

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Michal Švanda

Horizontální proudění hmoty ve sluneční fotosféře

Astronomický ústav Univerzity Karlovy
Vedoucí diplomové práce: Ing. Miroslav Klvaňa, CSc.
Studijní program: Fyzika
Studijní obor: Astronomie a astrofyzika

Chtěl bych poděkovat Miroslavu Klvaňovi za vedení a investovaný čas. Díky patří také Michalu Sobotkovi za nedocenitelné připomínky a nápady při řešení vznikajících problémů. Děkuji též Johnu G. Beckovi z University ve Stanfordu za předání cenných zkušeností při zpracování dopplergramů z MDI. Mé poděkování patří také Astronomickému ústavu Akademie věd České republiky v Ondřejově, že jsem mohl tuto práci zpracovávat s využitím sítě a výpočetní techniky této instituce.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne

Michal Švanda

Obsah

1	Motivace	5
2	Vlastnosti konvektivních struktur	6
2.1	Konvektivní struktury na Slunci	6
2.2	Supergranule	8
3	Metody měření rychlostních polí	14
3.1	Dopplerovská měření	14
3.2	Technika lokální helioseismologie	14
3.3	Sledování struktur	15
4	LCT – Local Correlation Tracking	17
5	Družicová observatoř SoHO	21
5.1	Přístroj MDI	23
6	Metoda výzkumu	26
7	Metodika zpracování dat	28
7.1	Primární data	28
7.2	Redukce dat	28
7.2.1	Vyřazení chybných primárních dat	28
7.2.2	Odstranění sluneční rotace	29
7.2.3	Odstranění oscilací	30
7.2.4	Korekce chyb MDI	35
7.2.5	Interpolace chybějících snímků	36
7.2.6	Finální úpravy	38
7.3	Filtrace dat	40
7.4	Metoda LCT	43
7.5	Testy pro volbu parametrů metody LCT	43
7.5.1	Histogramový test	43
7.5.2	Zlomový test	45
7.5.3	Test na reprodukovatelnost	46
7.5.4	Test na umělých rychlostních polích	46
7.6	Vizualizace dat	49
7.6.1	Orientované úsečky (šipky)	49
7.6.2	Proudové linie	49

8	Používané programové vybavení	54
8.1	Hlavní redukční programy	54
8.2	Pomocné programy	56
8.3	Programy pro zpracování redukovaných dat a vizualizaci . . .	57
9	Výsledky	59
9.1	Zpracovaná data	59
9.2	Integrální vlastnosti horizontálních rychlostních polí	60
9.3	Vlastnosti horizontálních rychlostních polí pro klidné Slunce .	65
9.4	Možnosti řešení vzniklých problémů	73
10	Závěr	76
	Dodatek A	80

Název práce: *Horizontální proudění hmoty ve sluneční fotosféře*

Autor: *Michal Švanda*

Katedra (ústav): *Astronomický ústav Univerzity Karlovy*

Vedoucí diplomové práce: *Ing. Miroslav Klvaňa, CSc., Astronomický ústav AV ČR Ondřejov*

E-mail vedoucího: *mklvana@asu.cas.cz*

Abstrakt: *Určujeme horizontální rychlostní pole v klidné fotosféře na základě pohybů supergranulární sítě, získané z celodiskových dopplerovských měření přístroje MDI z observatoře SoHO. Ukazuje se, že tyto pohyby mohou být pod úrovní šumu, který má původ ve vývojových změnách supergranulární sítě. Popisujeme metodu potlačení tohoto šumu a přípravy dopplergramů z MDI/SoHO pro analýzu horizontálních rychlostních polí metodou local correlation tracking (LCT), popisujeme metodiku nejhodnější volby volných parametrů LCT. Sestavili jsme rozsáhlý programový balík v programovacím jazyku IDL, umožňující automatické zpracování a přípravu zdrojových dat, a zpracovali dvě patnáctidenní pozorovací série v období minima sluneční činnosti. Demonstrujeme výsledky získané metodou LCT pro klidné Slunce. Popisujeme vlastní metody vizualizace vypočtených horizontálních rychlostních polí a diskutujeme výhody a nevýhody jednotlivých postupů. Ze získaných rychlostních polí sestavujeme křivku diferenciální rotace a meridionální cirkulace.*

Klíčová slova: *Slunce – fotosféra – rychlostní pole – supergranulace*

Title: *Horizontal plasma motion in the solar photosphere*

Author: *Michal Švanda*

Department: *Astronomical Institute of Charles University*

Supervisor: *Ing. Miroslav Klvaňa, CSc., Astronomical institute AS CR Ondřejov*

Supervisor's e-mail address: *mklvana@asu.cas.cz*

Abstract: *Horizontal velocity fields in the quiet solar photosphere are measured using motions in the supergranular network, derived from full-disk dopplergrams obtained by the MDI instrument onboard the SoHO space observatory. It turns out that the magnitudes of studied motions can lie below the level of noise caused by local evolutionary changes of the supergranular network. We describe methods used to suppress such noise and to prepare Doppler measurements from MDI/SoHO for the analysis of the horizontal velocity fields by means of the local correlation tracking (LCT) technique. We describe ways how to choose appropriate values of free parameters of LCT. We elaborated a large program package using IDL programming language, which allows automatical processing and preparation of the source data, and we processed two fifteen-days observing series situated in the period of the solar minimum. Results obtained with the LCT method for quiet Sun are demonstrated. We developed techniques of visualisation of the computed horizontal velocity fields and discuss advantages and drawbacks of each one. From the computed velocity fields we construct plots of the curves of differential rotation and meridional circulation.*

Keywords: *Sun – photosphere – velocity field – supergranulation*

1 Motivace

Naše Slunce je Zemi nejbližší hvězdou a současně nejhmotnějším objektem ve sluneční soustavě. Téměř veškeré pozemské energetické zdroje mají svůj původ ve Slunci. V pověstech a mýtech starodávných kultur bylo Slunce často uctíváno jako dárce života. Přestože je tato hvězda pod bedlivým dohledem hvězdářů již od nepaměti, zdaleka nevíme o jejím chování vše, co bychom vědět chtěli. Přestože bylo vynaloženo obrovské úsilí stovek více či méně anonymních vědců, zatím je stále více otázek než odpovědí.

