



Gymnázium, Praha 7, Nad Štolou 1

SOČ: kategorie 2, fyzika

Testování a kalibrace slunečního spektrometru

Autor:  Marco Souza de Joode
Škola: Gymnázium, Praha 7, Nad Štolou
Vedoucí:  Mgr. Jana Kašparová Ph.D.
ASU AV ČR

Praha 2021

Středoškolská odborná činnost - posudek vedoucí

Název práce:

Testování a kalibrace slunečního spektrometru

Autor: Marco Souza de Joode

Škola: Gymnázium, Praha 7, Nad Štolou

Obor: Fyzika

Ročník: 2021

Vedoucí: Mgr. Jana Kašparová, Ph.D.; Astronomický ústav AV ČR, v.v.i.

Předložená práce se zabývá pozorováním Slunce novým spektrometrem na Astronomickém ústavu v Ondřejově. Zadáním bylo seznámit se s poměrně složitým přístrojem, provést testovací měření a změřit okrajové ztemnění Slunce. Autor práce toto ale podstatně rozšířil o vlastní software pro kalibraci dat ve vlnové délce i intenzitě, pozorování dostupných jevů ve sluneční atmosféře v období minima sluneční činnosti a o odvození teplotní struktury a absorpce ve sluneční fotosféře z vlastních pozorování.

Celá práce je přehledně rozdělena do několika částí. Nejprve seznamuje se Sluncem jako astronomickým objektem a poté pokračuje se základním popisem záření, jeho šíření a aplikací na případ slunečního spektra. Potřebný matematický aparát autor používá s lehkostí a ukazuje, že porozuměl i náročnější problematice interakce záření a hmoty.


Další část se věnuje samotnému přístroji. Autor k měření a kalibraci dat přistupuje zvědavě a inovativně. Díky snaze pochopit chování přístroje a měřených dat a za použití neotřelých přístupů se mu podařila jak kalibrace dat, tak také jednoznačně ukázat, že část přístroje vnáší do měření vážnou systematickou chybu, která ovlivňuje provázání prostorové a spektrální informace. Na základě těchto zjištění se plánuje modifikace přístroje. Měřením spekter z oblasti sluneční skvrny a protuberance autor také zjistil, že přístroj není vhodný pro pozorování jevů v blízkosti slunečního okraje či tam, kde dominuje rozptýlené světlo.

V poslední části práce řeší určení teplotní struktury fotosféry z měření průběhu intenzity na slunečním disku, z tzv. okrajového ztemnění. Tato zdánlivě triviální a základní úloha přenosu záření ukazuje složitost problému. I když se v úloze sluneční atmosféra aproximuje jednorozměrnou geometrickou strukturou, tak problém je vícerozměrný. Kromě výškové souřadnice závisí také na vlnové délce a směru (úhlu) pozorování, přičemž pozorování z různého směru pomůžou odvodit jak teplotní závislost, tak i absorpci jako funkci vlnové délky. Autor se i s touto úlohou vypořádal a získal výsledky v dobré shodě s předchozími pracemi publikovanými v recenzovaných časopisech.

Úroveň celé práce je srovnatelná s diplomovými pracemi, dle mého názoru autor svou samostatností převyšuje standard vysokoškolských studentů. Po doplnění by bylo možné části práce publikovat v odborném časopise oboru astronomie/astrofyzika.

Domnívám se, že práce Marca Souzy de Joode splňuje všechny náležitosti SOČ a že může být hodnocena jako velmi kvalitní.

V Ondřejově 25.3.2021



Jana Kašparová

Abstrakt

Tato práce přináší první výsledky měření slunečního spektrometru FICUS (Flare Intensity Continuum Ultra-wide Spectrograph) umístěném na slunečním oddělení ASU AV ČR, jehož cílem bude pořízení prvních časově rozlišených spekter slunečních erupcí v oblasti optického kontinua. Jsou vyvinuty procedury pro absolutní kalibraci ve vlnové délce a v intenzitě, jež se úspěšně daří aplikovat na první reálná měření. Tato práce nalézá pozorovací limity tohoto přístroje a odhaluje závažné instrumentální závady, které budou na základě této práce opraveny. Na závěr jsou představena pozorování okrajového ztemnění, s jejichž pomocí je určena teplotní struktura sluneční fotosféry. Tyto výsledky jsou v dobré shodě s publikovanými měřeními.

Klíčová slova

sluneční fyzika, fotosféra, optická spektroskopie, okrajové ztemnění, zářivý přenos

Abstract

This work presents the first observational results of the solar spectrometer FICUS (Flare Intensity Continuum Ultra-wide Spectrograph), located in the Solar Department of the Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences. Procedures for the absolute calibration of the spectrometer in both wavelength and intensity are developed, and successfully applied to real observations. The observational limits of this instrument are determined and serious instrumental flaws are unveiled, which will be addressed and fixed on the basis of this work. Measurements of solar limb darkening are used to determine the thermal structure of the photosphere. These observations are in good agreement with published results.

Keywords

solar physics, photosphere, optical spectroscopy, limb darkening, radiative transfer

Poděkování

Děkuji své vedoucí, Janě Kašparové, za ochotu, upřímnou pozornost a vřelý přístup. Děkuji Martině Pavlové za příjemné pracovní prostředí. Děkuji Maciejovi Zapiórovi a Pavlu Kotrčovi za užitečné připomínky.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem práci SOČ vypracoval samostatně, použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu a postup při zpracování a dalším nakládání s prací je v souladu se zákonem č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů.

V Praze dne 29. března 2021

Podpis:

Obsah

1	Teoretický úvod	5
1.1	Základní astronomické poznatky	5
1.2	Nebeské souřadnicové systémy	5
1.3	Slunce z hlediska pozorování	6
1.4	Záření	9
1.5	Rovnice zářivého přenosu	10
1.6	Řešení rovnice zářivého přenosu	11
1.7	Okrajové ztemnění	12
1.8	Spektrální čáry	14
2	FICUS: Flare Intensity Continuum Ultra-wide Spectrograph	16
2.1	Popis aparatury	16
2.2	Kalibrace spektrometrů ve vlnové délce	18
2.3	Absolutní kalibrace spektrometrů	20
3	Testovací měření	25
3.1	Měření temného proudu, vyčítacího šumu a zesílení	25
3.2	Měření vlivu zemské atmosféry	26
3.3	Měření protuberance a sluneční skvrny	29
3.4	Driftová měření teplotní struktury	34
4	Závěr	43

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Základní astronomické poznatky

Dříve než začneme popisovat Slunce z hlediska fyzikálního, podíváme se na něj jako na objekt pohybující se na nebeské sféře. Učiníme tak, protože budeme hovořit o coelostatu, o přechodech Slunce přes clonku spektrometru, atmosferické extinkci v závislosti na výšce nad obzorem a jiných aspektech slunečního pozorování, jejichž podstata je geometrická.

Rovina, ve které Země obíhá kolem Slunce se nazývá ekliptika. V geocentrickém pohledu je ekliptika hlavní kružnice, po které se Slunce v průběhu roku pohybuje. Úhel mezi rovinou ekliptiky a rovinou rovníku se nazývá sklon ekliptiky. Sklon ekliptiky je

$$\varepsilon = 23^\circ 26' 11,6'', \quad (1.1)$$

ale osciluje mezi hodnotami od $22,1^\circ$ do $24,5^\circ$ průběhu cyklu, který trvá přibližně 41 000 let. V současné době se tedy sklon ekliptiky nachází blízko své střední hodnoty a klesá úhlovou rychlostí přibližně $47''$ za století. Sklon roviny ekliptiky a roviny rovníku je roven úhlu mezi zemskou osou a osou ekliptiky.

Země obíhá kolem Slunce po elipse s velkou poloosou o velikosti $1au \doteq 1,496 \cdot 10^{11}$ m a excentricitě $e = 0,0167$. Střední úhlová rychlost pohybu Slunce po ekliptice je

$$\bar{\omega} = \frac{2\pi}{365,2564 \text{ den}} \doteq 0,9856^\circ \text{ den}^{-1}. \quad (1.2)$$

Tuto hodnotu můžeme označovat jako střední siderickou úhlovou rychlost Slunce. Protože Země obíhá po elipse, siderická úhlová rychlost Slunce se v průběhu roku mění. Ze zákona zachování momentu setrvačnosti víme, že

$$\omega_1 r_1 = \omega_2 r_2, \quad (1.3)$$

kde $r_{1,2}$ jsou velikosti zemského průvodiče v libovolných dvou okamžicích. Ty si můžeme vyjádřit z rovnice elipsy v polárním tvaru,

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}, \quad (1.4)$$

kde θ je úhel mezi průvodičem a hlavní osou elipsy, kterou označujeme jako apsidální přímku. Tento úhel se nazývá pravá anomálie.

1.2 Nebeské souřadnicové systémy

Nejpřirozenějším systémem pro popis polohy Slunce na obloze je systém ekliptikální. Polohu objektů v tomto systému popíšeme pomocí dvojice ortonormálních souřadnic, $[\beta, \lambda]$, které se nazývají ekliptikální šířka a délka. Ekliptikální délka se měří proti směru denního pohybu Slunce podél ekliptiky. Ekliptikální šířka se měří kolmo na ekliptiku, na ekliptice nabývá hodnotu $\beta = 0^\circ$, na severním ekliptikálním pólu má hodnotu $\beta = +90^\circ$, na jižním ekliptikálním pólu má hodnotu $\beta = -90^\circ$.

Ekliptikální šířka Slunce je pro všechny naše účely rovna $\beta = 0$, protože odchylky pohybu Země od střední roviny jejího oběhu jsou zanedbatelné. Ekliptikální délka Slunce narůstá s časem od okamžiku

průchodu Slunce jarním bodem, který se nazývá jarní rovnodennost. Její hodnota v čase T (měřeném například ve dnech od jarní rovnodennosti) lze určit jako

$$\lambda = \int_0^T \omega(t) dt, \quad (1.5)$$

ale protože se hodnota $\omega(t)$ v průběhu roku mění pouze v rozsahu

$$\omega(t) \in \langle \bar{\omega}(1 - e); \bar{\omega}(1 + e) \rangle, \quad (1.6)$$

můžeme udělat rozumné¹ přiblížení

$$\lambda = \bar{\omega}T. \quad (1.7)$$

Kromě ekliptikálních souřadnic používáme souřadnice rovníkové. Ty se vztahují k pólu zemské rotace a zemskému rovníku. Používáme tyto souřadnice:

- **Deklinace (δ)**

Jedná se o úhel, který měříme od nebeského rovníku po hlavní kružnici směrem k pólu. Na severní nebeské polokouli je deklinace kladná, na jižní záporná. Odpovídá zeměpisné šířce místa na Zemi, kde lze daný objekt pozorovat v nadhlavníku. Deklinace stálíc se nemění (pouze vlastním pohybem), ale deklinace Slunce se v průběhu roku mění. Při jarní rovnodennosti je deklinace Slunce $\delta = 0$ a roste až k $\delta = \varepsilon \doteq 23,5^\circ$ při letním slunovratu. Poté klesá přes nulu při podzimní rovnodennosti až k $\delta = -\varepsilon$ při zimním slunovratu.

Důležitou skutečností pro tuto práci je fakt, že deklinace ovlivňuje úhlovou rychlost objektů na obloze danou denním pohybem. Slunce na nebeském rovníku se pohybuje úhlovou rychlostí

$$\Omega(0) = \frac{2\pi}{24h} = \frac{2\pi}{23^h56^{\text{min}}4^{\text{s}}} - \frac{2\pi}{365,25 \text{ dní}},$$

ale v obecném čase T od slunovratu se pohybuje po obloze úhlovou rychlostí

$$\Omega(T) = \Omega(0) \cos(\delta(T)).$$

Deklinace nás zajímá také proto, že podle ní nastavujeme vzdálenost primárního a sekundárního zrcadla coelostatu, o kterém budeme hovořit později.

- **Rektascenze (α)** Rektascenzi měříme ve směru podél nebeského rovníku od jarního bodu, ve stejném směru jako měříme ekliptikální délku, tj. proti směru denního pohybu Slunce.

Převod mezi ekliptikálním a rovníkovým systémem děláme pomocí tzv. **nautického** trojúhelníku, což je sférický trojúhelník, jehož vrcholy jsou severní světový pól, severní ekliptikální pól a pozorovaný objekt (Slunce).

1.3 Slunce z hlediska pozorování

Nepředstavitelné množství hvězd můžeme pozorovat fotometricky (viz Gaia data release 2, [2]), a velkou řadu jasnějších z nich můžeme pozorovat i spektroskopicky. Přesto ale pozorujeme hvězdy jako bodové zdroje světla, tedy, nemáme žádnou informaci rozlišenou v prostorovém úhlu. Existuje pouze několik hvězd, které byly úhlově rozlišeny, mezi nimi je například Antares [27] nebo Betelgeuse [4], na kterých byly v poslední době pozorovány náznaky povrchových jevů. [13]

O opravdovém úhlovém rozlišení lze ale hovořit pouze u Slunce. Už pouhým okem lze za vhodných podmínek rozlišit největší skvrny, ale skutečná pozorování byla možná až po vynálezu dalekohledu. Protože je to pro tuto práci zásadní, uvádím zde malý soupis útvarů a jevů, které lze na Slunci pozorovat, a některé pojmy s nimi spojené.

Slunce se otáčí kolem osy mířící v rovníkovém systému na

$$\delta = 63^\circ 52', \alpha = 19^h 4^{\text{min}} = 286^\circ.$$

. Ekliptikální šířka osy sluneční rotace je $\beta_S = 82,75^\circ$. Sklon slunečního rovníku od roviny ekliptiky je tedy $I = 90^\circ - \beta_S = 7,25^\circ$. Helioseismická měření dávají hodnotu $I = 7,115^\circ \pm 0,002$ [1].

¹Stačí pro poměrně přesné pochopení dále vysvětlovaných principů. Například ale pro účely přesné astronavigace už neplatí.

Heliografické souřadnice. Heliografická šířka B je souřadnice, která udává úhlovou vzdálenost oblasti od slunečního rovníku. Na severní polokouli Slunce nabývá hodnot $B \in (0^\circ, 90^\circ)$, na jižní polokouli $B \in (-90^\circ, 0^\circ)$.

Heliografická délka L se definuje obtížněji. Protože na Slunci není žádný pevný útvar, kterým by šlo jednoznačně zvolit nultý poledník, byl určen jako poledník procházející středem disku ve 12:00 UT 1. ledna 1854 [5]. V daný okamžik určíme heliografickou šířku L dané oblasti dopočtem, při znalosti průměrné rotace Slunečního rovníku o $12,3^\circ$ za den.

Heliografické souřadnice středu disku, jak jej pozorujeme ze Země, se s časem se mění. Heliografická šířka se určí pomocí sinové věty pro sférický trojúhelník [36]:

$$B_0 = \arcsin(\sin(\lambda_\odot - \Omega) \sin I) \quad (1.8)$$

kde λ_\odot je ekliptikální šířka Slunce, $I = 90^\circ - \beta_S = 7,25^\circ$ a Ω je úhel mezi vzestupným úhlem slunečního rovníku na ekliptice a jarním bodem. Heliografickou délku středu disku určíme obdobně,

$$L_0 = \arctg(\tan(\lambda_\odot - \Omega) \cos I) + M, \quad (1.9)$$

kde M je úhel mezi vzestupným úhlem slunečního rovníku na ekliptice a nultým slunečním poledníkem, který je třeba určit z času měření. **Polohový úhel P** je úhel mezi deklinační kružnicí procházející středem slunečního disku a projekcí osy sluneční rotace. Je dán dvěma dílčími vlivy: sklonem Zemské osy a sklonem sluneční osy. Určíme ho jako

$$P = \underbrace{\arctg(-\cos \lambda_\odot \operatorname{tg} \varepsilon)}_{\text{osa Země}} + \underbrace{\arctg(-\cos(\lambda_\odot - \Omega) \operatorname{tg} I)}_{\text{osa Slunce}} \quad (1.10)$$

Hodnota ε a Ω se s časem postupně mění [12]:

$$\Omega = 75^\circ 46' + 84'T, \quad (1.11)$$

kde T je počet juliánských století od 1. ledna 2000. Helioseismická měření udávají současnou hodnotu $\Omega = 75,5^\circ \pm 0,1^\circ$ [1].

Diferenciální rotace. Úhlová rychlost rotace slunečního rovníku je vyšší než v oblastech blíže pólů. Diferenciální rotace se projevuje na úhlové rychlosti slunečních skvrn a struktur na magnetogramech a Dopplerogramech, na základě kterých (Snodgrass, Ulrich 1990) [37] byl určen empirický vzorec:

$$\omega(B) = k_0 + k_1 \sin^2(B) + k_2 \sin^4(B), \quad (1.12)$$

kde k_0, k_1, k_2 byly určeny regresí. Ukazuje se, že rychlostní útvary (z Dopplerovských měření) rotují rychleji, než útvary magnetické [37]. Rozdíl je nejvýraznější na rovníku, a je minimální na šířce kolem $B = 50^\circ$. [37].

Sluneční skvrny Sluneční skvrny jsou oblasti ve sluneční fotosféře, ve které se nachází hmota, které magnetické pole zabraňuje v proudění, a je tedy chladnější. Mají povrchové teploty kolem 3000 až 4500 K, jsou tedy oproti okolní fotosféře chladnější o zhruba 2000 K. Protože jsou chladnější, jeví se tmavší než okolní fotosféra. Velikosti slunečních skvrn se mohou velmi lišit, běžně pozorujeme skvrny o průměrech v řádu 10^3 až 10^4 km, ale mohou vznikat i mnohem větší skvrny dosahující velikostí přes 10^5 km.

Nejtemnější středová oblast se nazývá **umbra**. Kolem umbry nacházíme přechodnou oblast nazývanou **penumbra**, která může v menších skvrnách chybět. Nejdrobnější skvrny se nazývají póry. Tyto póry mají velmi krátkou životnost.

Sluneční cyklus Od osmnáctého století je Slunce nepřetržitě pozorováno. Zjistilo se, že v průběhu 11letého cyklu počet pozorovaných skvrn osciluje. Viz grafy 1.1, kde je na základě SILSO dat [10]. Sluneční aktivita se často kvantifikuje tzv. **Wolfovým číslem**, které se určuje jako

$$R = k(10g + f) \quad (1.13)$$

kde g je počet oblastí, ve kterých se vyskytuje více slunečních skvrn a f je počet individuálních skvrn. Konstanta k je přiřazena každé pozorovatelně [9].

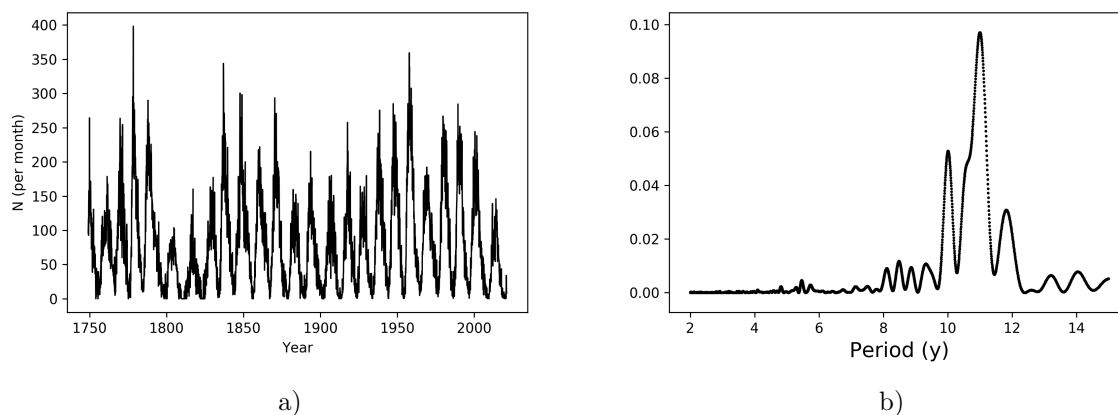
Perioda cyklu není v průběhu staletí konstantní, ale mění se od 9,5 let po 11 let – viz 1.1 vpravo, kde je vypočten Lombův-Scargleův periodogram, což je způsob frekvenční analýzy, který umožňuje práci s daty, které nejsou pořizovány v rovnoměrných intervalech (oproti např. základnímu *FFT* algoritmu).

Počet skvrn na severní a jižní sluneční polokouli je v čase dlouhodobě asymetrický. Tato asymetrie je významná a s časem proměnlivá [6]. Vysvětluje se superpozicí dvou periodicky měnících se magnetických polí: dipólového, které se mění s periodou 22let (zodpovědné za 11letý cyklus) a kvadrupólového, které se mění s periodou 13 až 15 let [34].

