intenzity je $E_\lambda = \eta I_\lambda dt dS \cos \vartheta d\omega d\lambda \doteq 3,5 \cdot 10^{-16} \text{ J}$, přičemž energie jednoho kvanta $E_\gamma = hc/\lambda \doteq 4 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ a počet kvant $E/E_\gamma \doteq 900$. Signál tedy bude v nejlepším případě $S \doteq 900 \text{ ADU}$, fotonový šum $N = \sqrt{S} \doteq 30 \text{ ADU}$, poměr $S/N \leq 30$, neb existují i jiné zdroje šumu. Závěr: kdo říká, že Slunce svítí příliš jasně, lže!



Obrázek 6.3: Sluneční věž s vakuovým dalekohledem o průměru 60 cm a magnetografem na observatoři Kitt Peak. Optická cesta sluneční světla je následující: (i) rovinné zrcadlo coelostatu, (ii) rovinné zrcadlo téhož, (iii) rovinné vstupní okno vakuového dalekohledu, (iv) malou část světla posíláme rovinným zrcátkem do guideru, (v) duté zrcadlo dalekohledu, (vi) rovinné zrcadlo, (vii) rovinné výstupní okno, (viii) štěrбина spektrografu v ohniskové rovině, (ix) první průchod Littrowovými čočkami (jako kolimátorem), (x) difrakční mřížka, (xi) druhý průchod *týmiž* čočkami (jako objektiv kamery), (xii) polarizační filtry magnetografu, (xiii) obraz spektrální čáry v ohniskové rovině. Převzato ze Stix (2002).



Obrázek 6.4: Propustnost v závislosti na vlnové délce λ jednotlivých prvků coelostatu, dalekohledu, spektrografu a magnetografu na observatoři Kitt Peak. Vidíme, že po průchodu všemi prvky „nic nevidíme“: zůstávají pouhá 2 % původní úrovně záření. Převzato ze Stix (2002).

7 Radioastronomie a radary

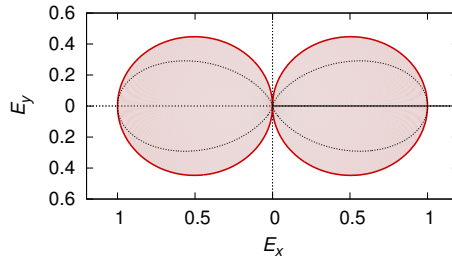
Rádio je jiný svět, svět elektroniky a chlazení. Sice se stále jedná o elektromagnetické vlny, ale na rozdíl od optiky jsme běžně schopni zaznamenat nejen střední hodnotu výkonu za určitou expoziční dobu, ale přímo časový průběh amplitudy a především *fázi*, pomocí *koherentních* detektorů. To skýtá skvělé vyhlídky pro interferometrii, protože příslušné základny mohou být *velmi* dlouhé (konkrétně $2R_{\oplus}$).

7.1 Radioteleskop

Antény a pásma. Pro různá pásma rádiového spektra (tab. 7.1) jsou potřebné různé antény. Na nižších frekvencích, v pásmech VHF a UHF se zejména využívá skutečnosti, že elektromagnetické vlny způsobují pohyby nábojů ve vodičích, potažmo střídavý proud, který se zesiluje a registruje. Vyšší frekvence SHF a EHF se nejprve pomocí antén soustřeďují, pročež se používají reflektory (obdobné optickým) a vlnovody, přivádějící záření přivádějí k vlastním (hluboce chlazeným) detektorům na bázi diod nebo STJ (zde nazývaným SIS, angl. superconductor – insulator – superconductor).

Zhruba můžeme rozlišit následující základní typy antén:

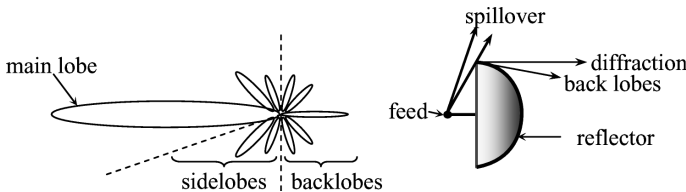
1. *půlvlnný dipól*, mající délku větví $\lambda/4$, čili dohromady $\lambda/2$. Elektrické pole $\mathbf{E}(t)$ s vlnovou délkou λ budí ve vodiči stojaté vlny napětí U a proudu I , které se koaxiálním vedením vedou k předzesilovačům. Vyzařovací diagram dipólu, který zároveň odpovídá směrům, ze kterých jsou elektromagnetické vlny přijímány, je na obr. 7.1 Jeho impedance Z_R a kapacitní reaktance Z_C by měla být kompenzována na vstupu, $Z_{\text{vstup}} = Z_{\text{antény}}^*$, jinak dipól opět vyzařuje, což nikdo nechce.
2. *čtvrtvlnný monopól*, s délkou odpovídající přibližně $\lambda/4$. Monopól (půl půlvlnného dipólu) bývá orientován vertikálně, kdy se chytře využívá zrcadlení vln zemským povrchem.
3. *yagi* je dipól, ale s vhodně rozmístěnými direktory v popředí, případně s reflektorem vzadu, které významně zvyšují směrovost antény, 6 až 15 dBd oproti



Obrázek 7.1: Vyzařovací diagram $E_{\vartheta}(\vartheta)$ dipólu orientovaného ve směru osy y v rovině xy . Laloky směřují kolmo k dipólu a jsou axiálně symetrické k ose y . Zisk činí 2,16 dBi oproti izotropními zářiči. Složky elektrického pole ve sférických souřadnicích jsou $E_r = 0$, $E_{\vartheta} = i\eta E_0 e^{-ikr} \cos(\frac{1}{2}\pi \cos \vartheta)/(2\pi r \sin \vartheta)$, $E_{\varphi} = 0$. Podle Staelin (2003).

dipólu. Cenou za zisk jsou však *postranní laloky* vyzařovacího diagramu, kterým bychom se v astronomii raději vyhnuli. Nezbývá než zohlednit příjem i z jiných směrů (zdrojů); zejména bychom se měli obávat maserů a rozlehlých oblaků HI, zářících na $\lambda = 21$ cm ($f = 1420$ MHz).

4. *trychtýř*, sloužící přímo jako anténa (Penzias a Wilson 1965) anebo jako vlnovod. Často se vyrábí se stupňovitými vnitřními stěnami nebo s dielektrikem s mezerou, aby fungoval pro širší pásmo Δf .
5. *parabolická anténa* (talíř), přičemž funguje byť jen síťová ($\lambda \gg$ oko), která směřuje vlny do primárního ohniska. Zisk běžně dosahuje 10^2 dBd. Variantami jsou Cassegrainovo nebo Gregoryho uspořádání. I zde jsou přítomné postranní a zadní laloky, které mají původ ve třech jevech: (i) difrakci na kruhové apereture primáru, (ii) přezáření sekundáru a (iii) difrakci na sekundáru (obr. 7.2).



Obrázek 7.2: Vyzařovací diagram parabolické antény s postranními a zadními laloky, jejichž odstup od hlavního dosahuje $\simeq 20$ dB. Vpravo je naznačen jejich vznik na sekundárním reflektoru, kdy část vlny od primáru (resp. z ohniska) sekundár mívá a část se ohýbá. Převzato ze Staelin (2003).

6. *mimoosový Gregoryho dalekohled* je nejběžnějším uspořádáním pro největší radioteleskopy (Arecibo, Green Bank Telescope, SPT). Mimoosost zde nehraje tak negativní roli, neboť máme delší λ . Navíc lze sekundár využít pro pointování, je-li primár nepohyblivý.

č.	označení	frekvence f	vlnové délky λ	využití
0	TLF	< 3 Hz	> 100 000 km	
1	ELF	3 až 30 Hz	10 000 až 100 000 km	
2	SLF	30 až 300 Hz	1 000 až 10 000 km	(ponorka)
3	ULF	300 Hz až 3 kHz	100 až 1000 km	
4	VLF	3 až 30 kHz	10 až 100 km	
5	LF	30 až 300 kHz	1 až 10 km	rádio AM
6	MF	300 kHz až 3 MHz	100 m až 1 km	AM
7	HF	3 až 30 MHz	10 až 100 m	
8	VHF	30 až 300 MHz	1 až 10 m	FM, TV, *
9	UHF	300 MHz až 3 GHz	10 cm až 1 m	TV, wifi, GPS, *
10	SHF	3 až 30 GHz	1 až 10 cm	wifi, *
11	EHF	30 až 300 GHz	1 až 10 mm	mm, *
12	THF	300 GHz až 3 THz	100 μm až 1 mm	

Tabulka 7.1: Rádiová a milimetrová pásma dle číselného označení Mezinárodní telekomunikační unie ITU. Zkratka VHF znamená angl. very high frequency; ostatní jsou obdobné. Vlnám s $\lambda \simeq 1$ mm se někdy zmatečně říká „mikrovlny“. V pásmu UHF se vyskytuje rušení od taktéž zvaných trub. Hvězdička označuje pásma, která jsou předmětem zájmu pozemské radioastronomie, neboť je propouští atmosféra. Podle [51].

Heterodynní přijímač. Obvyklým přijímačem používaným v radioastronomii je heterodyn nebo přesněji superhet, známý z běžné rádiové a televizní techniky (viz elektrotechnické schéma na obr. 7.3). Má šest základních částí: (i) anténa, včetně případných reflektorů a napájecích trychtýřů (tj. vlnovodů), (ii) vysokofrekvenční předzesilovač, obojí citlivé na frekvence $f_0 \pm \Delta f$, (iii) směšovač se signálem lokálního oscilátoru naladěného na f_{LO} , (iv) nízkofrekvenční zesilovač, (v) diodový detektor vytvářející usměrněný signál úměrný kvadrátu amplitudy oscilací, (vi) analogově-digitální převodník, zprostředkovávající záznam.

V jednotlivých částech sestavy se *podstatně* mění frekvenční spektrum, jak jej znázorňuje obr. 7.4. Výhodou je, že pouze první tři části jsou vysokofrekvenční, zbytek nízkofrekvenční, přičemž práce s nízkými frekvencemi je obecně snazší. Navíc lze nízkofrekvenční sestavu optimalizovat pro mezifrekvenci $f_{IF} = f_0 - f_{LO}$, která vzniká směřováním (násobením):

$$\sin(2\pi f_0 t) \sin(2\pi f_{LO} t) = \frac{1}{2} \left\{ \overbrace{\cos[2\pi (f_0 - f_{LO}) t]}^{f_{IF}} - \overbrace{\cos[2\pi (f_0 + f_{LO}) t]}^{\text{nezájem}} \right\}, \quad (7.1)$$

a lze ji změnami f_{LO} držet stabilní. Zesílení signálu dosahuje 10^6 až 10^9 . Tento postup nám mimochodem umožňuje provozovat rádiový *spektrograf*.

Vlnový šum. Když máme úzké pásmo, krátký čas měření a vlny jsou navíc částečně koherentní — což je ostatně způsobeno tímtež — je nejistota měření určena

především interferencí koherentních vln (rázy) čili *vlnovým šumem* (Purcell 1956):

$$N_{\text{wave}} = \frac{S}{\sqrt{\tau \Delta f}}, \quad (7.2)$$

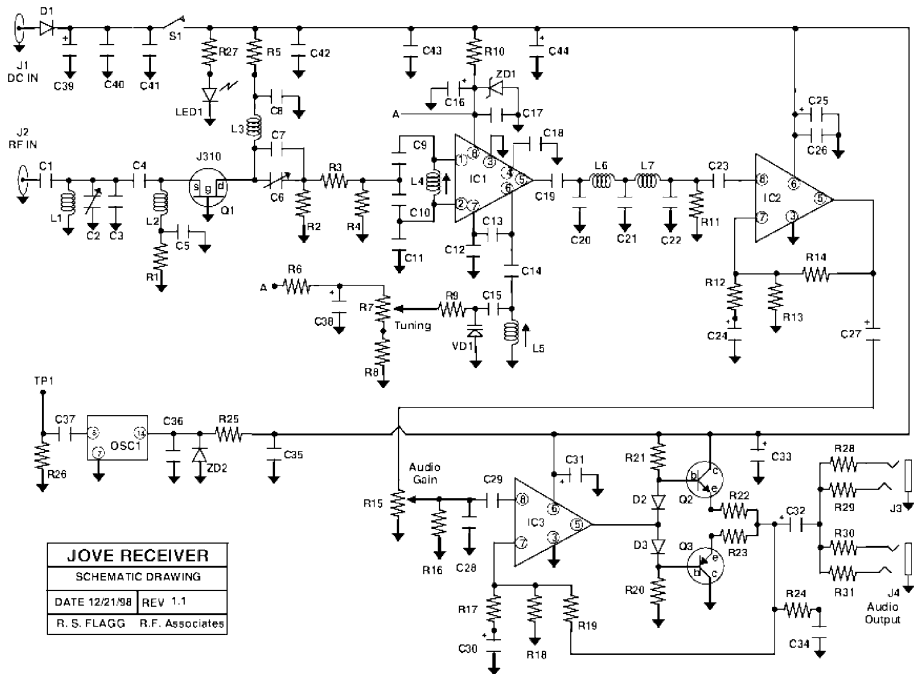
kde S označuje signál, τ časovou konstantu integrátoru (obdoba t_{exp}), Δf šířku pásma. Můžeme to ostatně vidět i na obr. 7.4 jako rozšíření fourierovského spektra poblíž $f = 0$. Jde o šum nepříjemný, neb úměrný S . Jediný způsob, jak zvýšit poměr S/N je prodloužit τ nebo rozšířit Δf ; nemá cenu bezhlavě zvětšovat aperturu. Protože N_{wave} bývá při rádiových měřeních nejvýznamnější N , není normální o něm nevěděť.