Mnoho otázek se týká dynamiky viditelného slunečního povrchu – fotosféry. O tom, že tato vrstva rozhodně není nehybná ani klidná a čistá, se přesvědčili již první pozorovatelé, kteří směrem ke Slunci namířili své primitivní dalekohledy. Prvním, kdo publikoval informaci o tom, že na tváři Slunce se vyskytují skvrny, byl v roce 1611 lékař Johannes Fabricius (přestože pozorovány byly pouhým okem i ve starověké Číně v druhém tisíciletí před naším letopočtem). Putování slunečních skvrn – tmavších oblastí fotosféry – napovědělo první informace o rychlosti sluneční rotace a sklonu sluneční rotační osy. Prozradilo ale i mnohem více. Richard Carrington se v polovině devatenáctého století systematicky věnoval sledování poloh skvrn, z nichž odvodil, že sluneční fotosféra nerotuje jako tuhé těleso – že vykazuje tzv. diferenciální rotaci. Čili že se Slunce otáčí nerovnoměrně – rychleji na rovníku a pomaleji na pólech. Také si všiml faktu, že skvrny se podle fáze jedenáctiletého cyklu vyskytují buď ve vyšších, nebo nižších heliografických šířkách. Jenže co z toho je opravdový pohyb? Co je jen iluze pohybu?

Dynamikou fotosféry se zabývá i tato práce. Dosud nebyla uspokojivě popsána interakce pohybů v magnetických a nemagnetických oblastech nebo vztah pohybů slunečních skvrn vůči fotosférickému pozadí. Vyvráceny nebyly slapové projevy obíhajících planet. Problémů je daleko více.

Cílem této práce je přispět novou metodikou výzkumu fotosférických pohybů. Třeba se novým přístupem podaří některé otázky zodpovědět.

2 Vlastnosti konvektivních struktur

Základním zdrojem energie hvězd jsou termojaderné reakce. Ani naše Slunce není v tomto směru výjimkou. Díky tomu, že převážná většina jeho hmoty je koncentrována velmi blízko jeho středu, je zde plazma dostatečně horké a husté na to, aby zde mohlo docházet k termonukleární přeměně vodíku na helium.

Energie produkovaná těmito jadernými reakcemi v centrálních částech pomalu difunduje *vrstvou v zářivé rovnováze*. Ve vzdálenosti $(0,7050 \pm 0,0027) R_{\odot}$ (Basu 1997) se však chladnější plazma stává pro procházející fotony neprůhledným (především díky rekombinujícím atomům vodíku) a přenos energie zářením se stává nevýhodným. Od této vrstvy až k podfotosférickým vrstvám se uplatňuje přenos energie konvekcí; zde začíná přibližně 200 000 km (přibližně $0,3 R_{\odot}$) tlustá *konvektivní vrstva*. V této oblasti se entropie a gradient teploty chovají adiabaticky a plazma je tak konvektivně nestabilní. Chování plazmatu v konvektivní zóně můžeme studovat jedině nepřímou.

První vrstvou slunečního tělesa, kterou lze přímo pozorovat (a jejíž dynamikou se zabývá tato práce) je přibližně 300 km tlustá *fotosféra*. Fyziku a chování fotosféry zásadním způsobem ovlivňuje podpovrchová konvektivní vrstva. Podfotosférická konvekce má ve fotosféře různé projevy.

2.1 Konvektivní struktury na Slunci

Nejviditelnější konvektivní strukturou je sluneční *granulace* s konvektivními buňkami s typickým rozměrem 1 000 km a střední délkou života 3–10 minut. Jedná se o nejvyšší konvektivní mod detekovatelný ve fotosféře. Granulace je pozorovatelná v bílém světle a pro její spatření potřebujeme dalekohled, jenž poskytuje rozlišení alespoň $1''$, a dobré pozorovací podmínky. Studie rychlostního pole v granulích (prováděné s vysokým časoprostorovým rozlišením) ukazují, že granule jsou složeny z centrálního zdroje s vertikálním rychlostním polem se střední rychlostí kolem 0,4 km/s, který je obklopen oblastí s převážně horizontální složkou rychlosti se střední rychlostí 0,25 km/s (Stix 1989).

V mapách pořízených z měření dopplerovské složky rychlosti plazmatu je snadno identifikovatelná *supergranulace* (typický průměr 30 Mm, doba života několik desítek hodin), jejímž fyzikálním i jiným parametrům se budeme dále věnovat podrobněji. Mnohé práce zmiňují ještě *mesogranulaci* (např. Shine et al (2000), November (1989) nebo Simon & Weiss (1991)), konvektivní mod nacházející se v hierarchii mezi granulací a supergranulací, avšak rozptýl jejich fyzikálních parametrů je značný (uvádí se však charakteristický rozměr kolem 7 000 km a rychlosti srovnatelné se supergranulemi). Rieutord et al

(2000) dokonce ukázal, že mesogranulace nemusí mít fyzikální podklad, že může jít o falešný efekt způsobený kombinací integrace signálu (nedostatečného prostorového rozlišení) a explodujících granulí.