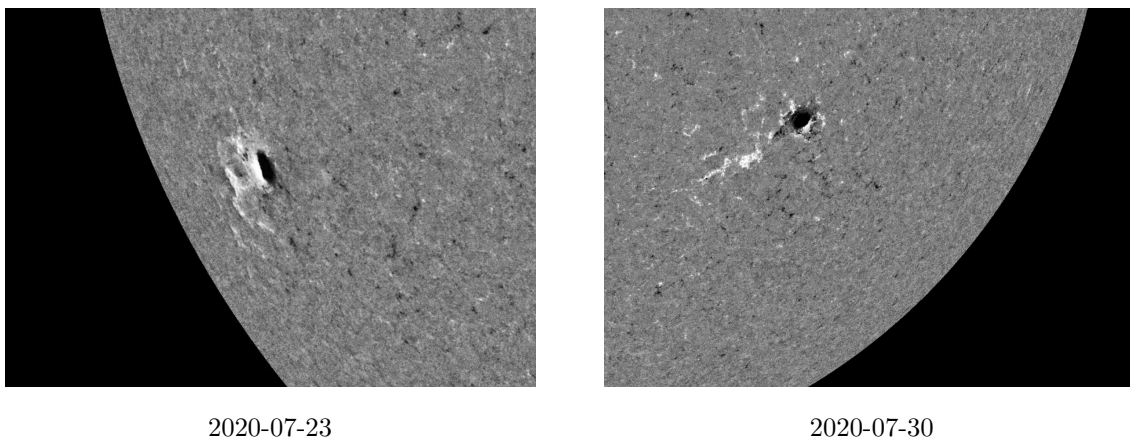
Typické sluneční skvrny vznikají ve dvojicích s opačnou magnetickou polaritou. Západnější skvrna se označuje jako vedoucí, východnější jako chvostová.

Cyklus začíná, když se po období minima začínají objevovat nové skvrny. Nové skvrny se nejčastěji objevují kolem $B = \pm 30^\circ$. S postupem času skvrny vznikají blíže rovníku. Závislost heliografické šířky vzniku skvrn na čase se označuje jako motýlkový diagram.

V současné chvíli (2020/21) se nacházíme v minimu sluneční aktivity. Můžeme tedy uvažovat tzv. *model klidného Slunce*. Proto tato práce pozoruje pouze několik útvarů (sluneční skvrny, jednu protuberanci, fakulové pole), ale převážně se zaměřuje na měření okrajového ztemnění. Pozorované jevy představují téměř všechny jevy, které se na Slunci odehrály v průběhu léta 2020.



Obrázek 1.1: a) Počet skvrn v za měsíc pozorování v čase, na základě dat ze *SILS* (Sunspot index and Long-term Solar Observations) shromažďované Královskou belgickou observatoří v Bruselu. b) Lombův-Scargleův periodogram vypočtený na základě stejných dat. Vidíme, že nejvýraznější perioda trvá kolem 11 let.



Obrázek 1.2: Snímky z magnetogramu HMI [33] z družice SDO [29] oblasti se sluneční skvrnou, která byla současně měřena FICUsem.

1.4 Záření

Výkon. Slunce je proměnná hvězda, jejíž výkon, zprůměrovaný v časovém rozmezí delším než jedné sluneční otočky, se během 11letého cyklu mění přibližně o 0,1%. Během maxima sluneční aktivity se může ze dne na den výkon Slunce měnit až o 0,3% [16]. Již desetiletí probíhají družicová měření slunečního výkonu, ze kterých vyplývá, že průměrný výkon Slunce je

$$L = (3,8275 \pm 0,0014) \cdot 10^{26} \text{ W}, \quad (1.14)$$

na základě čehož Mezinárodní Astronomická Unie definuje [44] nominální sluneční výkon jako

$$L_{\odot} = 3,828 \cdot 10^{26} \text{ W}. \quad (1.15)$$

Touto fixní hodnotou lze například vyjadřovat výkony hvězd.

Tok. Tokem Φ označujeme výkon vztažený na jednotku plochy, a tedy

$$L = \int \Phi \, dS. \quad (1.16)$$

Můžeme hovořit o toku při povrchu Slunce, jehož hodnotu může popisovat Stefanovým-Boltzmannovým zákonem,

$$\Phi = \sigma T^4, \quad (1.17)$$

kde $\sigma = 5,67037 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ je Stefanova-Boltzmannova konstanta a T je teplota na povrchu fotosféry. Hodnota toku slunečního záření nad povrchem zemské atmosféry označujeme jako solární konstantu:

$$\Phi = \frac{L_{\odot}}{4\pi a^2} = 1360,8 \text{ Wm}^{-2}, \quad (1.18)$$

kde a je velká poloosa zemské dráhy.

Zářivost. Zářivost J označuje výkon z jednotkového prostorového úhlu.

$$L = \int J \, d\Omega. \quad (1.19)$$

Prostorový úhel může být vymezen například útvarem na povrchu Slunce, nebo také instrumentálně úhlovou velikostí vstupní clonky.

Intenzita. Intenzitou I se myslí výkon vztažený na jednotku plochy a jednotkový prostorový úhel. Jejími jednotkami je tedy

$$[I] = \text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}. \quad (1.20)$$

Je tedy definována tak, aby

$$J = \int I \cos \theta \, dS = \int I \mu \, dS \quad (1.21)$$

a

$$\Phi = \int I \cos \theta \, d\Omega = \int I \mu \, d\Omega, \quad (1.22)$$

kde θ pro daný bod na povrchu Slunce označuje úhel mezi normálovým vektorem k povrchu Slunce a vektorem od pozorovatele k tomuto bodu. Člen $\cos \theta$ se značí jako μ .

Monochromatické veličiny. Každou z výše zmíněných veličin můžeme vztáhnout na jednotku vlnové délky, resp. jednotku frekvence. Například pro monochromatické intenzity I_{ν} a I_{λ} platí

$$I = \int I_{\nu} \, d\nu = \int I_{\lambda} \, d\lambda \quad (1.23)$$

Mezi I_{ν} a I_{λ} platí

$$\lambda^2 I_{\lambda} = c I_{\nu}. \quad (1.24)$$

1.5 Rovnice zářivého přenosu

Intenzita záření je ovlivněna lokálním prostředím. Při zeslabování intenzity prostředím hovoříme o extinkci, naopak když je intenzita záření prostředím podpořena hovoříme o emisi. Množství pohlceného světla závisí na jeho vstupní intenzitě a dráze, na které je světlo pohlcováno:

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds, \quad (1.25)$$

kde α_ν je extinkční koeficient pro danou vlnovou frekvenci vztažený na jednotku délky. Elementy délky ds měříme podél paprsku. Pro změnu intenzity díky emisi platí

$$dI_\nu = +j_\nu ds, \quad (1.26)$$

kde j_ν je emisivita na dané frekvenci (monochromatická emisivita), jejíž jednotky jsou jednotkami intenzity vztažené na jednotku délky. I zde délku měříme podle dráhy paprsku. V reálných prostředích vždy dochází ke kombinaci emise i extinkce, a proto je užitečné hovořit o poměru těchto dvou vlivů. Zavádí se tedy veličina označovaná jako zdrojová funkce,

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}. \quad (1.27)$$

Za předpokladu lokální termodynamické rovnováhy, tj. za předpokladu, že hmota je v termodynamické rovnováze, přesto že se její teplota s výškou postupně mění, platí, že zdrojová funkce je popsána Planckovým zákonem:

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_bT) - 1}. \quad (1.28)$$

Změna intenzity v závislosti na dráze podél paprsku je ovlivněna extinkcí a zároveň emisí. Uvážíme-li oba dva jevy, získáváme rovnici přenosu záření:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu. \quad (1.29)$$

Po vydělení obou stran rovnice extinkcí, dostáváme

$$\frac{dI_\nu}{\alpha_\nu ds} = S_\nu - I_\nu. \quad (1.30)$$

Zde je užitečné zavést další veličinu nazývanou monochromatická optická hloubka. V literatuře se používají dvě různé definice optické hloubky. Podle první definice se optická hloubka měří dle zorného paprsku:

$$d\tau_\nu = \alpha_\nu ds. \quad (1.31)$$

Nicméně pro naše účely je užitečnější uvažovat druhou definici, která měří optickou hloubku radiálně ke středu Slunce. S takovouto definicí jsou místa se stejnou optickou hloubkou v jedné geometrické hloubce, ohraničující sféru. Je ale nutné opravit o úhel, pod kterým se na daný bod na slunečním povrchu díváme.

$$\mu d\tau_\nu = d\tau_\nu \cos \theta = +\alpha_\nu ds, \quad (1.32)$$

kde θ je úhel mezi normálou k pozorovanému bodu na slunečním povrchu a vektorem mířícím od pozorovatele k tomuto bodu. Takováto definice je užitečná, protože díky ní můžeme psát

$$d\tau_\nu = -\alpha_\nu dz \quad (1.33)$$

kde z je radiální délková souřadnice. Střed Slunce je v $z = 0$, povrch sluneční fotosféry je v $z_0 = R_\odot$ a pozorovatel na Zemi se nachází pro všechny praktické účely v $z = \infty$. Pak můžeme přepsat rovnici zářivého přenosu do tvaru

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu. \quad (1.34)$$

1.6 Řešení rovnice zářivého přenosu

Vyřešíme nejprve pár zjednodušujících případů. Příklad bez extinkce, kdy hledáme intenzitu měřenou pozorovatelem v $s = 0$ až do hloubky D měřené podél paprsku vyřešíme snadno:

$$\begin{aligned} dI_\nu &= +j_\nu(s) ds, \\ \int_{I_\nu(0)}^{I_\nu(D)} dI_\nu &= \int_0^D j_\nu(s) ds, \\ I_\nu(D) &= I_\nu(0) + \int_0^D j_\nu(s) ds. \end{aligned} \quad (1.35)$$

a ve zjednodušujícím případě, kdy

$$\frac{dj_\nu}{ds} = 0$$

je řešením

$$I_\nu(D) = I_\nu(0) + jD. \quad (1.36)$$

Není běžné, abychom znali j_ν podél obecného paprsku, ale spíše jej najdeme například jako funkci radiální souřadnice z . V takovém případě bychom určili intenzitu jako

$$I_\nu(\mu, z_0) = I_0 + \frac{1}{\mu} \int_\infty^{z_0} j_\nu(z) dz, \quad (1.37)$$

samozřejmě v závislosti na úhlové souřadnici μ . Dále vyřešíme případ s extinkcí, ale bez emise. To naopak řešíme

$$\begin{aligned} dI_\nu &= -\alpha I_\nu ds, \\ \int_{I_\nu(0)}^{I_\nu(D)} \frac{1}{I_\nu} dI_\nu &= - \int_0^D \alpha ds, \\ I_\nu(D) &= I_\nu(0) \exp\left(- \int_0^D \alpha_\nu(s) ds\right), \end{aligned} \quad (1.38)$$

případně pomocí (radiální) optické hloubky:

$$I_\nu(\mu, \tau) = I_\nu(0) e^{-\mu\tau}. \quad (1.39)$$

Nakonec vyřešíme obecný případ:

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu) - S_\nu(\tau_\nu),$$

převědeme a dostáváme nehomogenní obyčejnou diferenciální rovnici:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} - \frac{1}{\mu} I_\nu(\tau_\nu) = -\frac{1}{\mu} S_\nu(\tau_\nu). \quad (1.40)$$

Řešíme pomocí integračního faktoru $e^{\int -1/\mu d\tau_\nu} = e^{-\tau_\nu/\mu}$:

$$\begin{aligned} e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} - e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{1}{\mu} I_\nu(\tau_\nu) &= -\frac{1}{\mu} S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu/\mu}, \\ \frac{d}{d\tau_\nu} (I_\nu e^{-\tau_\nu/\mu}) &= -\frac{1}{\mu} S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu/\mu}, \\ \left[I_\nu e^{-\tau_\nu/\mu} \right]_\infty^{\mathcal{T}_\nu} &= I_\nu e^{-\mathcal{T}_\nu/\mu} = \int_{\mathcal{T}_\nu}^\infty S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu}, \end{aligned}$$

a můžeme upravit do tvaru, který se nejčastěji používá v literatuře. Jedná se tedy o celkovou monochromatickou intenzitu na souřadnici μ do radiální optické hloubky na dané frekvenci \mathcal{T}_ν :

$$I_\nu(\mu, \mathcal{T}_\nu) = \int_{\mathcal{T}_\nu}^\infty S_\nu(\tau_\nu) e^{-(\tau_\nu - \mathcal{T}_\nu)/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu}. \quad (1.41)$$

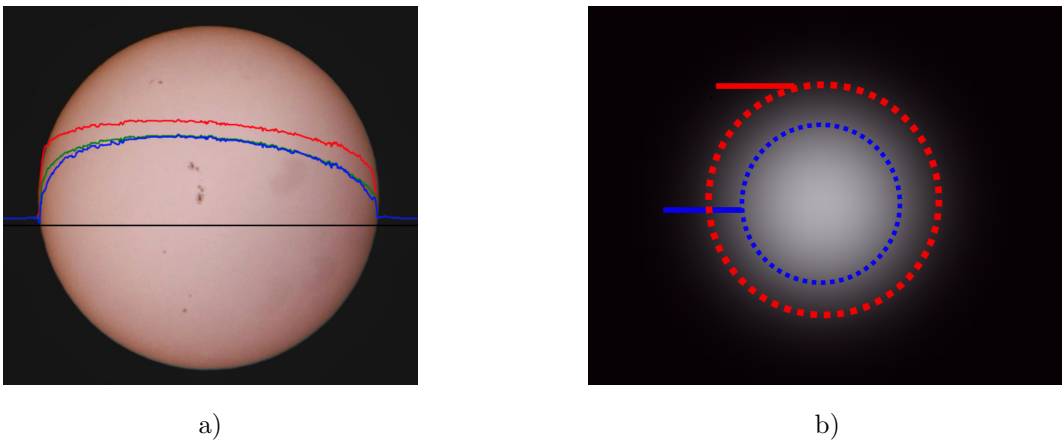
Toto je tedy formální řešení, a dle volby závislosti $S_\nu(\tau_\nu)$ dostáváme různě složité modely.

1.7 Okrajové ztemnění

Díváme-li se na Slunce ve viditelném oboru, nevidíme do něj velmi hluboko. Je to dáno extinkcí, která způsobuje že intenzita záření z optické hloubky τ klesá velmi rychle s $e^{-\tau}$. Z optické hloubky $\tau_{1/2} = \ln(1/2) \approx 2/3$ vidíme jen polovinu záření, z optické hloubky $\tau = 1$ vidíme jen $I = I(0)/e$. O moc hlouběji než $\tau = 1$ podél paprsku nevidíme. Geometricky je tato hloubka v řádu několika stovek kilometrů. Budeme-li tuto optickou hloubku měřit radiálně, ohraničíme tak slupku, ze které vidíme naprostou většinu světla ze Slunce, která se nazývá fotosféra.²

Ve fotosféře je teplotní gradient, kdy hlubší vrstvy jsou teplejší a vyšší chladnější, přibližně v rozmezí $T \in (4500; 6000)\text{K}$. Díváme-li se na okraj slunečního disku, díváme se skrz vnější, chladnější vrstvy. Naopak, díváme-li se do středu slunečního disku, vidíme hlouběji, až do teplejších vrstev.

Kromě toho, že se střed slunečního disku je jasnější než limbus, má okrajové ztemnění ještě jeden aspekt: z limbu nepozorujeme kratší vlnové délky, a tak se jeví červenější. Jak si později ověříme na měření, tento efekt je velmi výrazný.



Obrázek 1.3: a) Kvalitativní znázornění okrajového ztemnění na barevné digitální fotografii. Podél řezu diskem je vynášena intenzita jednotlivých barevných kanálů (R, G, B). Nejen, že celková intenzita klesá s μ , ale v kanálu B klesá rychleji než v kanálu G, a v kanálu R klesá téměř skokově až u samotného limbu. b) Schématický obrázek okrajového ztemnění. Hlubší vrstvy mají vyšší teplotu a maximum jejich vyzařování je na kratších vlnových délkách. Vrstvy blíže povrchu jsou chladnější a vyzařují na delších vlnových délkách. Při pohledu na limbus, tj. na kraj slunečního disku, díváme se jen do těchto chladnějších vrstev.

Existuje řada přístupů jak empiricky popsat okrajové ztemnění. Typicky bývá okrajové ztemnění fitováno polynomem v μ vyššího (např. pátého) řádu, a je dána tabulka uvádějící hodnoty koeficientů tohoto polynomu pro různé vlnové délky, např. (Pierce a Slaughter, 1977) [30]. Hodnoty koeficientů u vyšších stupňů μ se ale napříč články rozcházejí. (Hestroffer a Magnan, 1998) [18] ale ukazují, že okrajové ztemnění lze poměrně přesně popsat mnohem jednodušším modelem, kde

$$I_\lambda(\mu) = 1 - u(1 - \mu^\alpha) \quad (1.42)$$

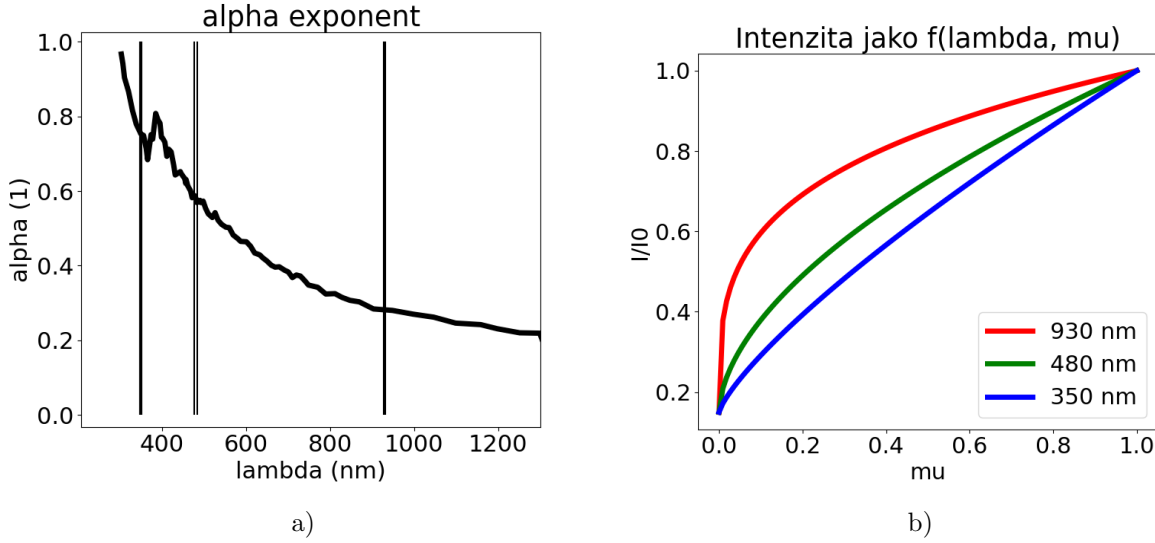
kde $u \doteq 0,85$ a $\alpha(\lambda)$ je funkce ve tvaru

$$\alpha(\lambda) = c_1 + \frac{c_2}{\lambda}.$$

Jedním z testovacích měření FICUSu je právě měření okrajového ztemnění. Abychom mohli z testovacích měření získat nějaké reálné fyzikální hodnoty, které by bylo možno porovnat s publikovanými hodnotami, bude užitečné zvolit takový model, který by nebyl čistě empirický. Vyjdeme z řešení rovnice zářivého přenosu (1.41), a vyjdeme z polohy pozorovatele na Zemi tj. $\mathcal{T}_\nu = 0$:

$$I_\nu(\mu) = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu}. \quad (1.43)$$

²Okrajové ztemnění není zdaleka jenom záležitostí sluneční fyziky: vidíme jej například v profilech světelných křivek přechodů exoplanet.



Obrázek 1.4: a) Hodnoty exponentu $\alpha(\lambda)$ pro rozsah vlnových délek, který je měřitelný na FICUSu. Vertikální čáry označují začátek a konec teoretického rozsahu spektrometrů HR4C5177 a HR4D290, s malým překryvem kolem 485 nm. Závislost $\alpha(\lambda)$ lze dobře aproximovat lineární lomenou funkcí. Nespojitost kolem 364 nm je způsobena Balmerovým skokem. b) Vypočtené okrajové ztemnění na základě $I_\lambda(\mu) = 1 - u(1 - \mu^\alpha)$ pro instrumentálně významné vlnové délky, tj. kraje teoretického rozsahu spektrometrů a úzká oblast překryvu. Okrajové ztemnění je mnohem výraznější na kratších vlnových délkách, kde intenzita slábne postupně. Na delších vlnových délkách prudce klesá až u limbu.

