Problémy slunečních pozorování a úvod do jejich zpracování

Jan Kára

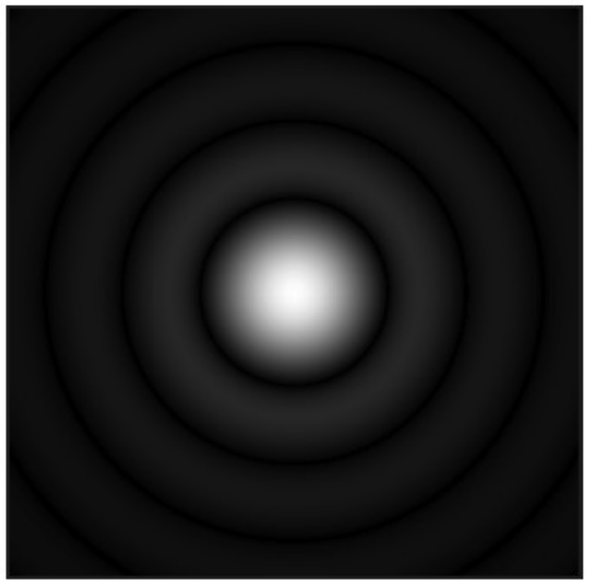
Problémy (nejen) spektroskopických pozorování

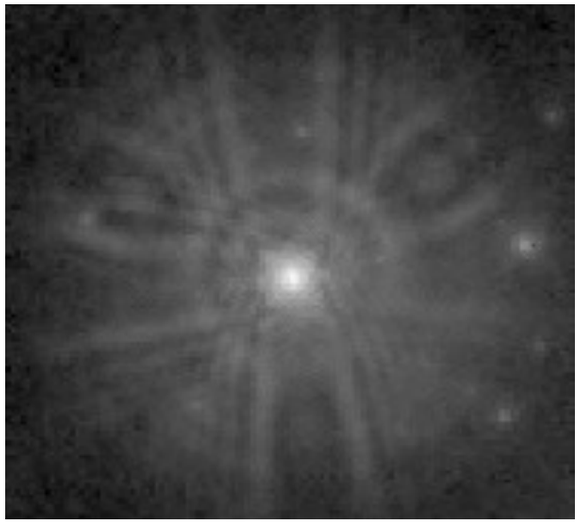
- Pozorujeme-li dalekohledem: difrakční jevy, rozptýlené světlo, aberace
- Pozorujeme-li ze Země: seeing
- Ideální volba expoziční doby, šum
- Plánování pozorování: skenování (velikost oblasti vs. prostorové a časové rozlišení, limity na čip detektoru)
- Problémy CCD kamer:
    - Temný proud
    - Kosmiky
    - Nerovnoměrná citlivost: rovný snímek
- Redukce spekter

Difrakce

- Ohybové jevy na apertuře objektivu a jiných aperturách (clonkách) v optickém svazku
- Point Spread Function

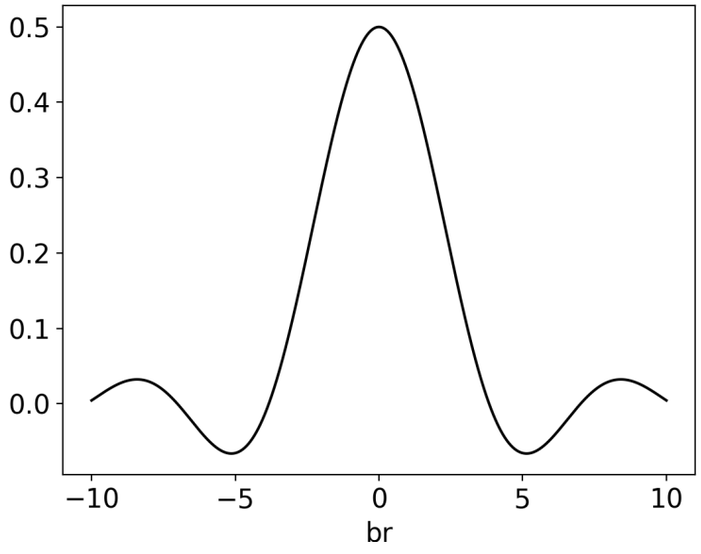
$$PSF(r) = \frac{J_1(br)}{br}, \quad b = \frac{\pi D}{\lambda f}$$

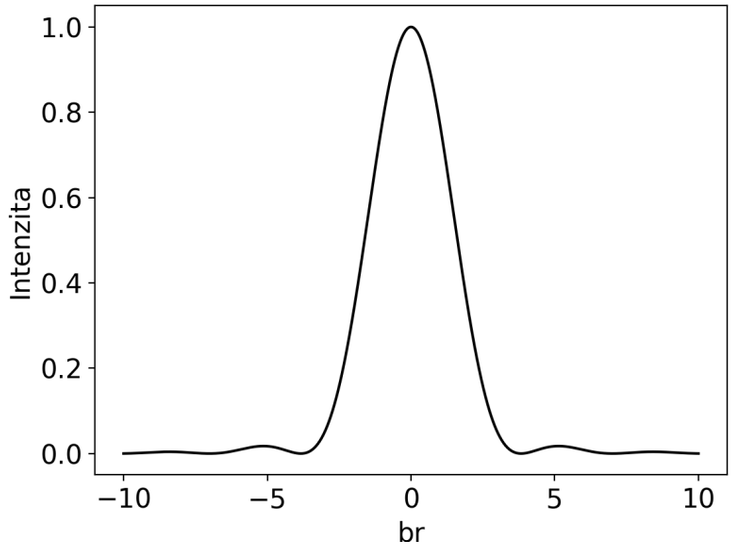




- Airyho disk

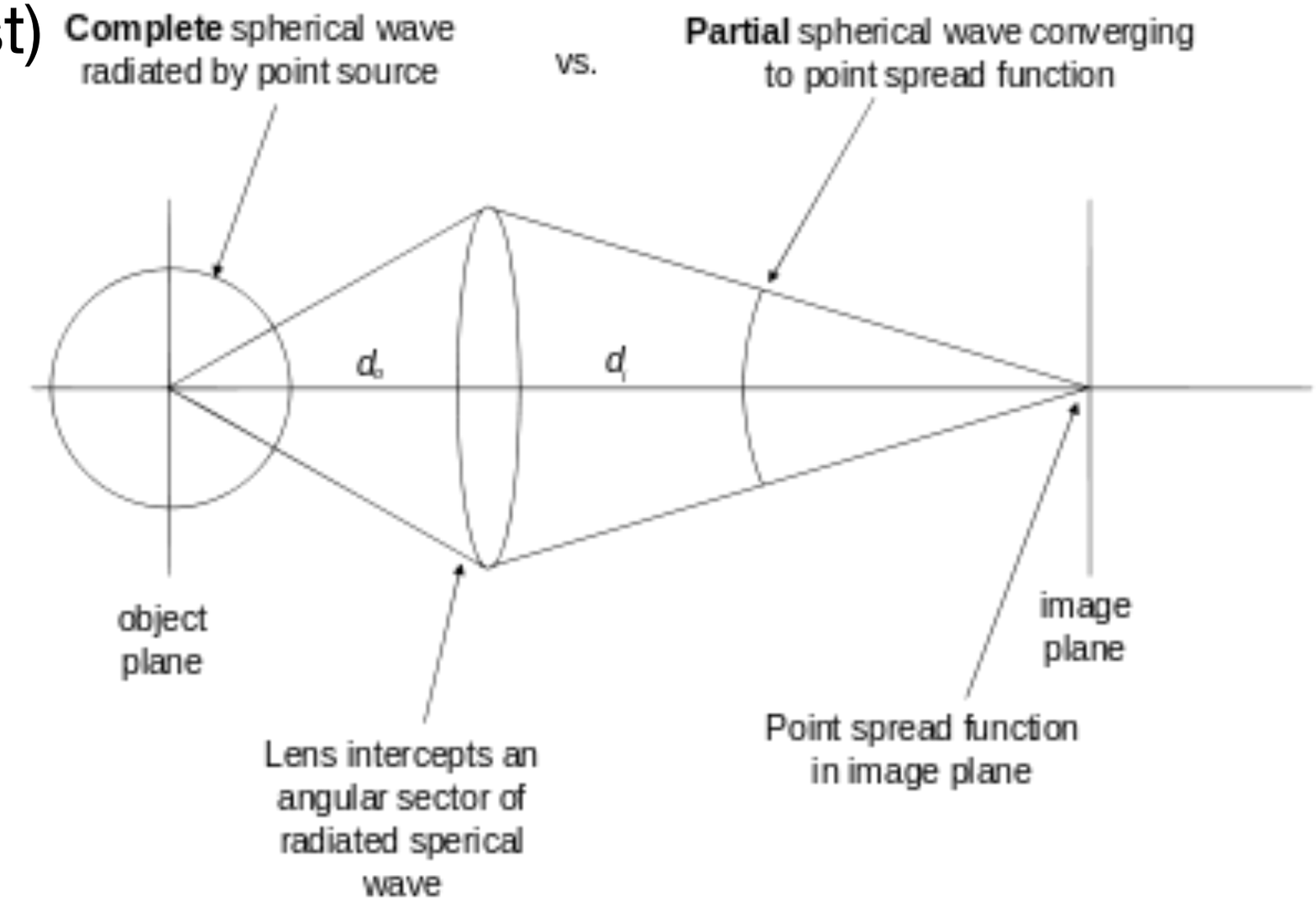
$$\alpha = \frac{3{,}823}{\pi} \frac{\lambda}{D}$$





Vznik PSF

Pouze určitá část sférické vlny projde optickou soustavou – cut-off v k prostoru (ořezání sférické vlny). Zmenšení Airyho disku: větší objektiv nebo menší zvětšení (tedy ohnisková vzdálenost)



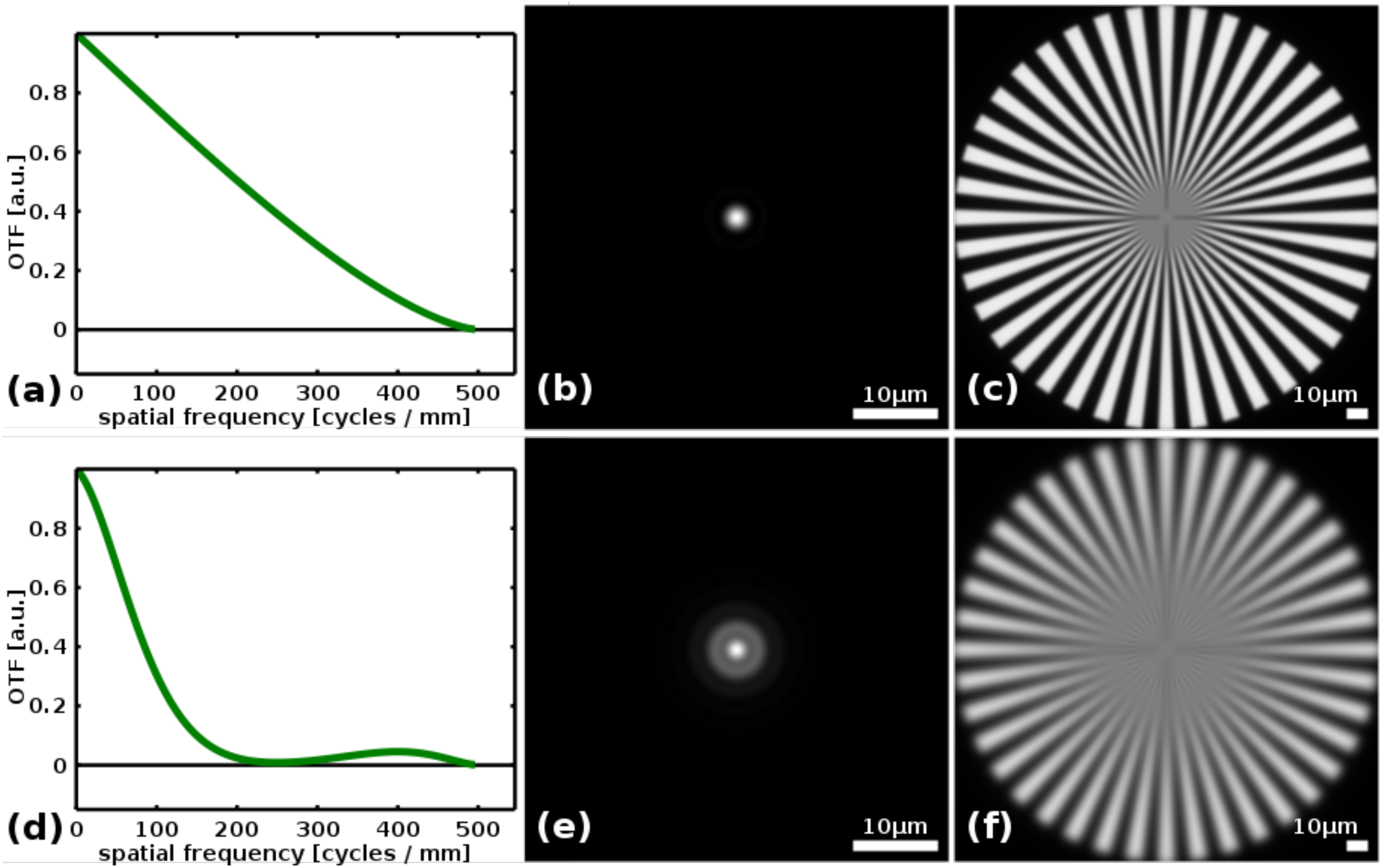
PSF

- Obecně závisí na poloze – **anizoplanatismus**
- Oblast, kde lze PSF považovat za konstantní - **izoplanatická plocha**
  - typicky velmi malá, kolem 5”
- Optical Transfer Function, *OTF=FT(PSF)*
- Modulation Transfer Function, *MTF=|FT(PSF)|*

$$MTF_D(k) = \frac{2}{\pi}\left[\arccos\left(\frac{k}{k_m}\right) - \frac{k}{k_m}\sqrt{1-\left(\frac{k}{k_m}\right)^2}\right]$$

- *k* cut-off $k_m = b/\pi, \;\; MTF_D = 0 \;\; \text{pro} \;\; k \geq k_m$

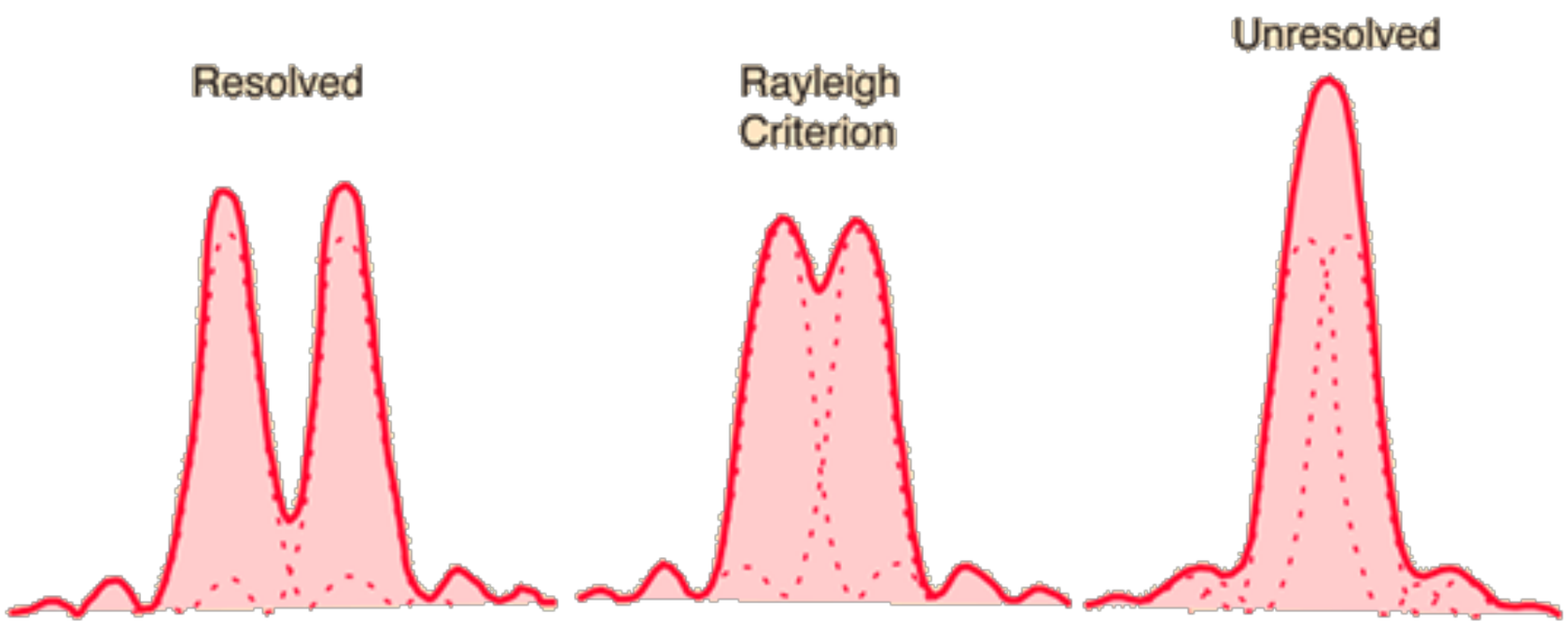
PSF/MTF/OTF


OTF [a.u.]
0.8
0.6
0.4
0.2
0
(a)
0
100
200
300
400
500
spatial frequency [cycles / mm]
(b)
10µm
(c)
10µm
OTF [a.u.]
0.8
0.6
0.4
0.2
0
(d)
0
100
200
300
400
500
spatial frequency [cycles / mm]
(e)
10µm
(f)
10µm