V literatuře (např. Stix (1989), Bumba (1987) a Bumba (1970)) se uvažuje ještě o existenci nižšího konvektivního modu, než je supergranulace, o tzv. *obřích buňkách*. Rychlostní pole v rámci obřích buněk je očekáváno převážně horizontální s amplitudou řádu desítek m/s. Jejich existence nebyla doposud dokázána přímo, některých numerických metod lze však využít k jejich detekci (např. Ambrož (1997)). Charakteristický rozměr obřích konvektivních buněk pak činí 200–400 Mm a charakteristická doba života kolem jednoho týdne; jejich existence i uvedené charakteristiky však nebyly akceptovány celou komunitou slunečních fyziků. Existence obřích cel byla mnohými autory požadována pro uspokojivé vysvětlení přenosu tepla v celém průběhu konvektivní zóny. Simon & Weiss (1991) ukázali, že zmíněný požadavek lze splnit samotnou existencí supergranulí – na dně konvektivní zóny by se utvářely bubliny teplejšího plazmatu s typickým poloměrem 10–20 Mm prostorově vzdálené 30–40 Mm, z nichž by se utvářela supergranulace.

Hledáním obřích konvektivních buněk se zabývali např. Moore et al (2000), kteří v MDI dopplergramech identifikovali útvary spojitě pokrývající celý povrch s rozměrem 3–10krát větším, než jsou typické rozměry supergranulí, a životností delší než 10 dní. Analyzovali výkonová spektra získaných dat a na jejich základě usoudili, že fyzikální původ obřích buněk i supergranulí je stejný – podle tohoto závěru by bylo možné obří buňky přirovnat k obrovským hlubokým a dlouho žijícím supergranulím. Prozatím však chybí jednoznačné navázání těchto velkých struktur na reálné konvektivní elementy stejných dimenzí.

Jen pro zajímavost dodejme, že myšlenka obřích konvektivních cel se neobjevuje jen v případě Slunce, ale i u mnoha jiných hvězd. Za zmínku stojí například pečlivá interferometrická pozorování hvězdy Betelgeuse (α Orionis), z nichž lze usuzovat na známky povrchové konvekce (viz např. Buscher et al (1990)).

Pohyby v popsáných konvektivních strukturách více méně odpovídají našim představám o konvektivních buňkách (v nichž je poblíž středu buňky výrazný výron hmoty, zatímco na jejích okrajích se hmota ponořuje).

Horizontálními rychlostními poli velkých rozměrů se zabýval např. Ambrož (2001a, 2001b a 2002) aplikací metody local correlation tracking na synoptické mapy velkorozměrového magnetického pole, pořizovaného s nízkým rozlišením na Wilcoxově observatoři University ve Stanfordu. Studie prováděné na datech z období minima sluneční činnosti ukázaly dlouho přetrvávající rychlostní struktury s výrazně převažující zonální složkou, zatímco v období maxima sluneční činnosti již byla zonální i meridionální složka rych-

lostního pole stejného řádu. Často se ve výsledných rychlostních polích vyskytovaly vírové struktury. Mapa horizontální divergence ukázala nepravidelný obrazec připomínající projev konvektivních buněk s rozměry řádu 400 Mm.

Integrací rychlostních polí přes velké škály vznikají rychlostní struktury největších rozměrů. Integrací zonální složky získáme diferenciální rotaci, závislost rotační rychlosti fotosféry na heliografické šířce. Měřením diferenciální rotace nejrůznějšími metodami se zabývalo a doposud i zabývá velké množství slunečních fyziků (viz např. Ambrož (1980)). Její parametry popisuje Fayova rovnice ve tvaru:

$$\omega(b) = A + B \cdot \sin^2 b + C \cdot \sin^4 b, \quad (1)$$

kde b je heliografická šířka a koeficienty A , B a C jsou silně závislé na použité metodě a objektech, jejichž pohyb byl k měření použit, a určují se z měřené rotační rychlosti ω metodou nejmenších čtverců. Bývá zvykem uvádět úhlovou rotační rychlost ω v jednotkách „stupeň za den“.

Z hydrodynamických i jiných důvodů (viz např. Ambrož (1980)) nemůže být diferenciální rotace chápána jako hydrodynamická veličina – jde o pouhý popis průměrné rotační rychlosti pro jevy, z jejichž pohybu byla změřena.

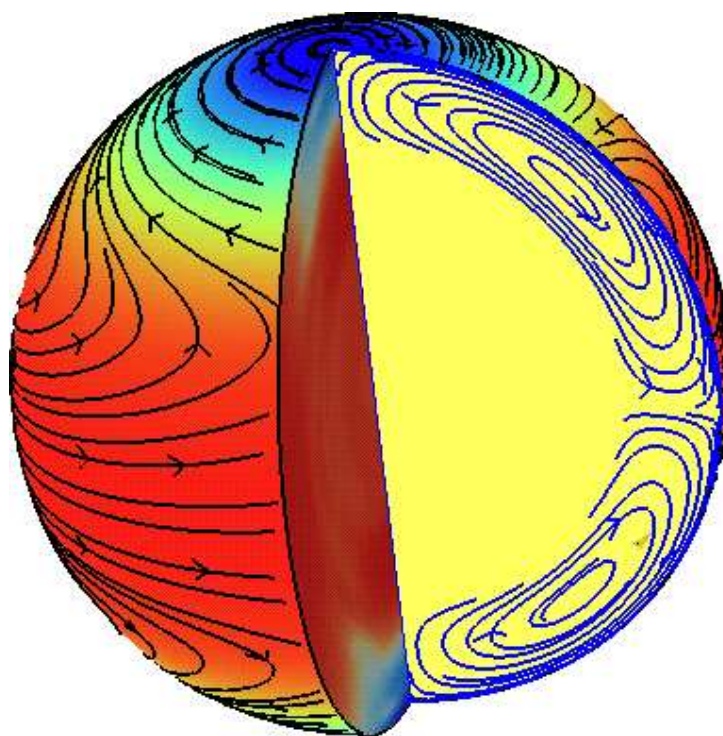
Integrací meridionální složky lze vysledovat meridionální cirkulaci – přetrvávající proud od rovníku k pólům s amplitudou rychlosti kolem 20 m/s. Helioseismologické studie (přehled viz např. DeRosa (2001)) ukázaly, že tento proud zasahuje do hloubky více než 20 000 km. Zpětný proud (od pólu k rovníku), který musí být hlouběji než proud přímý, nebyl dosud detekován. Přitom se zdá, že meridionální proudění jakožto fyzikální fakt je, v součinnosti s Coriolisovou silou, jednou z hlavních podstat vzniku jevu diferenciální rotace (viz četné práce Rüdiger a Kükera, např. Küker & Rüdiger (2002)).