V prvním přiblížení můžeme zkusit uvažovat, že je zdrojová funkce je v hloubce (a optické hloubce) konstantní ($\frac{dS_\nu}{dz} = \frac{dS_\nu}{d\tau_\nu} = 0$):

$$I_\nu(\mu) = \frac{S_\nu}{\mu} \int_0^\infty e^{-\tau_\nu/\mu} d\tau_\nu = \frac{S_\nu}{\mu} \left[-\mu e^{-\tau_\nu/\mu} \right]_0^\infty = S_\nu. \quad (1.44)$$

V takovém případě zjišťujeme, že pozorovaná monochromatická intenzita je konstantní v úhlové souřadnici μ , a okrajové ztemnění bychom nepozorovali.³ Je tedy třeba použít alespoň lineární aproximaci, která se v tomto kontextu označuje za **Eddingtonovu-Barbierovu aproximaci**. Dosazujeme tedy

$$S_\nu(\tau_\nu) = a_\nu + b_\nu \tau_\nu \quad (1.45)$$

$$I_\nu(\mu, \tau_\nu = 0) = \int_0^\infty (a_\nu + b_\nu \tau_\nu) e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu} = a_\nu \underbrace{\int_0^\infty e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu}}_1 + b_\nu \underbrace{\int_0^\infty \tau_\nu e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu}}_\mu \quad (1.46)$$

$$I_\nu(\mu, \tau_\nu = 0) = a_\nu + b_\nu \mu = S_\nu(\tau_\nu = \mu) \quad (1.47)$$

Uděláme předpoklad, že se systém nachází v lokální termodynamické rovnováze. Pak můžeme říci, že

$$S_\nu = B_\nu(T), \quad (1.48)$$

kde $B_\nu(T)$ je Planckova funkce popsaná Planckovým vyzařovacím zákonem. Přestože jsme zdánlivě u konce, s tím, že v rámci popsaných přiblížení platí

$$I_\nu(\mu) \approx S_\nu(\tau_\nu = \mu) \approx B_\nu(\tau = \mu), \quad (1.49)$$

je třeba si uvědomit, že zdaleka neměříme hodnotu I_ν přímo. Absolutní kalibraci v této práci bude věnováno mnoho pozornosti, ale už nyní můžeme zavést funkci, která vztahuje naměřenou hodnotu na

³Takovýmto způsobem by vyzařoval napříkld matný horký černý disk.

dané frekvenci (vlnové délce) a polohové souřadnici μ k změřené hodnotě na stejné frekvenci ve středu disku ($\mu = 1$):

$$g_\nu(\mu) = \frac{I_\nu(\mu)}{I_\nu(\mu = 1)} = \frac{a_\nu + b_\nu \mu}{a_\nu + b_\nu} = \frac{a_\nu(1 + \frac{b_\nu}{a_\nu} \mu)}{a_\nu(1 + \frac{b_\nu}{a_\nu})}, \quad (1.50)$$

kde si můžeme označit $\beta_\nu = \frac{b_\nu}{a_\nu}$:

$$g_\nu(\mu) = \frac{1 + \beta_\nu \mu}{1 + \beta_\nu} = \frac{1}{1 + \beta_\nu} + \frac{\beta_\nu}{1 + \beta_\nu} \mu, \quad (1.51)$$

čímž dostáváme lineární funkci. Funkční hodnota g_ν lze zjistit snadno, jako podíl měření a referenčního měření středu, a souřadnice μ lze také v každém okamžiku určit. Pak fitem pro každou vlnovou délku můžeme zjistit posun a sklon této přímky, odkud snadno dopočteme hodnotu β_ν . V praxi hodnota β_ν se bude lišit podle toho, zda ji dopočteme z posunu nebo sklonu, a tak nefitujeme dvěma volnými parametry, ale rovnou β_ν .

Hodnoty $I_\nu(\mu = 1)$ jsou tabelované a publikované s řádově větší přesností, než na které FICUS může měřit. Proto s ní můžeme zacházet jako s referenčním spektrem. Odtud tedy můžeme zjistit

$$I_\nu(\mu = 1)g_\nu(\mu = \tau_\nu) = I_\nu(\mu) \approx B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1}, \quad (1.52)$$

odkud

$$T_\nu(\mu) = \frac{h\nu}{k_B \ln\left(\frac{2h\nu^3}{c^2 I_\nu(\mu=1)g_\nu}\right)}. \quad (1.53)$$

1.8 Spektrální čáry

Reálné sluneční spektrum se liší od spektra černého tělesa. Celkový tvar spektra je pozměněn skutečností, že se nedíváme na zářič o jedné teplotě, ale díváme se na součet intenzit spojitě mnoha zářících vrstev s různou teplotou. S rostoucí hloubkou roste teplota těchto vrstev, ale jejich pozorování je zatíženo větší extinkcí.

Ovšem, ani takovýto popis slunečního spektra není přesný. Již na počátku 19. století bylo zjištěno (Wollaston 1802, Fraunhofer 1814), že ve spojitě sluneční spektrum je narušeno řadou čar. Balmer, 1885 byl první, kdo našel empirický vztah pro popis vlnových délek některých čar vodíku. Jeho vztah má tvar

$$\lambda = \lambda_B \left(\frac{n^2}{n^2 - 4} \right), \quad (1.54)$$

kde $n > 2$, $n \in \mathbb{N}$ a $\lambda_B = 364,507$ nm je vlnová délka Balmerova skoku. Pro $n = 3$ dostáváme $\lambda = 656,3$ nm, což je vlnová délka čáry $H\alpha$, jedné z nejvýraznějších čar ve slunečním spektru. Postupným dosazováním za n dostáváme vlnové délky ostatních Balmerových čar, tj. $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ a tak dále. V limitním případě

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_B \left(\frac{n^2}{n^2 - 4} \right) = \lambda_B. \quad (1.55)$$

Brzy na to přichází Rydberg se zobecněným vztahem,

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_a^2} - \frac{1}{n_b^2} \right), \quad (1.56)$$

kde R_H je Rydbergova konstanta pro vodík. Balmerův vzorec je jenom jeden případ, kdy dosadíme $n_a = 2$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} &= R_H \left(\frac{n_b^2 - n_a^2}{n_a^2 n_b^2} \right), \\ \lambda &= \frac{4}{R_H} \left(\frac{n_b^2}{n_b^2 - 4} \right), \end{aligned} \quad (1.57)$$

odkud mimochodem také vidíme, že

$$\lambda_B = \frac{4}{R_H}. \quad (1.58)$$

Na začátku 20. století s Bohrem dochází ke ztotožnění empirických parametrů n_a, n_b s hlavním kvantovým číslem, které vymezuje diskrétní energetické hladiny v elektronovém obalu. Tyto čáry jsou způsobeny přechody elektronů mezi diskrétními energetickými hladinami: excitací a deexcitací. V tuto chvíli již lze hovořit o energiích různých stavů. Je-li elektron vázán k jádru, jeho energie je

$$E = -\frac{hcR_\infty}{n^2}, \quad (1.59)$$

kde

$$R_\infty = R_H \left(\frac{m_p + m_e}{m_p} \right). \quad (1.60)$$

S rostoucím hlavním kvantovým číslem se k sobě sousední energetické hladiny přibližují, a v limitě

$$\lim_{n \rightarrow \infty} -\frac{hcR_\infty}{n^2} = 0. \quad (1.61)$$

Člen

$$hcR_\infty = 13,6 \text{ eV} \quad (1.62)$$

odpovídá ionizační energii vodíku, což je energie, která se uvolní při přechodu z $n = \infty \rightarrow n = 0$. Nicméně, elektrony mohou mít kladnou energii, když nejsou vázány na jádro. Kinetická energie nevázaných elektronů již není kvantovaná, tedy, může spojitě nabývat kladných hodnot. Vlnová délka fotonu, který je uvolněný přechodem elektronu z nevázaného stavu do vázaného stavu, netvoří spektrální čáry, ale tzv. kontinuum. Z observačního hlediska jsou pro nás relevantní dvě oblasti kontinua, Paschenovo a Balmerovo kontinuum. Paschenovo kontinuum je oblast, kde

$$\lambda < \lambda_P = \frac{3^2}{R_H}$$

a Balmerovo kontinuum je oblast, kde

$$\lambda < \lambda_B = \frac{2^2}{R_H}.$$

Jiné oblasti kontinua již nespádají do rozsahu, který lze na FICUSu měřit.

Kapitola 2

FICUS: Flare Intensity Continuum Ultra-wide Spectrograph

FICUS (Flare Intensity Continuum Ultra-wide Spectrograph) je zařízení umístěné v Laboratoři Borise Valníčka na slunečním oddělení astronomického ústavu v Ondřejově. Jedná se o přístroj, jehož primárním cílem je změřit změny intenzity aktivních oblastí při slunečních erupcích v optickém kontinuu. Takovéto výsledky by byly první svého druhu. V současné době zařízení ještě nepracuje v stabilizovaném provozu.

Tato práce přináší první experimentální výsledky tohoto přístroje.

2.1 Popis aparatury

Běžné hvězdářské dalekohledy jsou nejčastěji umístěny na rovníkové montáži, která vyrovnává rotaci Země takovým způsobem, že dalekohled míří v průběhu pozorování na téže zorné pole.

Protože hlavní zrcadlo FICUSu má ohniskovou vzdálenost $f = 13,5$ m, násobně delší než běžné dalekohledy, takovéto řešení nepřipadá v úvahu. Používá se proto **coelostat**, soustava dvou zrcadel, které zajišťují stabilitu obrazu.

Coelostat se skládá z primárního a sekundárního zrcadla. Primární zrcadlo se otáčí kolem osy rovnoběžné s osou zemské rotace. Mechanismus, který zajišťuje tento pohyb se nazývá **hodinový stroj**. Primární zrcadlo s hodinovým strojem je umístěno na pohyblivé traverze, kterou je třeba se změnou sluneční deklinace postupně posouvat. Primární zrcadlo odráží sluneční paprsky na sekundární zrcadlo.

Sekundární zrcadlo je umístěno na pohyblivé vidlici, která umožňuje rotaci zrcadla v azimutálním směru a směru výšky nad obzorem. Tyto dva pohyby zajišťují dva krokové motory, které je možno nezávisle ovládat. Těmito pohyby je zajištěna možnost výběru pozorované oblasti na slunečním disku.

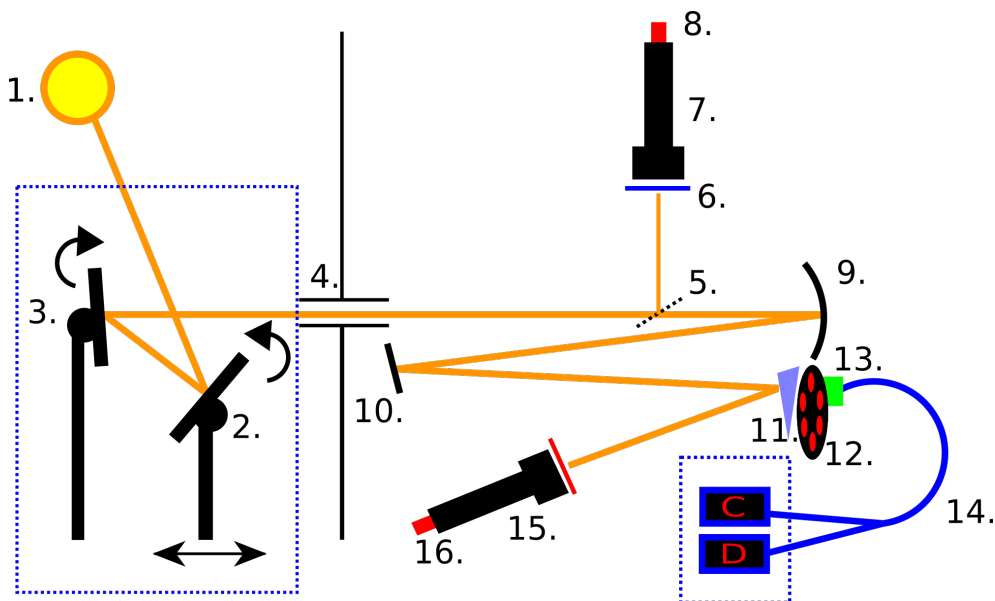
Coelostat je umístěn na věži, která je s hlavní budovou spojena můstkem. Mimo pozorovací dobu je chráněn posuvnou střechou, v jejíž zadní stěně je uzavíratelný průzor pro průchod slunečních paprsků. Světlo pak prochází otvorem ve zdi do samotné laboratoře.

Část světla je odražena diagonálním eliptickým zrcátkem do **pointačního dalekohledu**, což je čočkový dalekohled chráněný folií pro pozorování fotosféry (ND filtr) vybavený CMOS kamerou, která je spojena s počítačem.

Aby byl obraz Slunce stabilní, je třeba udržet střed Slunce na středu snímku z pointační kamery. Software, jehož autorem je Roman Dvořák, zajišťuje zpětnou vazbu krokovým motorům, které korigují vznikající výchyly.

Většina světla ale pokračuje dále, kde se odráží od **primárního zrcadla**, což je zrcadlo o průměru 280 mm a ohniskovou vzdáleností 13 500 mm. To svazek světla zaostruje a umožňuje vznik obrazu. Předtím je však svazek odražen od rovinného **sekundárního zrcadla** o průměru 150 mm.

Od něj je svazek odražen na **optický klín**, který část světla propouští na **selektor clonky**, a část světla odráží na chromosferický ($H\alpha$) dalekohled vybavený 12bitovou CMOS kamerou, nazývaný SlitJaw. Jedná se o dalekohled Coronado s průměrem 40 mm, s šířkou pásma méně než 0,1 nm.



Obrázek 2.1: Popis pozorovatelný FICUS: 1. Směr ke Slunci 2. Primární zrcadlo coelostatu s hodinovým strojem, umístěné na pohyblivé traverze. 3. Sekundární zrcadlo coelostatu, stavitelné ve vertikálním směru. 4. Otvor umožňující průchod světla do laboratoře. 5. diagonální zrcátko 6. fotosferický, tj. ND filtr 7. pointační dalekohled 8. CMOS kamera pointačního dalekohledu 9. primární zrcadlo dalekohledu 10. sekundární zrcadlo 11. optický klín 12. karusel se selektorem clonky 13. kolektor světla 14. optický kabel 15. chromosferický dalekohled SlitJaw 16. CMOS kamera chromosferického dalekohledu; C, D: spektrometry HR4C5177 a HR4D290.

2.1.1 Seřízení systému

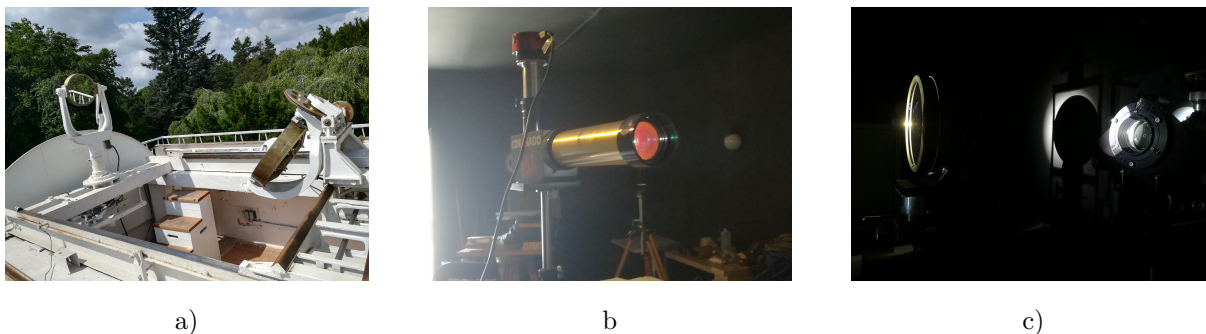
Aparatura vykazovala zvláštní chování. Proto bylo třeba se přesvědčit, zda všechny její prvky jsou centrovány kolem optické osy. Pro tento účel byl zakoupen laserový kolimátor, který byl umístěn na místo kamery pointačního dalekohledu.

Kolimace probíhala v noci, aby byl paprsek dobře viditelný:

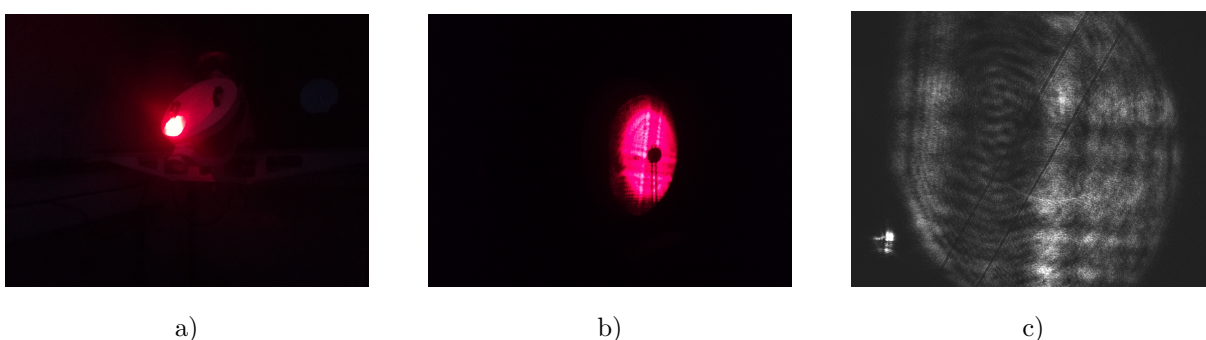
1. Umístění laserového kolimátoru do okulárového výtahu pointačního dalekohledu (na Obr. 2.2 poloha 8.)
2. Laserový svazek se odráží od diagonálního zrcátka (na Obr. 2.2 poloha 5.), dopadá na zakrytý otvor (4.), justačními šrouby namířené na střed krytu otvoru.
3. Po otevření krytu svazek prochází ven k věži coelostatu. Po odkrytí sekundárního zrcadla coelostatu (3.) paprsek dopadá na kryt primárního zrcadla coelostatu (2.), viz Obr. 2.3 a). Po další justaci paprsek dopadá na střed krytu.
4. Po odejmutí krytu se paprsek odráží zpět skrze otvor (4.) do laboratoře. Po další justaci dopadá na kryt primárního zrcadla (9.), viz Obr. 2.3 b). Zde je vidět i stín diagonálního zrcátka.
5. Po odejmutí krytu primárního zrcadla (9.) paprsek dopadá na sekundární zrcadlo (10.), optický klín (11.) a je zaznamenáno jeho spektrum. Odrazem od klínu (11.) vidíme obraz svazku na snímcích ze SlitJaw dalekohledu (15., 16.), viz Obr. 2.3 c), a tudíž víme, že nyní je soustava zkolimovaná.

2.1.2 Spektrometry

Optické vlákno se rozštěpuje a je přivedeno do dvou spektrometrů firmy Ocean Optics. Jsou vybaveny 14bitovým lineárním CCD detektorem s 3840 pixely. První z nich, HR4C5177, má teoretický rozsah 355 nm až 485 nm. Druhý z nich, HR4D290 má teoretický rozsah přibližně 480 nm až 930 nm. Diskuze o skutečném věrohodném rozsahu bude později.



Obrázek 2.2: a) Primární a sekundární zrcadlo coelostatu na věži coelostatu při pozorování, tj. s odsunutou posuvnou střechou. b) SlitJaw: chromosferický dalekohled s 12bitovou CMOS kamerou. c) Primární zrcadlo (vlevo) a selektor clonky (vpravo).



Obrázek 2.3: Kolimace soustavy.

Pro přehlednost bude spektrometr HRC5177 pracující na kratších vlnových délkách označován jako spektrometr C, a spektrometr HR4D290 pracující na delších vlnových délkách označován jako spektrometr D.

2.1.3 Software

Ze spektrometrů se vyčítají jednotlivé snímky spektra (pole velikosti 3840 14-bitových celých čísel). Tyto pole tvoří jednotlivé řádky matice. Každou expoziční dobu je pořízen a vyčten nový řádek. Po dokončení měření se tato matice uloží jako dataset `hdf5` (hierarchical data format) souboru. Je to modernější alternativou k astronomickým tradičně používaným `fits` souborům.

`hdf5` soubory jsou členěny do datasetů, a každý z datasetů má svá metadata. Pro práci s daty je tedy třeba `hdf` soubor otevřít, zvolit dataset a vyčíst metadata. Do metadat se ukládá čas prvního snímku, expoziční čas v milisekundách a další informace. Pro tuto práci byl zvolen jazyk `Python3`, s balíčky `Numpy` (Harris, 2020) [17], `matplotlib` (Hunter, 2007) [20], `SciPy` [40] a další.

Kromě spektrálních dat zacházíme i s přehledovými obrazovými daty z chromosferického dalekohledu SlitJaw. Z 12bitové CMOS kamery jsou vyčítány nekomprimované `tif` snímky.

V úhrnu zacházím s přibližně 46 GB surových dat (ze spektrometrů a SlitJaw kamery) naměřených v průběhu několika týdnů v červenci, srpnu a září 2020.