Rayleighovo rozlišení

- Dva stejně jasné body na obloze mohou být rozlišeny v případě, že maximum Airyho disku prvního bodu a minimum Airyho funkce druhého bodu jsou stejné

$$\Delta\theta = 1,22\frac{\lambda}{D}$$



Aberace

Rovinná monochromatická vlna

$$E(\mathbf{r},t)=E_0 \exp[i(\omega t-\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})]$$

prochází dalekohledem, fyzika i nedokonalosti ustavují fázový posuv v šíření signálu

Na detektoru pozorujeme porušenou vlnu

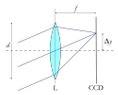
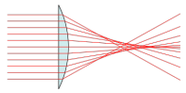
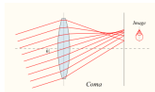
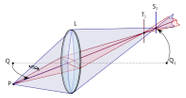
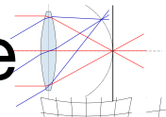
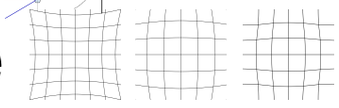
$$E'(\mathbf{r},t)=E_0 \exp[i(\omega t-\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\phi(\mathbf{r},t))]$$

$\phi(\mathbf{r},t)$ je vliv dalekohledu na vlnoplochu – **aberace**

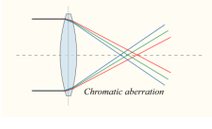
Aberace = odchylka chování dalekohledu od přiblížení paraxiální optikou

Aberace

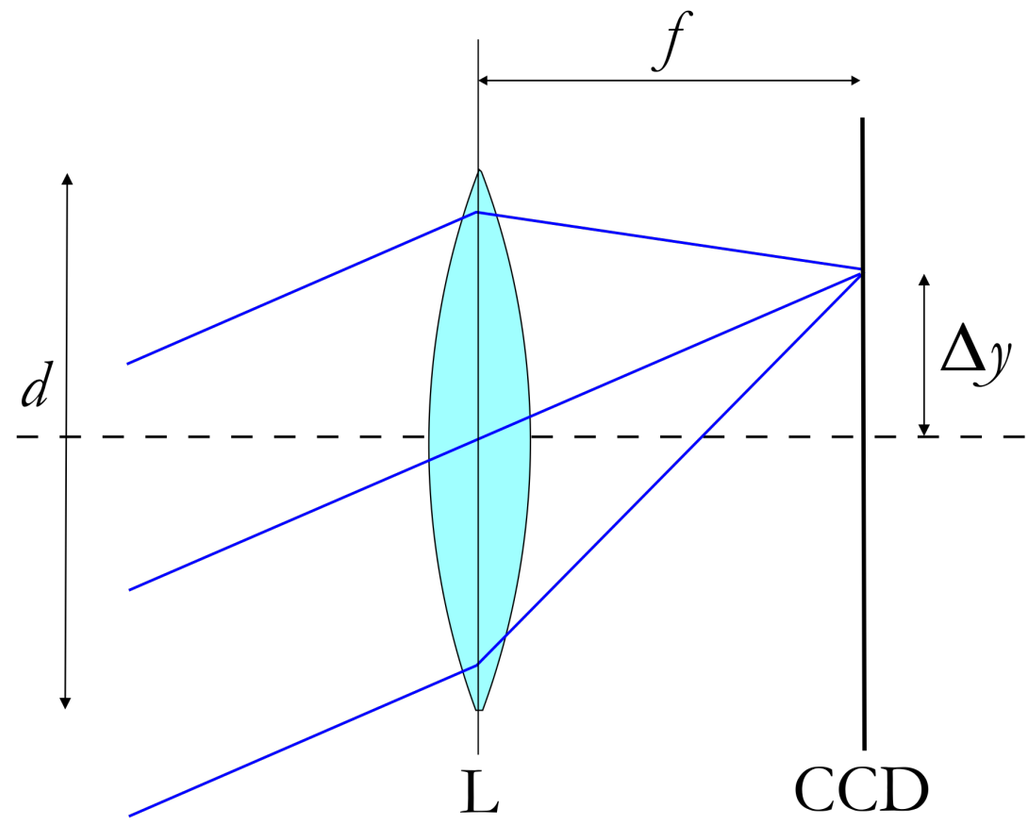
Monochromatické

- Offset
- Sklon 
- Sférická aberace 
- Koma 
- Astigmatismus 
- Zklenutí pole 
- Zkřivení pole 
  - Např. polšťářová deformace, sudová deformace

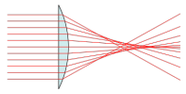
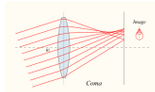
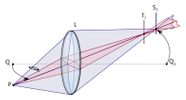
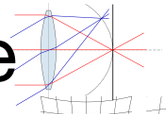
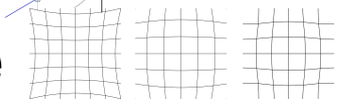
Chromatické



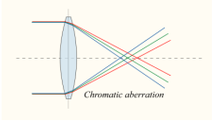
Aberace



Monochromatické

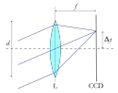
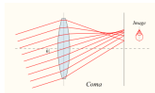
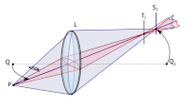
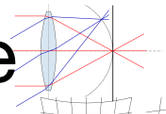
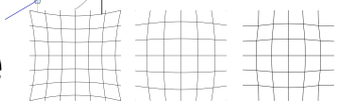
- Offset
- **Sklon**
- Sférická aberace 
- Koma 
- Astigmatismus 
- Zklenutí pole 
- Zkřivení pole 
  - Např. polšťářová deformace, sudová deformace

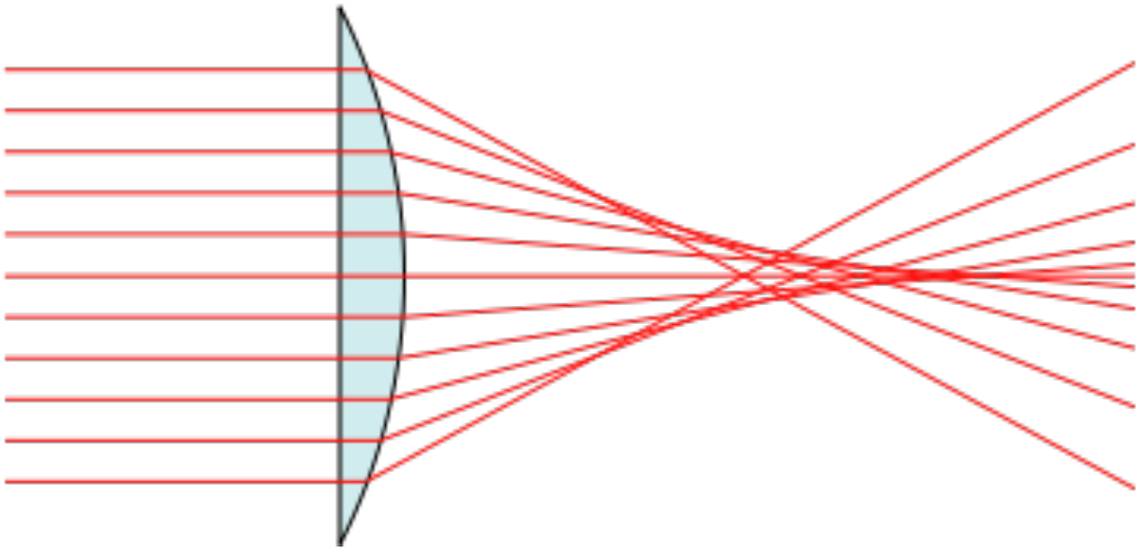
Chromatické



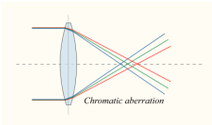
Aberace

Monochromatické

- Offset
- Sklon 
- **Sférická aberace**
- Koma 
- Astigmatismus 
- Zklenutí pole 
- Zkřivení pole 
  - Např. polšťářová deformace, sudová deformace

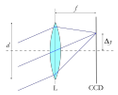
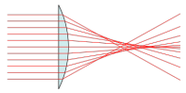
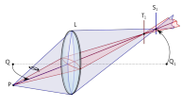
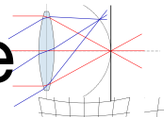
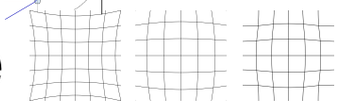


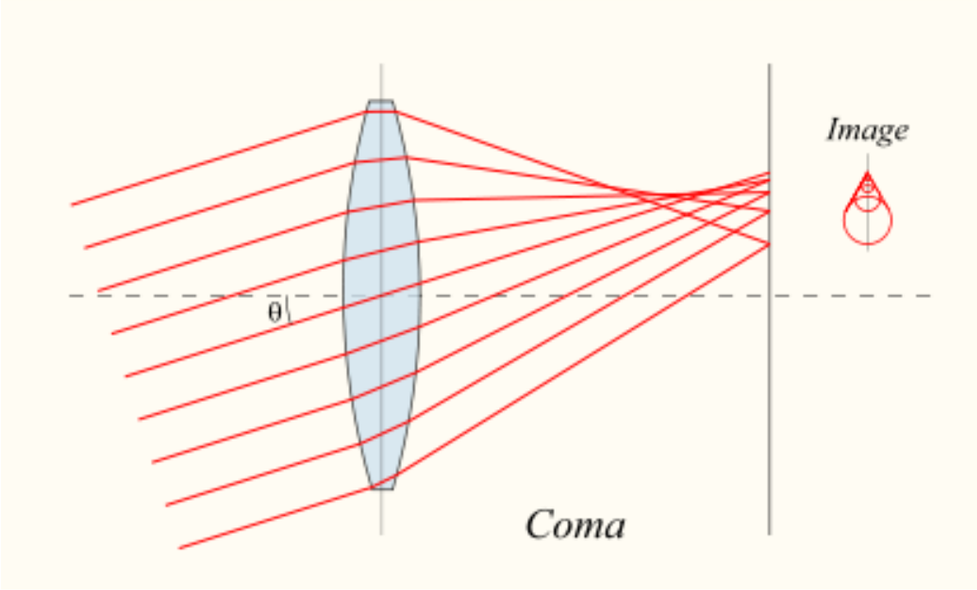
Chromatické



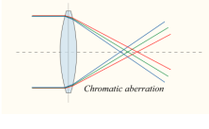
Aberace

Monochromatické

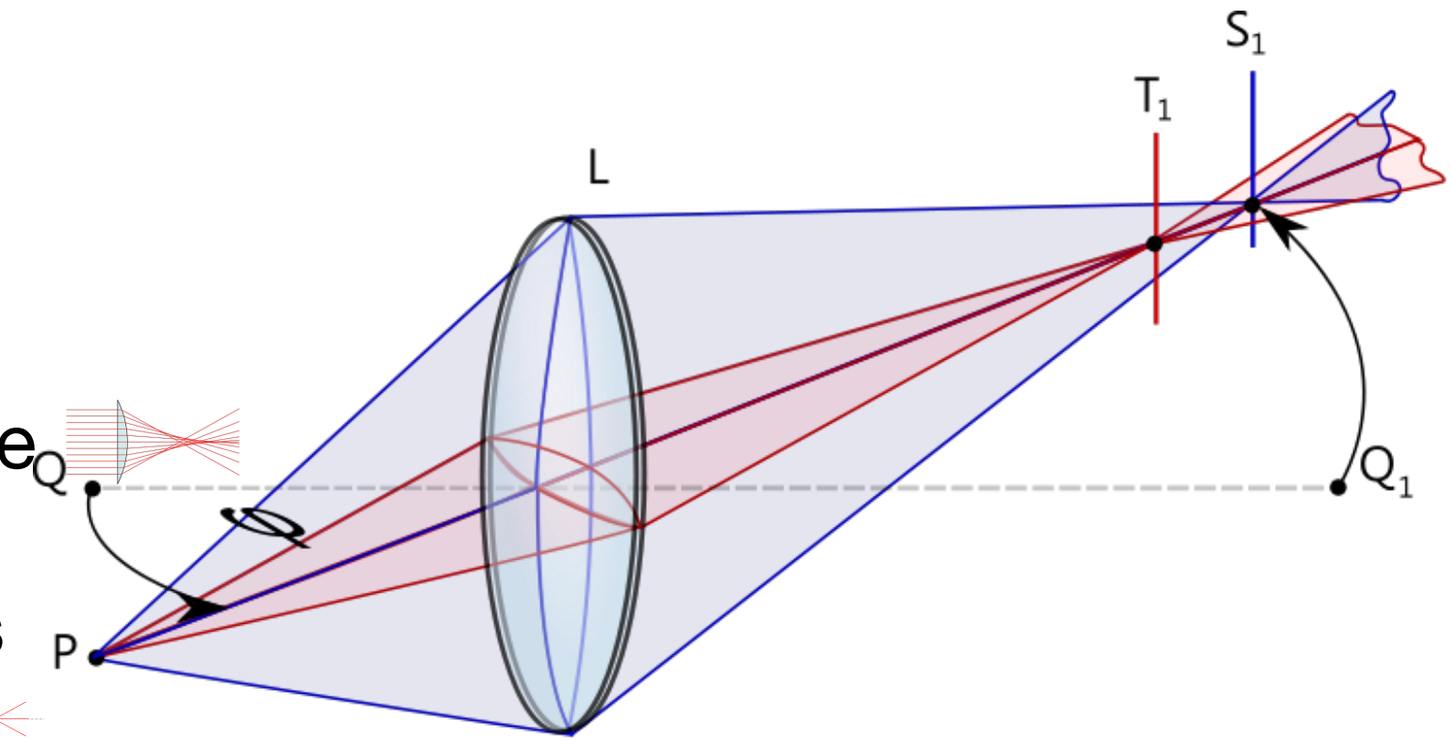
- Offset
- Sklon 
- Sférická aberace 
- **Koma**
- Astigmatismus 
- Zklenutí pole 
- Zkřivení pole 
  - Např. polšťářová deformace, sudova