2.2 Supergranule

V této práci analyzujeme velkorozměrové rychlostní pole, které bylo získáno z pohybu supergranulí (resp. vývoje supergranulární sítě v čase).

Jak již bylo napsáno výše, supergranule jsou považovány za projev středního konvektivního modu, hierarchicky posazeného mezi granulaci a hypotetické obří cely.

Supergranule se poprvé objevily na měřeních prováděných Hartem (Hart 1956). Na základě analýzy odchylek v rovníkové rotační rychlosti upozornil na možnou existenci struktur s typickou hodnotou rychlosti 170 m/s a charakteristickým rozměrem 26 000 km (získáno metodou autokorelace). Výzkumu těchto struktur se na vyšší úrovni poprvé věnoval Robert Leighton. Používal celodiskové spektroheliogramy pořízené fotograficky v některých spektrálních



Obrázek 1: Schéma globálních proudů tak, jak byly získány z helioseismologie. Naznačena je diferenciální rotace a meridionální cirkulace. ©Stanford University

čarách (např. čára vápníku 610,3 nm). Kombinace dvou spektroheliogramů, vzájemně opačně posunutých od středu spektrální čáry, ukázala velkorozměrové celistvé struktury – supergranule. Současně byly poprvé pozorovány sluneční oscilace. Více viz Leighton et al (1962), Noyes & Leighton (1963) a Simon & Leighton (1964) (v těchto pracech se také poprvé objevuje termín „supergranulace“ v souvislosti s popisovanými konvektivními prvky).

Nejčastěji citovaný typický rozměr supergranulí je 30 000 km. Hart (1956) stanovil autokorelací v křivce rotační rychlosti rozměr struktur na 26 000 km. Wang & Zirin (1989) uvádějí jako výsledek autokorelační metody $31\,200 \pm 2\,300$ km. Srikanth et al (2000) nepoužili pro zjištění velikosti supergranulí metodu založenou na korelaci (jak to prováděla drtivá většina ostatních autorů), ale metodu tessellace (dláždění). Tento postup aplikovali jak na upravené dopplergramy z přístroje MDI/SoHO (s rozlišením $2''$ /pixel), tak na Ca II K filtrogramy získané na observatoři na jižním pólu (rozlišení $3,2''$ /pixel). Byla zjištěna typická velikost supergranulí 10,5 Mm ve fotosféře a 14–26 Mm v chromosféře. V téže práci však upozornili, že výsledky, získané metodou tessellace, jsou silně ovlivněny kvalitou rozlišení, dosaženou při po-

řízení vstupních dat. S pomocí statistického testu (vycházejícího z poměru signál/šum výsledků tesselace) odvodili, že nejpravděpodobnější rozměr supergranulí v použité datové sadě je 25,9 Mm ve fotosféře i chromosféře.

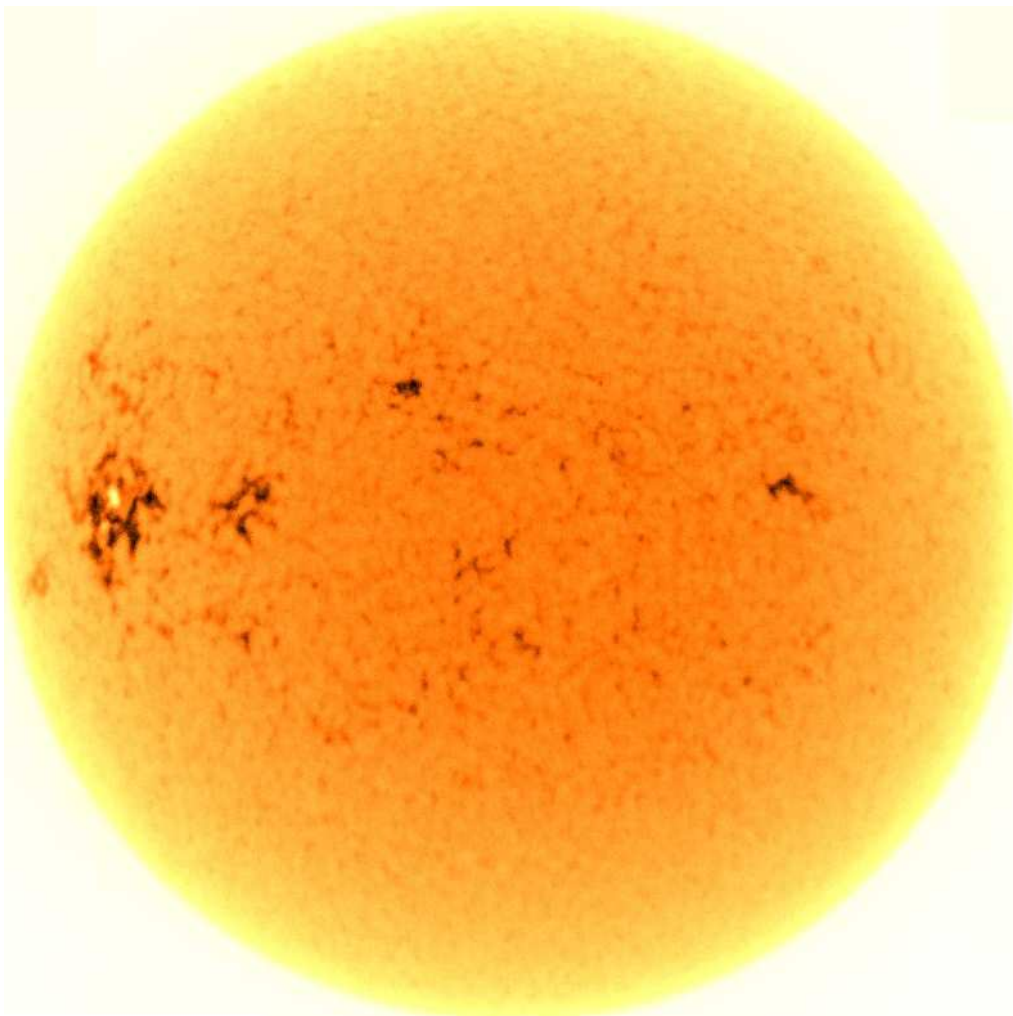
Podobnou problematikou se zabývali již dříve Hagenaar, Schrijver & Title (1996), kteří prověřili dvoudenní sekvenci Ca II pozorování z jižního pólu. Z jejich numerických testů vyplývá, že autokorelační metoda má tendenci rozměry získaných struktur přeceňovat 1,5–2krát. Citovaný rozměr 30–35 Mm je tedy zřejmě přeceněn.