2.2 Kalibrace spektrometrů ve vlnové délce

Abychom byli schopni využívat data z obou spektrometrů (HD4C5177 na kratších vlnových délkách, HR4D290 na delších), je třeba, abychom vytvořili převodní vztahy mezi vlnovou délkou a číslem pixelu. Tedy, hledáme předpis nějaké funkce

$$\lambda(n), n \in \{0, 1, 2, \dots, 3839\}. \quad (2.1)$$

V tomto kontextu se tato závislost někdy označuje za disperzní křivku, je třeba toto označení odlišit od závislosti indexu lomu na vlnové délce, se kterou zde nepracujeme. V práci (Staněk, 2019) [38] je prováděna

Původ	λ (nm)	px (SdJ,2021)	px (Staněk, 2019)
H β	486,1	70,2	70
Fe I	489,2	92	-
Fe I	492,1	113,5	114
Fe I	495,8	142	-
Mg I	516,7	300,8	-
Mg I	517,3	304	-
Mg I	518,4	313	313
Fe I	525,0	363	-
Fe I	527,0	378	-
Fe I	532,8	422,5	-
Mg I	552,8	575	-
Na I (D2)	589,0	853	-
Na I (D1)	589,6	857,5	-
Ca I	610,3	1017,6	-
Ca I	612,2	1032,7	-
Ca O	616,2	1064	-
Fe I	630,2	1172,8	-
H α	656,3	1377,7	1378
Si I	700,6	1729,7	1730
Ni I	712,2	1824	1824
Ca I	720,2	1887	1888

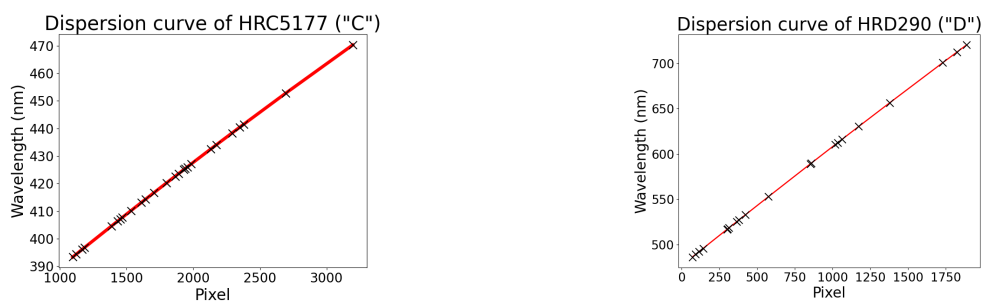
Tabulka 2.1: Vybrané spektrální čáry byly identifikovány ve spektru a byl zjištěn odpovídající pixel jejich středu. Je významné, že (Staněk, 2019) [38], kde byla prováděna podobná kalibrace, zjistil pro řadu spektrálních čar téměř identické hodnoty. Znamená to tedy, že alespoň ve vlnové délce jsou spektra v průběhu let stabilní, a není například třeba provádět kalibraci ve vlnové délce před každým pozorováním. Tato tabulka je konkrétně pro spektrometr D.

kalibrace pomocí polynomu druhého stupně:

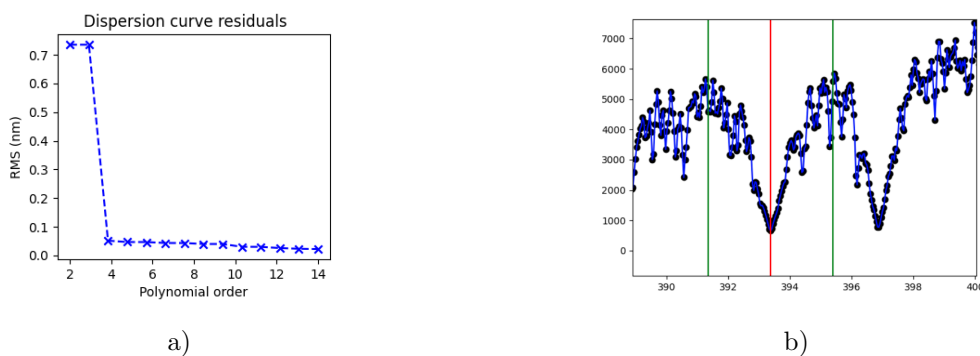
$$\lambda_C(n) = (3494,72 \pm 0,21) + n(0,41281 \pm 0,0003) + n^2(-1091,90 \pm 7,69) \cdot 10^{-8}(\text{Å}), \quad (2.2)$$

$$\lambda_D(n) = (4766,71 \pm 0,54) + n(1,34204 \pm 0,00075) + n^2(-278,78 \pm 2,25) \cdot 10^{-7}(\text{Å}). \quad (2.3)$$

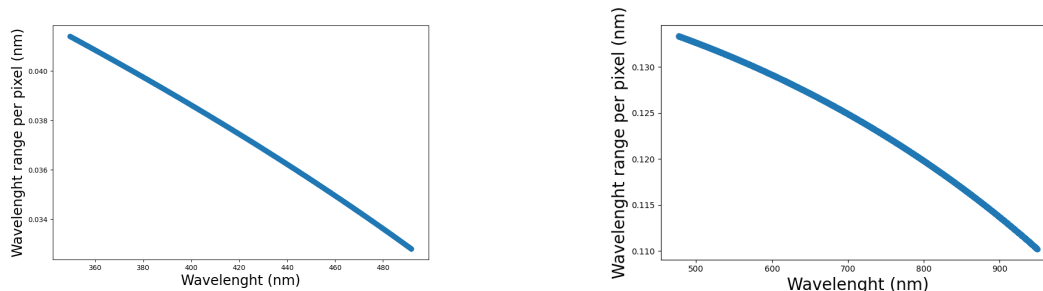
Později se ale našla dokumentace obou spektroskopů, kde bylo provedeno kalibrační měření. Jako disperzní křivku používají polynom třetího stupně.



Obrázek 2.4: Nově pořízené disperzní křivky obou spektrometrů.



Obrázek 2.5: a) Rezidua fitu podle volby volných koeficientů polynomu. Použití fitu parabolou nepředstavuje v tomto případě významné zpřesnění, ale použití kubické funkce ano. Polynomy vyššího řádu nepředstavují další výrazné zpřesnění, ale naopak hrozí overfitting. Tento konkrétní graf byl vytvořen pro spektrometr D. b) Určování středu vápníkové čáry H. Spolu s vápníkovou čarou K tvoří nejširší čáry, které pomocí našich spektrometrů na Slunci pozorujeme. Vertikální osa je v instrumentálních jednotkách, horizontální osa je převedena z $px \rightarrow \lambda$ pomocí přibližných přepočtů, které byly známy ještě před kalibrací.



Obrázek 2.6: Rozsah vlnových délek připadajících na jeden pixel, na dané vlnové délce. Vlevo pro spektrometr C, vpravo pro spektrometr D. Vidíme, že v obou případech se jedná o klesající funkci. To znamená, že na konci rozsahu obou spektrometrů mají spektra vyšší rozlišení než na začátku rozsahu. V případě obou spektrometrů poměr rozlišení na začátku a na konci rozsahu je asi 85%.

2.3 Absolutní kalibrace spektrometrů

Aby bylo možno naše měření srovnávat s jinými publikovanými výsledky, je třeba vztáhnout naše instrumentální spektra k referenčním spektrům. Nelze postupovat přímým způsobem, tj. skrze určení spektrální absorpce atmosféry, soustavy zrcadel, optického klínu, optických vláken a dalších optických prvků celé aparatury. Takovýto postup by byl téměř nemožný.

Je třeba postupovat zpětně: z naměřených kalibračních spekter ve středu ($\mu = 1$) a s pomocí referenčního atlasu vyvinout postup, kterým převést měření na obecném $\mu \in (0,1)$ z instrumentálních jednotek (ADU) na fyzikální jednotky.

Zde je důležité zmínit, že veličiny v jednotkách intenzity (Planckova funkce, zdrojová funkce) mohou být vztaheny na vlnovou délku nebo frekvenci. Je třeba mezi nimi rozlišovat, protože

$$I_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} I_\nu, \quad (2.4)$$

$$S_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} S_\nu, \quad (2.5)$$

$$B_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} B_\nu. \quad (2.6)$$

Referenční atlasové měření, FTS atlas z Kitt Peak, National Solar Observatory (Kurucz, 1984) [22],

ze kterého vycházíme, je v cgs jednotkách I_ν . Označme si atlasové hodnoty jako I_ν^A . Zavedeme si poměr

$$k_\lambda^A = \frac{I_\nu^A(\lambda)}{\bar{N}_\lambda(\mu = 1)(ADU)}, \quad (2.7)$$

kde

$$\bar{N} = \frac{1}{F} \sum_{f=0}^{f=F} N_\lambda(f, \mu = 1) \quad (2.8)$$

je průměrné spektrum ve středu disku, průměrované přes F „snímků“ spektra. Při expozičním čase jednoho snímku δt je tedy celkový expoziční čas

$$\Delta t = F \delta t. \quad (2.9)$$

Převod z

$$N(px) \rightarrow N(\lambda) \quad (2.10)$$

byl proveden pomocí disperzních vztahů, které byly určeny dříve. Je třeba mít na paměti, že nezacházíme s funkcemi, ale s velkým množstvím diskretních hodnot. Tedy, $N(f, \lambda)$ není dvourozměrný spojitý povrch, ale matice (F , 3840) čísel, a $\bar{N}(\lambda)$, stejně jako I_ν^A a k_λ je 3840-rozměrný vektor. Přesto požadujeme po naší „funkci“ k_λ , aby byla „rozumně“ spojitá. Tedy, nechceme, aby v ní byly nespojitosti na vlnových délkách spektrálních čar, protože původ k_λ je v instrumentálních absorpcích optických členů a je nezávislý na procesech ve Slunci.

Jsou dva způsoby, jak zjistit hodnoty této vyhlazené křivky k_ν^A . Buď fitovat $\bar{N}(\lambda)$ a I_ν^A nezávisle, a pak najít jejich podíl, nebo fitovat k_ν^A přímo.

V prvním přístupu byl na reálná měření a referenční atlas aplikován LOESS filtr (*locally estimated scatterplot smoothing*), nazýván Savitzky-Golay filtr. [32]. Tento přístup byl později opuštěn.

Nakonec se ukázalo, že druhý přístup je výrazně spolehlivější.

Na úvod bych měl zmínit, že takto funkce má poměrně složitý tvar. V bakalářské práci [38] je použita Spline křivka procházející asi 50 ručně vybranými místy optického kontinua. Přestože tato metoda není robustní – záleží na uživateli, který při každém pozorování musí oblasti kontinua vyhledat a označit – dává velmi dobré výsledky. V rozsahu spektrometru C se v průměru odchyluje asi o 9%, v rozsahu spektrometru D asi o 2%. K podobným odchýlkám dospěla i tato práce, ale metodou, která nezávisí na pozorovateli. Přesto tato práce, podobně jako Staněk, 2019 [38], využívá přibližně 50 stupňů volnosti na fitování 3840 bodů u obou spektrometrů.

Vyšší počet stupňů volnosti se projevuje overfitting, kterému se snažíme zamezit, aby funkce neměnila svou hodnotu ve spektrálních čarách. Naopak, nižší počet stupňů volnosti nepopisuje dostatečně dobře superpozici všech atmosferických a instrumentálních jevů, které zapříčínují odchýlení měřených hodnot od hodnot udávaných v atlasu slunečního spektra.

Tato práce představuje následující proces. V prvním kroku je učiněn převod pomocí disperzních křivek, určených při kalibraci spektrometrů ve vlnové délce. Dále je odečten průměrný temný šum – **dark**.

Následně jsou odstraněny určité pixely, pomocí Booleovské masky. V rozsahu C jde zejména o konkrétní závadné pixely. Jsou to pixely na vlnových délkách nad 480 nm, pixely, jejichž hodnota je vyšší než desetinásobek střední hodnoty a pixely se zápornou hodnotou.

Je třeba, podobně jako při zpracování obrazových dat, rozlišovat horké a polohorké pixely. **Horké pixely** mají závadu, která způsobuje, že je z nich vyčítána přibližně konstantní hodnota, která je typicky vyšší než hodnota okolních pixelů. Tyto pixely vymizí při odečtení darku, protože je z nich vyčítána tato hodnota i při pořizování měření temného proudu. **Polohorké pixely** jsou závadné pixely, jejichž hodnota je nesprávná, ale mění se s množstvím dopadajícího světla. O tyto pixely je tedy nutno opravovat.

V rozsahu D je kromě těchto oprav třeba odfiltrovat nejvýraznější atmosferické pásma. Jedná se o tři rozsahy vlnových délek:

- Pásmo molekuly O_2 (Fraunhoferova čára A): (758 – 768) nm
- Pásmo H_2O : (715 – 735) nm
- Pásmo H_2O : (812 – 837) nm

Poté jsou spektra vydělena **resamplovanými** hodnotami I_V^A . Publikovaný atlas má asi dvacetinásobné rozlišení ve vlnové délce, než kterého jsme schopni dosáhnout my. Bylo toho docíleno pomocí lichoběžníkového integrování (průměr pravého a levého Riemannova součtu). Na konci prvního kroku určíme klouzavý průměr s okem několika pixelů tohoto podílu. První krok je znázorněn na grafech 2.7.

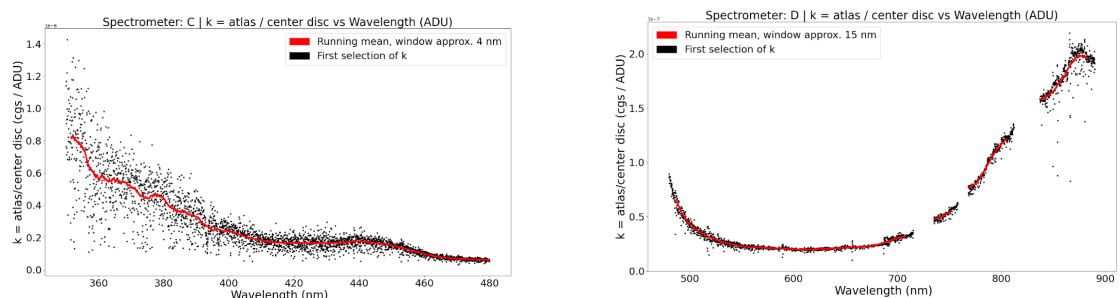
V druhém kroku spočteme rozdíl všech bodů a spočteného klouzavého průměru. Těmito reziduálními hodnotami vedeme polynom nízkého stupně (4. a 3. pro spektrometry C a D). Druhý krok je znázorněn na grafech 2.8.

V třetím kroku tento polynom přičteme k hodnotám klouzavého průměru obdrženého v prvním kroku, čímž jej přiblížíme blíže reálnému trendu odpovídajícímu Planckovskému kontinuu nezatíženého vlivem čar. Viz grafy 2.9.

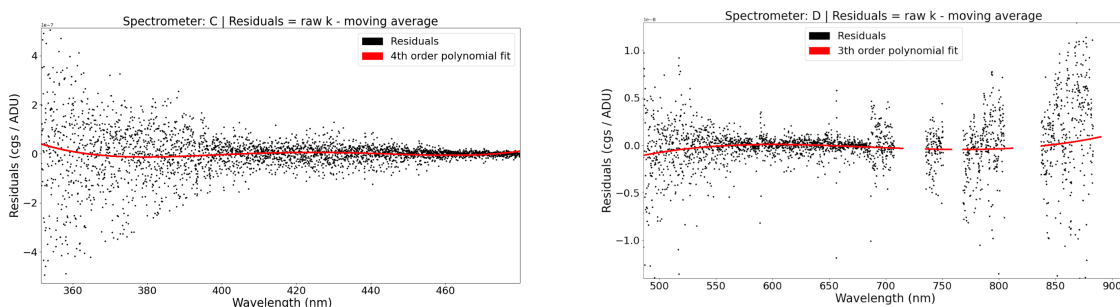
Ve čtvrtém kroku spočítáme absolutní hodnotu rozdílu nového trendu od poměru k_V^A . Rozsah je rozdělen do oken po určitém množství pixelů. V tomto okně je určen medián. Tímto je vytvořena maska, která vybírá polovinu bodů, které jsou viditelnému trendu nejbližší. Viz grafy 2.10.

V pátém kroku aplikujeme tuto masku na hodnoty k_V^A , a pouze tyto vybrané hodnoty dále fitujeme polynomem vysokého stupně. Dopočteme hodnoty tohoto polynomu i pro ostatní pixely. Tento vektor poté považujeme za naši kalibrační křivku. Viz grafy 2.11.

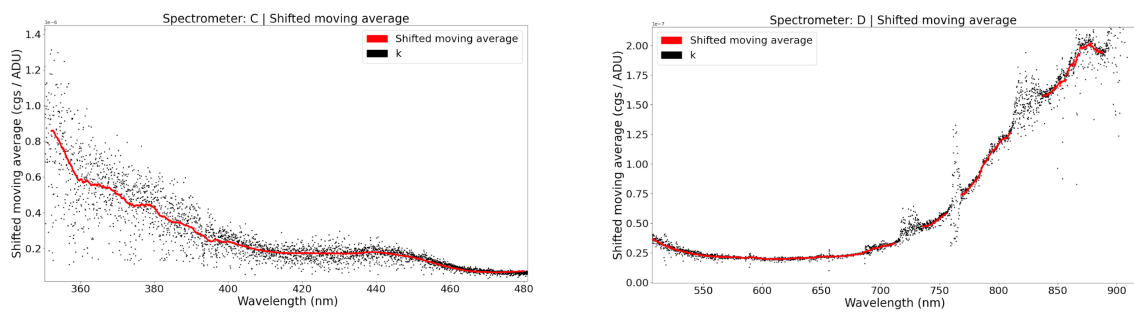
Jako zkoušku můžeme vzít *jiná* měření středu disku, aplikovat na ně vypočtenou kalibrační funkci, a porovnat je s hodnotami v atlasu. Viz grafy 2.12. Medián odchylek od atlasu je u spektrometru C přibližně 11%, v případě spektrometru D asi 2%. Viz grafy 2.13. Toto jsou výsledky srovnatelné s ručním výběrem bodů proložených Spline v bakalářské práci [38].



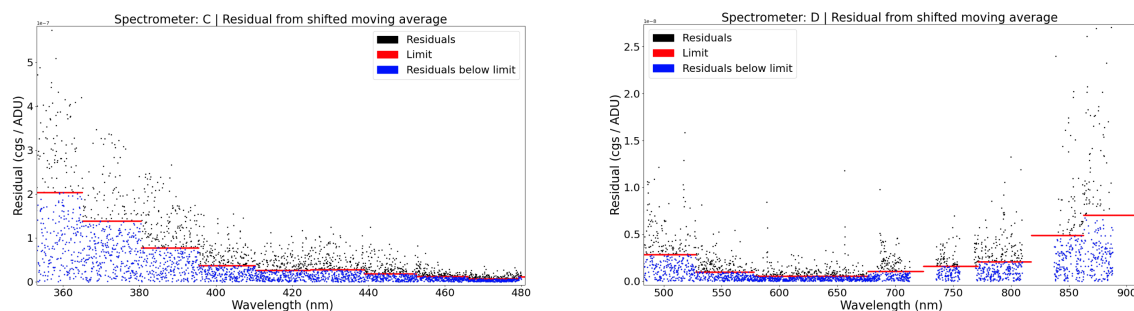
Obrázek 2.7: 1. krok absolutní kalibrace. a) Odečtení temného proudu. b) Odstranění polohorkých a jinak závadných pixelů. c) Odstranění atmosferických absorpčních pásem. d) Vydělení resamplovaným atlasem. e) Výpočet klouzavého průměru.



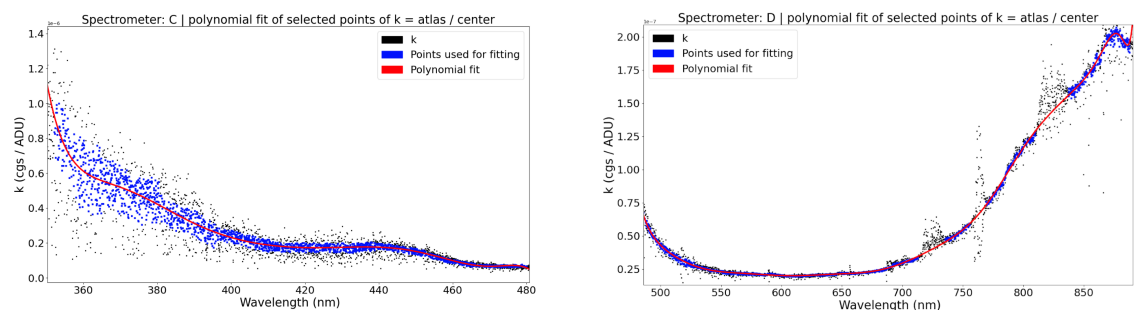
Obrázek 2.8: 2. krok absolutní kalibrace. a) Určení rozdílu od klouzavého průměru. b) Proložení polynomu nízkého stupně.



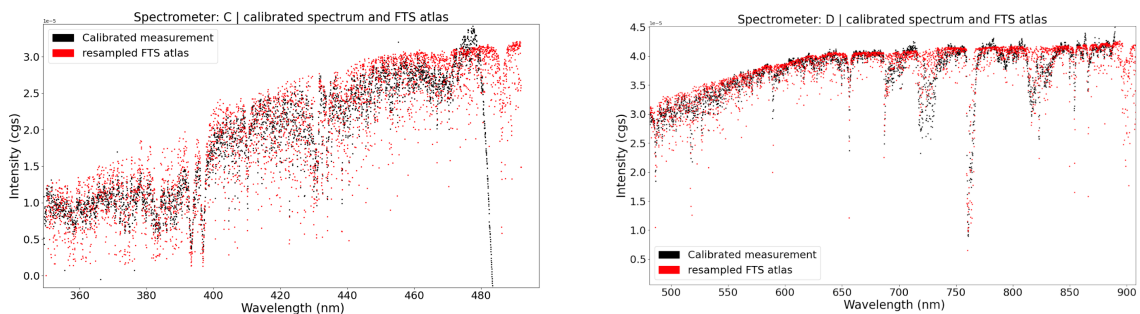
Obrázek 2.9: 3. krok: klouzavý průměr z prvního kroku posunutý o vyhlazená rezidua.