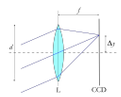
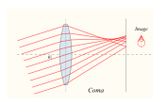
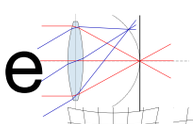
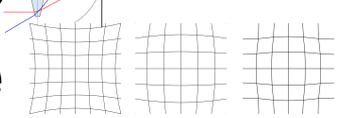
Chromatické



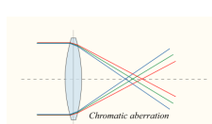
Aberace



Monochromatické

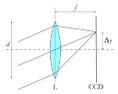
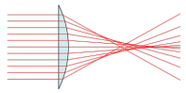
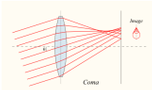
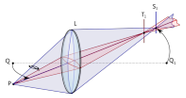
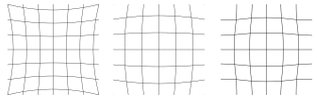
- Offset
- Sklon 
- Sférická aberace
- Koma 
- **Astigmatismus** 
- Zklenutí pole
- Zkřivení pole 
  - Např. polšťářová deformace, sudová deformace

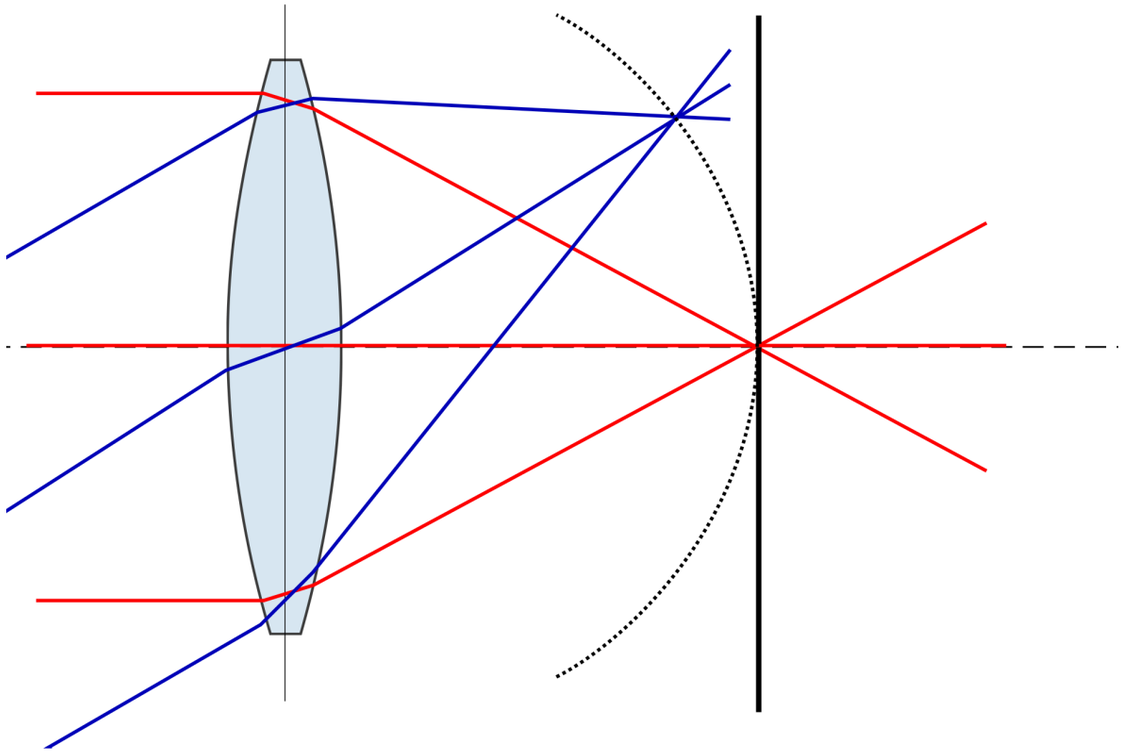
Chromatické

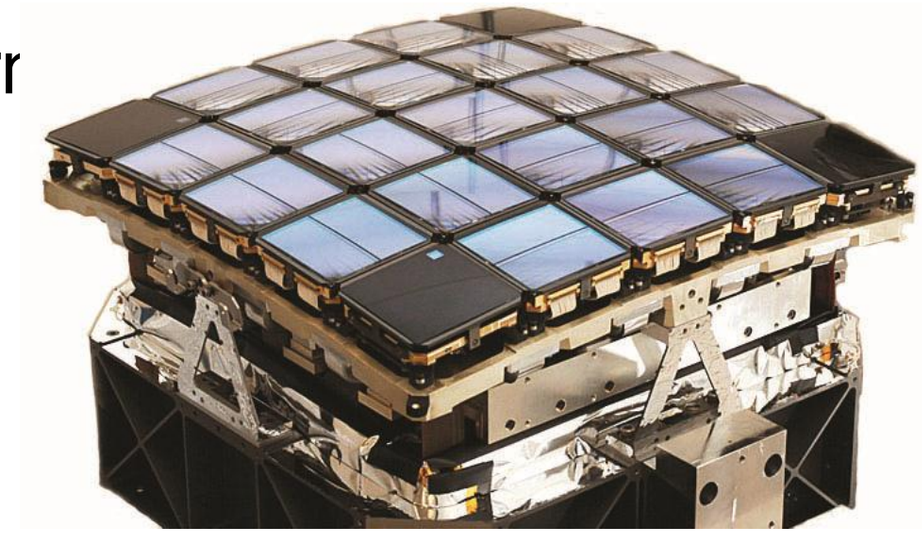


Aberace

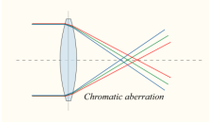
Monochromatické

- Offset
- Sklon 
- Sférická aberace 
- Koma 
- Astigmatismus 
- **Zklenutí pole**
- Zkřivení pole 
  - Např. polšťářová deforr



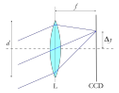
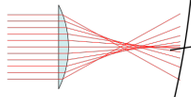
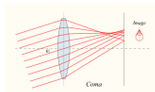
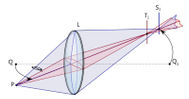
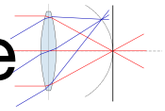


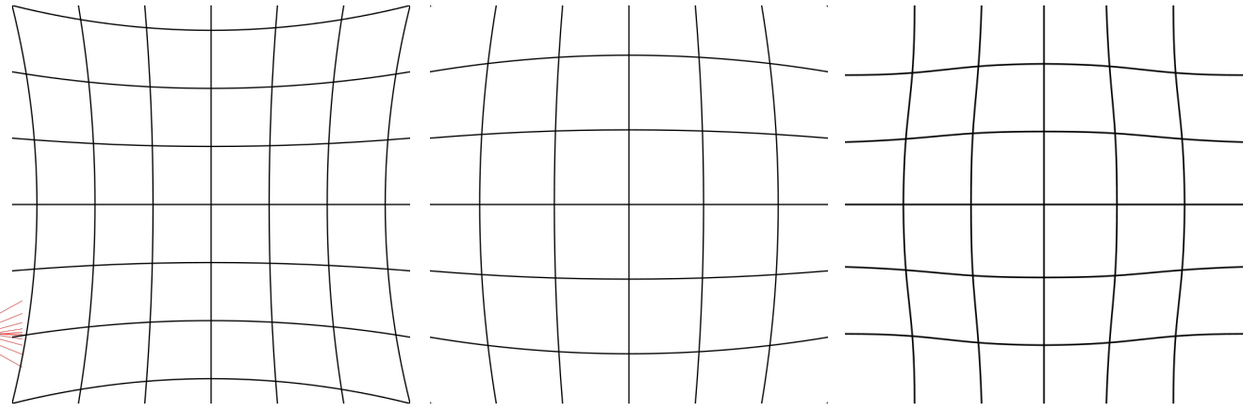
Chromatické

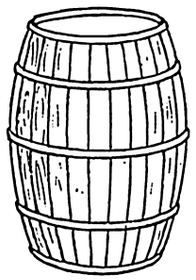


Aberace

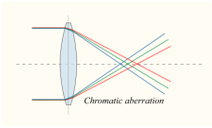
Monochromatické

- Offset
- Sklon 
- Sférická aberace 
- Koma 
- Astigmatismus 
- Zklenutí pole 
- **Zkřivení pole**
  - Např. polšťářová deformace, sudová deformace



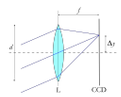
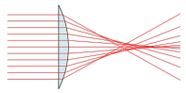
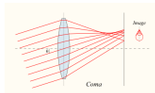
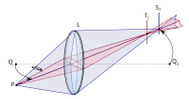
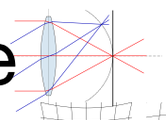
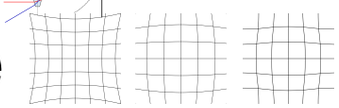


Chromatické

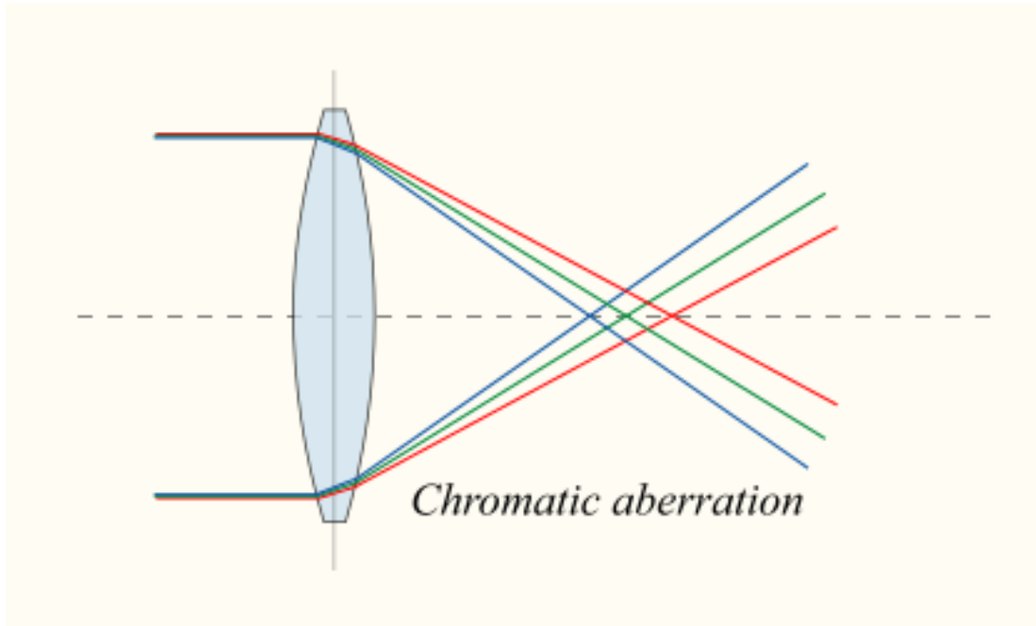


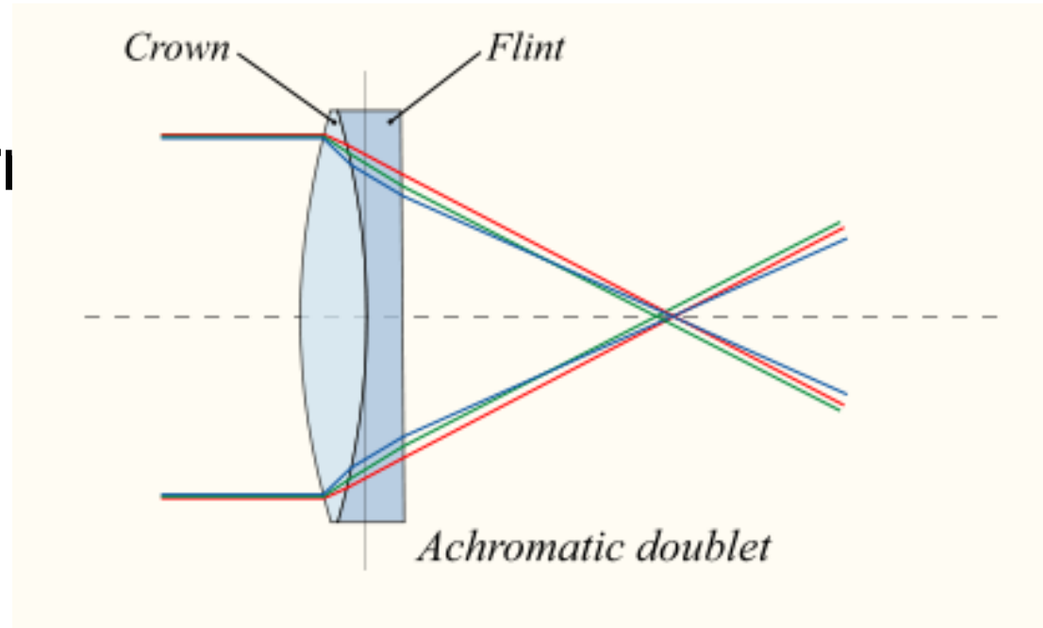
Aberace

Monochromatické

- Offset
- Sklon 
- Sférická aberace 
- Koma 
- Astigmatismus 
- Zklenutí pole 
- Zkřivení pole 
  - Např. polšťářová defor

Chromatické





Zernikeho polynomy

Pro průchodu signálu atmosférou a dalekohledem na výstupní pupile (poloměr *R*) pozorujeme poškozenou vlnoplochu, jejíž aberace ϕ (r,θ), kde r a θ jsou polární souřadnice, může být rozložena do série Zernikeho polynomů

$$\phi(r,\theta)=\sum_i a_i Z_i(\rho,\theta), \rho=r/R$$

Z_1: offset

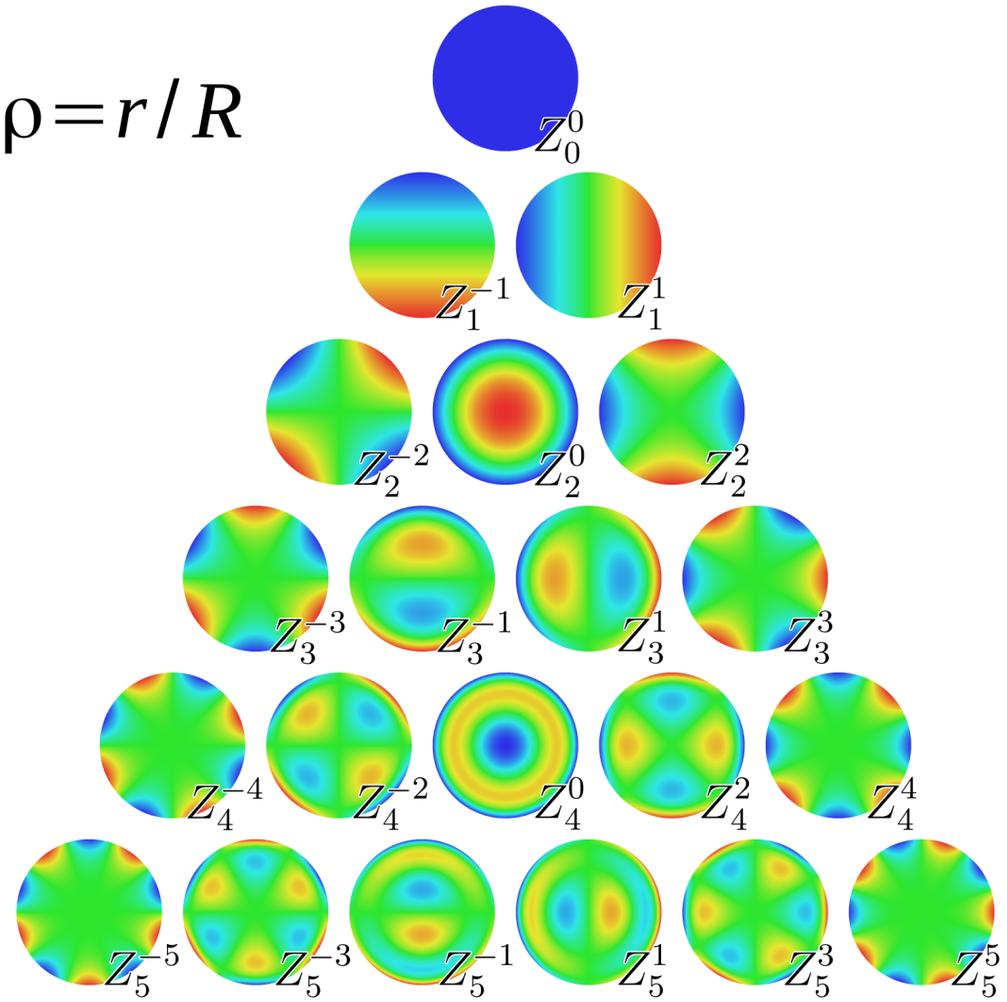
$Z_{2,3}$: sklon

Z_4: rozostření (defocus)

$Z_{5,6}$: astigmatismus

$Z_{7\text{-}10}$: koma

Z_{11}: sférická aberace



Seeing

- Turbulence atmosféry
  - 100 Hz
- Point Spread Function
- Modulation Transfer Function

$$I(x,y) = I_0(\xi,\eta) * PSF(x,y;\xi,\eta)$$

$$MTF(k_x,k_y) = \left|\mathrm{FT}(PSF(x,y))\right|$$

$$MTF_{\text{total}} = MTF_{\text{dalekohled}} \cdot MTF_{\text{seeing}}$$

- Friedův parametr $F = \frac{3{,}823}{\pi}\frac{\lambda}{\varphi}$
  - Průměr dalekohledu bez seeingu se stejným rozlišením jako rozlišení dalekohledu se seeingem
  - Zlepšuje se s rostoucí vlnovou délkou
  - Seeing 1”, λ = 550 nm: F = 13 cm

$D<F$: rozlišení limitováno dalekohledem

$D>F$: rozlišení limitováno atmosférou

Vysoké rozlišení

- Vysokého rozlišení (limitované difrakcí, ne seeingem) lze dosáhnout s pomocí **adaptivní optiky**.
- V reálném čase je měřena vlnoplocha atmosféry a deformováno zrcátko tak, aby výsledná vlnoplocha byla opět rovná.