Sýkora (1971) ukázal (s využitím autokorelační metody), že supergranule jsou zploštělé ve směru kolmém na sluneční rotaci, a vysvětlil tento jev interakcí magnetického pole a pohybujícího se plazmatu. Ukázal též, že zploštění supergranulí se během jedenáctiletého slunečního cyklu mění (v období maxima cyklu je zploštění menší). Všiml si velikosti supergranulí v závislosti na fázi slunečního cyklu a poloze na Slunci – obecným závěrem je, že supergranule jsou v maximu sluneční činnosti největší (v minimum bývají i poloviční oproti maximu) a jejich rozměr ve směru rotace klesá s heliografickou šířkou. Na pokles rozměru supergranulí s heliografickou šířkou poukazuje i Stix (1989).

Od počátku bylo považováno za klíčové určení typické životní doby jednotlivých supergranulárních buněk. Tento parametr se totiž ukázal jako důležitý pro odhady dalších fyzikálních parametrů (rozložení teploty, rychlostní pole) zjištěných na základě konvektivní teorie. Leighton (např. Leighton (1964)) poukázal, že pozorovaný rozpad magnetických polí ve fotosféře může být náhodným procesem. A pokud by životní doba supergranulí (které jsou odpovědné za pohyb magnetických elementů) byla řádově 20 hodin, pak by bylo možné vysvětlit rozpad magnetického pole v aktivních oblastech Leightonovým mechanismem.

Simon & Leighton (1964) upozornili na zajímavou koincidenci hranic supergranulí a chromosférické vápníkové síťky. Poukázali tak na fakt, že magnetické elementy jsou prouděním v supergranulích odnášeny směrem k jejich hranicím, kde se magnetický tok koncentruje (tento fenomén byl též studován např. Wangem a Zirinem (Wang & Zirin 1989) a z novějších dat potvrzen např. Lislem (Lisle et al 2000)) a způsobuje tak emisi v Ca K čáře (viz obrázek 2). Této vlastnosti využili při studii životní doby a na základě křížové korelace struktur pozorovaných v čáře K vápníku ukázali jejich typickou životní dobu právě kolem 20 hodin.

Další práce, zabývající se životní dobou supergranulace s využitím nejrůznějších technik i pozorovacího materiálu, poskytly velký rozptyl v získaných hodnotách (v závislosti na technice a dostupných datech). Objevily se informace o tom, že některé supergranule by mohly přetrvávat až 7 dnů v případě klidného Slunce (přehled viz Wang & Zirin (1989)).



Obrázek 2: Ca II K filtrogram z 15. 11. 2003 z 16:29 UT. Snímek byl pořízen na Big Bear Solar Observatory. Obrázek byl invertován, emise se tudíž projevuje tmavšími místy.

Pracnější metodu na získání typické doby života jedné supergranulární buňky použili Wang a Zirin (Wang & Zirin 1989). Z pořízených dat (na National Solar Observatory, Kitt Peak) vybrali oblast s rozměry $256'' \times 256''$, obraz segmentovali a odhalili existenci přibližně 30 supergranulí. Těchto 30 výchozích buněk sledovali snímek po snímku a usuzovali na jejich chování v čase. Supergranule považovali za rozpadlou v okamžiku, kdy ji již nemohli jednoznačně ztotožnit s některou supergranulí z počátečního stavu. Tímto způsobem zjistili, že v průměru se ve sledované oblasti rozpadnou tři supergranule za jeden pozorovací den. Jejich počet vykazoval exponenciální pokles,

který lze popsat vztahem:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau}, \quad (2)$$

kde N_0 je počáteční počet supergranulí (tedy cca 30 pro oblast $256'' \times 256''$) a τ je střední životní doba jedné supergranule.