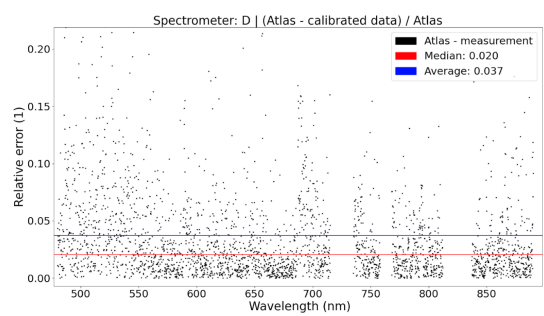
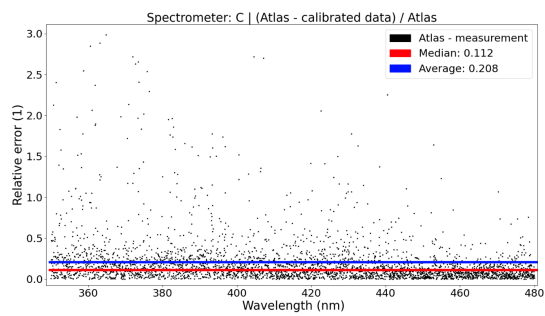
Obrázek 2.10: 4. krok: a) Určení mediánu reziduí v oknech dané velikosti. b) Vytvoření Booleovské masky všech hodnot reziduí menších než je medián.



Obrázek 2.11: 5. krok: a) Aplikování Booleovské masky na hodnoty k_{ν}^A . b) Proložení polynomu vysokého stupně. Výsledkem je kalibrační křivka.



Obrázek 2.12: Srovnání kalibrovaného měření s atlasem.



Obrázek 2.13: Odchyly, jejich průměr a medián.

Kapitola 3

Testovací měření

3.1 Měření temného proudu, vyčítacího šumu a zesílení

Na digitálních čípech vzniká signál i v případě že na ně nedopadá žádné světlo. Tento signál se lineárně zvětšuje s expoziční dobou a také se zvětšuje s teplotou. Nazývá se temný proud nebo dark. Bylo ukázáno, že pro temný proud, podobně jako pro chemické reakce závislé na teplotě, platí Arrheniův zákon [41]:

$$D = D_0 e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}} \quad (3.1)$$

Kde D je temný proud v e^-/s , D_0 je konstanta ve stejných jednotkách a ΔE je konstanta v jednotkách energie (odpovídající aktivační energii). Řada kamer používaných v astronomii je z tohoto důvodu chlazená. Naše spektrometry ovšem chlazené nejsou, a je proto nutné dbát na pořizování temných snímků.

Zesílení (**gain**) určíme za pomoci skutečnosti, že hlavním zdrojem nejistot je fotonový šum, který se chová dle Poissonova rozdělení [19]:

$$P(k; N) = \frac{N^k e^{-N}}{k!}, \quad (3.2)$$

kde $P(k; N)$ je pravděpodobnost, že na pixelu, jehož střední hodnota instrumentální intenzity je $N(ADU)$ naměříme instrumentální intenzitu $k(ADU)$. Rozptyl díky fotonovému šumu, který generuje fotoelektrickým jevem elektrony stejně jako signál, $\sigma^2(e^-)$ se díky této vlastnosti dá určit jako

$$\sigma^2(e^-) = N(e^-). \quad (3.3)$$

Instrumentální jednotky neodpovídají přímo množství elektronů vzniklých fotoelektrickým jevem, který je mnohem nižší. To proto, že na úrovni elektroniky je ve spektrometru zesilovač. Hledáme nějakou konstantu

$$g = \frac{N(ADU)}{N(e^-)}. \quad (3.4)$$

Uurčíme ji z fotonového šumu, při znalosti toho, že také musí platit

$$\sigma(ADU) = g\sigma(e^-), \quad (3.5)$$

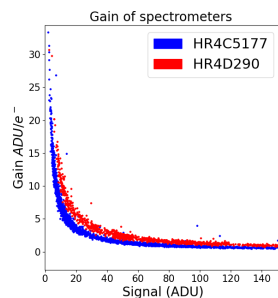
musí pak nutně platit, že

$$N(ADU) = gN(e^-) = g\sigma^2(e^-) = \frac{g\sigma^2(ADU)}{g^2}, \quad (3.6)$$

a tudíž

$$g = \frac{\sigma^2(ADU)}{N(ADU)}, \quad (3.7)$$

což jsou veličiny, které můžeme z měření odečíst přímo.



Obrázek 3.1: Závislost gainu na měřeném signálu (pro nízké úrovně signálu).

3.2 Měření vlivu zemské atmosféry

Atmosféra je jedním z nejvýznamnějších vlivů zasahujících do spektroskopického pozorování Slunce. Ta se promítá do astronomického pozorování dvěma aspekty: seeingem, extinkcí a oblačností.

Seeing je efekt, který způsobuje rozmazání obrazu bodového zdroje světla v důsledku neklidnosti atmosféry. Nízká kinematická viskozita vzduchu způsobuje, že běžné proudění vzduchu je vždy turbulentní. Mísí se tak oblasti vzduchu s drobnými rozdíly v teplotě, a tyto rozdíly způsobují drobné rozdíly v indexu lomu vzduchu. Tato závislost je

$$n = 1 + 2,79 \cdot 10^{-4} \frac{P/P_0}{T/T_0}, \quad (3.8)$$

kde $P_0 = 101,3 \text{ kPa}$ a $T_0 = 273 \text{ K}$ (Brož, Wolf 2017) [3]. Frekvence těchto oscilací je v řádu $f \approx 100 \text{ Hz}$. Seeing způsobuje rozmazání struktur na SlitJaw snímcích, a také drobný pohyb struktur dovnitř a ven z clonky.

Atmosferická extinkce způsobuje pokles měřené intenzity se zenitovou vzdáleností. Velikost této extinkce je úměrná vzdušné hmotě, tj. délce dráhy, kterou musí paprsek světla urazit zemskou atmosférou k pozorovateli. Vzdušná hmota se často vztahuje k vzdušné hmotě při pozorování v zenitu. V planoparalelní aproximaci zemské atmosféry je vzdušná hmota na zenitové vzdálenosti z

$$X = \frac{1}{\cos z}, \quad (3.9)$$

což je délka přepony pravoúhlého trojúhelníku, jehož svislá odvěsna má jednotkovou délku (vzdušná hmota v zenitu) a úhel mezi touto odvěsnou a přeponou je zenitová vzdálenost. Takováto aproximace funguje dobře do zenitových vzdáleností kolem $z = 60^\circ$. Dalším lepším přiblížením je představa atmosféry jako sférických vrstev. Označíme-li si $q \approx 700$ poměr poloměru Země a tloušťky atmosféry (resp. troposféry, tj. cca 9km), můžeme pomocí Pythagorovy věty určit vzdušnou hmotu jako

$$X = \sqrt{q^2 \cos^2 z + 2q + 1} - q \cos z \quad (3.10)$$

Ukazuje se, že toto přiblížení je velmi dobré a ve shodě s tabelovanými hodnotami [43].

Dále jsem si povšiml následující skutečnosti: při špatných pozorovacích podmínkách je směrodatná odchylka měření středu na konkrétním pixelu (vlnové délce) mnohem vyšší, než při dobrých pozorovacích podmínkách. Tedy, celý graf závislosti instrumentální intenzity na vlnové délce se s časem (a tedy spolu s drobnými změnami v atmosféře) nahodile posouvá o přibližně konstantní množství. Bylo nutno si položit otázku, zda se dá toto „poskakování“ využít k charakterizaci atmosferických podmínek, a zda je skutečně konstantní ve vlnové délce. Rozhodl jsem se tedy korelovat intenzitu v čase na konkrétním středovém pixelu C s intenzitou v čase na okolních pixelech. Formálně je korelace dvou funkcí h, g pro nějaký časový posun Δt dána jako

$$(h \star g)(\Delta t) = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{h(t)} g(t + \Delta t) dt. \quad (3.11)$$

V našem případě korelujeme diskrétní posloupnost snímků f , od nultého snímku po snímek $f = F$, a nečekáváme žádný časový posun mezi pixely ($\Delta t = 0$). Tedy, pro dva pixely A, B si zavedeme korelaci jako

$$\left(I[px = A] \star I[px = B] \right) [\Delta t = 0] = \sum_{f=0}^{f=F} I[px = A] I[px = B]. \quad (3.12)$$

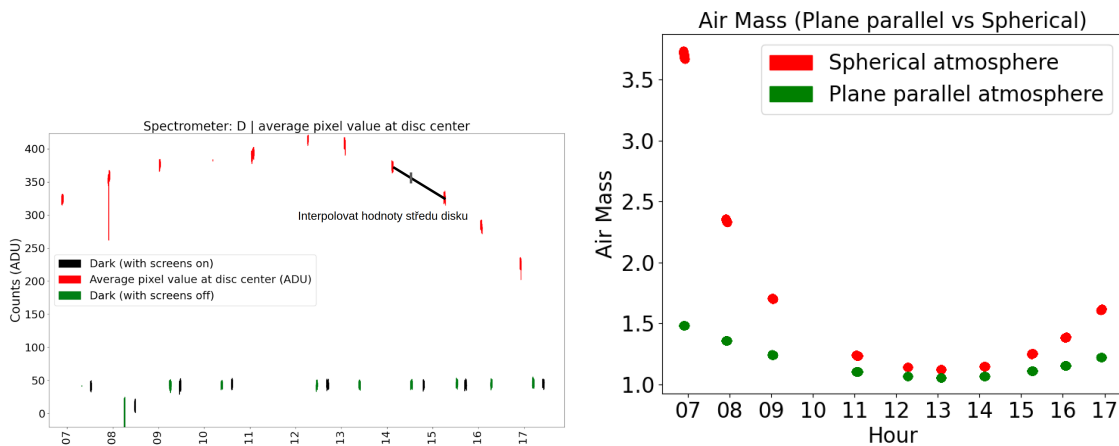
Nás ovšem nezajímá korelace pouze dvou pixelů, ale korelace vybraného středového pixelu C se sousedními pixely $C + \delta$, kde δ volíme ve vybraném rozsahu $\delta \in \{-\Delta, \dots, 0, \dots, \Delta\}$, tj. pixely $px \in \{C - \Delta, \dots, C, \dots, C + \Delta\}$. Ukázalo se, že takovéto zpracování vyústí ve výrazný peak kolem $\delta = 0$, který odpovídá autokorelaci $(I[px = C] \star I[px = C])[\Delta t = 0]$. Ovšem, několik sousedních pixelů se vždy zdá být nad úrovní pozadí, které je ovšem zatíženo silným šumem. Proto je třeba průměrovat celou řadu těchto korelací, pro volbu středového pixelu v určitém rozsahu C_0, \dots, C_1 . Tento průměr, který je závislý na volbě δ si označme \bar{Y} , který tedy určujeme jako

$$\bar{Y}[\delta \in (-\Delta, \Delta)] = \frac{1}{C_1 - C_0} \sum_{C_0}^{C_1} \sum_{f=0}^{f=F} I[px = C, f] I[px = C + \delta, f]. \quad (3.13)$$

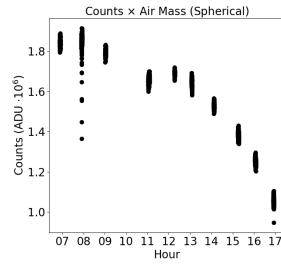
Tato závislost $\bar{Y}(\delta)$ je vynesena na grafech 3.4, 3.5 a 3.6. Kolem centrálního peaku vidíme rozdělení, které odpovídá jednorozměrnému (příčnému) řezu rozptylovou funkcí. Pološířka (FWHM) v úhlové míře tohoto peaku by měla přibližně odpovídat Rayleighovu kritériu pro danou vlnovou délku. My však informaci o závislosti ve vlnové délce nemáme, protože musíme průměrovat přes velkou řadu pixelů.

Z celodenního měření na $\mu = 1$ (viz graf 3.2 vlevo) byly vyvozeny následující závěry:

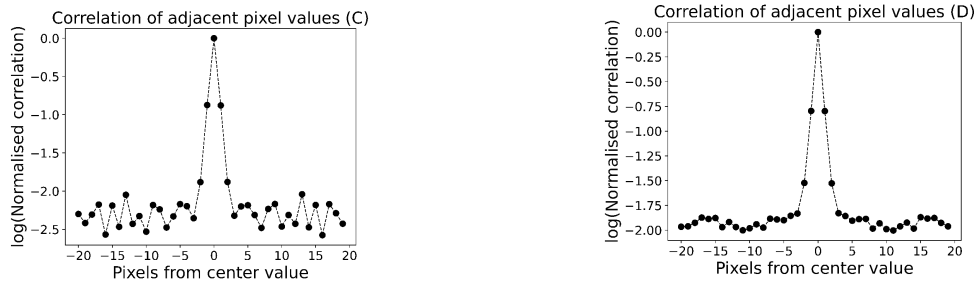
- Kalibrační měření středu disku bude třeba pořizovat před a po měření aktivní oblasti, a to pokud možno v co nejbližším časovém sledu. Kvalita kalibračního měření bude zcela určující pro věrohodnost kalibrovaného výsledku. Mezi kalibračními měřeními ve středu disku ($\mu = 1$) před a po samotném měření aktivní oblasti bude možno interpolovat, a tím mnohem přesněji určit pravděpodobnou hodnotu intenzity středu v průběhu měření (kterou nemůžeme jinak zjistit).
- Součinem instrumentální intenzity na $\mu = 1$ a vzdušné hmoty můžeme sledovat vývoj atmosferických podmínek v průběhu dne.
- Hodnoty temného proudu jsou v průběhu jednoho dne stabilní a není třeba je pořizovat v bezprostředně před nebo po měření.
- Při měření temného proudu není třeba vypínat monitory ovládacího počítače. Postačuje, aby byl zavřen vstupní otvor pro sluneční paprsky. Světlo z monitorů je výrazně slabší než rozptýlené sluneční světlo, které je řádově slabší než přímé sluneční světlo.
- Měřeními středu disku a hledáním závislosti $\bar{Y}(\delta)$ jsme schopni kvantifikovat drobné změny v atmosferických podmínkách, které nelze vidět pouhým okem. Centrální peak kolem $\bar{Y}(\delta = 0)$ nám ukazuje point-spread function PSF, která je díky podobné geometrii obou spektrometrů pro oba spektrometry téměř totožná.



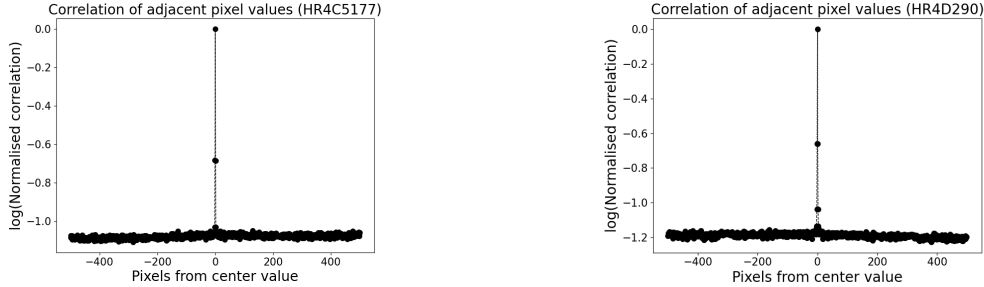
Obrázek 3.2: Měření atmosferické extinkce (vlevo) a spočtená vzdušná hmota pro planiparalelní a sférickou atmosféru (vpravo).



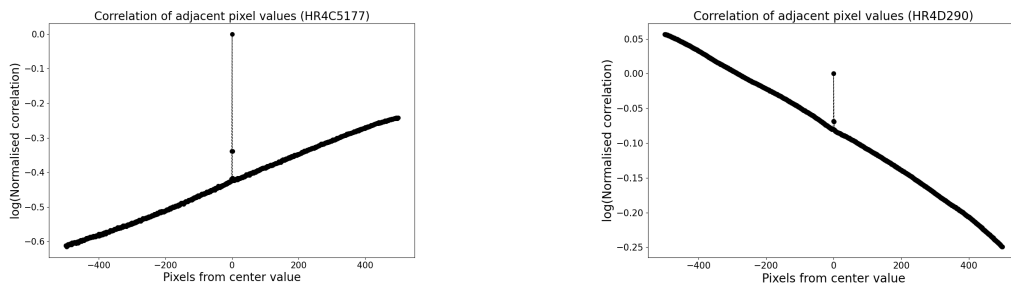
Obrázek 3.3: Závislost změřené intenzity na vzdušné hmotě. Lze vidět dva trendy, které oba začínají na minimální vzdušné hmotě. Zřejmě se kolem poledne náhle změnily atmosferické podmínky.



Obrázek 3.4: Závislost $\log(\bar{Y}(\delta))$ pro blízké okolí ($\Delta = 20$) středového pixelu při dobrých pozorovacích podmínkách. To, že nevidíme peak jenom jako bod na $\delta = 0$ způsobuje rozptylová funkce PSF (*point spread function*).



Obrázek 3.5: Závislost $\log(\bar{Y}(\delta))$ pro větší ($\Delta = 500$) okolí středového pixelu při dobrých pozorovacích podmínkách. Při dobrých pozorovacích podmínkách je $\bar{Y}(\delta)$ téměř konstantní.



Obrázek 3.6: Závislost $\log(\bar{Y}(\delta))$ pro větší ($\Delta = 500$) okolí středového pixelu při horších pozorovacích podmínkách. Protože intenzita všech pixelů současně je ovlivňována proměnlivou atmosférou, má hlavní trend určitý sklon. Tento sklon je pro spektrometry C a D v opačném směru kvůli tomu, že intenzita I_λ je v rozsahu C s vlnovou délkou rostoucí a v rozsahu D převážně klesající. Maximum Planckovy funkce B_λ je v blízkosti kraje rozsahu C a D.

3.3 Měření protuberance a sluneční skvrny

Sluneční protuberance jsou útvary z chladného plazmatu, vycházející z fotosféry a zasahující až do koróny. Nejlépe jsou pozorovatelné na slunečním limbu v čáře $H\alpha$. Nachází-li se protuberance na samotném slunečním disku, pozorujeme ji jako tmavý filament.

Intenzita světla přicházející z protuberancí je velmi nízká. Dne 14. července 2020 byla pozorována protuberance na slunečním limbu, viz graf 3.8 a snímek ze SlitJaw dalekohledu 3.7. Aby bylo možno pořídít jakoukoliv spektrální informaci, bylo třeba pořizovat spektra s dlouhou expozicí (10 s). Dominantním zdrojem signálu je však rozptýlené sluneční světlo, tj. světlo z okolní modré oblohy. Byl určen rozdíl intenzity protuberance a rozptýleného světla, ale ani po tomto zpracování nevidíme žádnou užitečnou informaci. Křivka rozdílu intenzity je dána především skutečností, že měření byla pořízena v nepatrně rozdílné vzdálenosti od slunečního limbu.

Protože se jednalo o velmi výraznou protuberanci, můžeme usoudit, že obecně na tomto přístroji protuberance pozorovat nelze. Pozorovací sestava není určena k měření opticky tenkých ($\tau_\lambda \approx 0$) útvarů.

Výrazně úspěšnější bylo pozorování slunečních skvrn. Sluneční skvrny jsou oblasti se silným magnetickým polem, které zamezuje konvekci plazmatu, které tak vůči okolní fotosféře chladne. Sluneční skvrny jsou úhlově malé útvary, v porovnání s nejmenší clonkou, kterou FICUS současně disponuje. Proto i největší sluneční skvrny v nejmenší clonce zabírají pouze zlomek měřeného prostorového úhlu.

Přesto byla postupně vyvinuta metodologie jejich pozorování. Změna intenzity mezi okolní fotosférou a sluneční skvrnou je nepatrná, oproti gradientu intenzity způsobeného okrajovým ztemněním. Proto je třeba naměřit přejezd přes skvrnu takovým způsobem, aby byla měřena spektra před a po skvrně ve směru denního pohybu Slunce. SlitJaw snímky tohoto měření jsou na obrázku 3.9. Příklady takového měření jsou na grafech 3.10, 3.12 a 3.13.

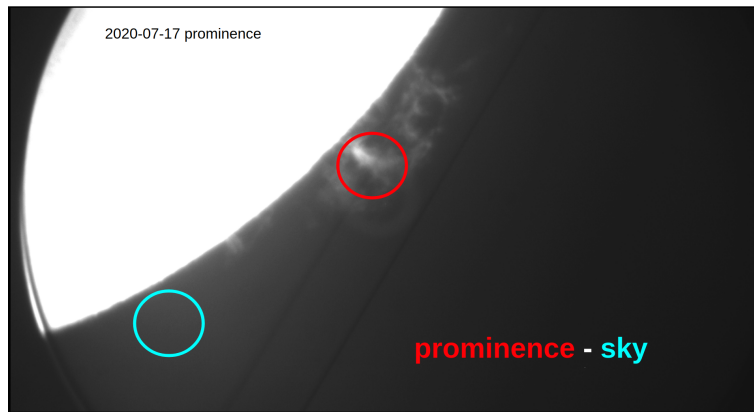
Graf 3.13 pomohl odhalit dva nebezpečné instrumentální efekty. Měření probíhala tak, že se obraz slunečního disku pomocí zrcadel coelostatu namířil před vstupní pupilu spektrometru. Následně byl vypnut hodinový stroj a zapnuto pořizování spekter – v tomto pořadí, které zajistilo, že s jistotou víme, že všechna měření jsou pořízena v režimu bez hodinového stroje. Denním pohybem obraz Slunce přešel přes clonku, navíc takovým způsobem, aby přes clonku přešla i sluneční skvrna.