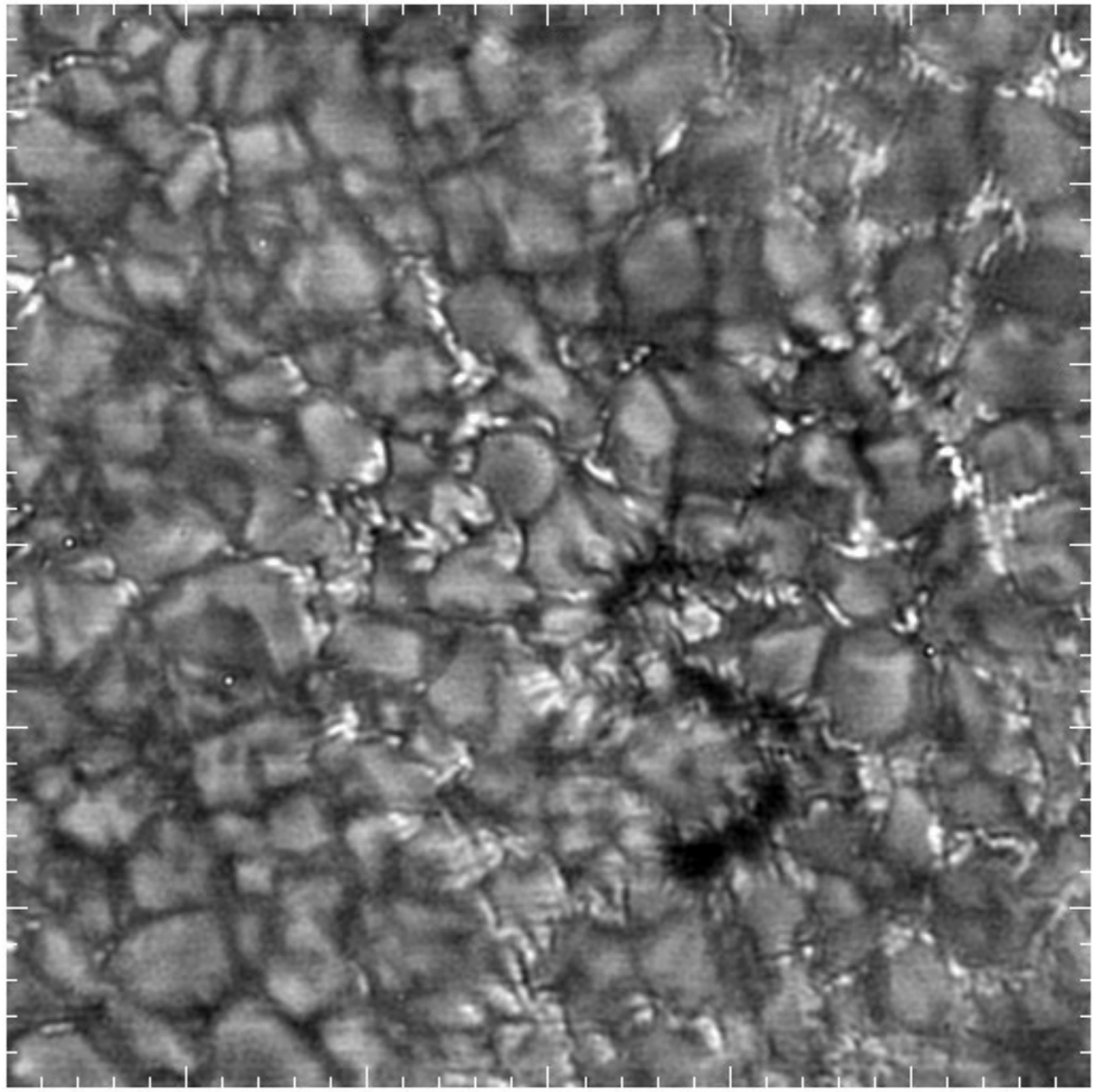
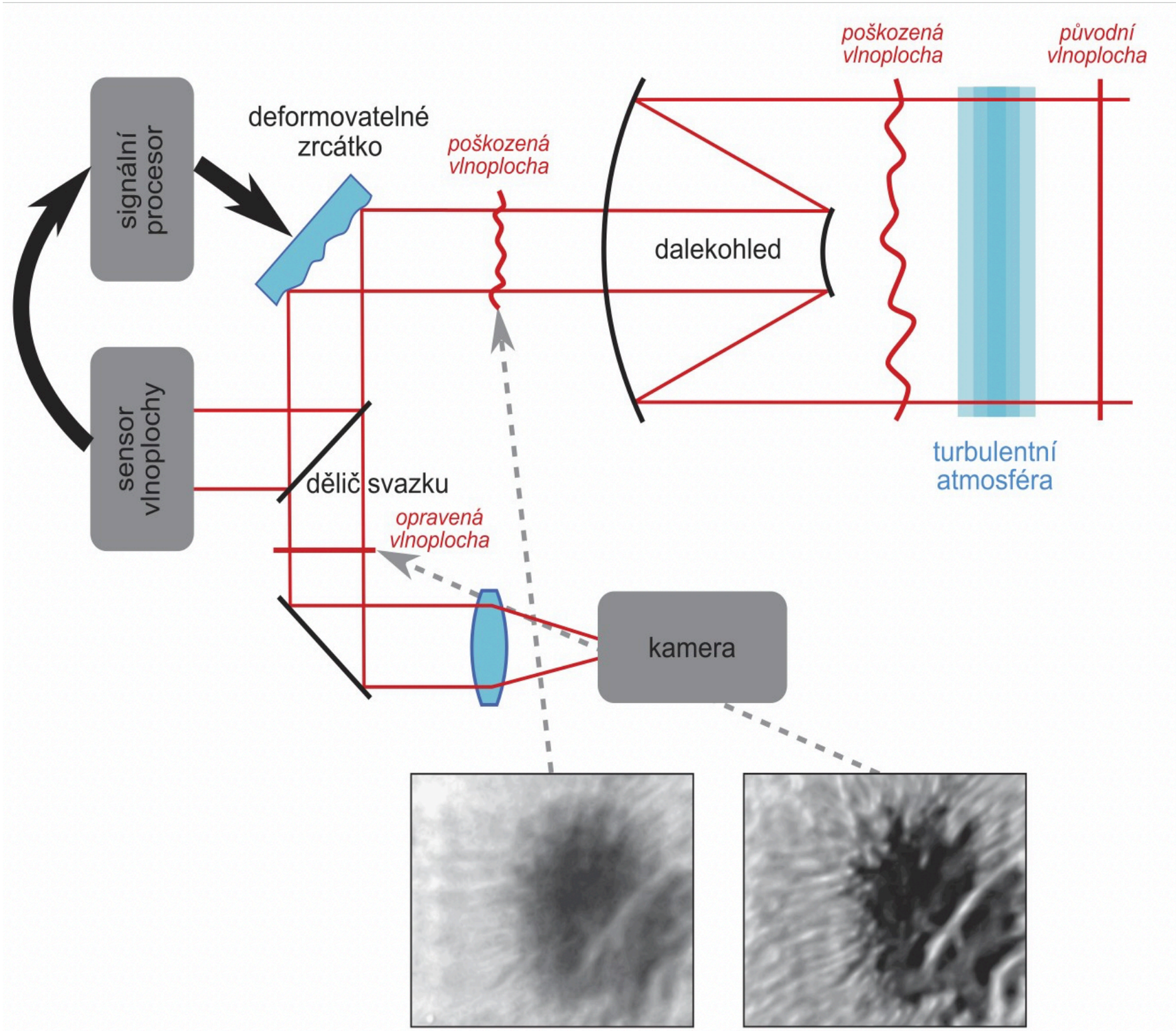
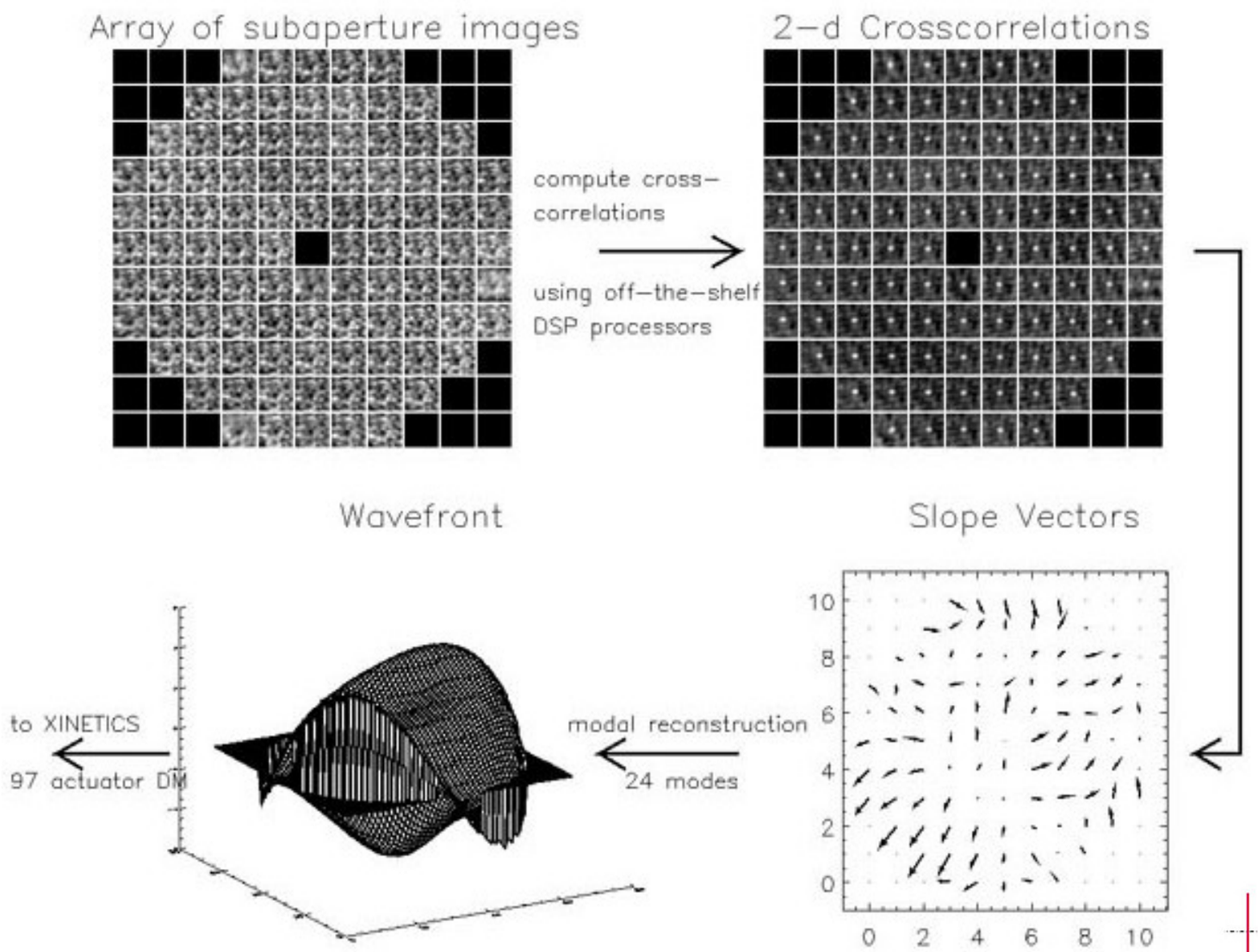