Metodou nejmenších čtverců, použitou na napozorované závislosti z různých oblastí na disku Slunce, došli k hodnotě τ 50 až 80 hodin. Wang a Zirin se v této práci též věnovali získanému rozporu v životní době (techniky využívající křížovou korelaci poskytují zhruba poloviční životní doby, což ukázal i jejich výzkum na stejné datové řadě) a poukázali, že na křížovou korelaci mají velký vliv morfologické změny jednotlivých supergranulí, neboť jde o „živé“ konvektivní buňky. Zároveň odhadli, že tyto morfologické změny mohou křížovou korelaci ovlivnit natolik, že podcení životní dobu až dvakrát.

Mnoho prací bylo též věnováno rychlostnímu poli v supergranulích. První hodnota se objevila v již zmíněné práci Harta (Hart 1956), tedy střední rychlost 170 m/s. Pozorování ukázala, že rychlostní pole v supergranulích je převážně horizontální s amplitudou rychlosti řádu několika stovek m/s. Např. Leighton et al (1962) a Worden & Simon (1976) našli maximální horizontální rychlosti v supergranulích s hodnotami 300–500 m/s.

Krishan, Paniveni, Singh & Srikanth (2002) se zabývali vztahem mezi maximální horizontální rychlostí v supergranuli a její velikostí. Analyzovali dvacetihodinovou řadu celodiskových dopplerogramů z MDI. Pro účely studie ručně identifikovali jasně ohraničené supergranule – celkově použili 90 supergranulárních buněk. Metodou nejmenších čtverců fitovali vztah

$$v_h = fL^\alpha, \quad (3)$$

kde v_h je maximální horizontální rychlost a L charakteristický rozměr supergranulí (v této práci byl charakteristický rozměr definován jako druhá odmocnina ze změřené plochy dané supergranulární buňky). Tvar rovnice (3) vychází z Kolmogorovy teorie konvekce pro turbulentní médium, podle níž by měla existovat souvislost horizontální složky rychlosti konvektivní buňky s jejím rozměrem ve tvaru

$$v_h = \epsilon^{1/3} L^{1/3}, \quad (4)$$

kde ϵ je množství energie přenesené konvekcí za sekundu na jednotku hmoty, $\epsilon = v^2/\tau$, v je typická celková rychlost a τ životní doba studovaného konvektivního elementu. Metoda nejmenších čtverců dala hodnoty fitovaných parametrů $f = 0,017 \pm 0,007$ a $\alpha = 0,340 \pm 0,046$, korelační koeficient fitace byl $r = 0,55$. Vezme-li se v úvahu $\tau = 24$ hodin a $v = 0,5$ km s⁻¹, je hodnota ϵ získaná metodou nejmenších čtverců ve shodě s teoretickou hodnotou získanou z Kolmogorovy teorie ($\epsilon \sim 10^{-6}$ km² s⁻³).

Mnohem menší soulad panuje v problematice vertikální komponenty rychlostního pole v supergranulích. Obecně se soudí, že její velikost je mnohem menší, než velikost komponenty horizontální. Přesto se v literatuře objevují i hodnoty kolem 0,4 km/s (např. Skumanich, Smythe & Frazier (1975)). Wang & Zirin (1989) stanovili horní hranici pro vertikální komponentu rychlosti na hodnotu 0,1 km/s, přičemž střední hodnota této komponenty se dle jejich práce pohybuje kolem 0,04 km/s.

Hathaway et al (2002) využil pro určení vertikální komponenty rychlostního pole v supergranulích celodiskové dopplergramy ze SoHO (z nichž odstranili sluneční rotaci, meridionální cirkulaci a oscilace). Využili faktu, že dopplerovskou komponentu rychlosti v_d lze spočítat v případě znalosti horizontální v_h a vertikální v_v rychlosti podle vzorce

$$v_d(x, y) = v_v(x, y) \cos \rho + v_h(x, y) \sin \rho, \quad (5)$$

kde ρ je heliocentrický úhel (jeho výpočet viz rovnice (37)). Z toho lze odvodit, že pro střední dopplerovskou rychlost pro daný heliocentrický úhel ρ lze psát:

$$\langle v_d^2(\rho) \rangle = \langle v_v^2 \rangle + [\langle v_h^2 \rangle - \langle v_v^2 \rangle] \sin^2 \rho, \quad (6)$$

kde $\langle \rangle$ značí střední hodnotu. Metodou nejmenších čtverců aplikovanou na závislost v_d jako funkce $\sin^2 \rho$ získali střední hodnoty obou složek rychlostí s hodnotou $\langle v_h \rangle = (258 \pm 1) \text{ m s}^{-1}$ a $\langle v_v \rangle = (29 \pm 2) \text{ m s}^{-1}$.

Beck & Schou (2000) sestavili na základě celodiskových dopplergramů MDI rotační křivku sestavenou z pohybů supergranulí a zjistili, že odpovídající úhlová rychlost je asi o 6 % větší, než je hodnota získaná spektroskopicky. V podstatě to znamená, že supergranulární síť se ve fotosféře pohybuje rychleji, než plazma, které tuto síť vytváří. Tento zajímavý rozpor vysvětlil až Gizon, Duvall & Schou (2003), kteří s pomocí metody lokální helioseismologie ukázali, že supergranule jeví velkorozměrové oscilace a tedy supergranulární síť má částečně vlnový charakter, který může být numerickými metodami interpretován jako pohyb.

Bogart, Beck, Bush & Schou (1999) využili sklonu rotační osy Slunce vůči ekliptice a z dopplergramů z MDI se zaměřili na studium rychlostních polí v okolí slunečních pólů. Přestože datová řada trpěla velkou mírou interpolace, ukázali, že diferenciálnost fotosférické rotace směrem k pólům výrazně narůstá (až na přibližně 36 dní na otočku v těsném okolí pólu). Zkoumali též možnost toků hmoty přes pól a našli náznak možných proudů řádu 100 m/s s dvou nebo třísektorovou strukturou.