Tato pozorování na FICUSu, po pečlivém zpracování, posloužila k odhalení dvou významných nedostatků této aparatury, které jsou zapříčiněny optickým klínem:

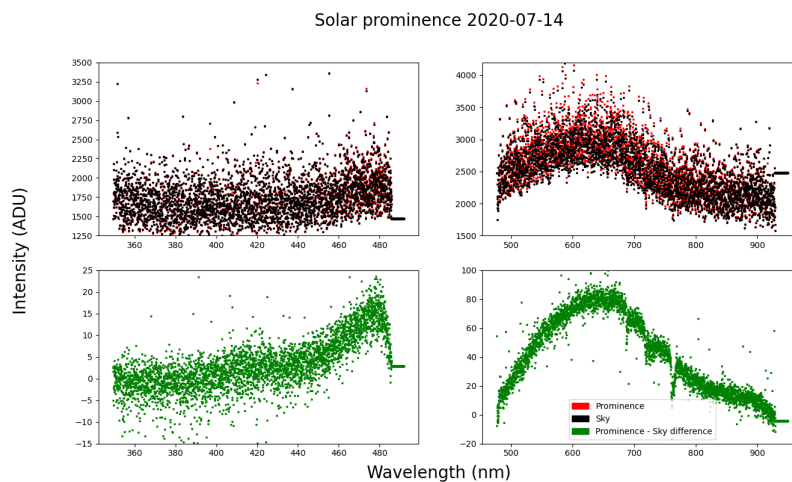
1. **Systematický posuv** intenzity v chromosferickém $H\alpha$ dalekohledu SlitJaw oproti měřením ze spektrometrů. Tento posuv je tak výrazný, že projekce vstupní pupily má s reálnou vstupní pupilou nulový průnik.
2. **Asymetrie** mezi měřeními východního a západního limbu, způsobená odraženým paprskem uvnitř optického klínu.

Intenzita na slunečním limbu je výrazně vyšší, než intenzita rozptýleného světla (tj. modré oblohy) v těsné blízkosti disku. Tento prudký nárůst intenzity při přechodu mezi oblohou a slunečním diskem umožňuje odhalení i drobných změn, a projevují se na něm instrumentální nedostatky nejzávažněji.

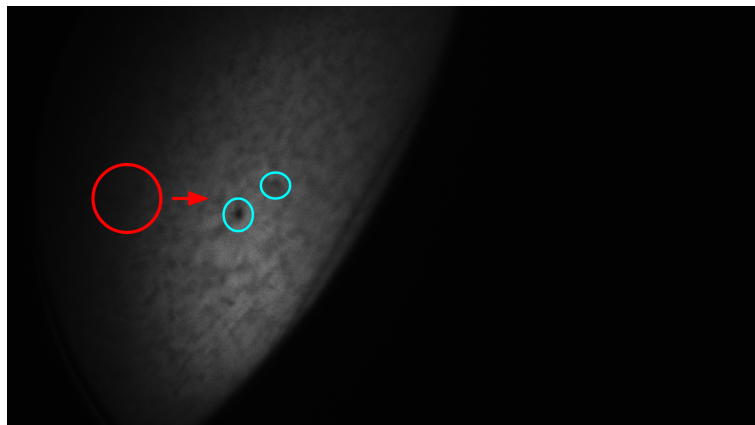
Analogická situace například způsobila, že (Neckel, Labs 1987) [25] publikovali článek popisující východo-západní asymetrii v okrajovém ztemnění, na základě svých pozorování ze stanice Jungfraujoch ve švýcarských Alpách. Až později, (Foukal, 1989) [15] na základě pozorování z Kitt Peak (Petro, Foukal, Kurucz, 1985) [28], ve kterých se podobné asymetrie také vyskytovala, ukázal, že se jednalo o instrumentální artefakt. Na tomto příkladu je ukázáno, že skupiny provádějící měření podobného charakteru jako toto testovací měření FICUSu se potýkali s podobnými potížemi.



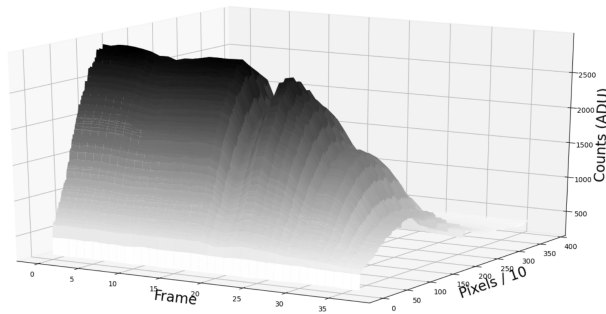
Obrázek 3.7: SlitJaw snímek měření protuberance na slunečním limbu ze dne 14.07.2020. Červenou kružnicí je znázorněna plocha odpovídající velikosti clonky, ve které je pozorovaná intenzita protuberance nejvyšší. Modrá kružnice znázorňuje místo srovnávacího měření jasnosti pozadí, v přibližně stejné vzdálenosti od limbu. Rozdíl těchto měření by měl ukázat nárůst intenzity díky protuberanci.



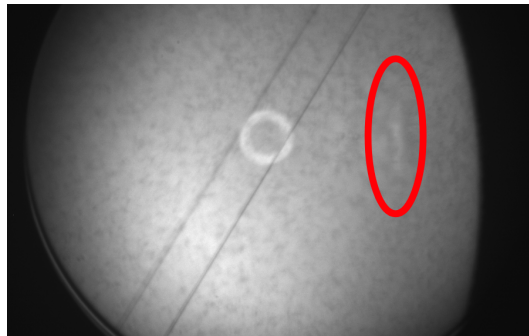
Obrázek 3.8: Horní dvojice grafů znázorňuje měření ze dne 14.07.2020 protuberance (červené body) a srovnávací měření pozadí (černé body). Spodní dvojice grafů znázorňuje rozdíl protuberance a pozadí. Pozorování byla průměrována přes několik minut měření na maximální expoziční době 10,0 s. Dva grafy nalevo odpovídají měření ze spektrometru HR4C5177, dva grafy napravo jsou ze spektrometru HR4D290.



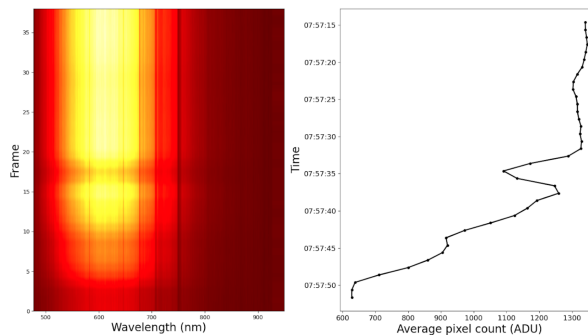
Obrázek 3.9: SlitJaw snímek měření sluneční skvrny. Červenou kružnicí nalevo je vyznačena přibližná velikost a poloha clonky spektrometru. Dvě světle modré elipsy napravo zvýrazňují polohu dvou částí sluneční skvrny.



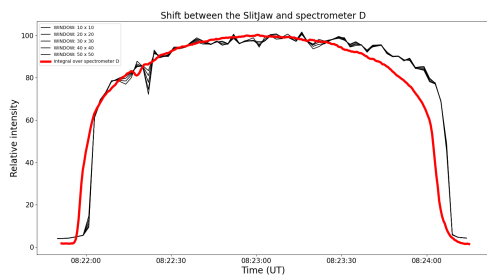
Obrázek 3.10: Pokusné měření sluneční skvrny, jehož cílem bylo prokázat, že aparatura je schopna zachytit drobné změny v intenzitě, navzdory výraznému $\frac{dI_\lambda}{d\mu}$ v okolí $\mu \approx 0$. Osa *frame* značí číslo měření, tj. ekvivalent času. Osa *pixels* znázorňuje číslo pixelu na snímači, tj. ekvivalent vlnové délky, a osa *Counts* znázorňuje instrumentálně změřenou intenzitu. Na začátku měření byl hodinový stroj v chodu (oblast, kde se intenzita s číslem snímku *frame* nemění), poté byl hodinový stroj vypnut a následuje prudký pokles a vzestup – skvrna se dostala do clonky a opět z ní vystoupila. Další pozvolnější pokles je v důsledku okrajového ztemnění $\frac{dI_\lambda}{d\mu}$.



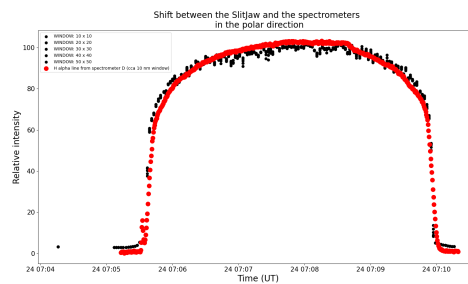
Obrázek 3.11: Fakulové pole NOAA 2773 se nepodařilo naměřit.



Obrázek 3.12: Měření sluneční skvrny. Před sluneční skvrnou (ve směru denního pohybu Slunce) byla pořizována spektra se zapnutým hodinovým strojem. Následně byl hodinový stroj vypnut, a tím skvrna přejela přes clonku spektrometru. Vlevo je na svislé ose čas a na vodorovné ose vlnová délka. Barevná škála značí pozorovanou intenzitu. Vpravo je znázorněn „průměrný pixel“, tj. intenzita $I = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_0} \int I_\lambda d\lambda$.

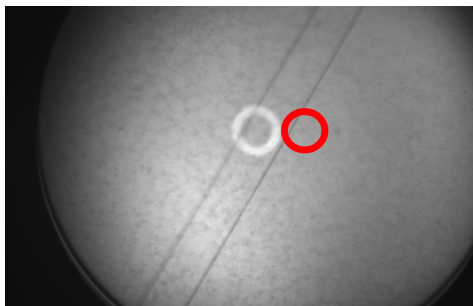


Ve východo-západním směru

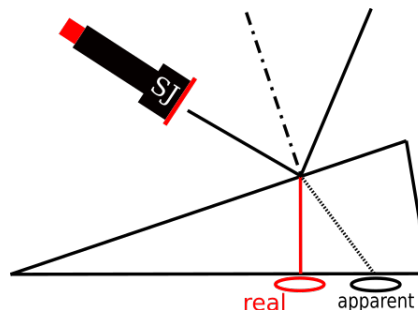


V polárním směru

Obrázek 3.13: Driftová měření ukazují posuv mezi intenzitou na SlitJaw snímcích a intenzitou v čáře $H\alpha$ měřenou spektrometrem D. V polárním směru je korespondence dobrá, ale ve východo-západním směru je **systematický posuv**.

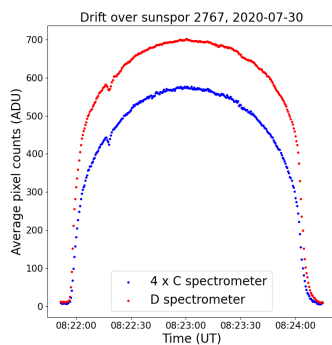


Obrázek 3.14: důsledek posunu

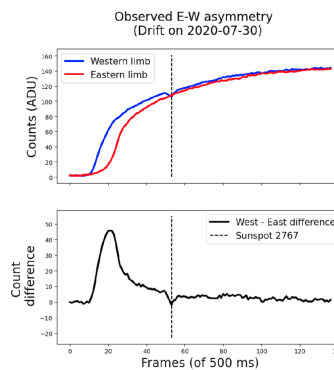


Obrázek 3.15: příčina posunu

Obrázek 3.16: Vlevo: Posuv ve východo-západním směru je přibližně 120px na SlitJaw snímku. V úhlové míře to je přibližně 70". Bílé mezikruží je odražené světlo od sbroušené strany clonky, kde jsme se domnívali, že jsou spektra měřena. **Ve skutečnosti jsou spektra pořizována v oblasti, kterou vyznačují červeným kroužkem.** Vpravo: Příčinou systematického posuvu je optický klín. Je třeba podotknout, že k podobnému posuvu bude docházet i po vyměnění optického klínu za okénko s rovnoběžnými povrchy.

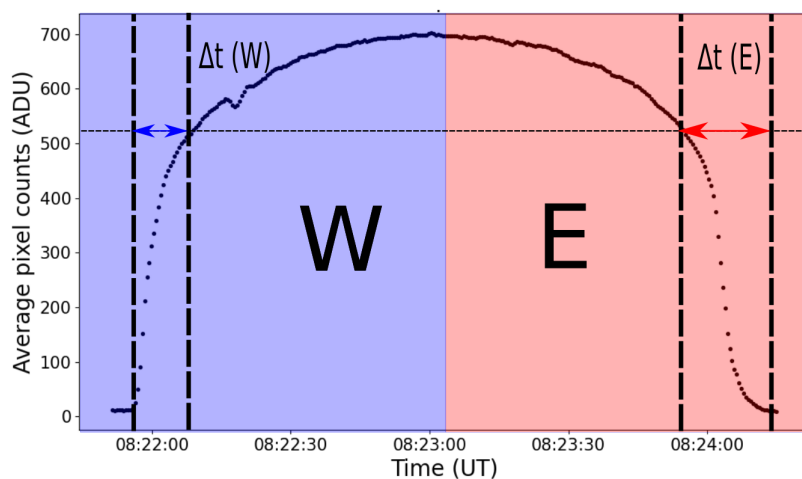


a)

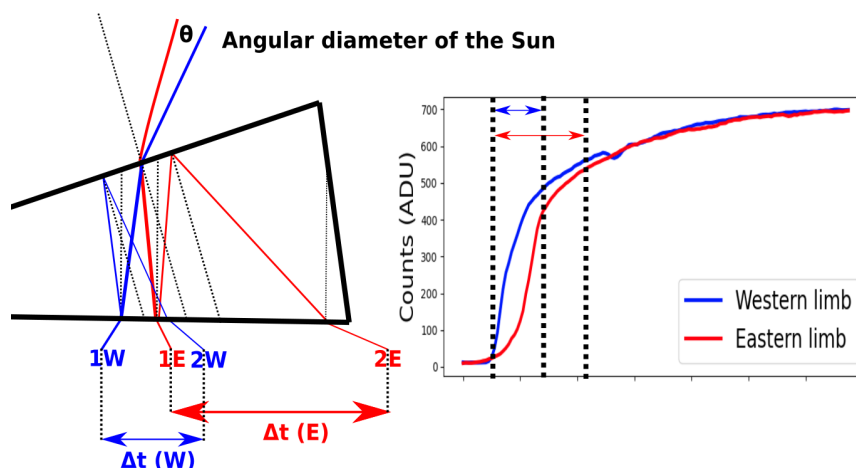


b)

Obrázek 3.17: a) Přejezd přes sluneční disk tak, aby byla zachycena sluneční skvrna a bylo možno určit $\mu = 0,772$. b) Tentýž graf, ale „přeložený“ kolem $\mu = 1$, tj. středu disku. Spodní část grafu ukazuje rozdíl východní a západní polokoule. Výrazný peak je rozdíl daný asymetrií způsobenou optickým klínem, viz grafy



a) Pozorovaná asymetrie východního a západního limbu



b) Příčinou asymetrie je optický klín

Obrázek 3.18: a) Čas nárůstu nebo poklesu intenzity na stejnou hodnotu na východním a západním limbu při každém driftovém měření ukazuje být nesymetrický. Nárůst na západním limbu, který měříme jako první, je výrazně rychlejší, než pokles na limbu východním. b) Jedním z **hlavních výsledků této práce** je poznatek, že tato asymetrie je způsobena optickým klínem před selektorem clonky. Modrý paprsek přichází ze západního limbu, červený paprsek (později, ale na stejném místě) přichází z východního limbu. Tyto paprsky svírají úhel odpovídající úhlovému průměru Slunce. Paprsek se lomí ke kolmici do optického klínu, poté od kolmice do samotné clonky (1W a 1E – primární paprsek). Část světla se ale dvakrát odráží uvnitř hranolu. Tento sekundární paprsek se později, až se Slunce denním pohybem posune o danou vzdálenost, také dostává do clonky (paprsky 2W a 2E). Paprsek 2W je první sekundární paprsek, který během driftu měříme. Od okamžiku, kdy do clonky vstupuje paprsek 2W, pozorujeme vždy intenzitu primárního a sekundárního paprsku **ze dvou rozdílných souřadnic** $\mu_1 \neq \mu_2$, tj. ze dvou různých oblastí na disku. Proto bude tento optický klín odstraněn.

3.4 Driftová měření teplotní struktury

Výsledky jsou poté srovnány s uznávanými modely sluneční atmosféry, jako je VALIII-C model (Vernazza, Avrett, Loeser 1981, C značí klidné Slunce) [39] a novějším modelem FAL-C (Fontenla, Avrett, Loeser, 1993) [14]. Jedná se o semiempirické jednorozměrné, tj. radiální, modely fotosféry (od hloubky asi 100 km pod $\tau = 1$) a chromosféry.

3.4.1 Úvod

Nezákladnější model Slunce z hlediska záření je absolutně černé těleso (koule) stejné velikosti jako Slunce, s jednou povrchovou teplotou. Takováto aproximace je pro řadu využití dobrá, ale pro naše účely není dostačující.

Náš model Slunce je o stupeň komplexnější. Bere v úvahu skutečnost, že celková pozorovaná intenzita z daného místa na slunečním povrchu je dána souhrnem záření vrstev s různou teplotou, a že vyšší vrstvy zabráňují přenosu záření z vrstev hlubších.

Tato představa součtu záření z různě horkých vrstev a postupné extinkce je vyjádřena rovnicí zářivého přenosu, jejíž řešení je odvozeno v teoretickém úvodu:

$$I_\lambda(\mu, \mathcal{T}_\lambda = t) = \int_0^\infty S_\lambda(\tau_\lambda) e^{-(\tau_\lambda - \tau_\lambda)/\lambda} \frac{d\tau_\lambda}{\mu}. \quad (3.14)$$

Děláme následující zjednodušení:

- Řešíme jen 1D úlohu, uvažujeme tedy dokonale sféricky symetrické Slunce.
- Uvažujeme planparalelní vrstvy atmosféry. Vrstvy atmosféry ve směru, do kterého se díváme, nebereme jako soustředné kulové vrstvy, ale jako roviny tečné k těmto kulovým vrstvám.
- Uvažujeme atmosféru v lokální termodynamické rovnováze: tedy, že hmota v každém bodě je v termodynamické rovnováze, přestože teplota v těchto bodech je různá. S tímto předpokladem lze říci, že zdrojová funkce záření vrstvy dané teploty odpovídá záření černého tělesa na této teplotě:

$$S_\lambda(T) = B_\lambda(T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(c_2/\lambda T) - 1}, \quad (3.15)$$

kde

$$c_1 = 2hc^2, \quad c_2 = \frac{hc}{k_B}. \quad (3.16)$$

- Aproximujeme závislost zdrojové funkce na optické hloubce nějakým zjednodušujícím vztahem.

Zdrojovou funkci aproximujeme pomocí pomoci Eddingtonovy-Barbierovy aproximace, tj.

$$S_\lambda = a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda. \quad (3.17)$$

Případně, jako Pierce & Waddell (1961) [31] nebo John (1991) [21]:

$$S_\lambda = a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda). \quad (3.18)$$

kde

$$E_n(\tau_\lambda) = \int_1^\infty \frac{e^{-\tau_\lambda t}}{t^n} dt \quad (3.19)$$

a tak

$$E_2(\tau_\lambda) = \int_1^\infty \frac{e^{-\tau_\lambda t}}{t^2} dt. \quad (3.20)$$

Těmto zdrojovým funkcím odpovídají modely okrajového ztemnění. Pro Eddingtonovu-Barbierovu aproximaci:

$$G_\lambda = \frac{I_\lambda(\mu)}{I_\lambda(\mu = 1)} = a_\lambda + b_\lambda \mu. \quad (3.21)$$

a pro $S_\lambda = a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda)$ vypadá okrajové ztemnění jako [21] [31]

$$G_\lambda = \frac{I_\lambda(\mu)}{I_\lambda(\mu = 1)} = a_\lambda + b_\lambda \mu + c_\lambda [1 - \mu \ln(1 + 1/\mu)]. \quad (3.22)$$

Výsledkem Eddingtovy-Barbierovy aproximace zdrojové funkce je rovnost

$$I_\lambda(\mu, \tau_\lambda = 0) = S_\lambda(\tau_\lambda = \mu) \quad (3.23)$$

Pro naše účely není ale zcela dostačující. Obecně si zdrojovou funkci můžeme rozvinout:

$$S_\lambda(\tau_\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \tau_\lambda^n = a_0 + a_1 \tau_\lambda + a_2 \tau_\lambda^2 + a_3 \tau_\lambda^3 \dots, \quad (3.24)$$

a následně dosadit do rovnice zářivého přenosu:

$$I_\nu(\mu) = \int_0^\infty (a_0 + a_1 \tau_\lambda + a_2 \tau_\lambda^2 + a_3 \tau_\lambda^3 + \dots) e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu}. \quad (3.25)$$

a protože pro $n \in \mathbb{N}$ platí

$$n! = \Gamma(n + 1) = \int_0^\infty x^n e^{-x} dx, \quad (3.26)$$

tak pro každý člen rozvoje

$$\int_0^\infty a_n \left(\frac{\tau_\lambda}{\mu}\right)^n e^{-\tau_\lambda/\mu} \frac{d\tau_\lambda}{\mu} = a_n n! \implies a_n \mu^n \int_0^\infty \left(\frac{\tau_\lambda}{\mu}\right)^n e^{-\tau_\lambda/\mu} \frac{d\tau_\lambda}{\mu} = a_n \mu^n n!, \quad (3.27)$$

a tak platí

$$I_\lambda(\mu) = a_0(0!) + a_1 \mu(1!) + a_2 \mu^2(2!) + \dots + a_n \mu^n n! \dots \quad (3.28)$$

Diskuze o volbě funkce $G(\mu) = I(\mu)/I(\mu = 1)$, aby vhodně aproximovala nekonečný rozvoj, je stále otevřená. Například (Claret, 2000) [7] a (Claret, 2004) [8] zavádí

$$\frac{I_\lambda(\mu)}{I_\lambda(\mu = 1)} = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k (1 - \mu^{k/2}) \quad (3.29)$$

Naopak (Neckel, 2003) [23], (Neckel, Labs 1994) [26], vycházejí z měření (Neckel, Labs 1984) [24] a používají polynom pátého stupně,

$$\frac{I_\lambda(\mu)}{I_\lambda(\mu = 1)} = \sum_{k=0}^5 A_k \mu^k \quad (3.30)$$

takový, že platí

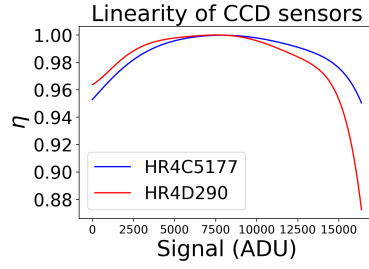
$$\sum_{k=0}^5 A_k = 1. \quad (3.31)$$

Dále například (Skyles, 1953) [35] používá polynomy v $\xi = \ln \mu$.