Kryogenické systémy. Je zřejmé, že aspirujeme-li na příjem velmi slabých signálů S_{weak} , bude přesnost měření amplitudy ovlivňovat tepelný signál a jemu odpovídající šum N_{dark} elektroniky samotné. Nechceme skončit s $S_{\text{weak}} < N_{\text{dark}}$. Kritické části aparatury, tj. napájecí trychtýře, vysokofrekvenční předzesilovače s tranzistory HFET, zesilovače IF a zejména vlastní detektory (diody, příp. dipóly, STJ), je pak nutné chladit na tak nízké teploty $T \simeq 10$ K, aby tepelná emise z nich byla v daném oboru rádiových vln omezena. Systém má obvykle vícero úrovní, přičemž můžeme vybírat z následujících:

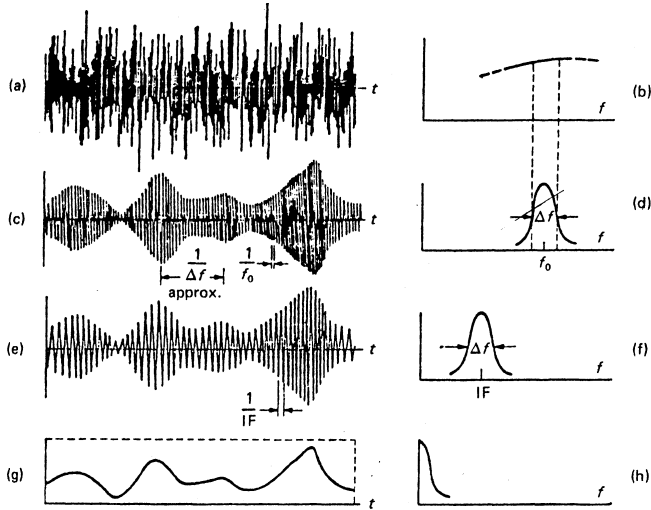
1. *prevence ohřevu samotného*, tzn. výběr vhodného stanoviště (Antarktidy); nátěr zařízení oxidem titaničitým TiO_2 s vysokým albedem ve V a nízkým ve FIR, aby se snadno ochlazovalo vyzařováním; stínění přímého osvětlení od Slunce, je-li to možné; radiátory ve stínu, vyzařující nechtěné teplo z dostatečně velké plochy.
2. *tekutý dusík* v Dewarově nádobě jako pasivní zásoba relativně levného chladiwa, s teplotou varu $T_v = 77$ K. Bez nucené cirkulace ale může být obtížné zajistit, aby bylo chlazení účinné při všemožných pohybech dalekohledu. Chladiwo se navíc musí nechat vypařovat, jinak by mohlo dojít k nežádoucímu nárůstu tlaku plynného dusíku a... Pak jej musí někdo doplnit, eventuálně postavit celé zařízení znovu.
3. *aktivní Peltierův článek*, vyrobený se dvou různých polovodičů, jimiž prochází poměrně velký stejnosměrný elektrický proud I (obr. 7.7), vytváří měrný tok tepla:

$$\frac{dQ}{dt} = (\Pi_A - \Pi_B) I, \quad (7.3)$$

kde Π_A , Π_B jsou materiálové konstanty. Nejčastěji se užívá různě dopovaného teluridu bismutitého Bi_2Te_3 , který má vhodnou krystalickou strukturu a především vykazuje příznivé anizotropie elektrického odporu a tepelné vodivosti. Při čtyřstupňovém uspořádání lze dosáhnout teplot $T_{\text{min}} \simeq 200$ K, ale nesmí být zrovna parné léto. Výhodou článku je jednoduchá konstrukce, nemá žádné pohyblivé části. Na druhou stranu má velký příkon, horký konec



Obrázek 7.3: Schéma zapojení „školního“ heterodynního přijímače optimalizovaného pro příjem frekvence $f = 20,1$ MHz, tzn. dekametrových vln s $\lambda = 14,9$ m. Obvod tvoří následující prvky, kterými signál prochází: anténa (nezobrazena), koaxiální anténní vstup (J2), pasivní rezonanční obvod LC (cívka L1, kondenzátory C2, C3) a RLC (R1, L2, C4, C5), sloužící jako *pásmová propust* ($\omega_{rez} = 1/\sqrt{LC}$) omezující nechtěnou interferenci s jinými (pozemskými) zdroji, tranzistor JFET jako vysokofrekvenční zesilovač (Q1), rezonanční obvod RLC (R5, L3, C6, C7), vstupní rezonanční obvod LC (L4, C9, C10), lokální oscilátor a směšovač (integrováný obvod IC1), nastavení základní frekvence pomocí L5, ladění frekvence R7, dolní propust (L6, L7, C20, C21, C22), nízkofrekvenční operační zesilovač (IC2), ladění zesílení (R15), další zesilovač (IC3), výstupní bipolární tranzistory NPN, PNP (Q2, Q3), analogové výstupy (J3, J4), analogově-digitální převodník (nezobrazeno). V tomto případě lze vzorkovat přímo střídavý signál, nedochází zde k usměrnění. Napájecí vstup (J1) je také filtrován (C39 až C44). Krystalový oscilátor (OSC1, 20,000 MHz) slouží pouze pro testování a prvotní naladění. Převzato z Flagg (2012).



Obrázek 7.4: Časový záznam signálu (vlevo) a jeho fourierovský obraz (vpravo) vstupující a postupně zpracovávaný heterodynním přijímačem. (a) Anténa přijímá mnohofrekvenční signál, jehož spektrum je typicky mocninné; nás teď bude zajímat pouze amplituda (a případně fáze) příslušná jen jediné frekvenci f_0 . (c) Anténa i vstupní vysokofrekvenční obvody jsou citlivé jen na omezený rozsah frekvencí $f_0 \pm \Delta f$, jenže tímto omezením vznikají v signálu rázy, protože nyní mezi sebou interferují ony blízké frekvence. Předtím žádné rázy vidět nebyly, neboť okolo bylo spousta jiných frekvencí. (e) Lokální oscilátor je naladěný na frekvenci f_{LO} , o málo nižší než f_0 ; po smísení ve směšovači je signál již nízkofrekvenční, jeho základní frekvence se nazývá mezifrekvence $f_{IF} = f_0 \pm f_{LO}$, přičemž si filtrem vybereme + nebo -. Rázy ovšem přetrvávají a mají totožnou charakteristiku, včetně původní pološířky Δf . (g) Diodovým usměrňovačem získáme již stejnosměrný signál úměrný kvadrátu amplitudy rázů samotných, u kterého nás zajímá nenulová střední hodnota, protože je úměrná amplitudě původního oscilujícího signálu na f_0 . Převzato z Walker (1987).

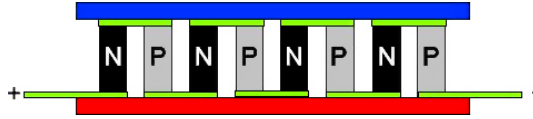


Obrázek 7.5: Radioteleskop Green Bank (GBT) s plně pohyblivou parabolickou anténou o rozměrech 110 krát 100 m. Jedná se *mimoosové* Gregoryho uspořádání, nahoře na rameni je tedy elipsoidální sekundární reflektor a záhy pod ním „místnost“ s vícero přijímači. Dalekohled je vybaven aktivní optikou, tzn. 2 209 aktuátory pod primární anténou a šesti laserovými dálkoměry nad místností, kterými se měří vzdálenosti od instalovaných optických retroreflektorů, což v uzavřené smyčce určuje požadovaný tvar i (konfokální) polohu sekundáru (Wells 2000). Převzato z <https://public.nrao.edu/explorer/gbt/TheGBTExplorer.php>.



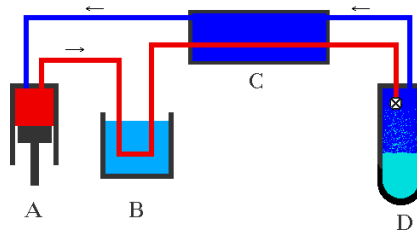
Obrázek 7.6: Přijímač dalekohledu GBT pro pásmo Q ($f = 40$ až 52 GHz, tj. $\lambda = 7,5$ až $5,77$ mm). Nahoře jsou patrné čtyři napájecí trychtýře (vlnovody), pod nimi zdroje pro kalibraci, předzesilovače, lokální oscilátor, směšovač (mixer), kabely k mezifrekvenčním zesilovačům (IF). Tento stupeň je chlazen teplotu 20 K. Převzato z <http://www.cv.nrao.edu/course/astr534/Radiometers.html>.

je nutné zároveň pasivně chladit radiátorem, na chladných částech hrozí kondenzace vodní páry, takže se někdy (zejm. v optickém oboru) musí doplnit vyhříváním (okénka před detektorem).



Obrázek 7.7: Peltierův článek vyrobený ze dvou polovodičů typu P (s převahou děr) a N (s převahou elektronů), na nichž probíhá termoelektrický jev. Horní strana je chladná, dolní horká. Převzato z http://pcbheaven.com/wikipages/The_Peltier_Thermo-Element/.

4. *sorpční chladič*, kterým je možno dosahovat $T_{\min} \simeq 20$ K. Probíhá v něm absorpce vodíku látkou $\text{LaNi}_{4,78}\text{Sn}_{0,22}$ při nízkém tlaku a posléze desorpce z hydridu při vysokém, což odpovídá mechanickému stlačení; po něm se vodík nechává jako obvykle expandovat.
5. *Jouleova–Thomsonova expanze*, s minimální dosažitelnou $T_{\min} \simeq 4$ K. Funguje pouze pod určitou inverzní teplotou T_{inv} , kdy necháme plyn expandovat *přes membránu* (obr. 7.8). Částice plynu se vzájemně vzdalují, tím ovšem roste potenciální energie Van der Waalsových mezimolekulárních sil; při zachování celkové energie musí klesat kinetická, tudíž T .



Obrázek 7.8: Jouleova–Thomsonova expanze jako součást chladičícího cyklu. Plyn je stlačován pístem (A), čili ohříván, poté chlazen v rezervoáru (B), výměníku (C), v expanzní nádobě (D) expanduje přes pórovitou membránu, což způsobuje *podstatné* ochlazení, a putuje zpět skrz výměník. Převzato z <https://thecuriousphysicist.wordpress.com/2013/10/28/how-do-you-make-liquid-helium/>.

6. *ředění ^3He v ^4He* , jakožto poslední stupeň, kterým se dostaneme hluboko, na $T_{\min} \simeq 0,1$ K. V komplikovaném cyklu se využívá rozdílných vlastností helií, zejména *endotermického* přestupu z jedné fáze (^3He) do druhé (směsi $^4\text{He}/^3\text{He}$) a supratekutosti ^4He pod 2,17 K (Das a spol. 1965).

Kryogenický systém založený na třech posledně jmenovaných jevech využívá např. družice Planck.

7.2 Rádiový interferometr

kap. 5.9

VLBI.

Atomové hodiny. záznam fáze

7.3 Radar

Meteorický radar. Při pozorování meteorů v zemské atmosféře musíme uvážit fakt, že existuje ionosféra, která šíření elektromagnetických vln podstatně ovlivňuje. Rozhodující je *plazmová frekvence*:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon}} \quad (7.4)$$

kde n_e označuje koncentraci elektronů, e elementární náboj, m_e hmotnost elektronu, ε permitivitu prostředí, přičemž pro $f < f_p$ nastává odraz a pro $f > f_p$ průchod. Aby naše pozorování mělo vůbec smysl, musíme splnit podmínku:

$$f_{p \text{ ionosféry}} < f < f_{p \text{ meteoru}} \quad (7.5)$$

SAR. (angl. synthetic aperture radar)

8 Daleká infračervená a milimetrová astronomie

Filtry a obory.

IR detektory.

ALMA.

9 Ultrafialová astronomie

9.1 Balónová astronomie

9.2 Družicová pozorování

10 Rentgenová astronomie

10.1 Neostřená optika

10.2 Wolterova zrcadla

11 Astronomie záření gama

11.1 Scintilační detektor

11.2 Jiskrová komora

11.3 Čerenkovský detektor

12 Neutrinové detektory

12.1 Detektory slabé interakce

12.2 Rozptyl neutrin

13 Částicové detektory

Především, kosmické „záření“ není záření, nýbrž korpuskule, z 90 % protony, 9 % jádra hélia a 1 % jádra těžších prvků.¹ Energie mohou mít různé, nejčastěji v řádech MeV a GeV; vyskytují se i TeV, PeV a EeV² (ale ne ZeV). Pokud taková částice přiletí, experimentátor to komentuje slovy: „Ó, můj Bože“ (Bird a spol. 1994).

Měření jejich spektra je poněkud specifická disciplína, protože neměříme tok na určité energii, ale spíše energie jednotlivých částic. Nad $E = 10^{20}$ eV je totiž $\Phi = 1$ částice $\text{km}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{cy}^{-1}$, kde cy značí století! Primární vysokoenergetická částice naštěstí způsobuje sekundární *spršku* v zemské atmosféře (obr. 13.1), která mívá tři komponenty: (i) elektromagnetickou, (ii) hadronovou, (iii) mionovou; poslední bývá nevýznamnější, miony tolik neztrácejí energii brzdným zářením. I tak musejí mít částicové detektory obrovskou účinnou plochu.

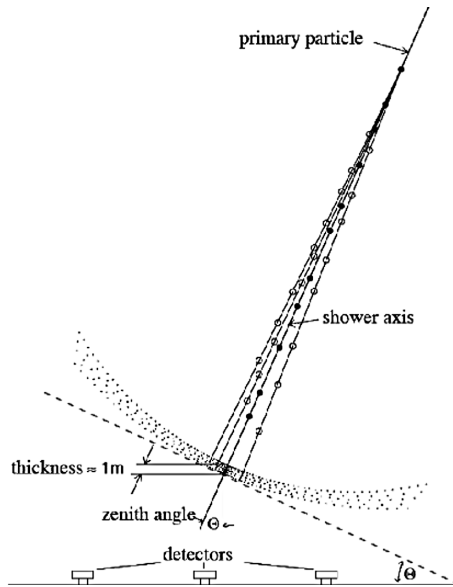
Jako příklad přístroje sloužícího k měření částic budeme krátce diskutovat Observatoř Pierra Augera. Má dva segmenty, fluorescenční a čerenkovský, což lze s výhodou využít pro určení nejistot $\Phi(E)$, a to náhodných i systematických. Dalšími experimenty, s nimiž lze měření srovnávat, jsou AGASA, HiRES nebo ANITA.