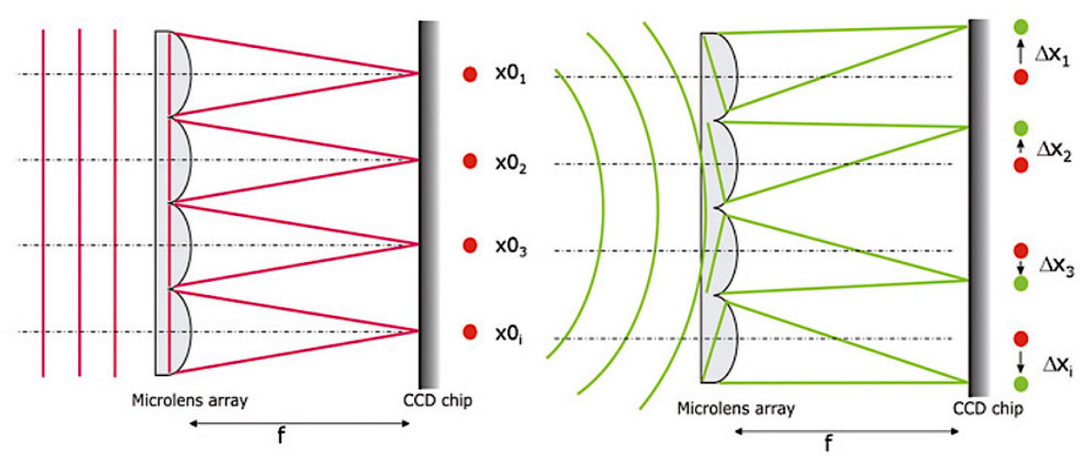
Schéma slunečního teleskopu s AO



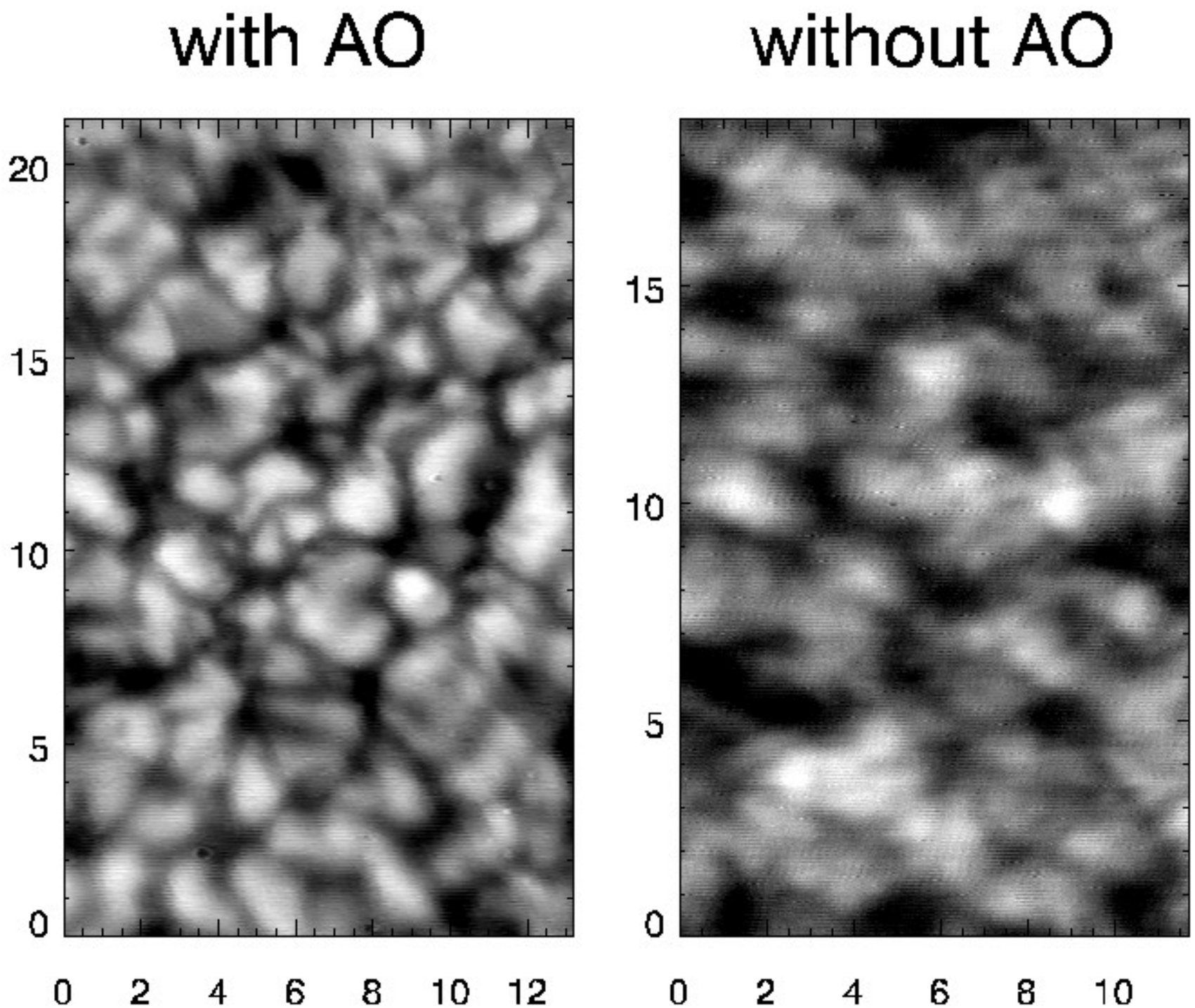
Hartmann-Shackův sensor



$$N \geq \left(D/F\right)^2$$



Adaptivní optika



Obrazová rekonstrukce: Skrvnková interferometrie

Pořizujeme sadu snímků s krátkou expozicí (<10 ms), čímž "zmrazíme" seeing. PSF snímku s krátkou expozicí má nepravidelný tvar, mění se v čase a mění se s pozicí.

Normální průměrování v čase

$$\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} I_i(\boldsymbol{k}) = I_0(\boldsymbol{k})\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \mathrm{OTF}_i(\boldsymbol{k})$$

však ničí informaci na vysokých ***k*** (časté změny znaménka). Průměrujeme-li amplitudy

$$\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} |I_i(\boldsymbol{k})|^2 = |I_0(\boldsymbol{k})|^2\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} |\mathrm{OTF}_i(\boldsymbol{k})|^2$$

rekonstruuje přesně *amplitudové spektrum*, ale ne *fázové spektrum*. lokální intenzity jsou tedy rekonstruovány správně, ale ne nutně ve správných pozicích. Naštěstí existují metody pro rekonstrukci i fázového spektra (*Knox&Thompson, 1974, ApJ 193, L45-L48*).

Obrazová rekonstrukce: Fázová diverzita

Pořizujeme současně dva snímky:

i_1 v ohniskové rovině

i_2 mimo ohniskovou rovinu, o l od ohniska. Rozostření je tedy známo, známe tedy fázovou změnu (phase diversity) $\Delta\phi \approx Z_4(l)$.

Potom
$$i_1(\boldsymbol{r}) = i_0(\boldsymbol{r}) * \mathrm{PSF}_1(\boldsymbol{r})$$
$$i_2(\boldsymbol{r}) = i_0(\boldsymbol{r}) * \mathrm{PSF}_2(\boldsymbol{r})$$

hledáme kombinaci původního obrazu i_0 a obou PSF, které minimalizují funkcionál

$$\int \mathrm{d}\boldsymbol{r} \left[i_1(\boldsymbol{r}) - i_0(\boldsymbol{r}) * \mathrm{PSF}_1(\boldsymbol{r}) + i_2(\boldsymbol{r}) - i_0(\boldsymbol{r}) * \mathrm{PSF}_2(\boldsymbol{r}) \right]^2$$

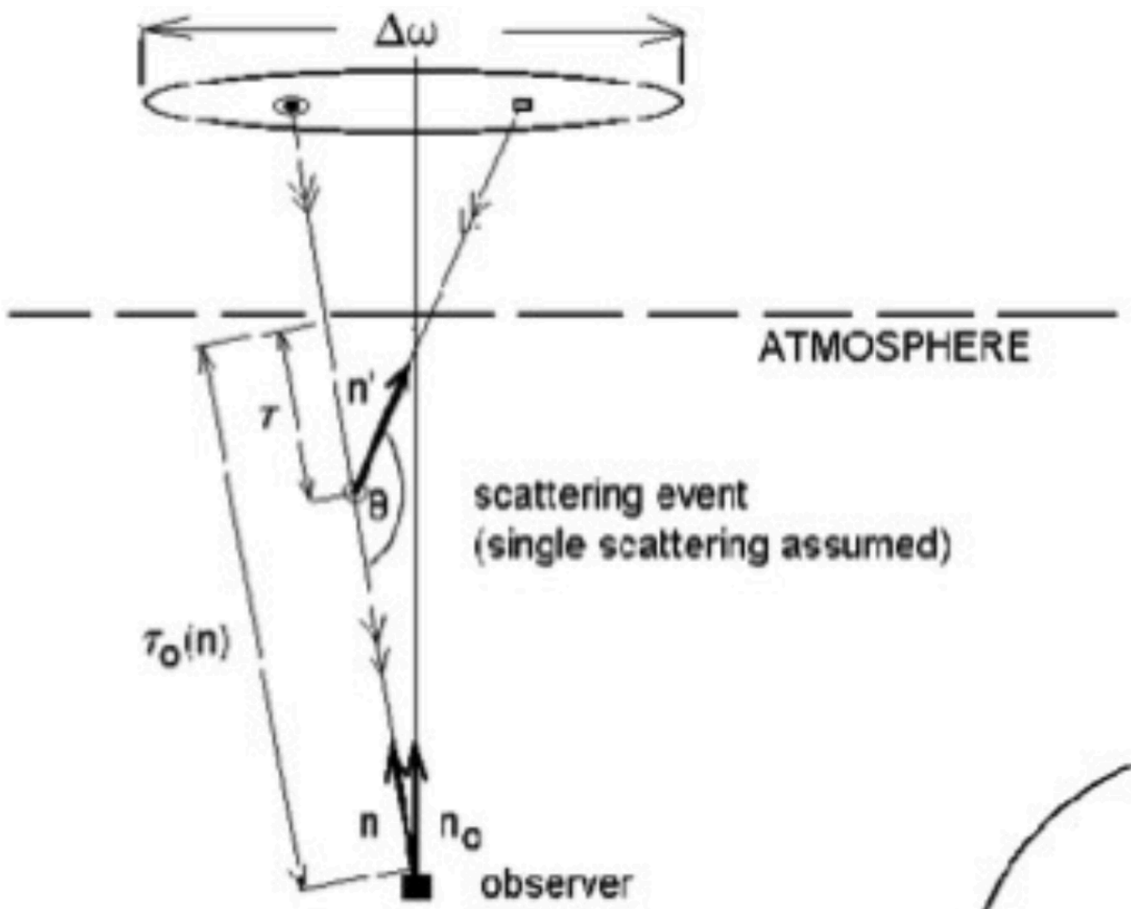
Rozdíl mezi PSF_1 a PSF_2 je znám, obrazy i_1 a i_2 jsou pozorování.

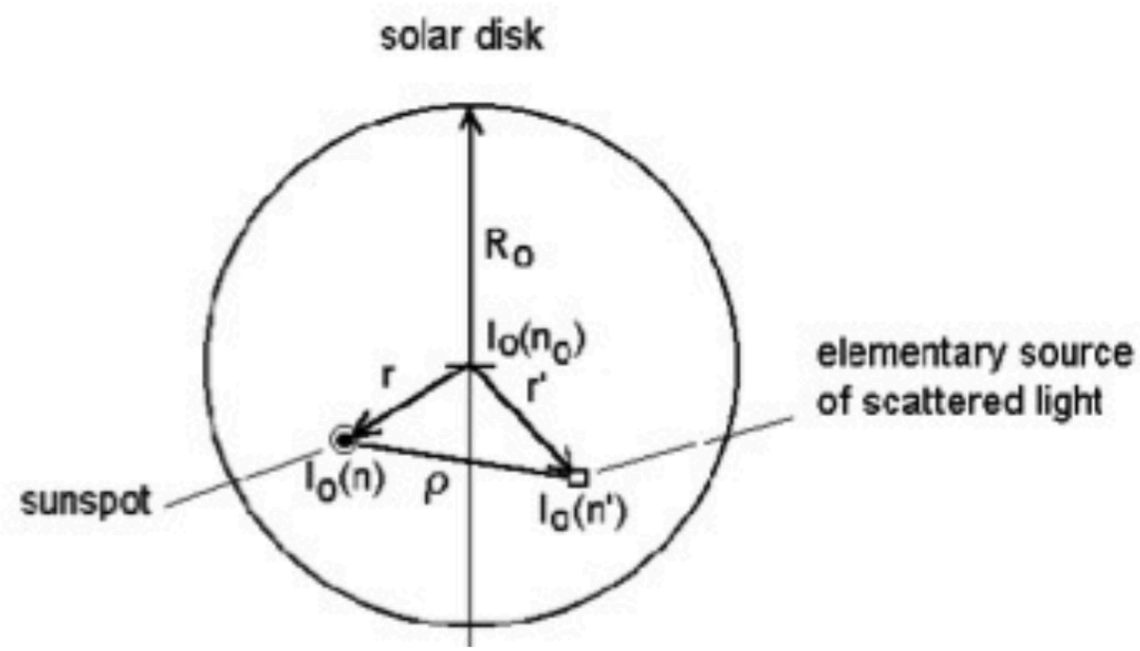
Při minimalizaci využíváme expanze obou PSF do Zernikeho polynomů. Výsledkem je původní obraz i_0.

Rozptýlené světlo

- Světlo se rozptyluje na prachových zrnech a vodních kapkách v atmosféře a na prachových částicích na optických plochách
    - Okolo Slunce pozorujeme jasný prstenec – *aureolu*
- Rozptýlené světlo ovlivňuje především vzdálená křídla PSF
- Světlo je rozptylováno na relativně dlouhé vzdálenosti (srovnatelné s rozměrem Slunce), v první aproximaci se tedy projeví jako aditivní konstanta – např. podivná zjasnění ve skvrnách
- Lze řešit jako problém přenosu záření

Rozptýlené světlo jako přenos záření





Rozptýlené světlo jako přenos záření

Formální řešení:

$$I(\tau_0, \boldsymbol{n}) = J_0(\boldsymbol{n})e^{-\tau_0(\boldsymbol{n})} + \int_0^{\tau(\boldsymbol{n})} S(\tau, (\boldsymbol{n})e^{-(\tau_0-\tau)}dt$$

$J_0(\boldsymbol{n}) = I_0(\boldsymbol{n})$ střední intenzita v rámci úhlu $\Delta\boldsymbol{\omega}$

$J_0(\boldsymbol{n}) = 0$ vně

Zdrojová funkce rozptylu:

$$S(\tau_0, \boldsymbol{n}) = \frac{1}{4\pi} \int\limits_{\Delta\omega} \gamma\psi(\theta) I(\tau_0, \boldsymbol{n'}) d\omega$$

$\psi(\theta)$ rozptylová funkce (fázová funkce)

$I(\tau_0, \boldsymbol{n'})$ lokální intenzita

γ albedo - část světla ztracená z dopadajícího paprsku

Rozptýlené světlo jako přenos záření

Vyjádříme lokální intenzitu pomocí původní:

$$I(\tau_0, \boldsymbol{n}) = I_0(\boldsymbol{n'})e^{-\tau(\boldsymbol{n'})}$$

dále si vyjádříme zdrojovou funkci:

$$S(\tau_0, \boldsymbol{n}) = \frac{1}{4\pi}e^{-\tau(\boldsymbol{n_0})} \int_{\Delta\omega} \gamma\psi(\theta)I_0(\boldsymbol{n'})e^{-(\tau(\boldsymbol{n'})-\tau(\boldsymbol{n_0}))}d\omega$$

Rozdíl optických hloubek $\tau(\boldsymbol{n}')$ a $\tau(\boldsymbol{n}_0)$ je malý a zanedbáme ho. Normalizujeme-li zdrojovou funkci intenzitou na středu disku $I_0(\boldsymbol{n}_0)$

$$S(\tau_0, \boldsymbol{n}) = I_0(\boldsymbol{n_0})e^{(-\tau(\boldsymbol{n_0}))}\phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0})$$

$$\phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0}) = \int_{\Delta\omega} \gamma\psi(\theta)\frac{I_0(\boldsymbol{n'})}{I_0(\boldsymbol{n_0})}d\omega$$

Rozptýlené světlo jako přenos záření

Pokud dále předpokládáme, že $\tau_0(\boldsymbol{n}) \sim \tau_0(\boldsymbol{n_0})$, pak

$$\int_0^{\tau_0(\boldsymbol{n})} S(\tau, \boldsymbol{n}) e^{-(\tau_0 - \tau)} d\tau =$$

$$= I_0(\boldsymbol{n_0}) \phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0}) \int_0^{\tau_0(\boldsymbol{n})} e^{-\tau(\boldsymbol{n_0}) - (\tau_0 - \tau(\boldsymbol{n_0}))} d\tau =$$

$$= I_0(\boldsymbol{n_0}) \phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0}) \tau_0 e^{\tau_0}$$

Formální řešení pak můžeme vyjádřit jako:

$$I(\tau_0, \boldsymbol{n}) = J_0(\boldsymbol{n}) e^{-\tau_0(\boldsymbol{n_0})} + I_0(\boldsymbol{n_0}) \phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0}) \tau_0(\boldsymbol{n_0}) e^{\tau_0(\boldsymbol{n_0})}$$

Tatéž rovnice pro střed disku, tedy přejdeme k $I_0(\boldsymbol{n_0})$:

$$I(\tau_0, \boldsymbol{n_0}) = J_0(\boldsymbol{n_0}) e^{-\tau_0(\boldsymbol{n_0})} + I_0(\boldsymbol{n_0}) \phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0}) \tau_0(\boldsymbol{n_0}) e^{\tau_0(\boldsymbol{n_0})}$$