3 Metody měření rychlostních polí

Pozorování rychlostních polí na slunečním povrchu hraje klíčovou roli při studiu dynamiky turbulentní konvekce jako procesu přenosu energie a úhlového momentu z nitra Slunce. V zásadě existují tři metody, které umožňují studovat pohyb hmoty: metody založené na přímém pozorování Dopplerova jevu, metoda využívající helioseismologické inverze a získání rychlostního pole sledováním struktur.

3.1 Dopplerovská měření

Proudění nejen ve fotosféře Slunce může být měřeno na základě pozorování posunu spektrální čáry. Tímto způsobem zjišťujeme pouze jedinou složku úplného (obecně trojsložkového) vektoru rychlosti – průmět do směru k pozorovateli. Vztah mezi změřenou vlnovou délkou dané spektrální čáry λ a odpovídající rychlostí v má následující tvar:

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c}, \quad (7)$$

kde λ_0 je laboratorní vlnová délka dané spektrální čáry a c rychlost světla.

Měřením variací jedné spektrální čáry přes celý sluneční disk získáme mapu průmětů rychlostí do zorné přímky (line-of-sight velocity). Takto získané mapy jsou obecně nazývány *dopplergramy*.

Mnohé ze zásadních objevů sluneční fyziky byly uskutečněny na základě dopplergramů. Jmenujme například objev supergranulace (Leighton et al 1962). Akustické oscilace, které jsou základem helioseismologie, je nejjednodušší získávat ze série dopplergramů. Nesmíme zapomenout ani na velkorozměrová rychlostní pole, která byla studována z dopplergramů – diferenciální rotaci nebo torzní oscilace.

Použití přímého dopplerovského měření pro měření horizontálních rychlostí je problematické: v oblasti středu slunečního disku jsou horizontální pohyby neměřitelné, protože jsou kolmé ke směru dopplerovské rychlosti. Mimo střed disku dokážeme vypočítat pouze tu složku horizontálního vektoru rychlosti, která leží ve směru na střed disku.

Abychom tedy mohli provádět nějaké závěry na základě pouhého dopplerovského měření, musíme k přímému měření přidat nějaké předpoklady o nepozorovaných složkách.

3.2 Technika lokální helioseismologie

Helioseismologické techniky se používají k získávání informací o globálních charakteristikách slunečního nitra z pozorování akustických oscilací, jež jsou

viditelné v celé sluneční fotosféře. Pozorováním menších oblastí Slunce a analýzou vln, které se šíří do a z vybrané oblasti, jsou vědci schopni získat více lokální informace o slunečním nitru. Tato technika se nazývá *lokální helioseismologie*. Zvukové vlny pohybující se slunečním nitrem se odrážejí na stěnách rezonátoru (těmito stěnami je sluneční fotosféra) a jejich odraz se projeví v lokálním pohybu plazmatu. Analýza dlouhých časových řad těchto projevů v dopplerovských mapách je základem technik *time-distance* i *ring-diagram*.

Technika *časové vzdálenosti (time-distance)* využívá série rychlostních map k měření času šíření zvukových vln během jejich cesty podpovrchovými vrstvami. Metoda používá výpočet funkce křížové korelace mezi daty ve dvou různých bodech oddělených měnícím se časovým intervalem. Polohy v čase i prostoru, které vykazují vysokou korelaci, je možné považovat za body odrazu podfotosférických zvukových vln. Rozdíl mezi cestovními časy dvou vln šířících se proti sobě ve stejné přímce souvisí s podpovrchovým tokem, neboť vlně šířící se proti směru proudu trvá stejná prostorová vzdálenost déle, než vlně šířící se ve stejném směru s proudem.

Rozdíly cestovních časů mohou být použity k rekonstrukci map proudů nejen na povrchu, ale i ve větších hloubkách. Metodu lze použít pro mapování nejen klidného Slunce, ale i v oblastech skvrn – pomocí ní byl například potvrzen proud meridionální cirkulace v hloubkách až do cca 20 000 km.

Analýza *prstencového diagramu (ring-diagram)* je založena na vícerozměrných výkonových spektrech normálních modů oscilací, vypočtených z časových sérií dopplergramů. Zvolená oblast sluneční fotosféry (jednotlivé snímky je třeba přepočítat do korotující soustavy) je fourierovsky transformována z rychlostí v soustavě (x, y, t) do frekvencí a vlnových čísel v soustavě (k_x, k_y, ω) . Projekcí do roviny (k_x, ω) vede k známému l - ν nebo také k - ω diagramu (viz Stix (1989) str. 156), zatímco projekce do roviny (k_x, k_y) vytváří řadu koncentrických prstenců (podle nich získala metoda svůj název). Horizontální toky lokalizované v dané oblasti slunečního disku nebo pod ním způsobují posuny některých prstenců v diagramu, což může být přímo použito ke stanovení směru i rychlosti takového proudu.

3.3 Sledování struktur

Rychlostní pole mohou být odvozena ze sledování pohybů dobře definovaných struktur (tracerů) z časové série fotosférických měření. Tímto způsobem je možné zjišťovat pouze pohyby, které se odehrávají kolmo na směr k pozorovateli. Pokud známe prostorovou dráhu těchto objektů (v našem případě leží tato dráha na povrchu koule), můžeme z pohybů tracerů určit jejich

vektorové rychlostní pole. Tímto způsobem byly zjištěny zásadní informace o vývoji a chování granulí nebo supergranulí.