13.1 Atmosférický fluorescenční detektor

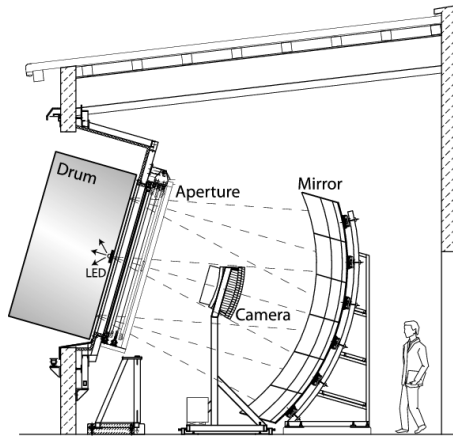
Observatoř Pierre Auger. První segment observatoře Pierre Auger sestává z 24 atmosférických fluorescenčních detektorů sdružených do čtyř stanic (obr. 13.2). Monitorují emise atmosférického N_2 excitovaného nabitými částicemi, zejména na počátku spršky. Aby byla pokryta celistvá oblast, potřebné zorné pole jednoho dalekohledu je 30° . Proto se používají Schmidtovy komory, každá se sférickým zrcadlem o průměru 3,4 m. Před ním je ale vymezena kruhová apertura o průměru 2,2 m, ve středu křivosti kulové plochy, což eliminuje komu. Korekční deska není celistvá, potřebný byl jen okraj, mezi $r_1 = 0,85$ m a $r_2 = 1,10$ m, ze speciálních čoček propouštějících UV; zbytková sférická aberace je v úhlové míře menší než $0,5^\circ$. Před

¹Pro vysokoenergetické fotony máme vyhrazeno označení gama.

²Pro energie $E \geq 1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$ se v literatuře užívá kryptického označení UHECR (angl. ultra high energy cosmic ray).



Obrázek 13.1: Geometrie atmosférické spršky způsobené vysokoenergetickou kosmickou částicí. Primární částice při interakci s atomy atmosféry Země disipuje kinetickou energii. Přitom se jednak materializují sekundární částice (p , n , e^- , e^+ , γ) a jednak všechny excitují atmosférické atomy, které ve výšce při deexcitaci září, fluoreskují v ultrafialovém oboru, což lze pozorovat dalekohledy s fotonásobiči (nezobrazeny). Fronta materializovaných částic, o tloušťce řádově 1 m, mívá přibližně kulový tvar. Dopadají na zem v různé časové okamžiky. Z časů odezvy pozemních čerenkovských detektorů lze proto zjišťovat úhel ϑ dopadu primární částice, tvar fronty a její střed. Z pozorovaných amplitud je možné vypočítat (extrapolovat) celkovou energii, a to i když detektory nepokrývá souvisle celou oblast. Převzato z Grebe (2008).



Obrázek 13.2: Jeden z atmosférických fluorescenčních detektorů observatoře Auger, mající podobu Schmidty komory. Zleva: kalibrační bubnen, kalibrační zdroj LED (ty jsou při pozorování samozřejmě sundané), vstupní apertura (o průměru 2,2 m), filtr pro ultrafialový obor, prstencová korekční deska, fotonásobičová kamera se 440 pixely v kulové ohniskové ploše, primární kulové zrcadlo (3,4 m). Korigované zorné pole dosahuje 30°. Převzato z Abraham a spol. (2010).

aperturou je ještě zařazen filtr pro obor UV, 300 až 400 nm (Abraham a spol. 2004, Monasor 2008).

Vzhledem k době trvání spršek (100 ns), respektive netrvání, se pro fotometrii používají rychlé fotonásobiče i rychlé analogově digitální převodníky. Kameru tvoří celkem 440 kusů, uspořádaných do kulové plochy. Úhlová velikost pixelu činí 1,5°, což je samozřejmě méně než zmiňované aberace. Zvýšení účinnosti, přesněji zmenšení mrtvé plochy mezi detektory, bylo dosaženo mercedesovou hvězdou. Dvanáctibitové A/D převodníky jsou bleskového typu (flash-ADC), čili jsou vybaveny 12 komparátory, takže porovnávání s referenčními napětími v kapacitním žebříku probíhá paralelně. Dosahují vzorkovací frekvence 10 MHz, a jsou doplněny třemi úrovněmi triggerů.

Absolutní kalibrace se provádí předřazeným bubnem, do kterého se svítí kalibrovaným zdrojem UV LED ($\lambda = 375$ nm). Detektory dosahují účinnosti okolo $C \simeq 5 \gamma \text{ ADU}^{-1}$, přičemž systematická nejistota takové kalibrace je až 10 %

Sekundární fotony přicházející do detektoru vznikají přinejmenším čtyřmi způsoby: (i) jako izotropická fluorescence, (ii) přímé Čerenkovovo záření, (iii) Rayleighův rozptyl čerenkovského záření na molekulách, (iv) Mieho rozptyl téhož na aerosolech. Pro odvození energie primární částice je nutná extrapolace i mimo zorné pole. Nezapomeňme také, že vidět lze jen elektromagnetickou komponentu spršky.

Zjednodušeně probíhá zpracování signálu od jedné spršky následujícím způsobem (Monasor 2008). V každém čase t_i a pro každou kameru odvodíme počty UV fotonů:

$$n_{\gamma}^i = \sum_j C_{370}^j (n_{\text{ADU}}^{ij} - n_{\text{p}}^j), \quad (13.1)$$

kde n_{ADU}^{ij} jsou signály v jednotkách ADU na jednotlivých pixelech, n_p^j je požadovaný signál pixelu (před sprškou a po spršce), C_{370}^j je kalibrovaná účinnost pixelu; sčítáme přitom přes všechny relevantní pixely.

Gaisserův–Hillasův model spršky. Pro popis spršky, respektive průběhu depozice energie v jednotlivých vrstvách atmosféry, se používá *Gaisserův–Hillasův model*:

$$f_{\text{GH}}(X_i) = \frac{dE}{dX_{\text{max}}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}} e^{\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda}}, \quad (13.2)$$

kde atmosférická hloubka X je definována jako:

$$X(h) \equiv \int_h^\infty \rho(h') \frac{dh'}{\cos \vartheta}. \quad (13.3)$$

Volné parametry tohoto modelu jsou evidentně čtyři: X_{max} , $\frac{dE}{dX_{\text{max}}}$, X_0 a λ . Modelový počet \hat{n}_γ fotonů ze spršky je tomuto úměrný:

$$\hat{n}_\gamma(X_i) = \sum_{j \leq i} c_{ij} f_{\text{GH}}(X_j), \quad (13.4)$$

kde c_{ij} označují koeficienty *Čerenkovovy fluorescenční matice*. V ní se ovšem skrývá vícero parametrů, např. pro přímou fluorescenci bychom měli:

$$c_i^f = \frac{A_d}{4\pi r_i^2} \Delta X_i \sum_k \eta_k \kappa_{ik} Y_k^f(\rho_i, T_i), \quad (13.5)$$

kde Y_k^f je výtěžnost fluorescence na vlnové délce k , v závislosti na hustotě ρ_i a teplotě T_i (určuje se experimentálně), κ_{ik} útlum rozptylem na molekulách a aerosolech (měří na stanovišti), η_k účinnost detektoru relativně k nominální $\lambda = 370$ nm, r_i vzdálenost fluoreskujícího místa od detektoru, A_d jeho apertura. Kromě c_i^f bychom měli zahrnout c_i^{Cd} a c_{ij}^{Cs} pro čerenkovskou přímou a čerenkovskou rozptýlenou složku. Optimální hodnoty parametrů zjistíme minimalizací metriky:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[n_\gamma(X_i) - \hat{n}_\gamma(X_i)]^2}{\sigma_i^2}, \quad (13.6)$$

kde σ_i označují nejistoty pozorování $n_\gamma(X_i)$, zejména fotonový šum; sčítáme přes celý průběh spršky (vzorky i).

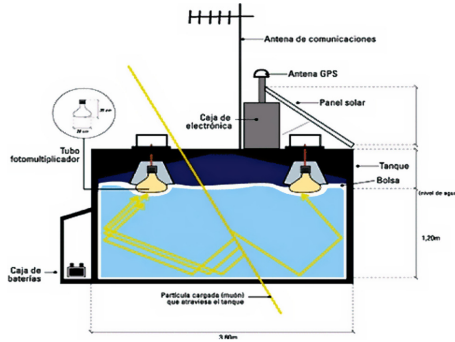
Celková elektromagnetická energie je integrálem:

$$E_{\text{em}} = \int_0^\infty f_{\text{GH}}(X) dX. \quad (13.7)$$

Celková celková energie se popisuje ještě jednou parametrickou relací:

$$\frac{E_{\text{em}}}{E} = a + bE_{\text{em}}^c, \quad (13.8)$$

jejíž koeficienty se určují ze simulací spršek, za předpokladu určitého hadronového modelu. Rozdíl mezi E_{em} a E je nicméně „jen“ okolo 10 %.



Obrázek 13.3: Jeden tank pozemního detektoru observatoře Auger, o rozměru přibližně 3 krát 1,2 m. Jedna částice spršky (nejčastěji mion) přilétává shůry a v nádrži s čistou vodou vyvolává Čerenkovovo záření. To se může odrazet od stěn detektoru a část přichází do některých ze tří fotonásobičů, umístěných v horní části. Signál se zpracovává na místě pomocí rychlých A/D převodníků a odesílá se komunikační anténou. Převzato z de Oliviera (2004).

13.2 Pozemní čerenkovský detektor

Pozemní segment PAO tvoří 1 600 vodních čerenkovských detektorů, rozmístěných na ploše 3 000 km² (obr. 13.4). Je schopen zachycovat zejména miony, elektrony, pozitrony i fotony. Jeden detektor vypadá jako tank (obr. 13.3), respektive nádrž vody o objemu 12 m³, nad níž jsou tři fotonásobiče, doplněné 10-bitovým analogově–digitálním převodníkem (flash–ADC), dosahující vysoké vzorkovací frekvence, $f_{\text{sample}} = 40$ MHz.

Prvotními jednotkami toku z A/D převodníků jsou obvyklé ADU. Ty se záhy přepočítávají na jednotky VEM (angl. vertical equivalent muon), což je kalibrace vztahená k vždypřítomným izotropickým atmosférickým mionům; pro tři fotonásobiče by měl být signál $(1,09 \pm 0,02)$ VEM.

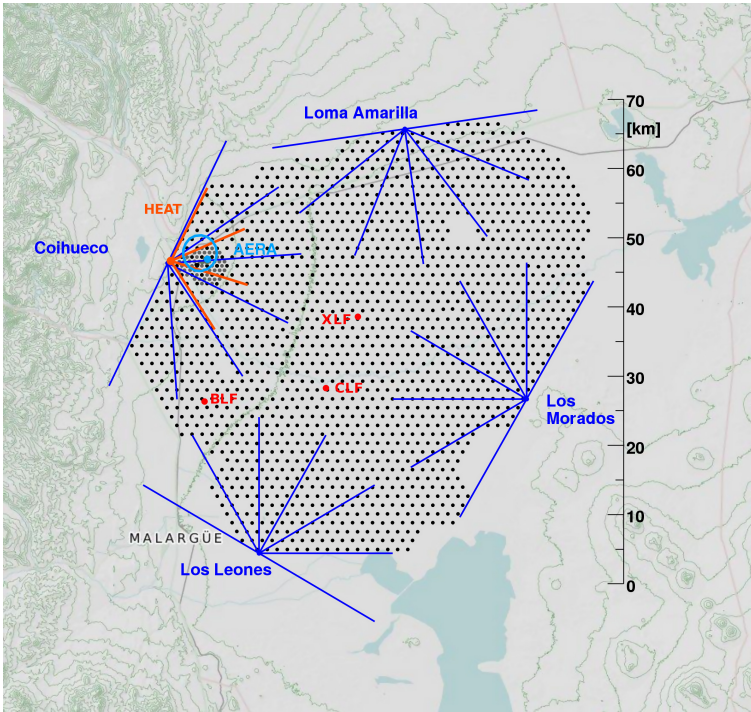
Absolutní kalibrace energie měřené detektorem pozemním se uskutečňuje pomocí fluorescenčního, díky paralelnímu pozorování spršek, ovšem ne všech (Abraham a spol. 2008). Pro přibližně kulovou frontu spršky částic se určuje nejprve střed a energie ve vzdálenosti 1 000 m od středu, označovaná $S(1000)$. Tato se přepočítává na energii pro zenitovou vzdálenost $z = 38^\circ$, metodou mezní konstantní intenzity (CIC, angl. constant intensity cut; Hersil a spol. 1961)

$$\text{CIC}(z) = 1,049 + 0,00974z + 0,00029z^2, \quad (13.9)$$

$$S_{38^\circ} = \frac{S(1000)}{\text{CIC}(z)}. \quad (13.10)$$

Pak energie v absolutních jednotkách:

$$E_{\text{FD}} = aS_{38^\circ}^b, \quad (13.11)$$



Obrázek 13.4: Pierre Auger Observatory zobrazená na mapě oblasti Pampa Amarilla v Argentíně; na délku měří bezmála 70 km. Pozemní segment tvoří 3000 čerenkovských detektorů (černé tečky), atmosférický čtyři stanice, každá s pěti fluorescenčními detektory (modré výseče). Kromě toho jsou vyznačena také rozšíření HEAT (angl. High Elevation Auger Telescopes), umožňující měřit nižší energie 10^{17} eV, a AERA (angl. Auger Engineering Radio Array), pro rádiová pozorování na frekvencích 10^9 MHz; CLF, XLF, BLF jsou místa, kde jsou umístěny Lidary, měří pomocí laserových paprsků koeficienty rozptylu záření. Převzato z https://en.wikipedia.org/wiki/Pierre_Auger_Observatory.

kde koeficienty $a = (1,49 \pm 0,06 \pm 0,12) \cdot 10^{17}$ eV, $b = 1,08 \pm 0,01 \pm 0,04$ byly určeny ze zmiňovaného společného pozorování.

Nakonec podotkneme, že podle posledních měření spektra kosmického záření se zdá, že platí limit GZK, $E_{GZK} \simeq 6 \cdot 10^{19}$ eV, zapříčiněný interakcemi vysokoenergetických částic s fotony kosmického mikrovlnného pozadí (Abraham a spol. 2008).

14 Gravitační vlny

14.1 Rezonanční válec

14.2 Michelsonův interferometr

15 Žebřík vzdáleností

Metody by bylo možné rozdělit na geometrické, dynamické, časoměrné, luminozitní, korelační a kosmologické, ale pojednáme o nich jednotlivě.