Rozptýlené světlo jako přenos záření

$$I(\tau_0, \boldsymbol{n}) = J_0(\boldsymbol{n})e^{-\tau_0(\boldsymbol{n_0})} + I_0(\boldsymbol{n_0})\phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0})\tau_0(\boldsymbol{n_0})e^{\tau_0(\boldsymbol{n_0})}$$

$$I(\tau_0, \boldsymbol{n_0}) = J_0(\boldsymbol{n_0})e^{-\tau_0(\boldsymbol{n_0})} + I_0(\boldsymbol{n_0})\phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0})\tau_0(\boldsymbol{n_0})e^{\tau_0(\boldsymbol{n_0})}$$

Rovnice podělíme:

$$\frac{I(\tau_0,\boldsymbol{n})}{I(\tau_0,\boldsymbol{n_0})} = \frac{1}{1+\tau_0(\boldsymbol{n_0})\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n_0})}\left(\frac{J_0(\boldsymbol{n})}{I_0(\boldsymbol{n_0})} + \tau_0(\boldsymbol{n_0})\phi(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n_0})\right)$$

To je základní rovnice pro korekci na rozptýlené světlo

$\tau_0(\boldsymbol{n_0})\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n_0})$ je příspěvek rozptýleného světla, k vyřešení je však třeba znát integrál $\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n_0})$

Rozptylovou funkci lze aproximovat, např. řadou dvou až tří gaussiánů a jedním lorenziánem (obojí funkce heliocentrického úhlu) – konstanty řady se získají fitováním spočtených fotometrických profilů na pozorovanou aureolu v rozsahu střed disku až asi 2’ vně slunečního okraje

Šum

- Šum: Poissonovo rozdělení $P(N)=\exp(-r\tau)\frac{(r\tau)^N}{N!}, \quad \langle N\rangle = r\tau$
- Rozptyl: $\sigma=\sqrt{\langle N\rangle}$
- Signál-k-šumu $\mathrm{SNR}=N/\sqrt{N}=\sqrt{N}$
- Počet zachycených fotonů dalekohledem $N_T=\eta\cdot N\cdot S\cdot\Delta t\cdot\Delta\nu\cdot A$
  - Zvýšit účinnost
  - Zvětšit zorné pole
  - Zvětšit čas
  - Zvětšit šířku filtru
  - Zvětšit aperturu

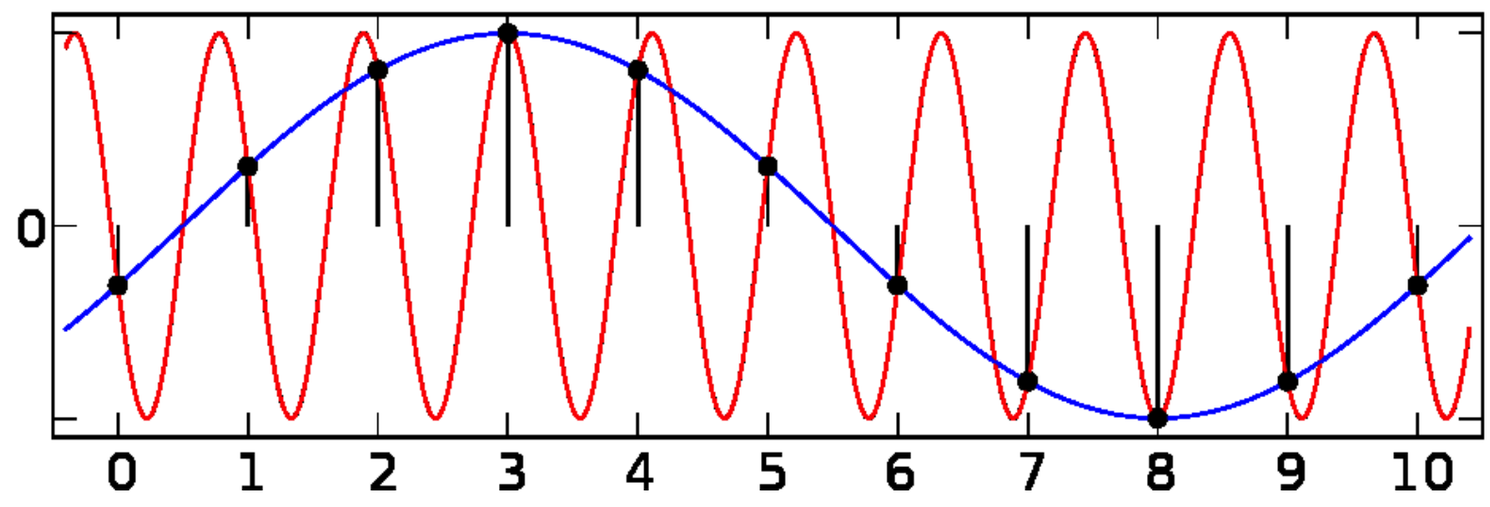
- Obrazové rekonstrukce šum zvyšují!
  Prefiltering

Jaké frekvence zle změřit

- Z Fourierovy analýzy platí: $\Delta\omega = \omega_{\min} = \frac{2\pi}{T} \leq \omega \leq \frac{\pi}{\Delta t} = \omega_{\mathrm{Ny}} = \omega_{\max}$

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{L_x} \leq k_x \leq \pi / \Delta x$$

- *Δt (Δx)* - hustota vzorkování v čase (prostoru), *T* je doba měření a L_x rozměr zorného pole.
- Vyšší frekvence než Nyquistovy se aliasují do nižších, tomu lze zabránit jejich odstraněním před periodovou analýzou low-pass filtrem (“rozmazáním”). Ovlivňuje volbu detektoru.



Redukce CCD snímků

- „Astronomický standard“
  - Vyhození vadných snímků, korekce na nelinearitu
  - Změření a odečtení **temného snímku (dark frame)** nebo **biasu**
  - Změření a odstranění **rovného snímku (flat field)**

$$I_{RED} = \frac{(I_{RAW} - BIAS) - (DARK_I - BIAS)}{(FLAT - BIAS) - (DARK_{FLAT} - BIAS)}$$

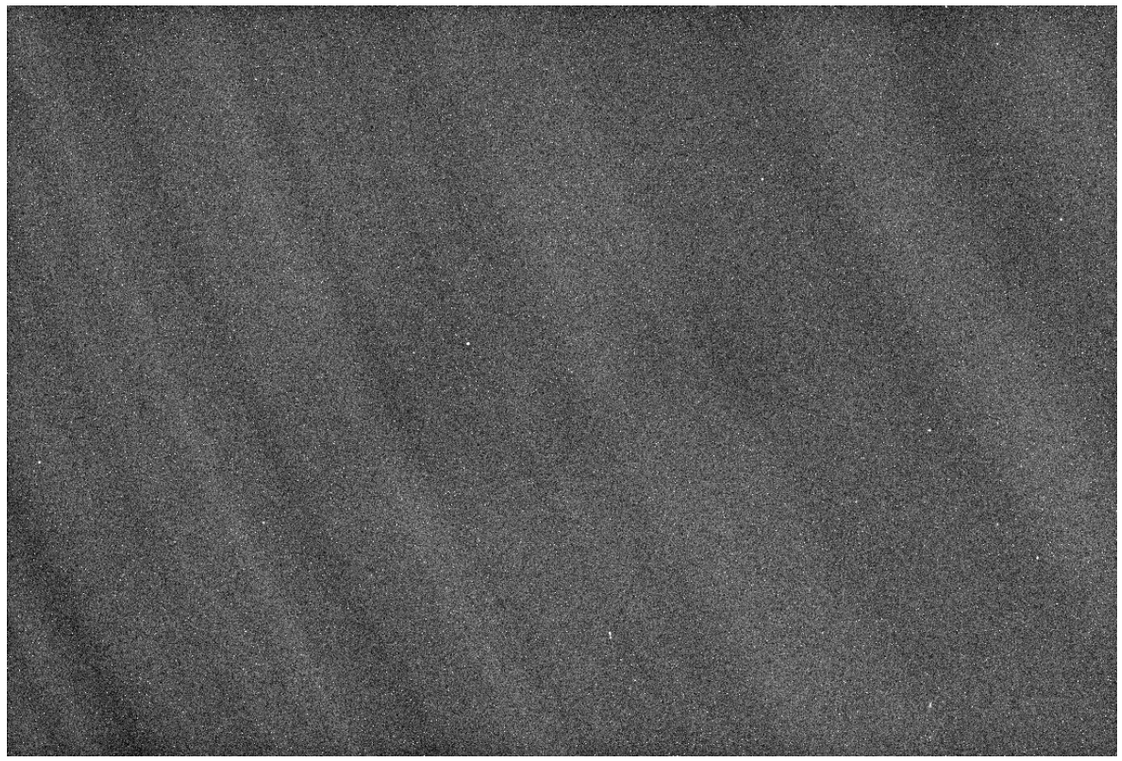
Dark, Bias/Zero, Overscan

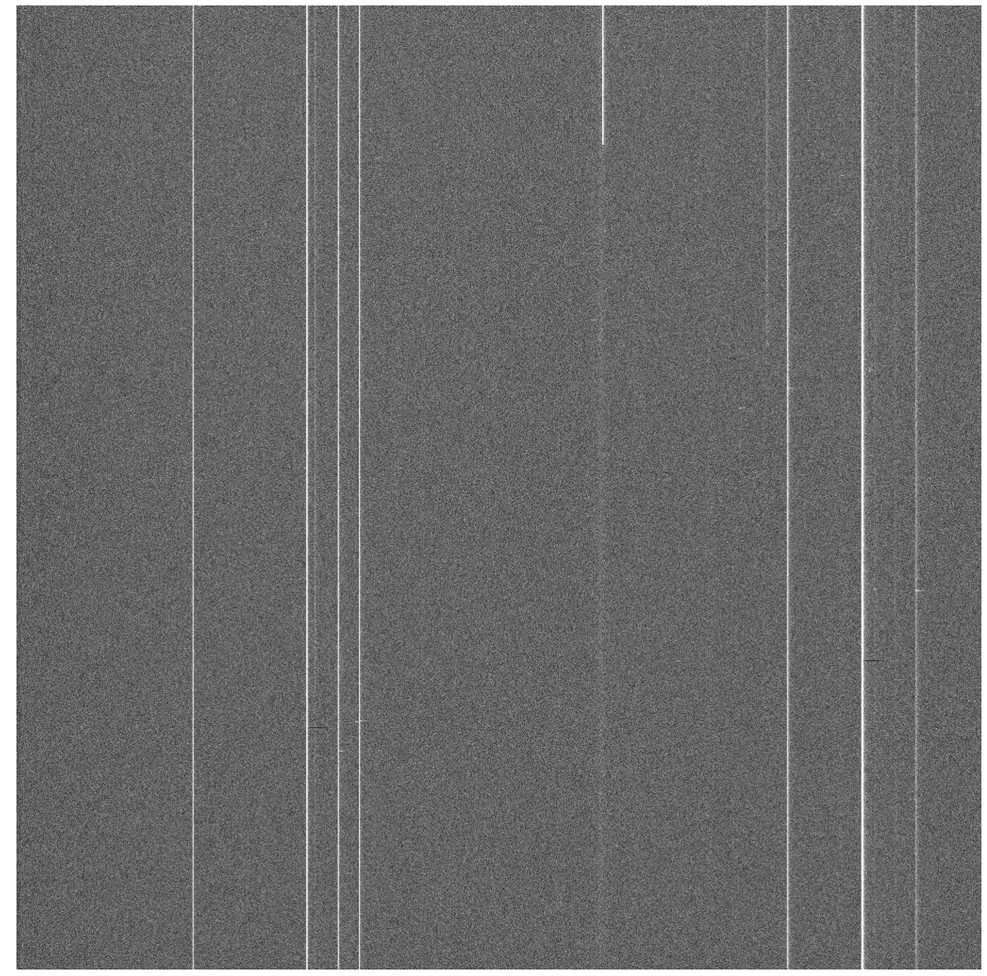
- Dark frame
  - Tepelné záření
  - Expozice se zavřenou závěrkou
  - Expozice stejná, jako pro redukovaný snímek a při stejné teplotě CCD čipu

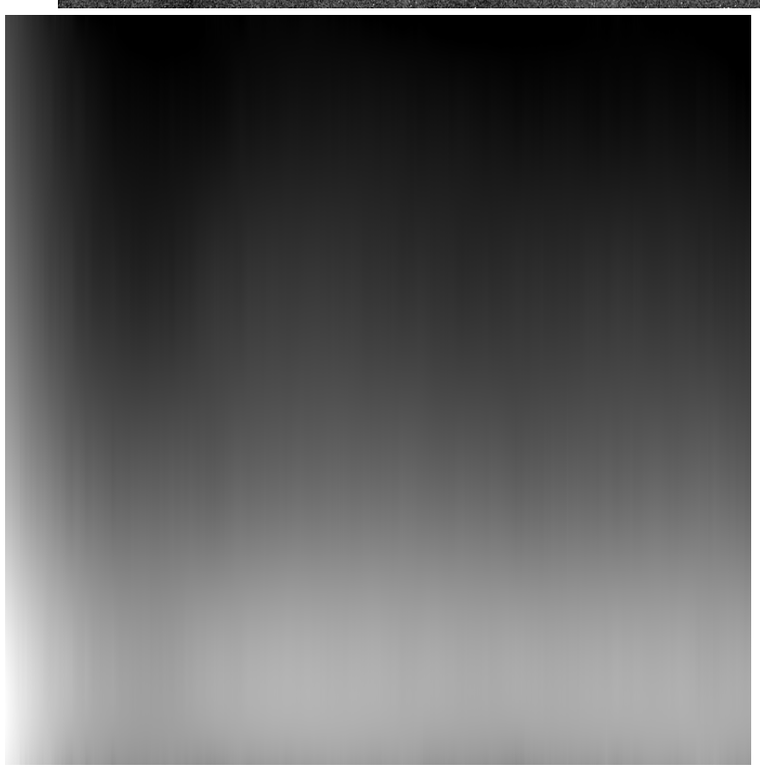
- Bias/Zero
  - Signál uměle přidaný na čip kvůli zápornému šumu
  - Nulová expozice se zavřenou závěrkou - pouze vyčtení CCD čipu

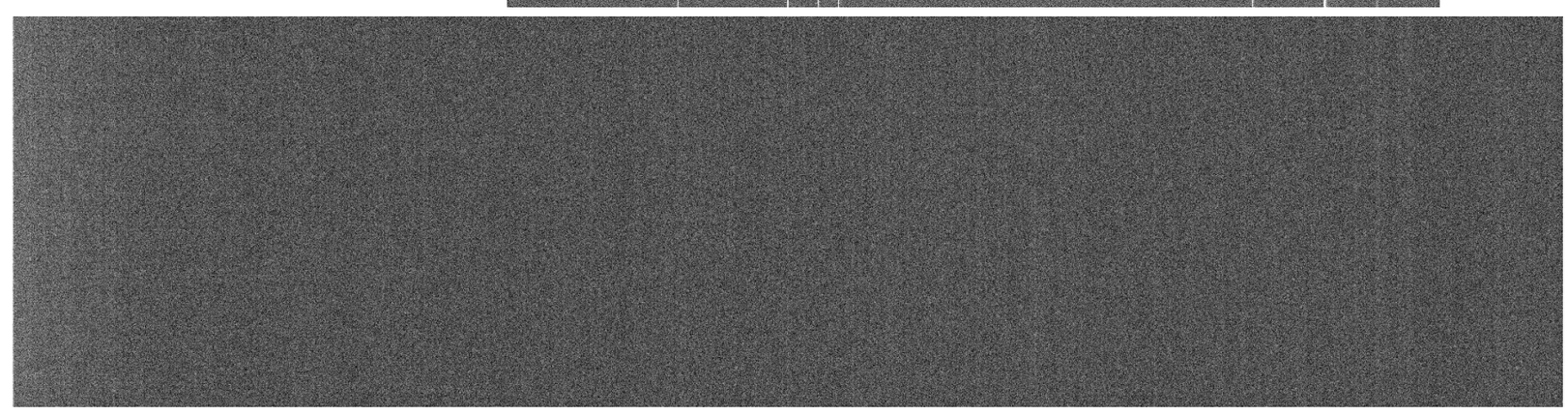
- Overscan
  - Po vyčtení snímku se vyčte několik dalších sloupců “naprázdno”
  - Má podobný význam jako bias