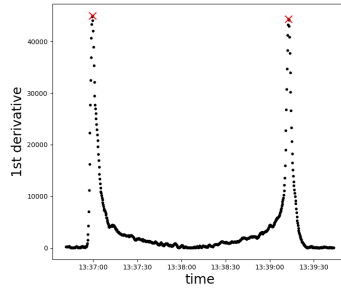
3.4.2 Měření a výsledek

Vycházím z vlastních driftových měření, pořízených v létě 2020. Měření jsou opravena o linearitu CCD čipu, kterou přebírám od výrobce, který ji udává jako koeficienty polynomu, viz graf 3.19. Následně se měření opraví o průměrné hodnoty temného proudu, které jsou taktéž opravené o linearitu. Následně převádím pomocí disperzních vztahů, jež byly určeny dříve, přepočítám z pixelů na vlnovou délku.

Nyní je třeba přepočítat číslo snímku na odpovídající μ . Není úplně zřejmé, kde přesně disk začíná a končí, což je zásadní k přesnému určení μ . V prvním kroku je pro všechny snímky (časy) určena průměrná instrumentální intenzita pixelu. Na tyto hodnoty střední intenzity je pak aplikován Savitzky-Golay filtr [32] s první derivací, a je určena absolutní hodnota výsledku. Výsledkem tohoto druhého kroku je graf 3.20. Z tohoto grafu lze již poznat, že změna intenzity při přejezdu přes západní limb (vlevo) je prudší než při přejezdu přes limb východní. To je dáno zpětně odraženými paprsky v optickém klínu před vstupní clonkou.



Obrázek 3.19: Linearita CCD čipu dle polynomu udávaného výrobcem. Pro spektrometry C a D se liší.



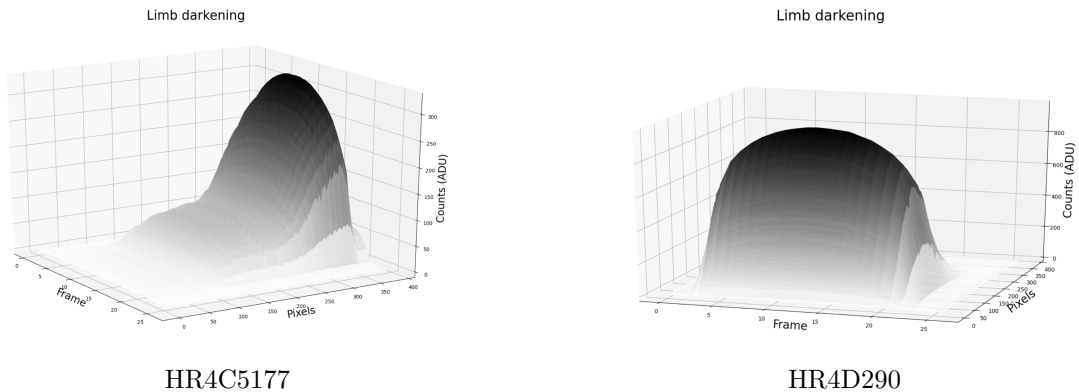
Obrázek 3.20: Hledání slunečního limbu. Na obou spektrometrech jsou určeny dva snímky, mezi kterými se intenzita mění nejrychleji. Číslo tohoto snímku pro spektrometr C a D se zprůměrují, protože se typicky neshodují.

V dalším kroku nalezneme lokální maxima výsledku předchozího kroku, a vybereme dvě nejprominentnější. Ty nám označí snímek, kdy byla změna intenzity nejvyšší, tj. limby. Nyní můžeme každému snímku přiřadit jeho μ , a měření mimo disk vyřadit.

V tuto chvíli je třeba přepočítat hodnoty instrumentální intenzity na relativní hodnoty, vztažené ke středu disku. Zavádím tedy

$$I_{\lambda}(\mu = 1) = \frac{1}{n_C} \sum_{\mu=0,998}^{\mu=1} I_{\lambda}(\mu) \quad (3.32)$$

kde $n_C \doteq 50$ je počet jednotlivých změřených spekter (snímků) v rozsahu $\mu \in (0,998; 1)$. Pro tyto

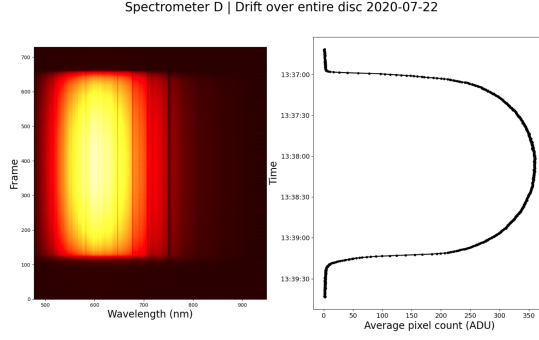


Obrázek 3.21: Nezpracované přejezdy přes sluneční disk z obou spektrometrů.

relativní intenzity regresí určíme koeficienty $a_{\lambda}, b_{\lambda}, c_{\lambda}$ podle

$$G_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}(\mu)}{I_{\lambda}(\mu = 1)} = a_{\lambda} + b_{\lambda}\mu + c_{\lambda}[1 - \mu \ln(1 + 1/\mu)]. \quad (3.33)$$

Takto určené koeficienty jsou v dobré shodě s publikovanými výsledky (Pierce, Waddell, 1961) [31]. Nyní



Obrázek 3.22: Drift ve spektrometru D přes sluneční disk. Čas plyne shora dolů. Vlevo jsou na vodorovné ose znázorněny vlnové délky, a v barevné škále měřená intenzita. Vpravo je graf pro průměrnou intenzitu (průměr přes vlnové délky). I zde lze vidět východo-západní asymetrii způsobenou optickým klínem.

určíme hodnotu zdrojové funkce na každém $\mu = \tau_\lambda$ pro každou vlnovou délku:

$$S_\lambda = a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda). \quad (3.34)$$

Nyní, za předpokladu LTE umíme určit teplotu:

$$\frac{2hc^2}{\lambda^5} [\exp(hc/(k_B \lambda T)) - 1]^{-1} = a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda). \quad (3.35)$$

$$T = hc \left\{ k_B \lambda \ln \left(\left[\frac{\lambda^5}{2hc^2} (a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda)) \right]^{-1} + 1 \right) \right\}^{-1}. \quad (3.36)$$

Nyní máme matici $T[\mu][\lambda]$, se kterou můžeme pracovat. Základním grafem této úlohy je závislost teploty na optické hloubce, viz Obr. 3.29. Říká nám, že při pohledu blíže ke středu slunečního disku se díváme do hlubších a tedy teplejších vrstev fotosféry.

Tato měření jsou srovnána s modelem FAL [14] pro průměrné klidné Slunce (C) na vlnové délce $\lambda_0 = 500$ nm které na Obr. 3.29 označují červenými křížky. Měření z přístroje FICUS byla vybrána v okolí 20 pixelů kolem vlnové délky 500 nm, tedy v rozsahu asi $\lambda \in (499,501)$ nm. Naše měření jsou vůči modelu FAL-C systematicky posunuta asi o $\delta_S = 3,5\%$, tedy o $\Delta = 250$ K. Není zřejmé, kde tento posun vzniká, a zda přetrvává i po výměně optického klínu. Náhodná odchylka v rámci ± 10 pixelového okolí λ_0 je v průměru

$$\delta_T = 1,5\%, \sigma_T = 100 \text{ K}. \quad (3.37)$$

Literatura, jako (John, 1991) [21] zachází derivacemi optické hloubky podle teploty, protože z nich lze zjistit absorpční koeficienty. Tato práce také zjišťuje závislost absorpce na vlnové délce, a je v dobré shodě s publikovanými výsledky. Opět vyjdeme z předpokladu LTE, ze kterého plyne $S_\lambda = B_\lambda$, a určíme derivaci zdrojové funkce podle teploty:

$$S_\lambda = B_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} [\exp(c_2/(\lambda T)) - 1]^{-1} \implies \frac{dS_\lambda}{dT} = \underbrace{\frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(c_2/(\lambda T)) - 1}}_{S_\lambda} \frac{c_2}{\lambda T^2} \frac{\exp(\frac{c_2}{\lambda T})}{\exp(\frac{c_2}{\lambda T}) - 1}, \quad (3.38)$$

kde si povšimneme, že si můžeme vyjádřit člen $\exp(\frac{c_2}{\lambda T})$ a zavádíme substituci:

$$U_\lambda = \exp(\frac{c_2}{\lambda T}) = 1 + \frac{c_1}{\lambda^5 S_\lambda}, \quad (3.39)$$

pomocí které můžeme vyjádřit člen

$$\frac{\exp(\frac{c_2}{\lambda T})}{\exp(\frac{c_2}{\lambda T}) - 1} = \frac{U_\lambda}{U_\lambda - 1} = \frac{1 + \frac{c_1}{\lambda^5 S_\lambda}}{\frac{c_1}{\lambda^5 S_\lambda}} = 1 + \frac{\lambda^5 S_\lambda}{c_1}. \quad (3.40)$$

a tedy

$$\frac{dS_\lambda}{dT} = S_\lambda \frac{c_2}{\lambda T^2} \left(1 + \frac{\lambda^5 S_\lambda}{c_1} \right) = S_\lambda \frac{c_2}{\lambda T^2} + \frac{c_2}{c_1} \frac{\lambda^4}{T^2} S_\lambda^2 = \frac{c_2}{c_1} \frac{\lambda^4}{T^2} S_\lambda^2 U_\lambda. \quad (3.41)$$

Nyní můžeme použít řetězové pravidlo,

$$\frac{dS_\lambda}{dT} = \frac{dS_\lambda}{d\tau_\lambda} \frac{d\tau_\lambda}{dT}, \quad (3.42)$$

kde $\frac{dS_\lambda}{d\tau_\lambda} = S'_\lambda$ je přímý výsledek pozorování:

$$S'_\lambda = \frac{dS_\lambda}{d\tau_\lambda} = \frac{d}{d\tau_\lambda} [a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda)] = b_\lambda - c_\lambda E_1(\tau_\lambda). \quad (3.43)$$

Nyní vyjdeme z definice optické hloubky:

$$d\tau_\lambda = -\alpha dz = -\varrho \kappa_\lambda dz, \quad (3.44)$$

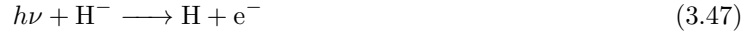
kde z je radiální geometrická hloubka, ϱ je hustota prostředí a κ je opacita, tj. absorpční koeficient α vztážený na jednotku hustoty. Pak můžeme psát

$$\frac{d\tau_\lambda}{dT} = -\varrho \kappa_\lambda \frac{dz}{dT}. \quad (3.45)$$

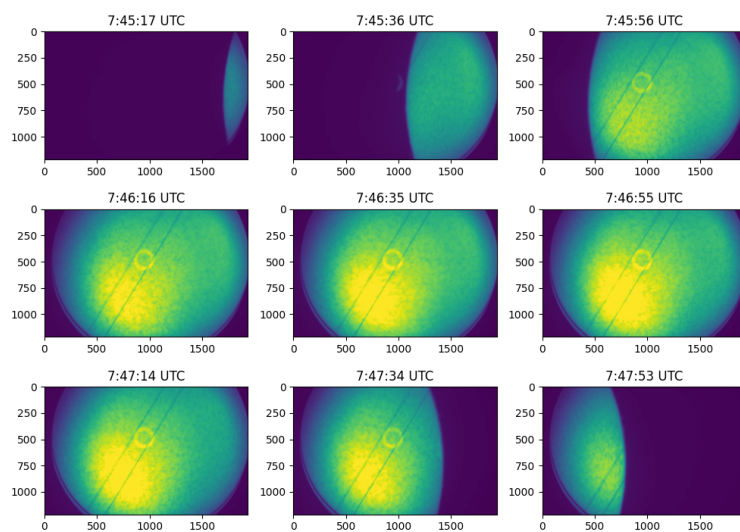
Můžeme si zvolit libovolnou referenční vlnovou délku, typicky volíme $\lambda_0 = 500$ nm:

$$R_\lambda(T) \equiv \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_{\lambda_0}} = \frac{\frac{d\tau_\lambda}{dT}}{\frac{d\tau_{\lambda_0}}{dT}} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^4 \frac{U_\lambda S_\lambda^2 S'_{\lambda_0}}{U_{\lambda_0} S_{\lambda_0}^2 S_\lambda^2}. \quad (3.46)$$

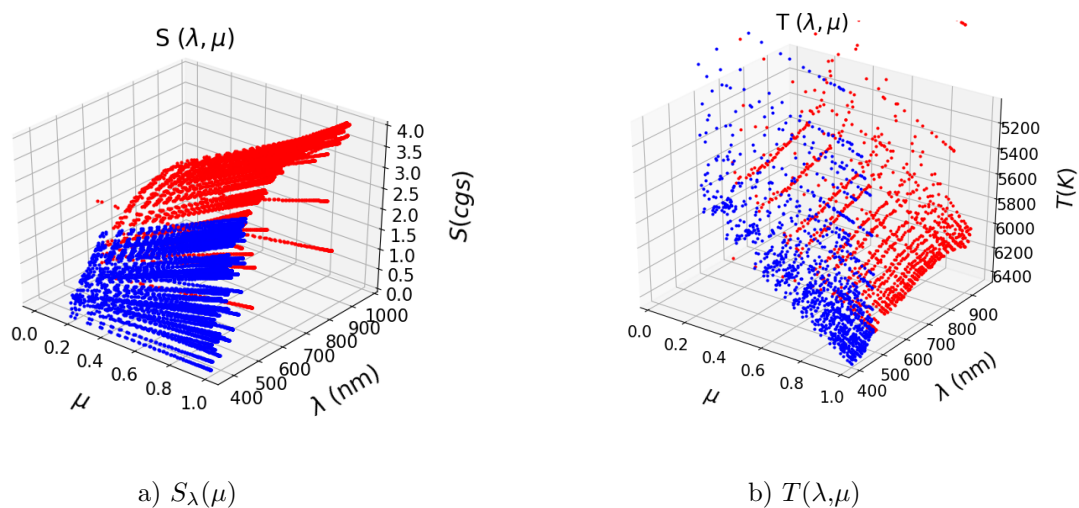
Otázka absorpce v kontinuu po dlouhou dobu nebyla vyřešena. V optické oblasti je pouze Paschenovo kontinuum, tj. přechody z $n = 3$. Tento přechod není schopen vysvětlit neprůhlednost fotosféry v optickém oboru. Chybějící zdroj absorpce byl odhalen ve třicátých letech (Wildt, 1939) [42]. Ukazuje se, že je způsobena ionty H^- v procesu



Toto je dominantní příčina absorpce v optickém oboru, ve vlnových délkách až po $\lambda = 1642,1$ nm. Nejlepší shoda pozorování a teoretických modelů, vycházejících z předpokladů pro elektronový tlak a tlak neutrálního a ionizovaného vodíku, nastává při teplotě přibližně $T = 5929$ K. Z tohoto důvodu v grafu 3.28 vynášíme hodnoty pro tuto teplotu.



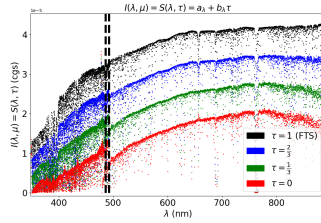
Obrázek 3.23: SlitJaw snímky driftu přes disk. Na mezikruží ohraničující clonku lze vidět, že sklon optického klínu způsobuje asymetrii. Na snímku z 7:45:36 UTC lze vidět zbrošenou hranici clonky, přestože ještě není na limbu, zatímco na snímku z 7:47:53 již hranice clonky vidět nelze, přestože ještě na limbu je.



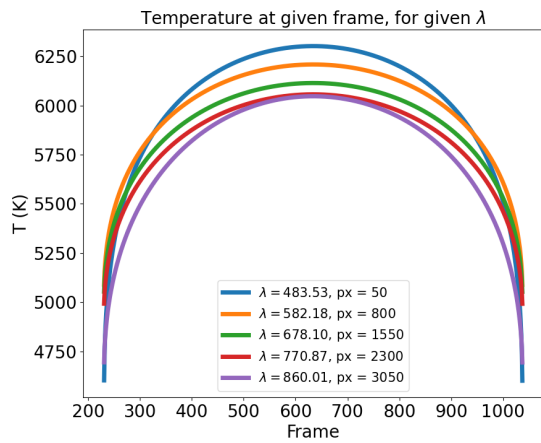
a) $S_{\lambda}(\mu)$

b) $T(\lambda, \mu)$

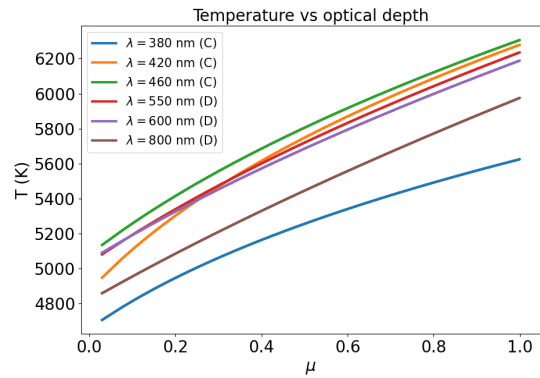
Obrázek 3.24: Vlevo: Zdrojová funkce $S_{\lambda}(\mu)$ na základě driftových měření. Na svislé ose je zdrojová funkce $S \cdot 10^5$ v cgs jednotkách. Vpravo: Teplota $T(\lambda, \mu)$ jako funkce vlnové délky a optické hloubky. Modré body byly změřeny spektrometrem HR4C5177, červené body spektrometrem HD4D290.



Obrázek 3.25: Závislost zdrojové funkce S_ν určené Eddingtonovou-Barbierovou aproximací na vlnové délce pro různé optické hloubky. Horní černá řada bodů ($\tau_\lambda = 1$) jsou hodnoty FTS atlasu, kterými škálujeme naše měření. Tento graf odpovídá pohledu z boku na graf 3.24 ze strany.

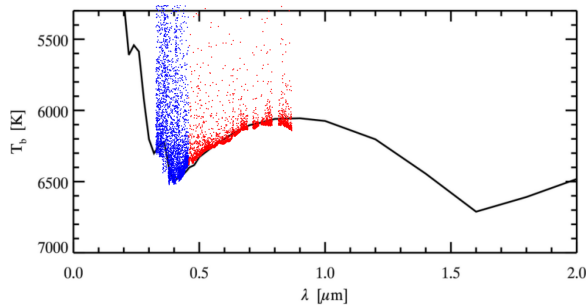


a)

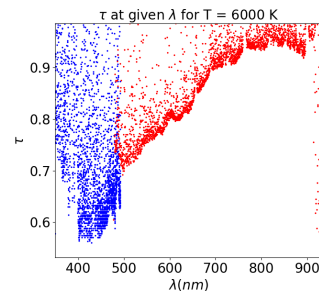


b)

Obrázek 3.26: Závislost teploty pro dané vlnové délky na a) čísle měření b) na optické hloubce $\tau_\lambda = \mu$.