15.1 Zatmění a zákryty nebeských těles

vržený stín

- 15.2 Třetí Keplerův zákon**
- 15.3 Trigonometrická paralaxa**
- 15.4 Dynamické poruchy**
- 15.5 Aberace světla**
- 15.6 Laserový dálkoměr a radar**
- 15.7 Dynamická paralaxa dvojhvězdy**
- 15.8 Spektroskopická paralaxa**
- 15.9 Pohybové hvězdokupy**
- 15.10 Hertzsprungův–Russelův diagram**
- 15.11 Luminozitní vzdálenost**
- 15.12 Cefeidy a RR Lyrae**
- 15.13 Supernovy typu Ia**
- 15.14 Rozložení objektů na obloze**
- 15.15 Tullyho–Fisherův vztah**
- 15.16 Hubbleův zákon**

A Seznam významných družic

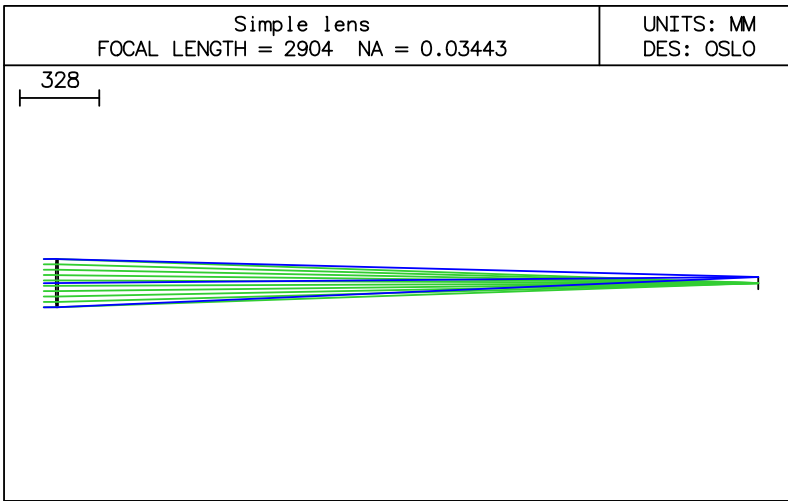
B Světové observatoře

C Schémata optických přístrojů

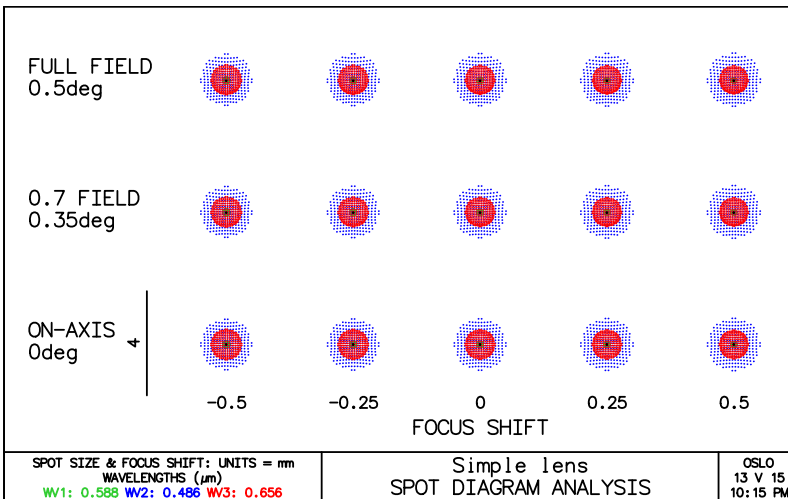
Schéματα optických přístrojů a příslušné rozptylové diagramy slouží jako určitá reference, abychom měli představu o očekávaném typu a velikosti aberací, tzn. odchylek od ideálního obrazu, kde „ideální“ znamená určený difrakčním limitem (Airyho diskem). Výpočty metodou raytracingu byly provedeny programem OSLO, který je ke stažení na adrese <http://www.lambdare.com/oslo-edu>. Aby byly dalekohledy vzájemně porovnatelné, volili jsme obvykle jejich ohniskovou vzdálenost $f = 3000$ mm, průměr primárního zrcadla $D = 600$ mm, čili světelnost $f/5$ (viz obr. C.1 až C.27):

1. čočka,
2. dublet,
3. sférické zrcadlo,
4. Newtonův dalekohled,
5. Cassegrainův dalekohled,
6. Gregoryho dalekohled,
7. Ritchey–Chrétienův dalekohled,
8. Schmidtova komora,
9. Maksutovova komora,
10. Paul–Bakerův dalekohled,
11. Wynneho korektor,
12. lidské oko,
13. spektrograf Czerny–Turner,
14. spektrograf Littrow,
15. Ebertův monochromátor.

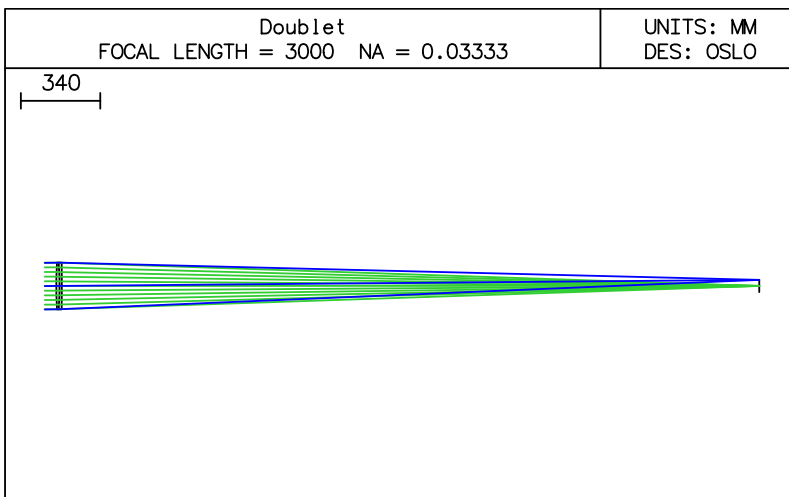
Datové soubory (ve formátu LEN) pro výše uvedené přístroje lze stáhnout z adresy http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/~mira/astronomicka_mereni/.



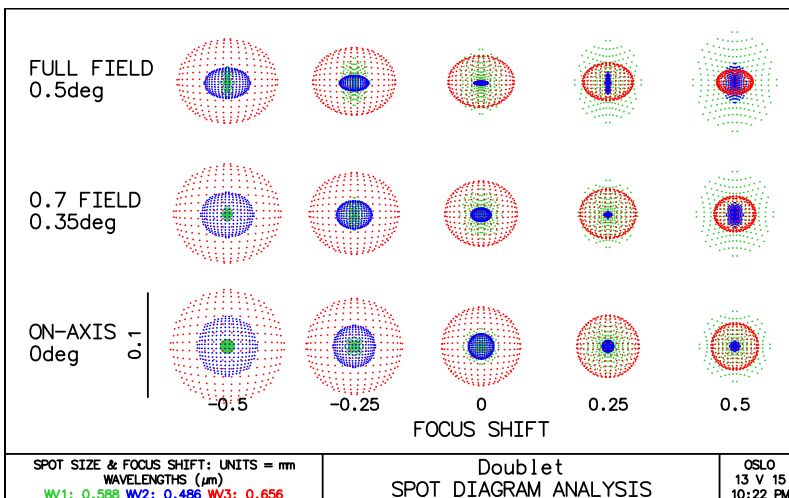
Obrázek C.1: Jednoduchá spojná dvojevypuklá čočka o průměru $D = 200$ mm, vyrobená ze skla Schott BK7 s indexem lomu $n = 1,5168$, poloměry křivosti $R_1 = 3000$ mm, $R_2 = -3000$ mm, tloušťka $w = 10$ mm, ohnisková vzdálenost $f = 2904$ mm. Znáznorněn je svazek rovnoběžných paprsků přicházející pod úhlem 0° (zeleně) a pod úhlem $0,5^\circ$ (modře); předmět je v obou případech v nekonečnu. Výpočet metodou raytracingu programem OSLO (<http://www.lambdares.com/oslo-edu>).



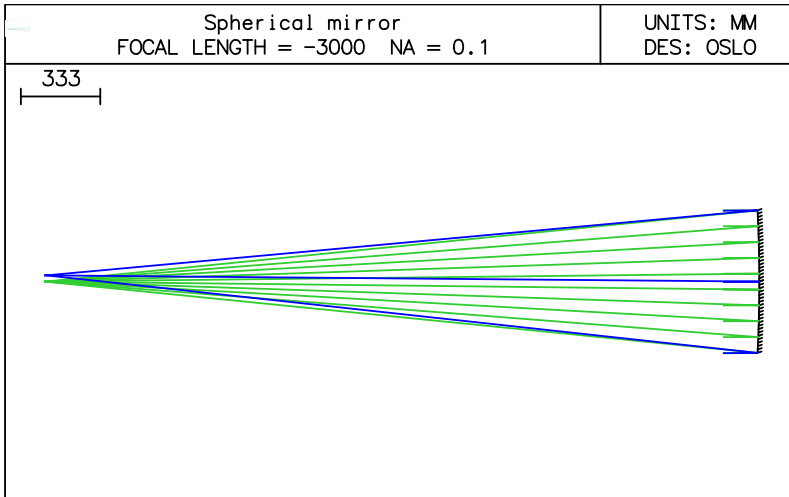
Obrázek C.2: Rozptylový diagram pro jednoduchou čočku na obr. C.1. Znáznornují se tři vlnové délky: $\lambda_1 = 587,6$ nm (znázorněna zeleně), $\lambda_2 = 486,1$ nm (modře), $\lambda_3 = 656,3$ nm (červeně); tři polohy obrazu: na ose, v úhlové vzdálenosti $0,35^\circ$ a $0,5^\circ$; a pět různých zaostření: od $-0,5$ mm, přes nominální ohnisko (0) po $+0,5$ mm. Vlevo dole je důležité měřítko (v tomto případě 4 mm). Čočka vykazuje především velkou barevnou vadu.



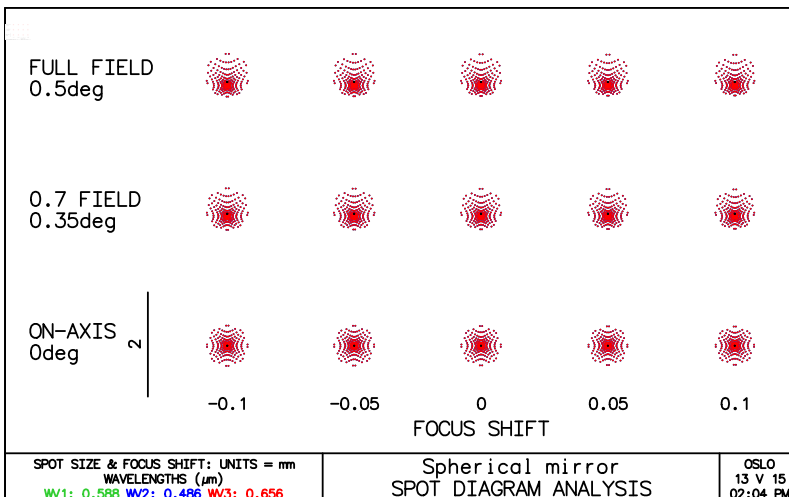
Obrázek C.3: Objektiv tvořený dvěma čočkami (dublet). První čočka je dvojevypuklá ze skla SK11 ($n_1 = 1,56384$), druhá dutovypuklá ze skla BK5 ($n_2 = 1,6727$). Efektivní ohnisková vzdálenost dosahuje $f = 3000$ mm. Parametry paprsků jsou totožné jako na obr. C.1.



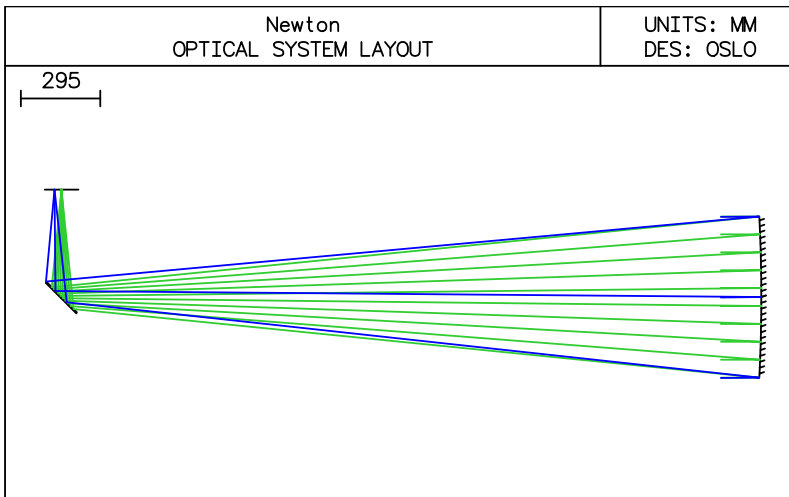
Obrázek C.4: Rozptylový diagram pro dublet na obr. C.3. Struktura je obdobná jako na obr. C.2. Barevná vada byla *podstatně* redukována (viz měřítko 0,1mm).



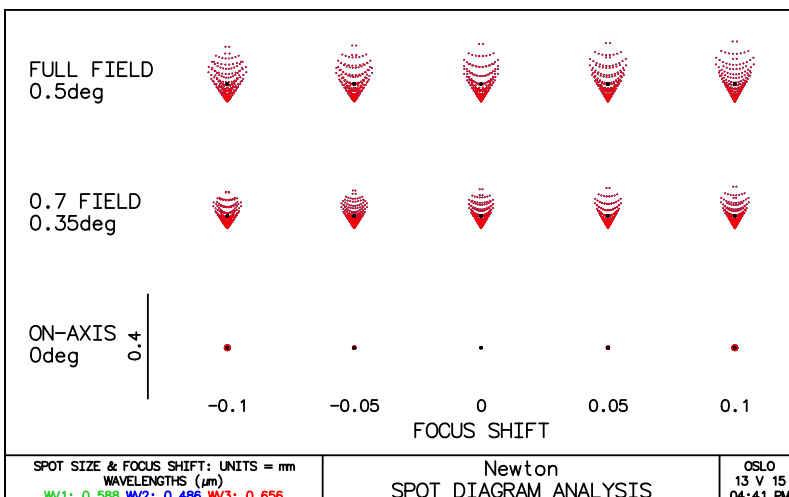
Obrázek C.5: Kulové zrcadlo s $D = 600$ mm, $R = 6000$ mm, $f = R/2 = 3000$ mm a světelnosti $D/f = 1/5$, čili $f/5$.