Dark, Bias/Zero, Overscan





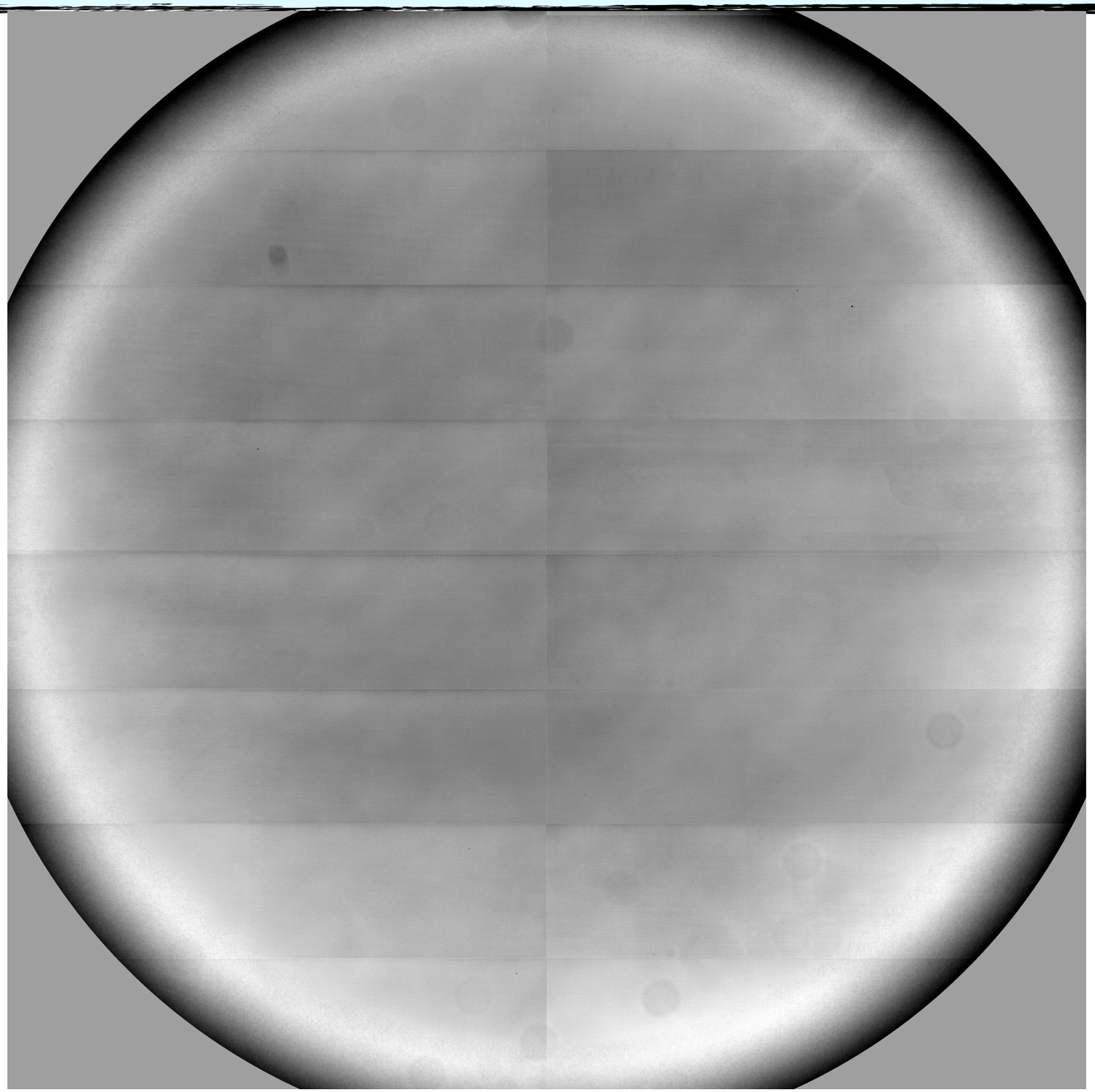




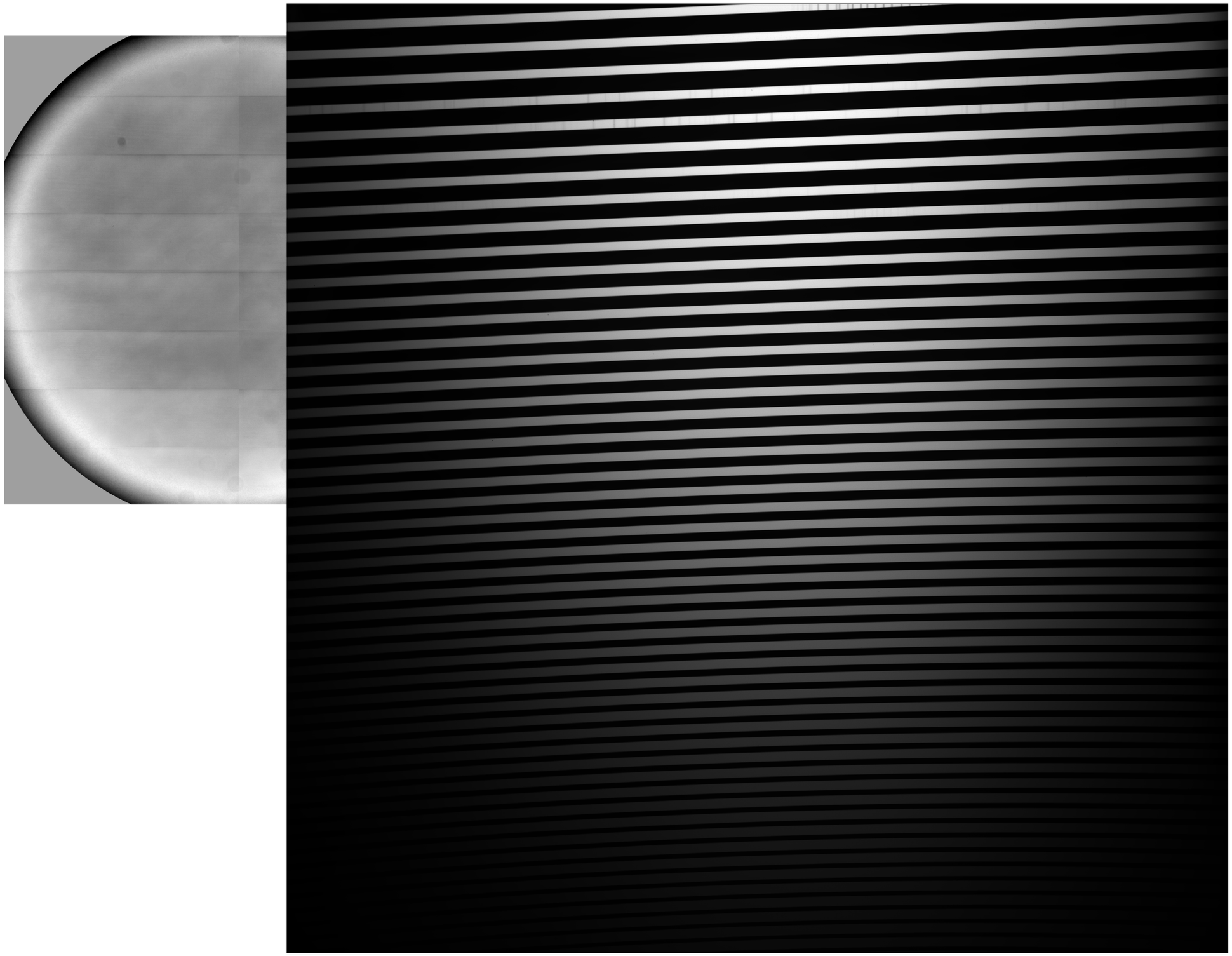
Flat field

- Informace o účinnosti pixelů na CCD čipu
- Při stejné (nebo srovnatelné) expoziční době, v případě slunečních pozorování tedy nelze změřit např. na obloze, obvykle série k průměrování
- Pořizuje se v oblasti klidného Slunce poblíž středu slunečního disku
- Teleskop se náhodně pohybuje – musí se rozmazat struktury, vypíná se AO i tracker