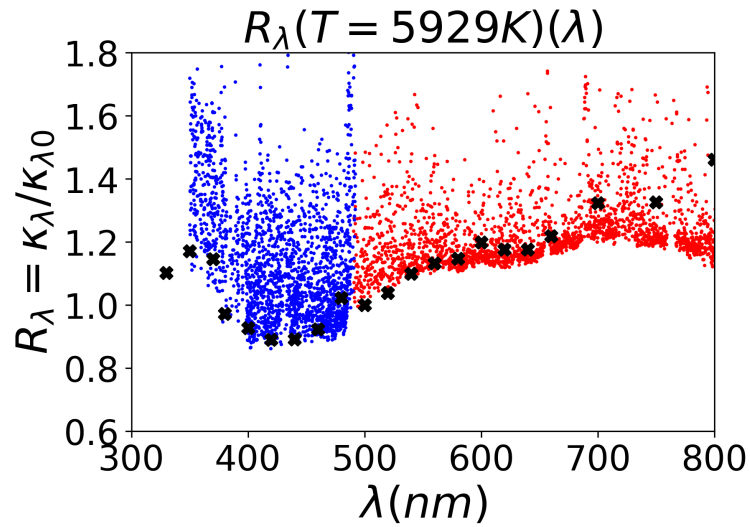


a)

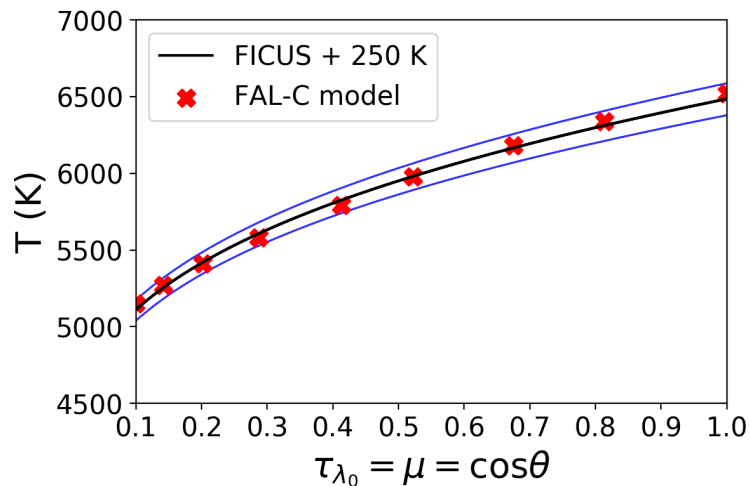


b)

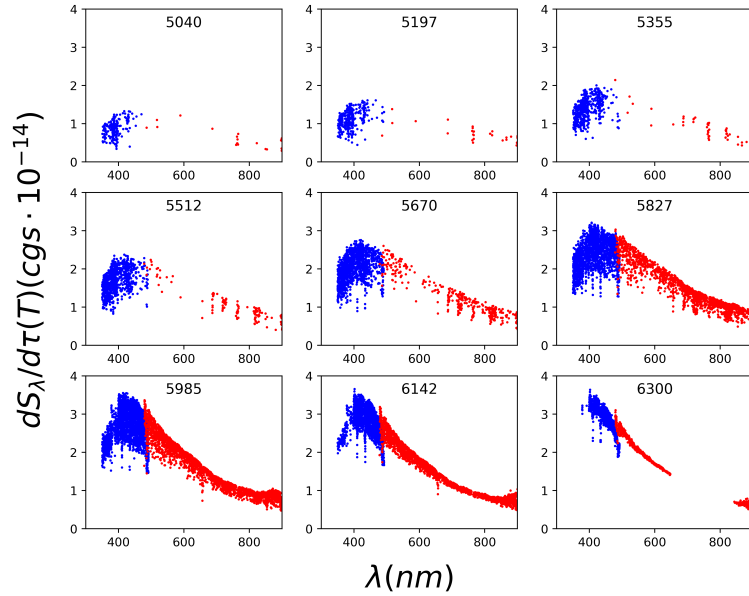
Obrázek 3.27: a) Srovnání jasové teploty z přístroje FICUS a jasových teplot určených z uznávaných měření intenzity (Allen's Astrophysical Quantities [11]). b) Závislost optické hloubky, ze které přichází světlo, na vlnové délce, z vrstvy o teplotě $T = 6000\text{K}$.



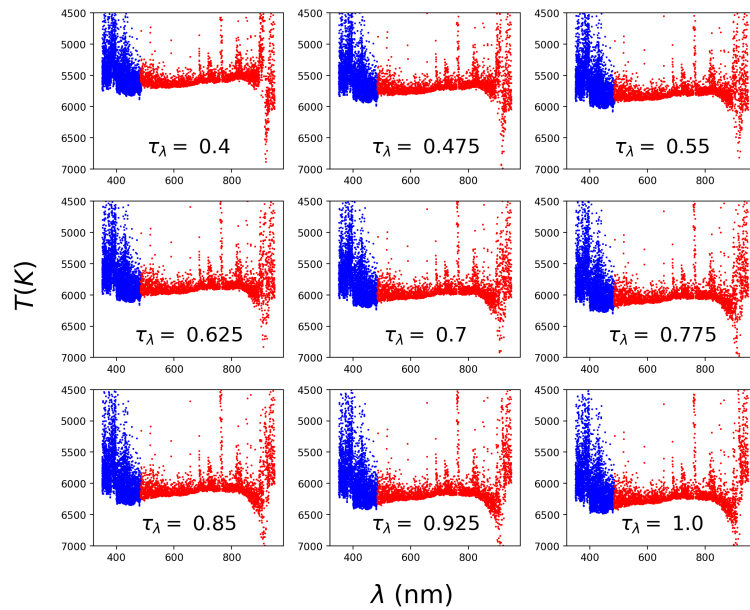
Obrázek 3.28: R_λ je poměr opacity κ_λ k referenční opacitě κ_{λ_0} , kde $\lambda_0 = 500$ nm. Černé křížky jsou publikované výsledky (John, 1991) [21], které jsou s našimi výsledky ve vynikající shodě. Body nad hlavním trendem odpovídají měřením ve spektrálních čarách. Maximum absorpce je v rozsahu 700 až 900 nm, lokální minimum na našem rozsahu je kolem 425 nm. Globální minimum absorpce je na $\lambda \approx 1640$ nm, v blízkosti $\lambda_{H^-} = 1642,1$ nm díky procesu $h\nu + H^- \rightarrow H + e^-$. Toto minimum je však daleko mimo náš rozsah vlnových délek.



Obrázek 3.29: Teplotní struktura fotosféry na $\lambda_0 = 500$ nm měřená na přístroji FICUS, ve srovnání s modelem FAL-C (FAL pro klidné Slunce). Zde jsou vynesena průměrná měření z 20px okolí λ_0 . Oproti FAL-C jsou systematicky posunuta o 250K (3,5%) a vykazují nahodilou chybu $\sigma_T = 100$ K (1,5%). Interval 1σ je znázorněn modrými křivkami.



Obrázek 3.30: $dS_\lambda/d\tau_\lambda$ pro konkrétní teploty od 5040 K do 6300 K určená pro zdrojovou funkci $S_\lambda(\tau_\lambda) = I_\lambda(\mu = 1)[a_\lambda + b_\lambda\tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda)]$. Body jsou vždy v rozmezí ± 20 K. Grafy gradientu zdrojové funkce pro nižší teploty, tj. přibližně $T < 5700$ mají méně bodů, protože měřená teplota na daných vlnových délkách je pro všechna $\mu \in (0,1)$ v našem měření vyšší. Naopak v grafu pro $T = 6300$ K nevidíme na určitých vlnových délkách do tak horkých vrstev.



Obrázek 3.31: Graf závislosti teploty na vlnové délce pro různá τ_λ . Teplota byla určena za předpokladu $S_\lambda = B_\lambda$ a $S_\lambda(\tau_\lambda) = I_\lambda(\mu = 1)[a_\lambda + b_\lambda\tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda)]$.

Kapitola 4

Závěr

FICUS – *Flare Intensity Continuum Ultra-wide Spectrograph* – je vznikající pozorovatelná na slunečním oddělení astronomického ústavu Akademie věd České republiky, určená k prvnímu pozorování časově rozlišených spekter slunečních erupcí v oblastech optického kontinua.

Tato práce jako první systematicky zpracovává spektrální a obrazová data z tohoto přístroje. Je vyvinuta procedura pro kalibraci přístroje ve vlnové délce a intenzitě.

Jsou zde pořízena a zpracována první měření vlivu atmosféry a měření fotosferických útvarů, tj. sluneční skvrny, protuberance a fakulového pole.

Současným zpracováním obrazových a spektroskopických dat jsou odhaleny dva nedostatky: posun spektrálních měření oproti obrazovým a asymetrie měření východního a západního limbu Slunce. Oba tyto jevy způsobují systematické chyby v datech a jsou způsobeny optickým klínem před selektorem clonky, který bude na základě této práce odstraněn.

Závěr práce je věnován testovací úloze měření teplotní struktury fotosféry pomocí tzv. *driftových měření* okrajového ztemnění, které staví na fyzice zářivého přenosu. Přepočtem času měření na souřadnici μ jsou určeny koeficienty okrajového ztemnění, na základě kterých je poté určena zdrojová funkce v závislosti na optické hloubce. Za předpokladu lokální termodynamické rovnováhy je určena závislost teploty na optické hloubce na konkrétní vlnové délce, a z ní následně derivace optické hloubky podle teploty na dané teplotě. Na základě těchto gradientů je určena závislost opacity na vlnové délce. Tato závislost je vztažena k měření na konkrétní vlnové délce, není tedy normována žádným atlasovým měřením, je tedy čistě výsledkem měření této práce. Výsledky tohoto postupu jsou ve velmi dobré shodě s publikovanými měřeními podobného charakteru.

Literatura

- [1] BECK, J. G. a P. GILES. Helioseismic Determination of the Solar Rotation Axis. *The Astrophysical Journal* [online]. 2005, 621(2), L153-L156 [cit. 2021-03-01]. ISSN 0004-637X. Dostupné z: doi:10.1086/429224
- [2] BROWN, A. G. A., A. VALLENARI, T. PRUSTI, et al. Gaia Data Release 2. *Astronomy & Astrophysics* [online]. 2018, 616 [cit. 2021-03-01]. ISSN 0004-6361. Dostupné z: doi:10.1051/0004-6361/201833051
- [3] BROŽ, Miroslav a Marek WOLF. *Astronomická měření. Vyd. 3., přeprac. a dopl.* Praha: MatfyzPress, 2017. ISBN 978-0-387-36786-6.
- [4] BURNS, D., J.E. BALDWIN a R.C. BOYSEN. The surface structure and limb-darkening profile of Betelgeuse. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* [online]. 1997, 1997 [cit. 2021-03-01]. Dostupné z: <http://adsabs.harvard.edu/full/1997MNRAS.290L..11B>
- [5] CAKMAK, H. Computer-aided measurement of the heliographic coordinates of sunspot groups. *Experimental Astronomy* [online]. 2014, 38(1-2), 77-89 [cit. 2021-03-01]. ISSN 0922-6435. Dostupné z: doi:10.1007/s10686-014-9410-5
- [6] CHOWDHURY, Partha, D. P. CHOUDHARY a Sanjay GOSAIN. A STUDY OF THE HEMISPHERIC ASYMMETRY OF SUNSPOT AREA DURING SOLAR CYCLES 23 AND 24. *The Astrophysical Journal* [online]. 2013, 768(2) [cit. 2021-03-06]. ISSN 0004-637X. Dostupné z: doi:10.1088/0004-637X/768/2/188
- [7] CLARET, A. A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models. Calculations for $-5.0 \leq \log[M/H] \leq +1$, $2000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 50000 \text{ K}$ at several surface gravities. *Astronomy & Astrophysics* [online]. 2000, 2000(Vol. 363), 1081-1190 [cit. 2021-03-08]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/51889748_Limb_darkening_in_spherical_stellar_atmospheres
- [8] CLARET, A. A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models III. *Astronomy & Astrophysics* [online]. 2004, 428(3), 1001-1005 [cit. 2021-03-08]. ISSN 0004-6361. Dostupné z: doi:10.1051/0004-6361:20041673
- [9] CLETTE, Frédéric, David BERGHMANS, Petra VANLOMMEL, Ronald A.M. VAN DER LINDEN, André KOECKELENERGH a Laurence WAUTERS. From the Wolf number to the International Sunspot Index: 25 years of SIDC. *Advances in Space Research* [online]. 2007, 40(7), 919-928 [cit. 2021-03-06]. ISSN 02731177. Dostupné z: doi:10.1016/j.asr.2006.12.045
- [10] CLETTE, Frédéric a Laure LEFÈVRE. The New Sunspot Number: Assembling All Corrections. *Solar Physics* [online]. 2016, 291(9-10), 2629-2651 [cit. 2021-03-06]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/s11207-016-1014-y
- [11] COX, Arthur N., ed. *Allen's Astrophysical Quantities* [online]. New York, NY: Springer New York, 2002 [cit. 2021-03-15]. ISBN 978-1-4612-7037-9. Dostupné z: doi:10.1007/978-1-4612-1186-0
- [12] DUFFETT-SMITH, Peter. *Practical Astronomy with your Calculator* [online]. Cambridge University Press, 2012 [cit. 2021-03-01]. ISBN 9780521356992. Dostupné z: doi:10.1017/CBO9780511564895
- [13] DUPREE, Andrea K., Klaus G. STRASSMEIER, Lynn D. MATTHEWS, et al. Spatially Resolved Ultraviolet Spectroscopy of the Great Dimming of Betelgeuse. *The Astrophysical Journal* [online]. 2020, 899(1) [cit. 2021-03-01]. ISSN 1538-4357. Dostupné z: doi:10.3847/1538-4357/aba516

- [14] FONTENLA, J. M., E. H. AVRETT a R. LOESER. Energy balance in the solar transition region. III - Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion. *The Astrophysical Journal* [online]. 1993, 406 [cit. 2021-03-11]. ISSN 0004-637X. Dostupné z: doi:10.1086/172443
- [15] FOUKAL, P. Comment on "asymmetry and variations of solar limb darkening along the diameter defined by diurnal motion in April 1981" by Neckel and Labs (1987). *Solar Physics* [online]. 1989, 120(2), 249-251 [cit. 2021-03-11]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/BF00159878
- [16] FOUKAL, P., C. FRÖHLICH, H. SPRUIT a T. M. L. WIGLEY. Variations in solar luminosity and their effect on the Earth's climate. *Nature* [online]. 2006, 443(7108), 161-166 [cit. 2020-11-10]. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/nature05072
- [17] HARRIS, Charles R., K. Jarrod MILLMAN, Stéfan J. VAN DER WALT, et al. Array programming with NumPy. *Nature* [online]. 2020, 585(7825), 357-362 [cit. 2021-03-08]. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/s41586-020-2649-2
- [18] HESTROFFER, D. a MAGNAN C. Wavelength dependency of the Solar limb darkening. *Astronomy and Astrophysics* [online]. v.333, s.338-342 (1998). Dostupné z <http://adsabs.harvard.edu/full/1998A%26A...333..338H>
- [19] HOWELL, Steve B. *Handbook of CCD Astronomy*. 2. vydání. New York: Cambridge University Press, 2006. ISBN 978-0-511-16105-6.
- [20] HUNTER, John D. *Matplotlib: A 2D Graphics Environment*. *Computing in Science & Engineering* [online]. 2007, 9(3), 90-95 [cit. 2021-03-08]. ISSN 1521-9615. Dostupné z: doi:10.1109/MCSE.2007.55
- [21] JOHN, T.L. Structure of the solar atmosphere as deduced from a reanalysis of limb darkening observations. *Astronomy and Astrophysics* [online]. 1991, 1991(Volume 244), 511-520 [cit. 2021-03-08]. ISSN 0004-6361. Dostupné z: <http://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1991A%26A...244..511J>
- [22] KURUCZ, Robert L., Igemar FURENLID, James BRAULT a Larry TESTERMAN. Solar flux atlas from 296 to 1300 nm: National Solar Observatory Atlas, NOAO/NSO/Kitt Peak FTS/AURA/NSF. Sunspot, New Mexico [online]. 1984 [cit. 2021-03-08]. Dostupné z: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984sfat.book.....K/abstract>
- [23] NECKEL, Heinz. On the sun's absolute disk-center and mean disk intensities, its limb darkening, and its 'limb temperature' (330 to 1099 nm). *Solar Physics* [online]. 2003, 212(2), 239-250 [cit. 2021-03-08]. ISSN 00380938. Dostupné z: doi:10.1023/A:1022929504779
- [24] NECKEL, Heinz a Dietrich LABS. The solar radiation between 3300 and 12500 Å. *Solar Physics* [online]. 1984, 90(2) [cit. 2021-03-08]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/BF00173953
- [25] NECKEL, Heinz a Dietrich LABS. Asymmetry and variations of solar limb darkening along the diameter defined by diurnal motion in April 1981. *Solar Physics* [online]. 1987, 110(1), 139-170 [cit. 2021-03-11]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/BF00148209
- [26] NECKEL, Heinz a Dietrich LABS. Solar limb darkening 1986–1990 (303 to 1099 nm). *Solar Physics* [online]. 1994, 153(1-2), 91-114 [cit. 2021-03-08]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/BF00712494
- [27] OHNAKA, K., K.-H. HOFMANN, D. SCHERTL, G. WEIGELT, C. BAFFA, A. CHELLI, R. PETROV a S. ROBBE-DUBOIS. High spectral resolution imaging of the dynamical atmosphere of the red supergiant Antares in the CO first overtone lines with VLTI/AMBER. *Astronomy & Astrophysics* [online]. 2013, 555 [cit. 2021-03-01]. ISSN 0004-6361. Dostupné z: doi:10.1051/0004-6361/201321063
- [28] PETRO, L.D., P.V. FOUKAL a RobertL. KURUCZ. Photospheric limb-darkening signatures of global structure variations. *Solar Physics* [online]. 1985, 98(1) [cit. 2021-03-11]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/BF00177196
- [29] PESNELL, W. Dean, B. J. THOMPSON a P. C. CHAMBERLIN. The Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Physics* [online]. 2012, 275(1-2), 3-15 [cit. 2021-03-06]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/s11207-011-9841-3

- [30] PIERCE, A. Keith a Charles D. SLAUGHTER. Solar limb darkening. *Solar Physics* [online]. 1977, 51(1) [cit. 2020-12-22]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/BF00240442
- [31] PIERCE, A. Keith a John H. WADDELL. Analysis of Limb Darkening Observations. *Memoirs Royal Astronomical Society*. 1961, (Volume 63), 89-112.
- [32] SAVITZKY, Abraham. a M. J. E. GOLAY. Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures. *Analytical Chemistry* [online]. 1964, 36(8), 1627-1639 [cit. 2021-03-02]. ISSN 0003-2700. Dostupné z: doi:10.1021/ac60214a047
- [33] SCHOU, J., P. H. SCHERRER, R. I. BUSH, et al. Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Physics* [online]. 2012, 275(1-2), 229-259 [cit. 2021-03-06]. ISSN 0038-0938. Dostupné z: doi:10.1007/s11207-011-9842-2
- [34] SCHÜSSLER, M. a R. H. CAMERON. Origin of the hemispheric asymmetry of solar activity. *Astronomy & Astrophysics* [online]. 2018, 618 [cit. 2021-03-06]. ISSN 0004-6361. Dostupné z: doi:10.1051/0004-6361/201833532
- [35] SKYES, J.B. The integral equation of limb-darkening. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* [online]. 1953, 27. 10. 1952, 1953(Vol. 113), 198-211 [cit. 2021-03-08]. Dostupné z: <http://adsabs.harvard.edu/full/1953MNRAS.113..198S>
- [36] SMART, W. M., GREEN, R. M., ed. *Textbook on Spherical Astronomy* [online]. Cambridge University Press, 2018 [cit. 2021-03-01]. ISBN 9780521215169. Dostupné z: doi:10.1017/CBO9781139167574
- [37] SNODGRASS, Herschel B. a Roger K. ULRICH. Rotation of Doppler features in the solar photosphere. *The Astrophysical Journal* [online]. 1990, 351 [cit. 2021-03-01]. ISSN 0004-637X. Dostupné z: doi:10.1086/168467
- [38] STANĚK, Pavel. Absolutní kalibrace spektrálního toku z vybrané aktivní oblasti Slunce. Brno, 2019. Bakalářská práce. Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita Ústav teoretické fyziky a astrofyziky.
- [39] VERNAZZA, J. E., E. H. AVRETT a R. LOESER. Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *The Astrophysical Journal Supplement Series* [online]. 1981, 45 [cit. 2021-03-11]. ISSN 0067-0049. Dostupné z: doi:10.1086/190731
- [40] VIRTANEN, Pauli, Ralf GOMMERS, Travis E. OLIPHANT, et al. SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python. *Nature Methods* [online]. 2020, 17(3), 261-272 [cit. 2021-03-08]. ISSN 1548-7091. Dostupné z: doi:10.1038/s41592-019-0686-2
- [41] WIDENHORN, Ralf, Morley M. BLOUKE, Alexander WEBER, Armin REST, Erik BODEGOM, Morley M. BLOUKE, John CANOSA a Nitin SAMPAT. TitleTemperature dependence of dark current in a CCD/title [online]. In: . 2002-4-26, s. 193-201 [cit. 2021-03-01]. Dostupné z: doi:10.1117/12.463446
- [42] WILDT, Rupert. Electron Affinity in Astrophysics. *The Astrophysical Journal* [online]. 1939, 89 [cit. 2021-03-27]. ISSN 0004-637X. Dostupné z: doi:10.1086/144048
- [43] YOUNG, Andrew T. Air mass and refraction. *Applied Optics* [online]. 1994, 33(6) [cit. 2021-02-07]. ISSN 0003-6935. Dostupné z: doi:10.1364/AO.33.001108
- [44] Resolution B3 on recommended nominal conversion constants for selected solar and planetary properties [online]. Mezinárodní astronomická unie, 2015 [cit. 2018-06-05]. Dostupné z https://www.iau.org/static/resolutions/IAU2015_English.pdf