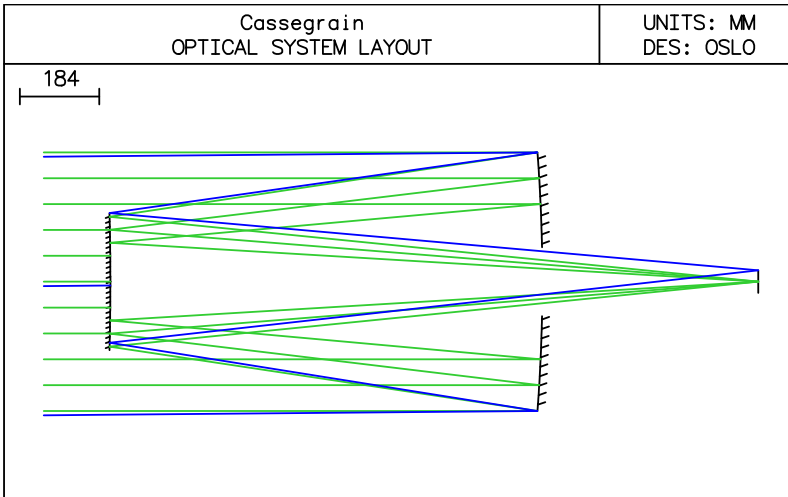
Obrázek C.6: Rozptylový diagram pro kulové zrcadlo na obr. C.5. Nejvíce je patrná kulová (sférická) vada.



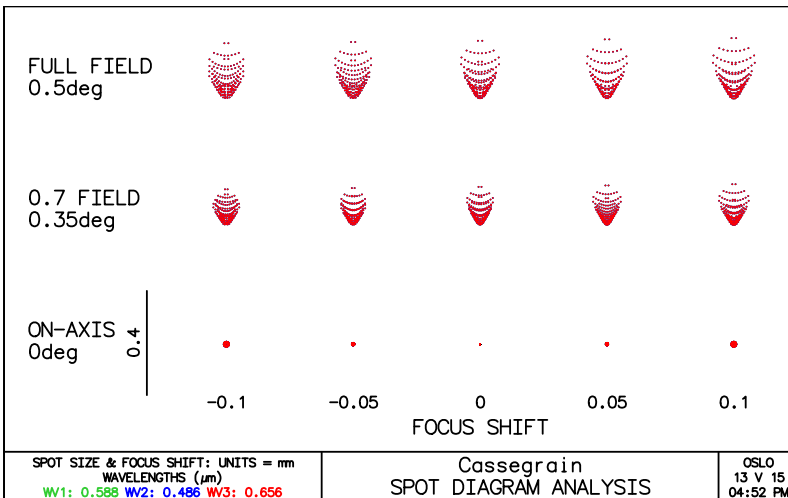
Obrázek C.7: Newtonův dalekohled s parabolickým primárním zrcadlem a sekundárním rovinným zrcátkem.



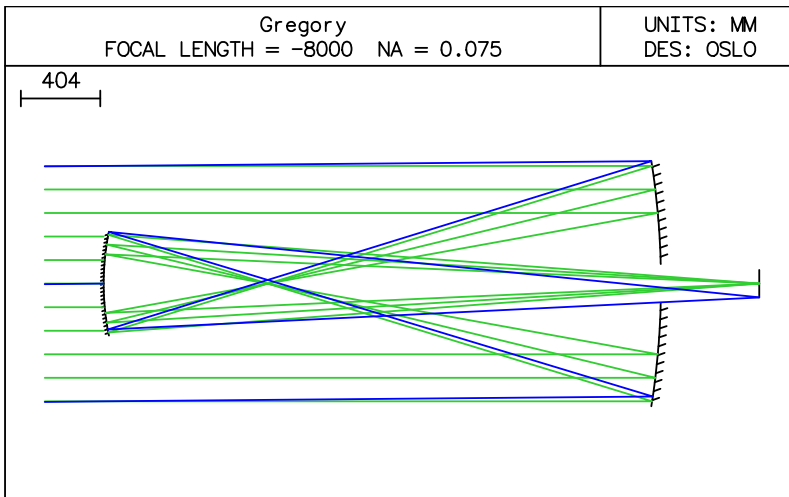
Obrázek C.8: Rozptylový diagram pro Newton na obr. C.7. Na ose dalekohled kreslí na difrakčním limitu (černý kroužek), ale mimo osu se značně projevuje koma.



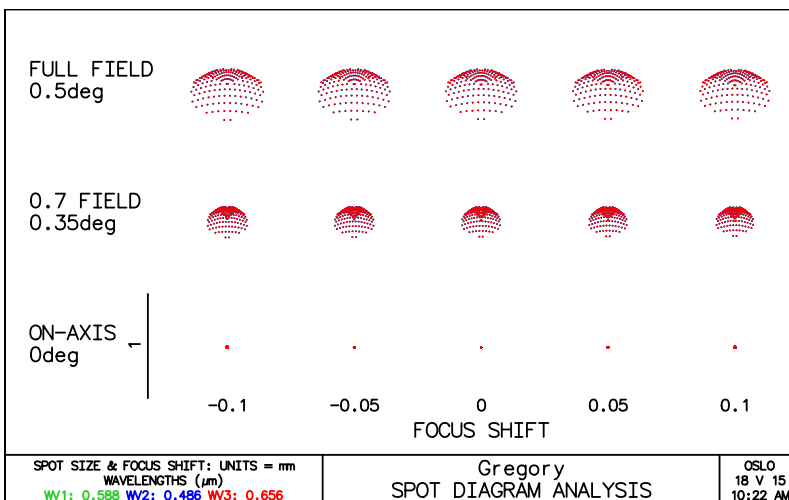
Obrázek C.9: Cassegrainův dalekohled tvořený parabolickým primárem a vypuklým hyperbolickým sekundárem. V klasické konfiguraci ohnisko paraboly koinciduje s jedním ohniskem hyperboly; pak platí následující vztahy: $f_2 = f_1(f_1 + b_{\text{ack}})/(f_{\text{eff}} + f_1)$, $ae = (f_1 + b_{\text{ack}})/2$, $a = ae - f_2$, $e = ae/a$, $b = a\sqrt{e^2 - 1}$, $R_2 = b^2/a$, $K_2 = -e^2$, kde volíme f_1 ohnisko primáru, f_{eff} výslednou (ekvivalentní) ohniskovou vzdálenost, b_{ack} vzdálenost ohniska za primárem; R_2 je potřebný poloměr křivosti sekundáru, K_2 Schwarzschildova konstanta kuželosečky.



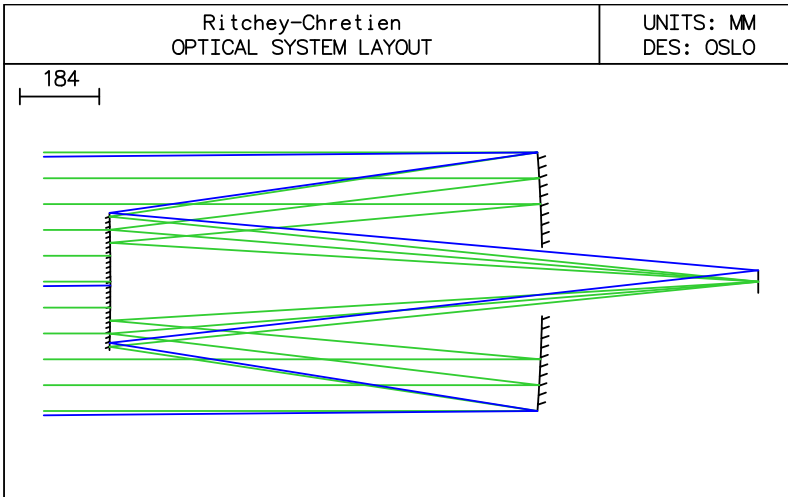
Obrázek C.10: Rozptylový diagram pro Cassegrain na obr. C.9. Opět je patrná koma.



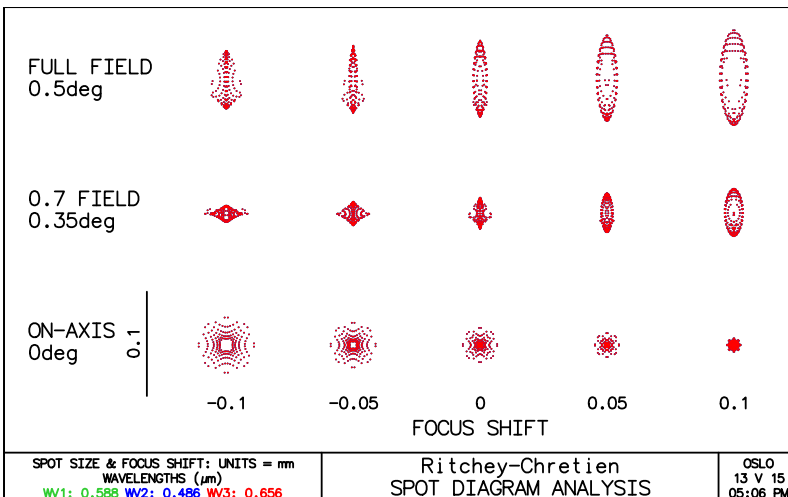
Obrázek C.11: Gregoryho dalekohled tvořený parabolickým primářem a dutým eliptickým sekundářem. V klasické konfiguraci ohnisko paraboly koinciduje s jedním ohniskem elipsy a platí vztahy: $f_2 = f_1(f_1 + b_{ack}) / (f_{e\ell} - f_1)$, $a = ae + f_2$, $b = a\sqrt{1 - e^2}$; ostatní jsou stejné jako u Cassegrainu.



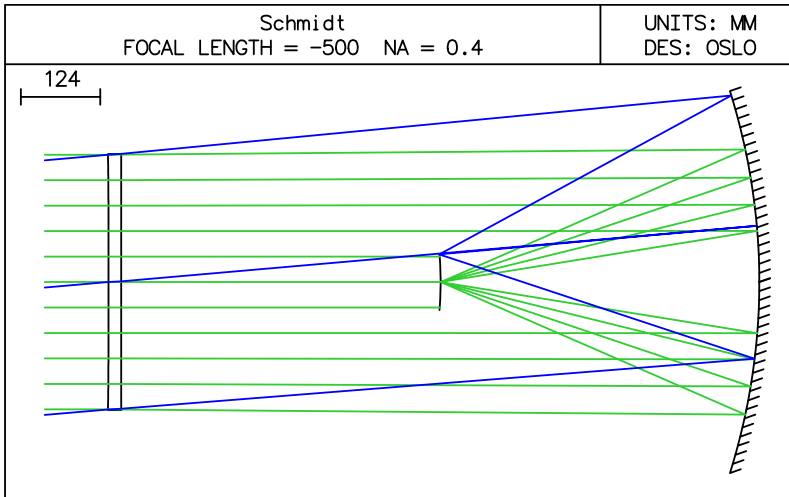
Obrázek C.12: Rozptylový diagram pro Gregoryho dalekohled na obr. C.11. Znovu je patrná koma.



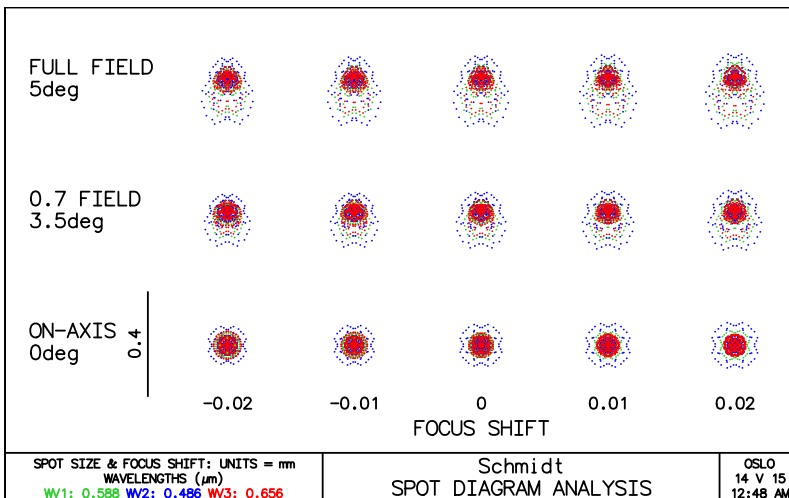
Obrázek C.13: Ritchey–Chrétienův dalekohled tvořený hyperbolickým primárem i sekundárem. Konstanty kuželoseček minimalizující aberace třetího řádu jsou $K_1 = -1 - 2/M^3 B/d_{ist}$, $K_2 = -1 - 2/(M-1)^3 (M(2M-1) + B/d_{ist})$, kde $M = f_{ef}/f_1$, $B = d_{ist} + b_{ack}$, $d_{ist} = f_1 - f_2$. Příkladem této konstrukce jsou HST, VLT, ATD.



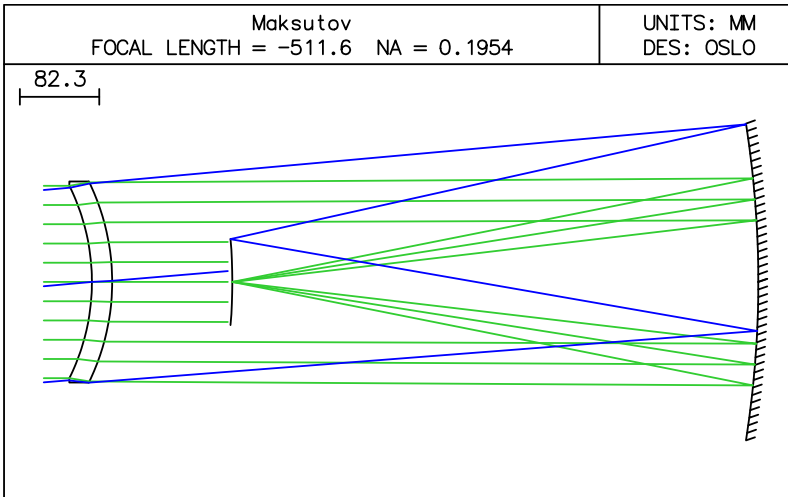
Obrázek C.14: Rozptylový diagram pro Ritchey–Chrétienův dalekohled na obr. C.13. Koma byla vhodnou volbou křivosti odstraněna, zde se projevuje astigmatismus. Na ose ovšem dalekohled nekreslí bezvadně.