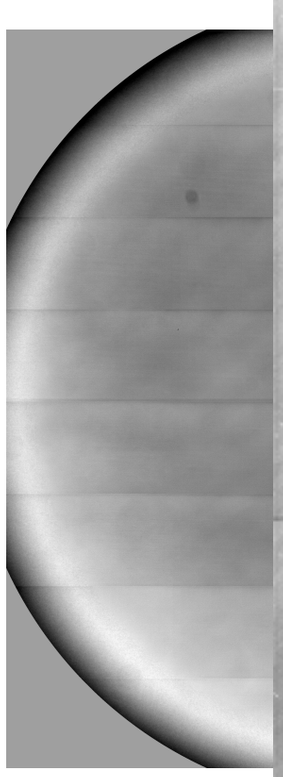
Flat field

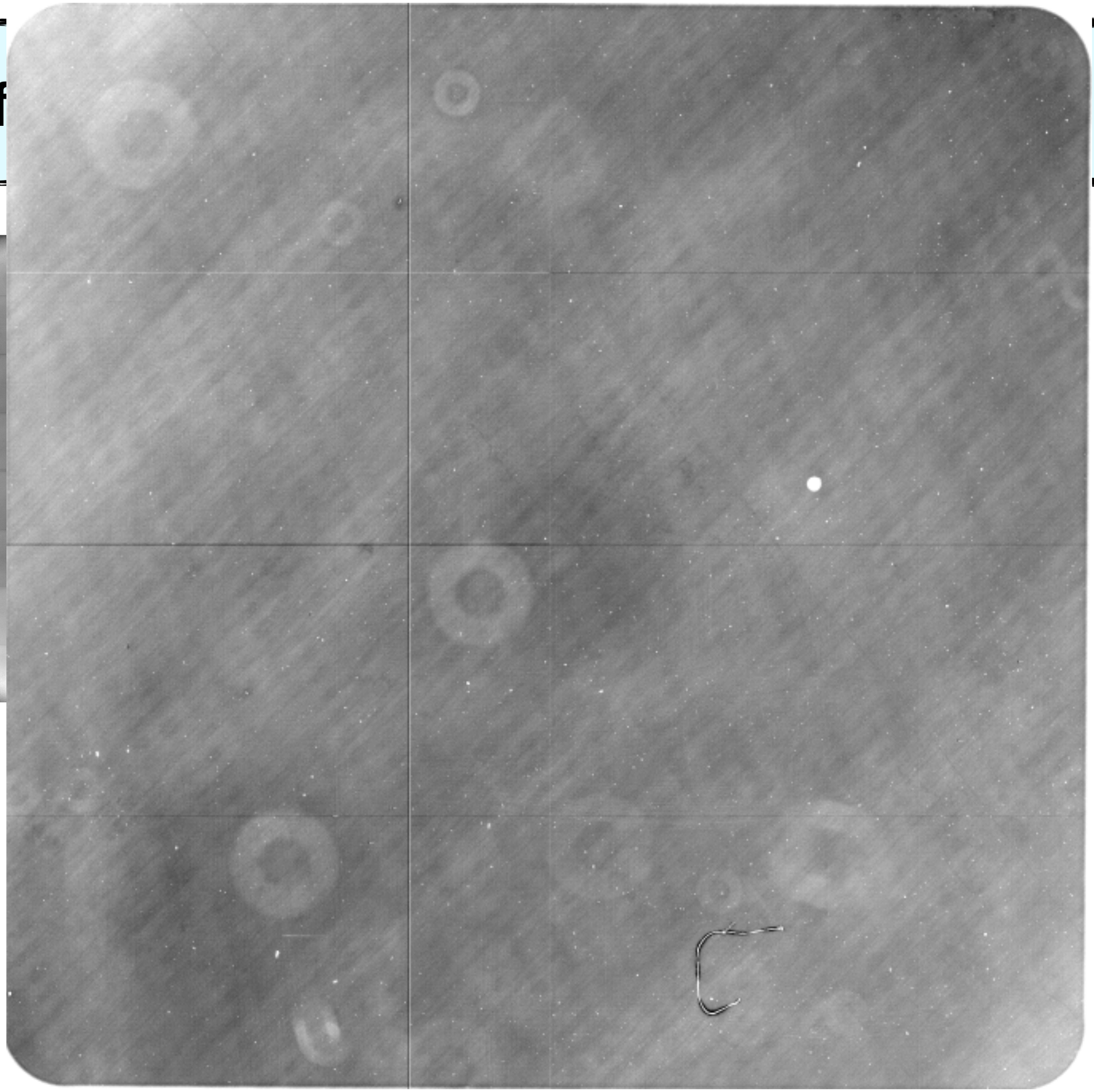


Flat field

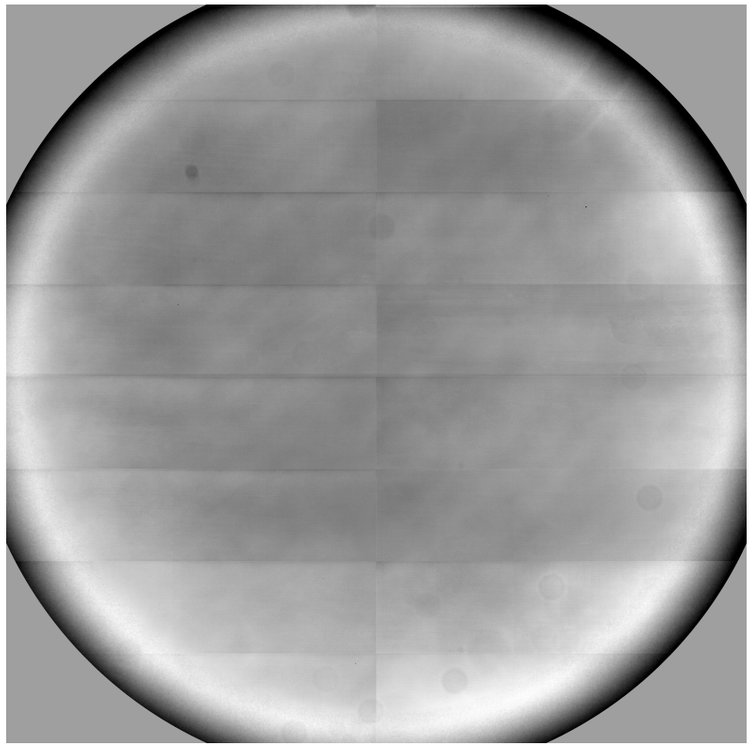


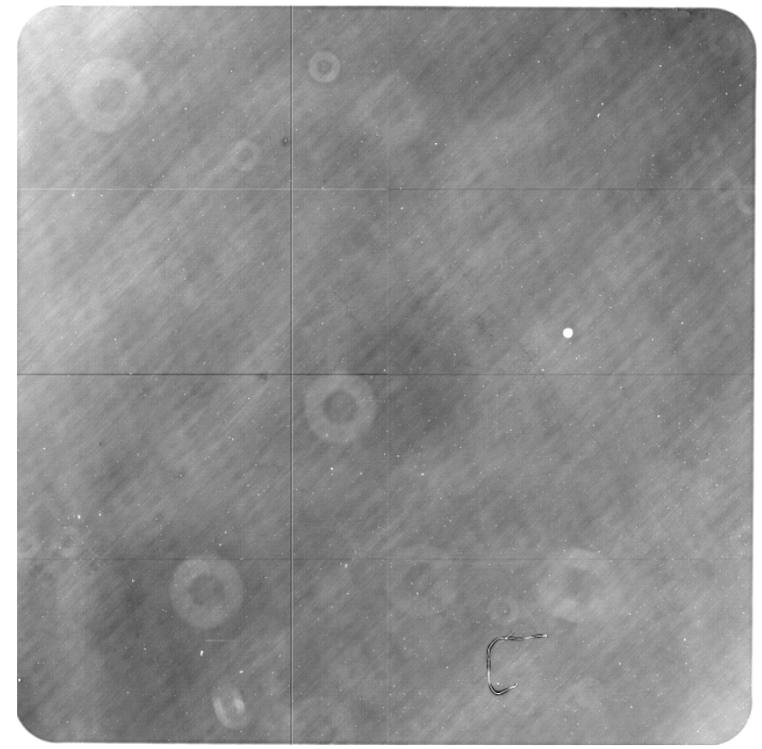
Flat f





Flat field

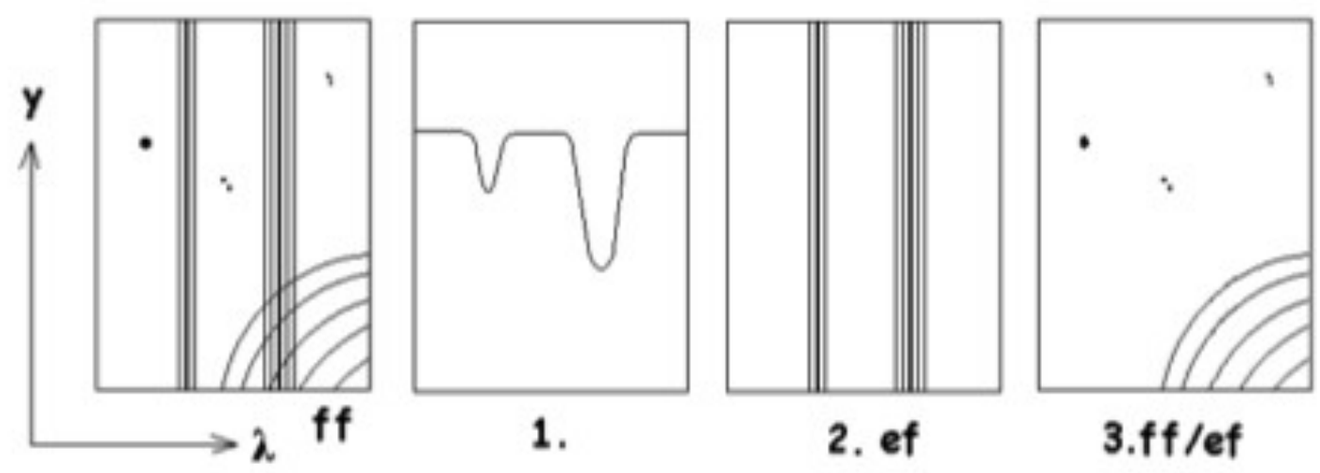




Redukce spekter

- Ve flat fieldu jsou přítomny spektrální čáry, standardní flat-fielding tedy selže
- Při pořízení flat fieldu se nastavení spektrografu nesmí měnit
- Surový flat field se zprůměruje v *y* směru. Pokud nejsou čáry svislé, je situace složitější - průměr se musí dělat podél spektrálních čar, nebo se musí čáry narovnat. Pak se průměrný obraz spektrální čáry replikuje v *y* směru, vznikne obraz spektrálních čar ***ef***. Výsledný flat field pro redukci ***ff***$_{red}$ pak je

$$ff_{red} = \frac{ff_{raw}}{ef}$$

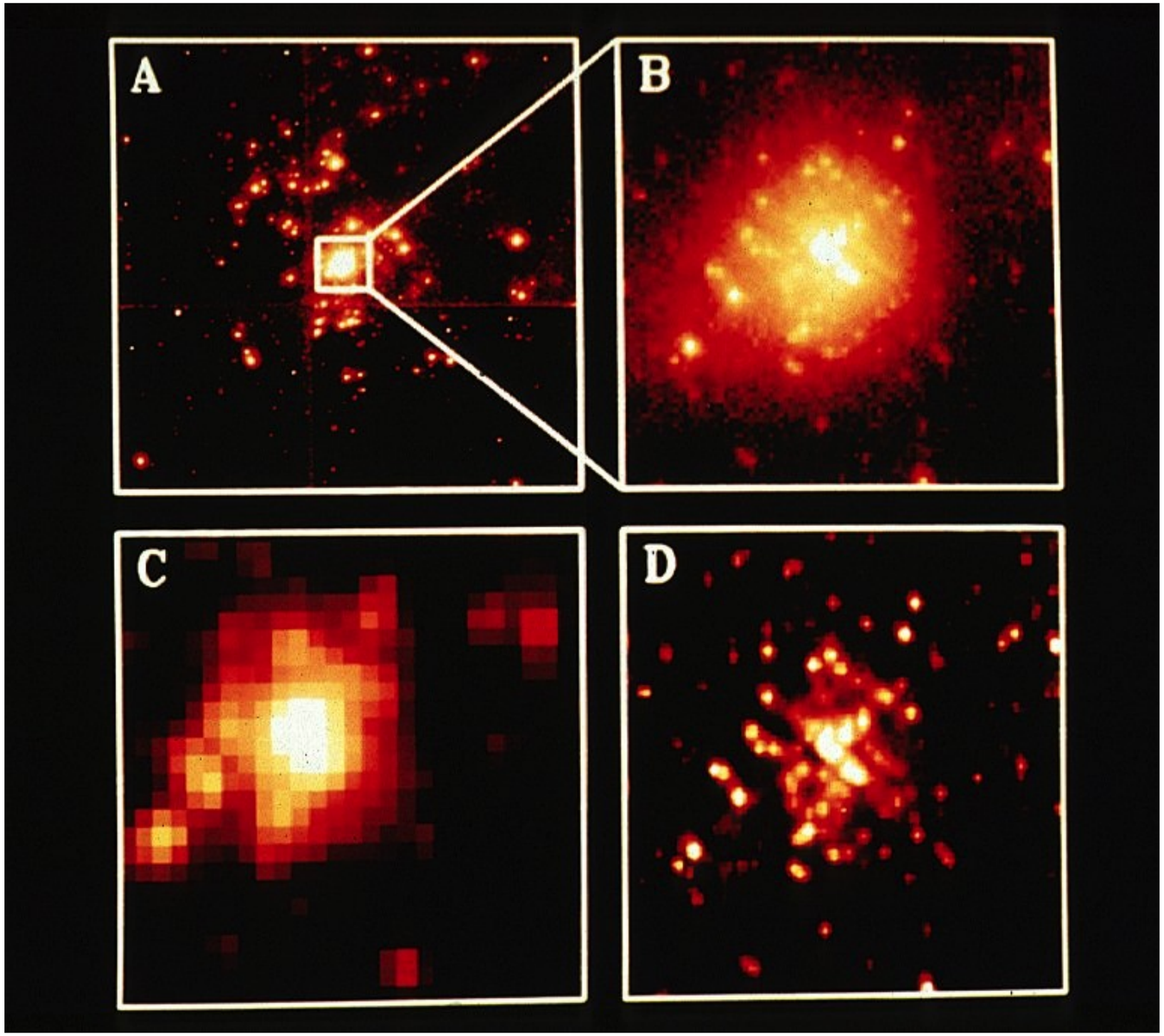


Další obrazové korekce

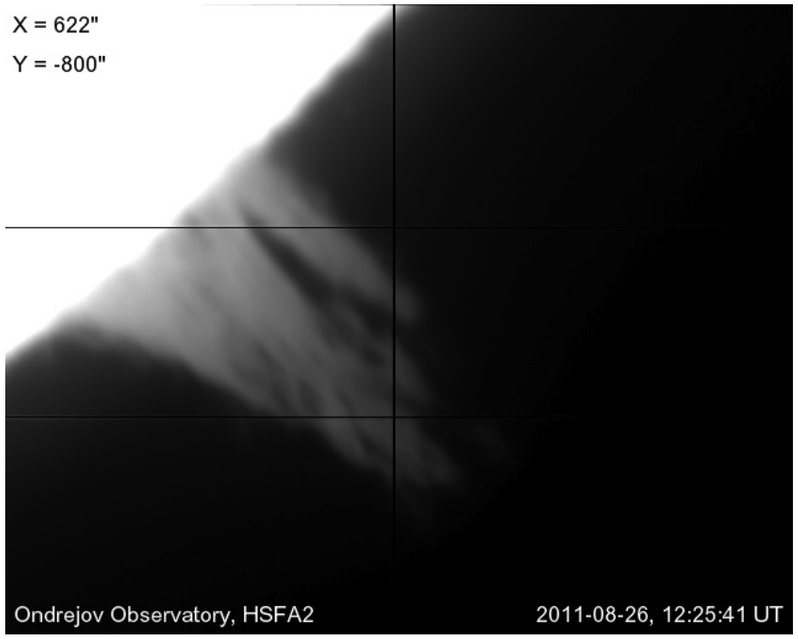
- Zarovnání snímků v čase (odstranění nepřesností navádění dalekohledu) – kroskorelace
- Narovnání snímku spektra v souřadnici (kamera je skloněná nebo otočená) – na štěrbině vlasy, které slouží k určení pozice
- Kalibrace spekter (ve vlnové délce)
- Rektifikace spekter – kontinuum=1
- Určení souřadnic – u spektrografu pomáhá slit-jaw snímek – odraz od čelistí štěrbiny
- Dekonvoluce obrazů

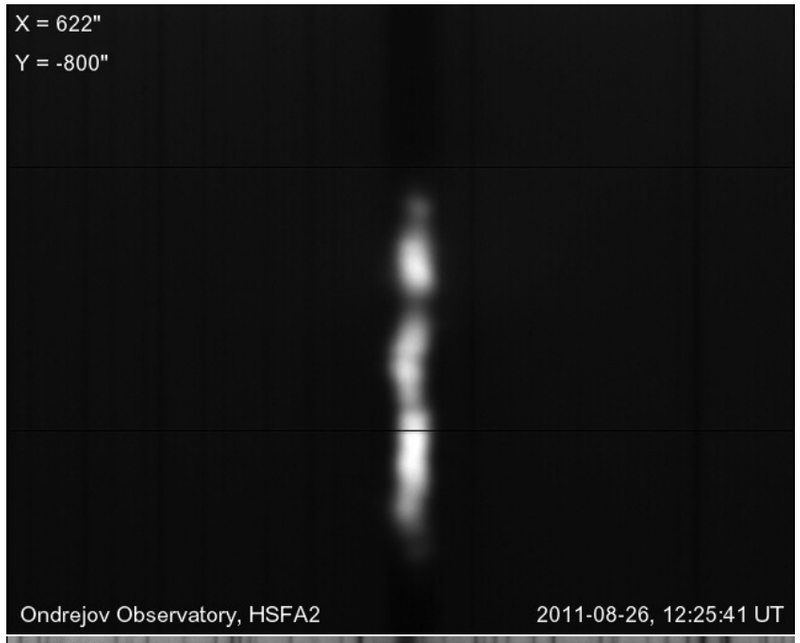
$$I = I_0 * PSF$$

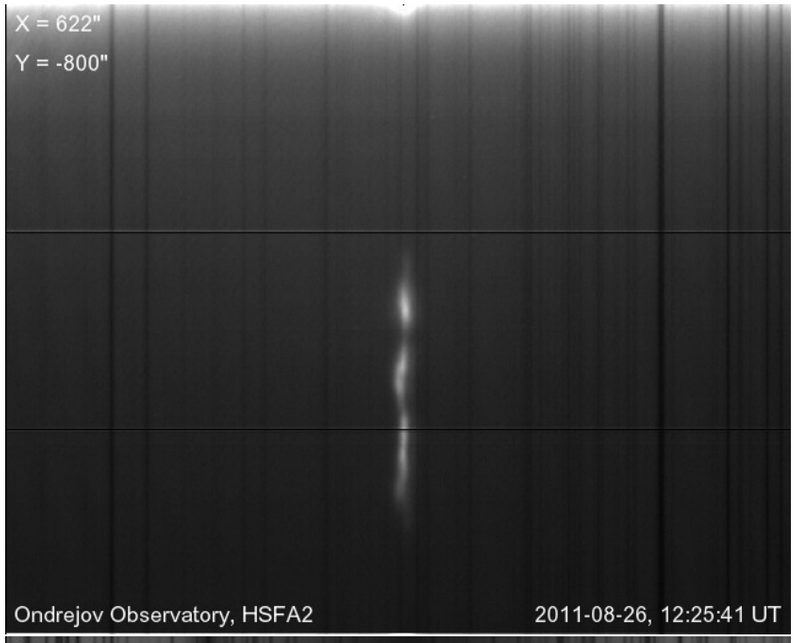
Dekonvoluce obrazu

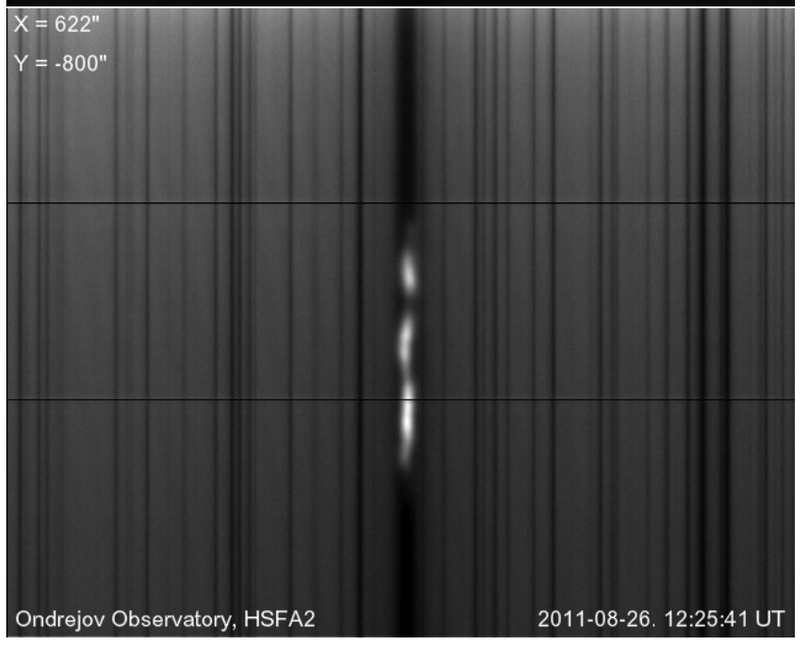


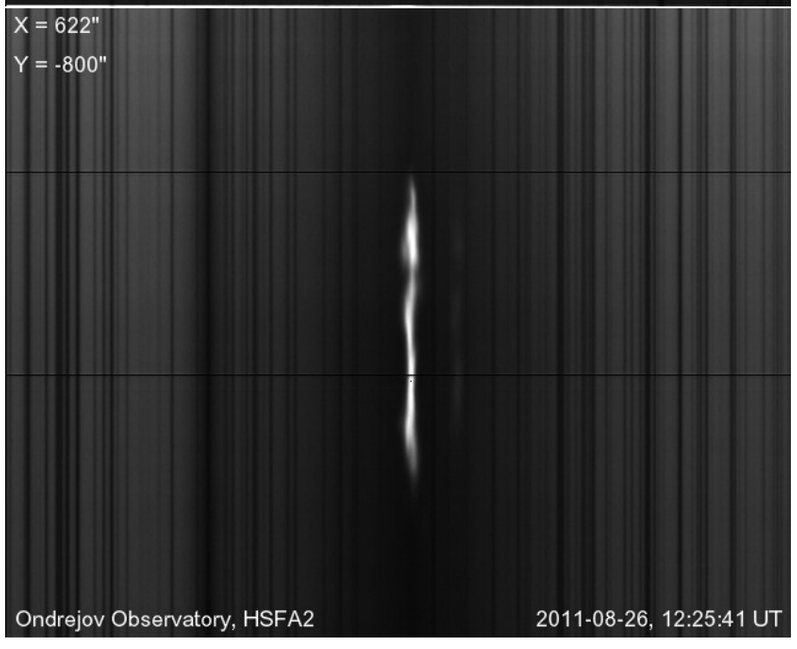
Spektra protuberance











Hα D3

Hβ CaH