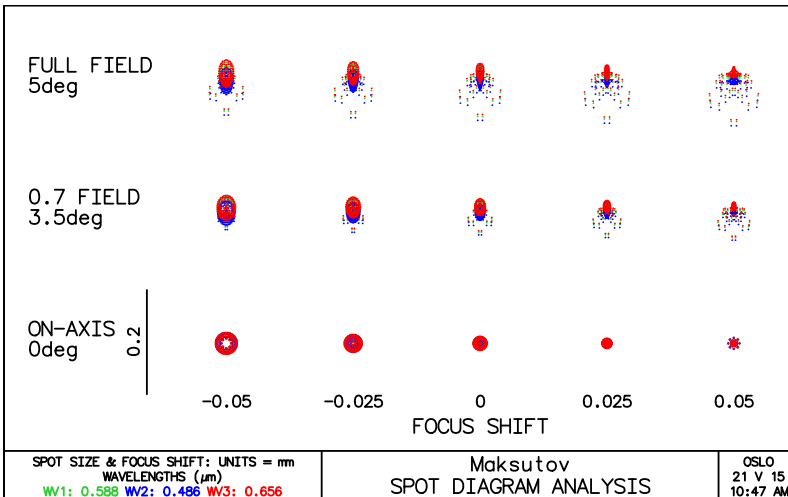
Obrázek C.15: Schmidtova komora sestávající z *asférické* korekční desky o průměru $D_0 = 400$ mm, jejíž složitý tvar není v tomto měřítku zřetelný, kulového primárního zrcadla $D_1 = 600$ mm a *kulové* ohniskové plochy. Modře je zobrazen rovnoběžný svazek vstupující pod úhlem 5° . Standardní asféra se popisuje polynomem $z = \kappa r^2 / (1 + \sqrt{1 - \kappa^2 (K + 1)r^2}) + a_4 r^4 + a_6 r^6 + a_8 r^8 + a_{10} r^{10}$, kde křivost $\kappa \equiv 1/R$; v tomto případě byly voleny koeficienty $a_4 = 3,825 \cdot 10^{-10}$, $a_6 = 1,34 \cdot 10^{-15}$, $a_8 = 1,404 \cdot 10^{-19}$, $a_{10} = 2,18 \cdot 10^{-24}$ (pro r v milimetrech).



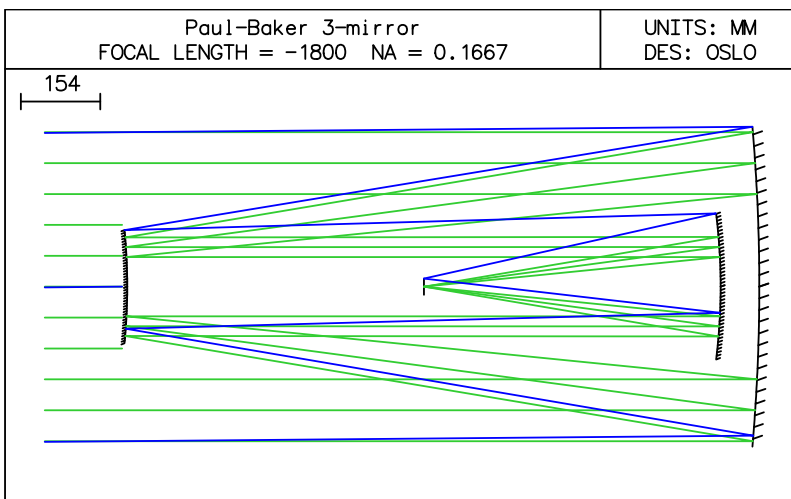
Obrázek C.16: Rozptylový diagram pro Schmidtovu komoru na obr. C.15. Kulová vada primárního zrcadla byla kompenzována korekční deskou, takže i daleko od osy (5°) jsou obrazy přijatelné.



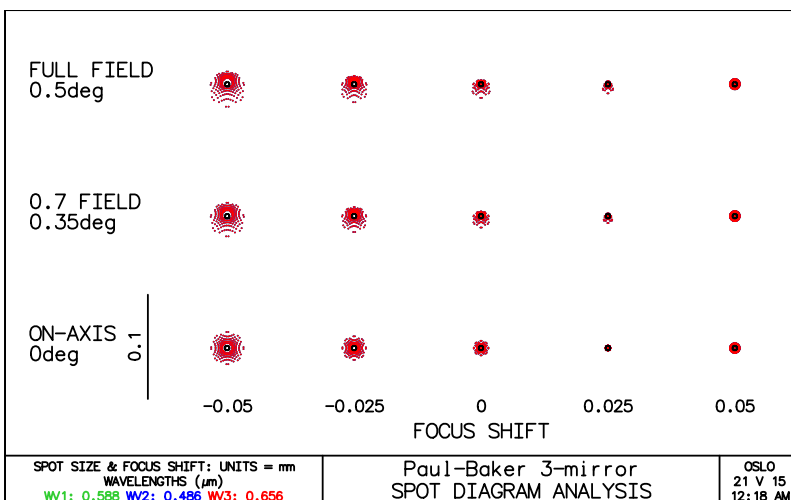
Obrázek C.17: Maksutovova komora sestávající z menisku, kulového primárního zrcadla a kulové ohniskové plochy. Optimální tloušťka menisku je $w = (R_1 - R_2) n^2 / (n^2 - 1)$. Modře je zobrazen rovnoběžný svazek vstupující pod úhlem 5° .



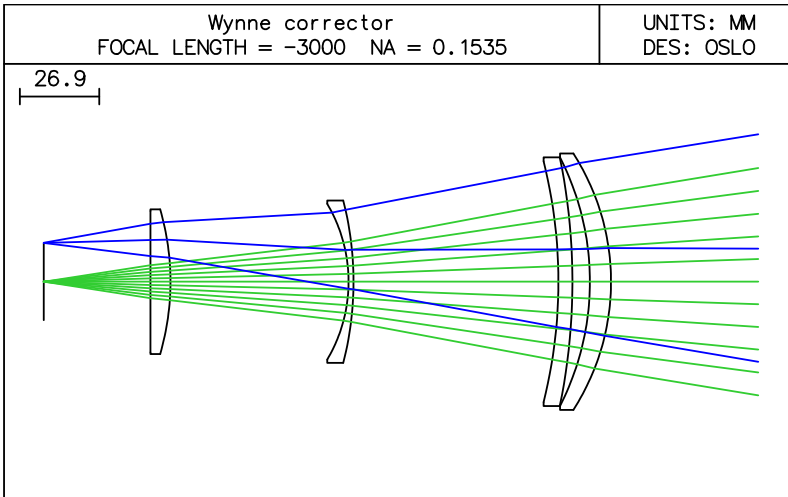
Obrázek C.18: Rozptylový diagram pro Maksutovovu komoru na obr. C.17. Kulová vada primárního zrcadla byla kompenzována meniskem.



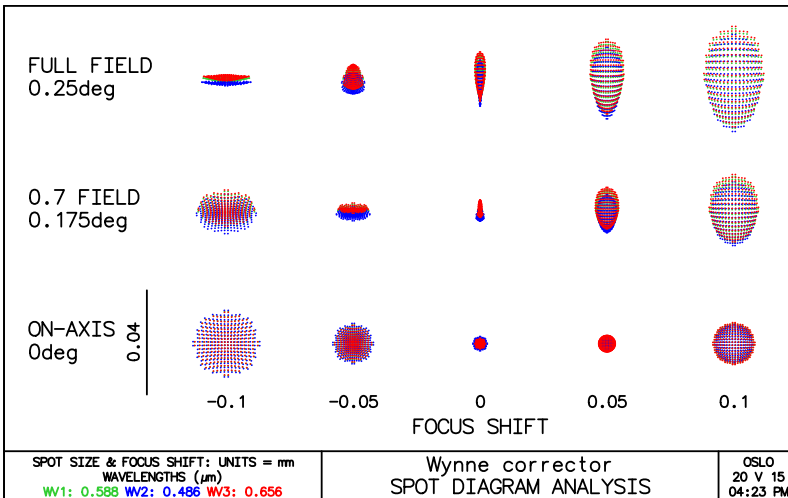
Obrázek C.19: Paul-Bakerův třízrcadlový dalekohled s parabolickým primárem, vypuklým kulovým sekundárem a dutým kulovým terciárem. Střed křivosti terciáru musí koincidovat se sekundárem a poloměry křivosti $R_3 = R_2$. Ohnisková plocha je kulová, $R = R_1/2$. Existují ovšem modifikace s rovňým polem nebo s korektory. Příklady? LSST, JWST, E-ELT!



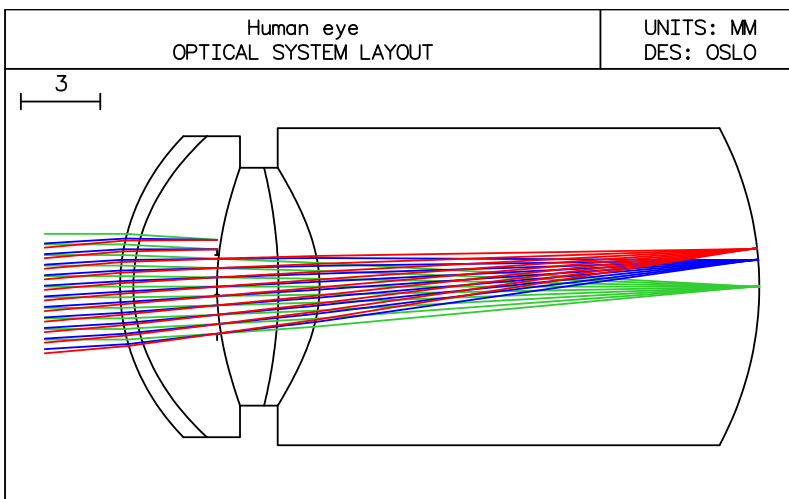
Obrázek C.20: Rozptylový diagram pro Paul-Bakerův dalekohled na obr. C.19. Všechny tři základní aberace (sférická, astigmatismus i koma) byly potlačeny. Vidíme též, že optimální ohnisko není paraxiální.



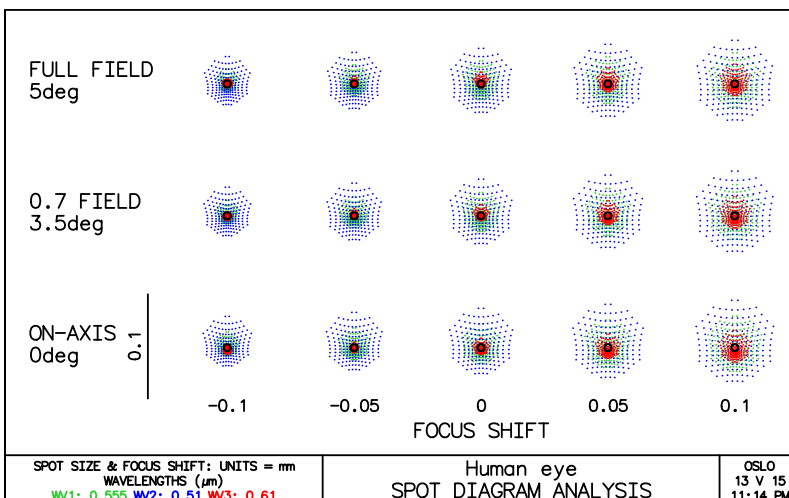
Obrázek C.21: Wynneho čtyřčočkový korektor pro parabolické zrcadlo. Zobrazen je detail, zprava přichází již konvergentní svazek. Poloměry křivosti jednotlivých rozhraní ($i = 2.9$) v milimetrech jsou $R_i = -80,78; -93,18; -210,02; -169,72; -110,52; -52,12; -88,75; \infty$; a vzdálenosti $d_i = -7,16; -5,91; -4,77; -69,53; -1,69; -60,45; -6,78; -33,83$. Korektor je umístěn 184,26 mm před ohniskem primáru. Všechny čočky jsou ze skla BK7 ($n = 1,5168$).



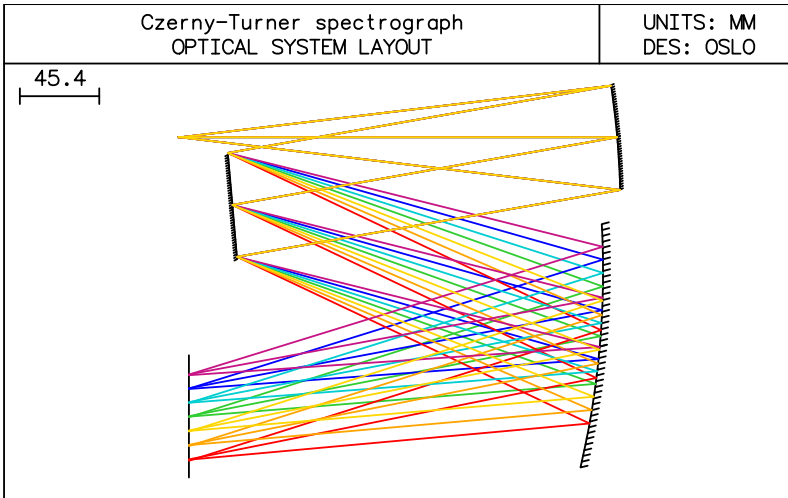
Obrázek C.22: Rozptylový diagram pro Wynneho korektor na obr. C.21. Do vzdálenosti $0,25^\circ$ od osy byla podstatně potlačena koma.



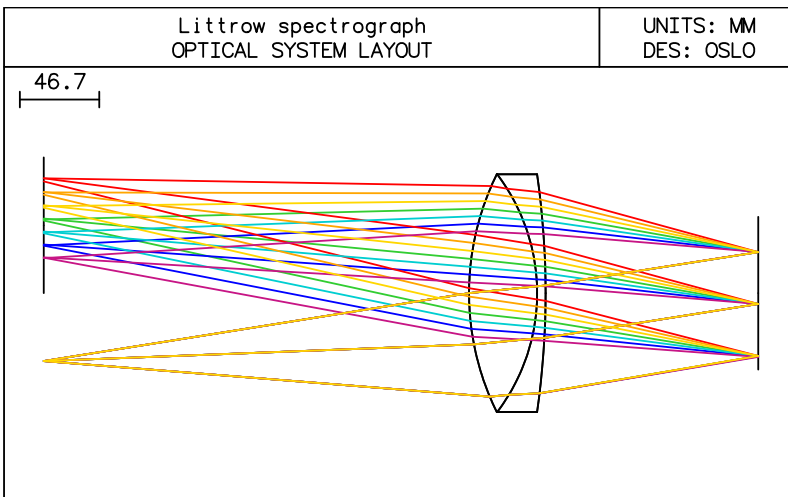
Obrázek C.23: Model lidského oka (Navarro 2009). Hlavní optické části jsou: (i) eliptická rohovka s konstantami kuželoseček $K_1 = -0,18$, $K_2 = -0,6$, (ii) komorová voda, (iii) hyperbolická čočka čili „dublet“ s proměnným indexem lomu a $K_3 = -3,88$, $K_4 = -2,3$, (iv) sklivce, (v) kulová sítnice. Indexy lomu prostředí jsou: $n_1 = 1,376$, $n_2 = 1,336$, $n_3 \approx 1,418$, $n_4 = 1,336$. Převzato z [37].



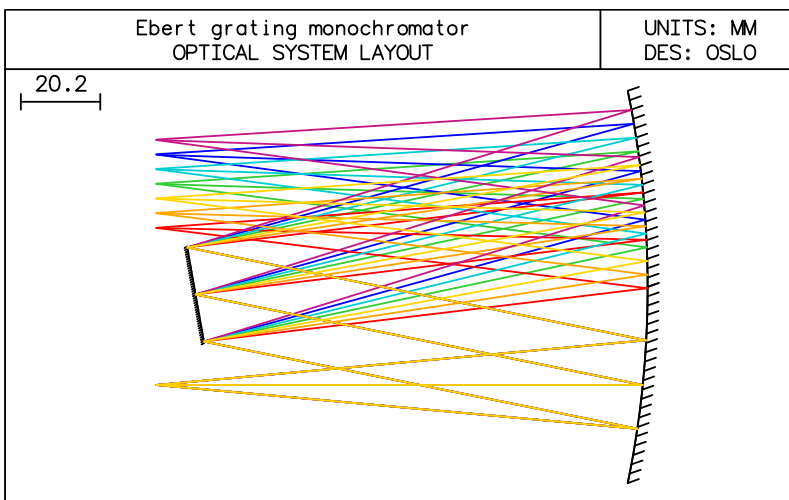
Obrázek C.24: Rozptylový diagram pro lidské oko na obr. C.23. Vidíme vlastním okem, že se jedná o velmi dobře korigovaný systém, pouze se zbytkovou barevnou vadou.



Obrázek C.25: Spektrograf typu Czerny–Turner se dvěma oddělenými zrcadly a difrakční mřížkou se 600 vrypy/mm, využívanou v 1. řádu. Na vstupu je štěrbin (nevyznačena), za kterou pokračuje rozbíhavý svazek.

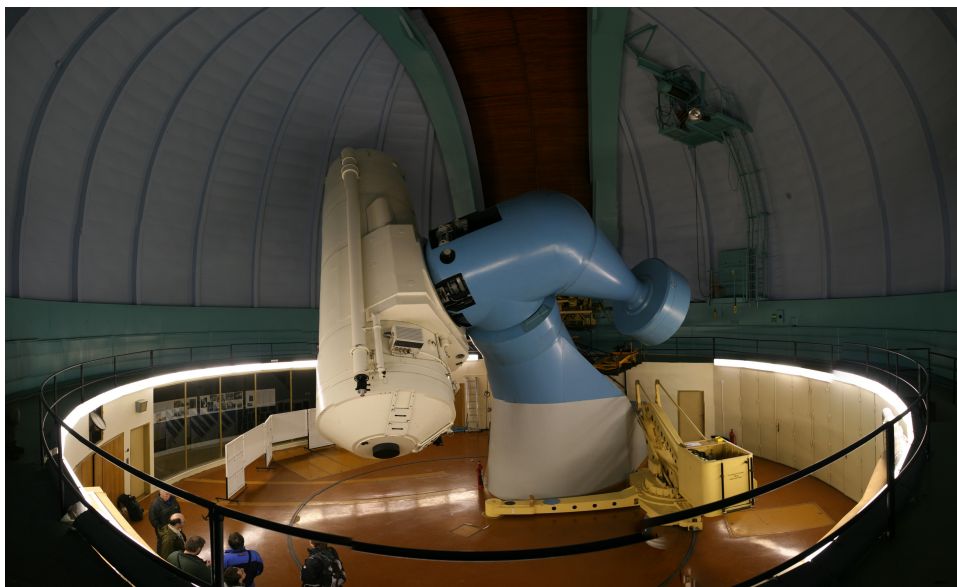


Obrázek C.26: Spektrograf typu Littrow s jedním dubletem, který slouží zároveň jako kolimátor a po odrazu od mřížky jako objektiv (kamery). V reálném provedení bývá f poněkud větší, ale to by nebylo tak názorné.



Obrázek C.27: Ebertův monochromátor, mající podobnou konstrukci jako spektrograf na obr. C.25, ale užívající jediné společné zrcadlo. Z polychromatického výstupního svazku se zvolená vlnová délka λ vybírá *druhou* štěrbinou umístěnou v ohniskové rovině zrcadla. Vzhledem k větším úhlům dopadu paprsků na zrcadlo se někdy musí korigovat astigmatismus dalšími prvky. Pro potlačení rozptýleného světla lze použít další monochromátor.

D Obrazová příloha



Obrázek D.1: Dvoumetrový dalekohled v Ondřejově, největší astronomický přístroj v České republice, byl vyroben firmou Carl Zeiss Jena. Primární zrcadlo o průměru $d = 2$ m má ohniskovou vzdálenost $f =$ m, při spektroskopickém pozorování v coudé ohnisku je ovšem $f = 64$ m. Montáž je rovníková německá (s protizávažím).



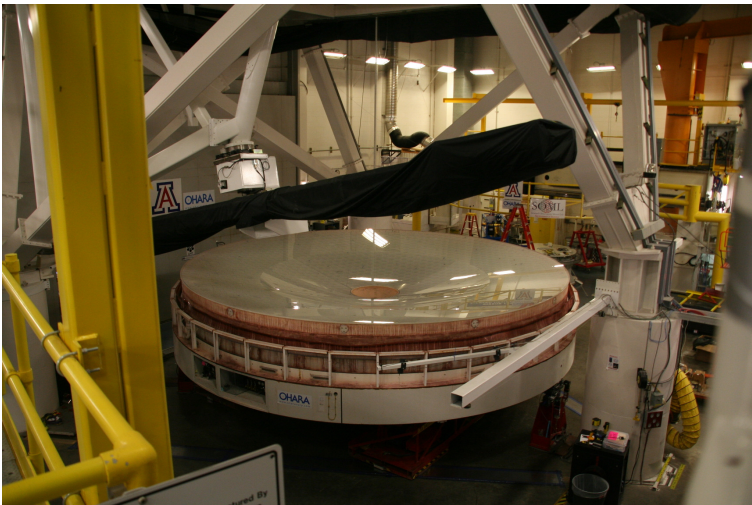
Obrázek D.2: Pětimetrový (200palcový) Haleův dalekohled na observatoři Mt. Palomar, největší dalekohled na rovníkové montáži, s podkovkovou konstrukcí, která dovoluje pozorování i v okolí pólu.



Obrázek D.3: Dalekohled Mayall na observatoři Kitt Peak. Průměr primárního zrcadla činí 4 m, použita byla varianta rovníkové vidlicové montáže.



Obrázek D.4: Sluneční dalekohled McMath–Pierce na observatoři Kitt Peak, s coelostatem o průměru zrcadla 1,54 m.



Obrázek D.5: Primární a zároveň terciární zrcadlo o průměru 8,4 m pro dalekohled LSST, při měření a leštění v Mirror Labu v Tucsonu.

Rejstřík

A/D převodník, 47, 107
aberrace, 22, 29
AD7671, 47, 48
adaptivní optika, 68, 75
ADU, 47, 109
AGASA, 105
Airyho disk, 33, 76
Airyho obrazec, 33, 76
akční potenciál, 54
aktivní optika, 68, 91
aktuátor, 68, 69, 91
anastigmat, 42
ANITA, 105
anténa, 85
aperturní fotometrie, 61
Arecibo, 86
aritmetický průměr, 11
astigmatismus, 71, 128
astrometrie, 61
ATMega128, 48
Atmel, 48
atmosféra, 37, 75
atmosférická hloubka, 108
atmosférický detektor, 105
atomové hodiny, 93
Auger, 110
autoguiding, 48

bílý proužek, 74
balónová astronomie, 97
barevná vada, 122
Bayesova věta, 57
Besselova funkce, 33
Besselova korekce, 12
binomické rozdělení, 13
bistabilní klopný obvod, 49
BK5, 123

BK7, 122
blízká infračervená astronomie, 41
blízké pole, 31
bleskový převodník, 107
buněčná membrána, 53

Cassegrainův dalekohled, 86, 126
Cauchyho rozdělení, 13
CCD, 46, 49
CCD kamera, 48
centrální teorém, 14, 15
centroid, 61
CIC, 109
clona, 24
coelostat, 79
Cooperův pár, 50
Czerny–Turnerův spektrograf, 134

částicový detektor, 105
čípky, 52
časová konstanta integrátoru, 88
Čerenkovova fluorescenční matice, 108
Čerenkovovo záření, 107
čerenkovský detektor, 101
čočka, 54, 122
čočková rovnice, 20
čtvrtvlnná destička, 64
čtvrtvlnný monopól, 85

D/A převodník, 47
dělič napětí, 47
deformace montáže, 44
dekonvoluce, 57
depolarizace, 64
detektor, 46
Dewarova nádoba, 88
diferenciální histogram, 11

- difrakce, 76, 86
difrakce na kruhovém otvoru, 29, 32
difrakce na mřížce, 35
difrakce na obdélníku, 33
difrakce na šěrbině, 33
difrakční jevy, 31
difrakční kříž, 35
difrakční limit, 29
digitálně analogový převodník, 47
dioda, 85
diodový usměřovač, 90
dipól, 86, 88
direktor, 85
doplnková pravděpodobnost, 57
Dopplerův jev, 79
dopplergram, 79
dráhový rozdíl, 32, 75
družice, 117
družicová pozorování, 97
dublet, 123
duhovka, 54
dvojhvězda, 74
dvojlom, 63
- E-ELT, 43, 131
Ebertův monochromátor, 135
EHF, 85
echeletový spektrograf, 62
eliptická polarizace, 63
evanescentní vlny, 31
extinkce, 37
- fáze, 85
Fabryho čočka, 59
Fabryho-Perotův spektrometr, 62
FFT, 79
filtr, 44
FIR, 95
flash-ADC, 107, 109
fluorescence, 107
fluorescenční detektor, 105
fluorid hořečnatý, 63
fotografická emulze, 52
fotometrie, 61, 107
- fotometrie PSF, 61
fotonásobič, 52, 107
fotonásobičová kamera, 107
fotopické vidění, 52
fotopsin, 52
fototransdukce, 56
Fourierův spektrometr, 62
Fourierova transformace, 28, 74, 79
Fraunhoferova difrakce, 31, 32
Fresnelova difrakce, 31
Friedův parametr, 29
FTS, 62
funkce rozptylu, 28
funkce viditelnosti, 74
- Gaia, 61
Gaisserův-Hillasův model, 108
gangliové buňky, 52
Gaussova optika, 19
Gaussovo normální rozdělení, 12
GBT, 42, 91
granulace, 29
gravitační vlna, 111
Green Bank Telescope, 86
Gregoryho dalekohled, 86, 127
Gregoryho mimoosový dalekohled, 91
- Hadamardovy masky, 59
helioseismologie, 79
Herschelův dalekohled, 51
Herschelův hranol, 79
heterodynní přijímač, 89
heterodynní přijímač, 87
HFET, 88
Hipparcos, 61
HiRES, 105
hlavní paprsek, 22
holografické mřížky, 62
hradlo, 49
hranolový spektrograf, 62
HST, 128
Huygensův princip, 72
Huygensův-Fresnelův princip, 31
hyperbolická čočka, 133

- hyperpolarizace, 55
- CHARA, 72
- chyba škálování, 22
- ideální optický systém, 19
- infračervená astronomie, 95
- interference, 88, 89
- interferometr, 72, 75, 93
- ipRGC, 52
- ITU, 87
- izomer, 56
- JFET, 89
- jiskrová komora, 101
- Josephsonův jev, 50
- Jouleova–Thomsonova expanze, 92
- JWST, 131
- KAF401e, 49
- kalcit, 65
- kalibrace, 107
- kalibrační buben, 107
- kalibrační zdroj, 107
- kanál Na^+ , 55, 56
- katalog, 61
- KID, 51
- kinetický induktační detektor, 51
- koherentní detektor, 85
- koherentní vlna, 88
- koma, 71, 105, 125
- komorová voda, 133
- komparátor, 47, 107
- konstanta kuželoščky, 25, 128
- kontrast, 73
- konvoluce, 28
- konvoluční teorém, 29
- korekční deska, 105
- korelační matice, 16
- koronograf, 79
- korpuskule, 105
- kovariance, 16
- krajní paprsek, 21
- kritická teplota, 50
- kruhová polarizace, 63
- kryogenické systémy, 88
- kryogenický detektor, 47
- křemen, 63
- kuželoščka, 25
- kulová vada, 124
- kulové vlny, 31
- Lagrangeův invariant, 20
- limit GZK, 110
- lineární polarizace, 63
- Littrowův spektrograf, 134
- lokální oscilátor, 87
- Lorentzovo rozdělení, 13
- LSST, 131
- Lyotův koronograf, 79
- měřicí stůl, 62
- magnetograf, 80
- Maksutovova komora, 130
- maser, 86
- melanin, 53
- melanopsin, 52
- membránový potenciál, 53
- meniskus, 130
- meteorický radar, 93
- metoda maximální entropie, 58
- mezifrekvence, 87, 90
- Mieho rozptyl, 107
- Michelsonův interferometr, 111
- mikrokontroler, 47–49
- milimetrová astronomie, 95
- mimoosový Gregoryho dalekohled, 86
- mimořádná vlna, 64
- minimální zmatení, 24
- mixer, 91
- mnohovláknová spektroskopie, 62
- modulátor, 67
- modulační přenosová funkce, 29
- monochromátor, 135
- montáž, 44
- mřížkový spektrograf, 62
- MSPS, 47
- MTF, 29
- náhodné veličiny, 16

- napájecí trychtýř, 87, 91
 napěťový standard, 48
 nejistoty, 15
 nekorelované veličiny, 16
 neostřená optika, 99
 nepodmíněná pravděpodobnost, 57
 nepolarizované záření, 63
 nepropagující vlny, 31
 neutrinový detektor, 103
 Newtonův dalekohled, 26, 125
 Nicolův hranol, 65
 NIR, 41
 NPOI, 72
 NTT, 68
- oblak HI, 86
 observatoře, 119
 obvod RLC, 89
 odchylky vlnoplochy, 22
 oko, 52, 54, 133
 okulár, 42
 OPD, 75
 operační zesilovač, 47, 49
 optická astronomie, 41
 OSLO, 24, 121
 oxid titaničitý, 88
- pásmo, 85
 pásmo Q, 91
 pásmová propust, 89
 půlvlnná destička, 64
 půlvlnný dipól, 85
 PAO, 109
 parabolická anténa, 86
 paraxiální optika, 19
 paraxiální paprsky, 20
 paraxiální raytracing, 21
 paraxiální zaostření, 24
 Paul–Bakerův dalekohled, 42, 131
 pavouk, 35
 Peltierův článek, 49
 Pierre Auger Observatory, 110
 pigmentové buňky, 53
 Planck, 92
- plazmová frekvence, 93
 podmíněná pravděpodobnost, 57
 podmnožina, 12
 Poissonovo rozdělení, 13
 pokrytí, 76
 polarimetrie, 63
 polarizace, 63
 poloměr křivosti, 25
 postranní laloky, 86
 Poyntingův vektor, 72
 pozemní detektor, 109
 průměr, 11
 pravděpodobnost, 57
 prevence ohřevu, 88
 předzesilovač, 87
 přenosová funkce, 28
 PSF, 28, 61
 Purkyňův jev, 52
- ráz, 88
 radar, 93
 radiální rychlost, 62
 radiativní část, 31
 radioastronomie, 85
 radioteleskop, 85
 Rayleighův rozptyl, 107
 Rayleighův rozptyl, 70
 raytracing, 21, 23
 reaktivní část, 31
 reflektor, 85
 refrakce, 39
 rektifikace, 62
 rentgenová astronomie, 99
 retinal, 54, 56
 retroreflektor, 91
 rezonanční válec, 111
 rhodopsin, 52
 Richardsonův–Lucyho algoritmus, 58
 Ritchey–Chrétienův dalekohled, 128
 rohovka, 133
 rovinné vlny, 31
 rozdělení pravděpodobnosti, 12
 rozostření, 22, 71
 rozptyl, 11, 103

- rozptyl průměru, 12
- řádná vlna, 64
- ředění ^3He v ^4He , 92
- sítnice, 52–54, 133
- safír, 63
- sample-and-hold, 48
- SAR, 93
- Savartova destička, 65, 67
- scintilační detektor, 101
- SDO, 81
- seeing, 29, 37, 76
- Seidelova optika, 22
- Seidelovy sumy, 23
- sférická vada, 124
- sférické funkce, 79
- Shackův–Hartmannův senzor, 69, 70
- SHF, 85
- Schmidtova komora, 105, 107, 129
- Schmittův spínač, 49
- Schott, 122
- Schwarzschildův zápis kuželoščky, 25
- Schwarzschildova konstanta, 25
- SIS, 85
- SK11, 123
- sklivec, 54, 133
- sklonění, 12
- skotopické vidění, 52
- slabá interakce, 103
- sledování paprsku, 21
- sledovač proužků, 75
- směrodatná odchylka, 11
- směrovost, 85
- směšovač, 87
- Snellův zákon lomu, 20
- solární konstanta, 15
- sorpční chladič, 92
- soubor, 12
- South Pole Telescope, 52
- spektrograf, 87
- spektroskopie, 62
- sprška, 105
- SPT, 42, 52, 86
- standardní asféra, 28, 129
- standardní hvězdy, 65
- statistika, 11, 57
- STJ, 50, 85, 88
- Stokesovy parametry, 64
- superhet, 87
- supersyntéza, 74
- supravodivý detektor, 47
- supravodivý přechodový detektor, 51
- supravodivý tunelovací spoj, 50
- supravodivost, 50
- suptratekutost, 92
- světelné znečištění, 37
- světločivné buňky, 52
- syntetická spektra, 62
- systémová sběrnice, 48
- systematická nejistota, 15
- šířka pásma, 88
- špičatost, 12
- tank, 109
- Taylorův rozvoj, 16
- Taylorova řada, 20
- tekutý dusík, 88
- tellurid bismutitý, 88
- teorém van Citterta a Zernikeho, 74
- TES, 51
- tip-and-tilt, 69, 75
- totální odraz, 63
- trychtýř, 86
- tunelový jev, 50
- tyčinky, 52
- UHECR, 105
- UHF, 85
- ultrafialová astronomie, 97
- umělá hvězda, 70
- útlum, 108
- uzavření fáze, 76
- vážený průměr, 11
- výstupní pupila, 20
- výtěžnost fluorescence, 108
- vakuový dalekohled, 82

Van der Waalsovy síly, 92
variance, 11
Vega, 16
VEM, 109
vertical equivalent muon, 109
VHF, 85
viditelnost, 67, 73
vinětace, 20
VLBI, 93
vlnoplocha, 22, 69, 75
vlnový šum, 87
vlnovod, 87
VLT, 67, 70, 128
VLTI, 72
vstupní pupila, 20
vyzařovací diagram, 86
vzdálené pole, 31
vzorkovací obvod, 48, 49
vzruch, 32, 72

Waldův cyklus, 54
WHT, 51
Wolterova zrcadla, 99
Wynneho korektor, 42, 132

X-shooter, 67

yagi, 85
Youngův experiment, 72

záření gama, 101
závěrka, 49
zadní laloky, 86
Zeemanův jev, 80
Zenerova dioda, 49
Zernikeho polynomy, 22, 70, 71
zesilovač, 87
zobrazení, 55
zobrazovací rovnice, 20
zpožďovací dráha, 72, 75
zpracování obrazu, 60
zrakový purpur, 54
zrcadlení, 85

Literatura

Obecná literatura, učebnice

- [1] Kitchin C.R. 2014 *Astronomical Techniques*, Taylor & Francis, Boca Raton, ISBN 978-1-4665-1115-6
- [2] Schroeder D.J. 2000 *Astronomical Optics*, Academic Press, San Diego, ISBN 0-12-629810-6
- [3] Sterken Ch., Manfroid J. 1992 *Astronomical Photometry. A guide*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, ISBN 0-7923-1776-9
- [4] Stix M. 2002 *The Sun. An Introduction*, Springer-Verlag, Berlin, ISBN 3-540-53796-1
- [5] Walker G. 1987 *Astronomical Observations: An Optical Perspective*, Cambridge University Press, Cambridge, ISBN 0-521-32587-0
- [6] Wilson R.N. 2007 *Reflecting Telescope Optics I: Basic Design Theory and its Historical Development*, Springer, Berlin, ISBN 978-3-540-40106-7
- [7] Wilson R.N. 1999 *Reflecting Telescope Optics II: Manufacture, Testing, Alignment, Modern Techniques*, Springer-Verlag, Berlin, ISBN 3-540-60356-5

Reference

- [8] Baker J.G. 1969 *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 5, 2, 261–272
- [9] Bardeen J., L.N. Cooper, J.R. Schrieffer 1957 *Phys. Rev.*, 108, 5, 1175–1205
- [10] Biochemie procesu vidění,
http://www.wikiskripta.eu/index.php/Biochemie_procesu_vidění
- [11] Bracewell R.N. 1962 *Radio astronomy techniques*, Handbuch der Physik, LIV, ed. Flügge, Springer Verlag, s. 41
- [12] Bradt H. 2004 *Astronomy Methods: A Physical Approach to Astronomical Observations*, Cambridge University Press, Cambridge, ISBN 0-521-36440-X
- [13] Cayrel M. 2012 *SPIE*, 8444, 69
- [14] Cooley J.W., Tukey J.W. 1965 *Math. Comput.*, 19, 297–301
- [15] Das P., R.B. Ouboter, K.W. Taconis 1965 *Low Temperature Physics LT9*, 1253

-
- [16] Flagg R.S. 2012 JOVE RJ1.1 Receiver Kit, http://radiojove.gsfc.nasa.gov/telescope/rcvr_manual.pdf
- [17] Freedman M.S., Lucas R.J., Soni B., von Schantz M., Munoz M., David-Gray Z. a spol. 1999 *Science*, 284, 5413
- [18] Ginzburg V.L., L.D. Landau 1950 *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki*, 20, 1064
- [19] Glindeman A. 2008 Introduction to spatial interferometry, ESO Garching
- [20] Goodman L.A. 1962 *J. Amer. Stat. Assoc.*, 57, 297, 54–60
- [21] Gross H., Zügge H., Peschka M., Blechinger F. 2007 *Handbook of Optical Systems, Volume 3, Aberration Theory and Correction of Optical Systems*. ISBN 978-3-527-40379-0
- [22] Hanson D., S. Hoover, A. Crites, P.A.R. Ade, K.A. Aird, J.E. Austermann, J.A. Beall a spol. 2013 *Phys. Rev. Lett.*, 111, 14, 141301
- [23] Hodgkin A.L., Huxley A.F. 1952 *J. Physiology*, 117, 4, 500–544.
- [24] Christensen–Dalsgaard J. 2002 *Rev. Mod. Phys.*, Arxiv, 0207.403v1
- [25] Jameson K.A., Highnote S.M., Wasserman L.M. 2001 *Psychonomic Bulletin and Review*, 8, 2, 244–261.
- [26] Jennison R.C. 1958 *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 118, 276–284
- [27] Josephson B.D. 1962 *Phys. Lett.*, 1, 251
- [28] Kopp G., Lean J.L. 2011 *Geophys. Res. Lett.*, 38, L01706
- [29] Labeyrie A. 1975 *Astrophys. J.*, 196, 71–75
- [30] Leanhardt A.E., T.A. Pasquini, M. Saba, S. Schirotzek, Y. Shin, D. Kielpinski, D.E. Pritchard, W. Ketterle 2003 *Science* 301, 5639, 1513–1515
- [31] Leskov I.B., Klenchin V.A., Handy J.W., Whitlock G.G., Govardovskii V.I., Bownds M.D., Lamb T.D., Pugh E.N., Arshavsky V.Y. 2000 *Neuron*, 27, 3, 525–537
- [32] Maksutov 1944 *J. Optical Society of America*, 34, 5
- [33] Millour F. 2008 Arxiv, 0804.2368v1
- [34] Monfardini A., A. Benoit, A. Bidaud, L. Swenson, A. Cruciani, P. Camus, C. Hoffmann, F.X. Désert a spol. 2011 *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 194, 24
- [35] Navarro R. 2009 *J. Optom.*, 2, 1, 3–18
- [36] Onnes H.K. 1911 *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, 12, 120
- [37] OSLO Edu Edition, Rev. 6.6.2, <http://www.lambdares.com/oslo-edu>
- [38] Purcell E.M. 1956 *Nature*, 178, 1449
- [39] Rucinski S.M., Pribulla T., van Kerkwijk M.H. 2007 *Astron. J.*, 134, 2353–2365
- [40] Sacek, V. 2006 *Amateur Telescope Optics*, <http://www.telescope-optics.net>
- [41] Seidel L. 1856 *Astron. Nach.*, 43, 19, 289–304

- [42] Siedentopf H., R. Zsigmondy 1902 *Ann. Phys.*, 315, 1, 1–39
- [43] Skou J.C. 1958 *Biochimica et Biophysica Acta*, 23, 394–401
- [44] Snik F., G. van Harten, R. Navarro, P. Groot, L. Kaper, A. de Wijn 2012 *SPIE*, 8446, 25
- [45] Šedivý P., Brož M. 1994 *Famdifr*,
<http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/~mira/famdifr/>
- [46] Wallace P. 2012 *Telescope Pointing*, <http://www.tpssoft.demon.co.uk/pointing.htm>
- [47] Wald G., Brown P.K., 1958, *Science*, 127, 222–227
- [48] *Webvision*, <http://webvision.med.utah.edu/>
- [49] Welford W.T. 1986 *Aberrations of Optical Systems*. Taylor & Francis, New York, ISBN 0-85274-564-8
- [50] Wells D.C. 2000 in *ASP Conf. Ser.*, 216, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*, eds. N. Manset, C. Veillet, D. Crabtree (San Francisco: ASP), 355
- [51] Wikipedia. <http://en.wikipedia.org>
- [52] Wyant J.C., Creath C. 1992 *Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology*. *Applied Optics and Optical Engineering*, 11, 29, 2–53, ISBN 0-12-408611-X
- [53] Wynne C.G. 1968 *Astron. J.*, 152, 3, 675–694
- [54] Young T. 1800 *Outlines of experiments and inquiries respecting sound and light*, *Phil. Trans.*, London
- [55] Penzias A.A., Wilson R.W. 1965 *Astrophys. J.*, 142, 1, 419–421.
- [56] Staelin D. 2003 <http://ocw.mit.edu/courses/electrical-engineering-and-computer-science/6-661-receivers-antennas-and-signals-spring-2003/>
- [57] Druckmüller M, S.R. Habbal, H. Morgan 2014 *Astrophys. J.* 785, 14–21
- [58] Starck J.-L., F. Murtagh 2002 *Astronomical Image and Data Analysis*, Springer, Berlin, ISBN 978-3-662-04908-2
- [59] Richardson W.H. 1972 *J. Opt. Soc. America*, 62, 1, 55–59
- [60] Lucy L.B. 1974 *Astron. J.*, 79, 6, 745–754
- [61] Temerinac-Ott M. 2010 *Technical Report 260*, Univ. Freiburg
- [62] Pruksch M. F. Fleischmann 1998 in *Astronomical Data Analysis Software and Systems VII*, *A.S.P. Conf. Series*, 145, eds. R. Albrecht, R.N. Hook a H.A. Bushouse, p. 496
- [63] Högbom J.A. 1974 *Astron. Astrophys. Suppl.*, 15, 417–427
- [64] Abraham J., M. Aglietta, I.C. Aguirre, M. Albrow, D. Allard, I. Allekotte, P. Allison, J. Alvarez Muñiz a spol. 2004 *Nucl. Instr. Met. Phys. Res.*, A523, 50–95
- [65] Abraham J., P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, D. Allard, I. Allekotte,

-
- J. Allen a spol. 2008 *Phys. Rev. Lett.*, 101, 061101
- [66] Abraham J., P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, E.J. Ahn, D. Allard, I. Alkotte a spol. 2010 *Nucl. Instr. Met. Phys. Res.*, 620, 227–251
- [67] de Oliveira M.A.L. 2004 *Braz. J. Phys.*, 34, 4
- [68] Bird D.J., S.C. Corbato, H.Y. Dai, J.W. Elbert, K.D. Green, M.A. Huang, D.B. Kieda a spol. 1994. *Astrophys. J.*, 441, 1, 144–150
- [69] Grebe S. 2004 Properties of the surface detector data recorded by the Pierre Auger observatory, M.Sc. Thesis, Univ. Siegen
- [70] Monasor M. 2008 Energy calibration of the Pierre Auger Observatory. Measurement of the spectrum of Ultra-High Energy Cosmic Rays, Ph.D. Thesis, Univ. Alcalá