Nejčastěji používanými technikami jsou *correlation tracking* a *feature tracking*. Nejzásadnějším rozdílem mezi oběma metodami je, že *feature tracking* potřebuje jednoznačnou identifikaci konkrétní struktury, která má být unášena proudem. Horizontální rychlosti jsou pak vypočítány ze změny polohy sledované struktury v sérii obrázků. *Correlation tracking* naopak spočívá v porovnávání zvoleného okolí každého bodu (korelačního okna) na daných souřadnicích s okolím téhož bodu v dalším obrázku série. Horizontální rychlosti jsou pak vypočteny z optimálního posunu korelačního okna tak, aby došlo v obou snímcích k maximální schodě.

Hlavní nevýhodou obou metod je fakt, že změna vzhledu struktury (morfologie korelačního okna) je interpretována jako pohyb. Typickým příkladem je změna tvaru zvoleného traceru, který přináší chyby do měřených rychlostí skutečných pohybů. Dalším příkladem jsou projekční efekty – pokud trasujeme objekt, který na slunečním disku rotuje, z pohledu pozorovatele se jeho tvar s polohou na disku mění. A v neposlední řadě nemusí být v mnoha případech splněn předpoklad, že tracer je unášen v nějakém rychlostním poli, resp. že pohyb traceru nemusí být ovlivňován jen rychlostním polem, které je studováno.

Pokud budeme mít na paměti nevýhody metod sledování struktur a budeme počítat s možným ovlivněním výsledků, jsou tyto metody velmi mocným nástrojem pro detekci a studium horizontálních fotosférických rychlostních polí.

Metoda *local correlation tracking* je s úspěchem používána například při trasování velkorozměrových magnetických polí (např. Ambrož (1997, 2001a a 2001b)).

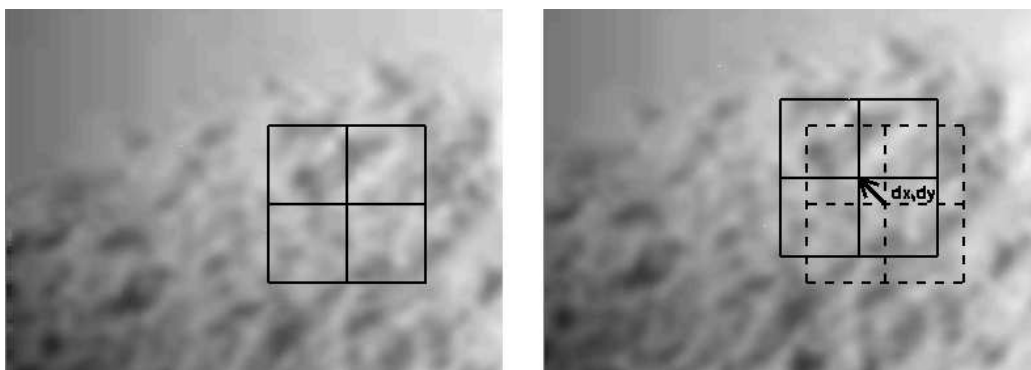
4 LCT – Local Correlation Tracking

Precizně zpracovanou metodu pro měření rychlostních polí z časové sekvence dvojdimenzionálních dat popsali November & Simon (1988). Navrhovanou metodu nazvali *local cross-correlation* a použili ji při studiu rychlostních polí z pohybů granulí pořízených v bílém světle. V této práci také diskutují vliv seeingu na získané výsledky a návrh metody na odstranění tohoto vlivu, ale protože v této práci používáme data získaná mimo vliv zemské atmosféry, touto korekcí se nebudeme dále zabývat.

Algoritmus LCT je aplikovatelný na dva obrazy I_1 a I_2 stejného rozměru, které byly pořízeny ve dvou různých časech – jsou tedy v čase vzdáleny o interval τ (ten musí být výrazně menší, než životnost použitého traceru). Pro každý bod prvního obrazu definujeme okolí (korelační okno), jehož střed se nachází na souřadnicích (x_0, y_0) a má pološířku p . Pološířka p je parametr, který stanovujeme na základě rozměru použitého traceru tak, aby se sledovaný tracer do korelačního okna pohodlně vešel i s dostatečným okolím. Jeho volba je popsána dále v kapitole 7.4. Korelační okno v obrazu I_1 označme jako $S_1(x_0, y_0)$.

Korelační okno z obrazu I_1 porovnááme se stejně velkým (s pološířkou p) podobrazem obrazu I_2 , které má v obrazu I_2 střed na souřadnicích $(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)$. Tento výřez obrazu I_2 označme jako $S(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)$.

Jako vlastní pohyb sledované struktury (traceru) je definován posun $(\delta x, \delta y)$, který maximalizuje dvoudimenzionální korelační funkci výřezů S_1 a S_2 (viz obrázek 3).



Obrázek 3: Zjednodušené schéma algoritmu LCT. Jako vlastní pohyb sledované struktury je definován posun (dx, dy) , který maximalizuje dvoudimenzionální korelační funkci dvou stejně velkých okolí.

Korelační funkce $C(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)$ je pro naše účely definována jako váhovaný kvadrát rozdílů obou subobrazů. Tedy:

$$C(x_0, y_0, \delta x, \delta y) = W(p) \cdot [S_1(x_0, y_0) - S_2(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)]^2, \quad (8)$$

kde $W(p)$ je váhovací funkce, která je závislá jen na rozměru korelačního okna. Pro účely této práce jsme zvolili váhovací funkci s gaussovským průběhem, která je definována vzorcem

$$W[x, y] = e^{-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}}, \quad (9)$$

platí pro x a y v intervalu $\langle -p, p \rangle$ a $\sigma = 0,424661p$ je přepočtená pološířka pro gausián.

Korelační funkce je tedy popsána vztahem:

$$C(x_0, y_0, \delta x, \delta y) = \sum_{i=0}^{2p-1} \sum_{j=0}^{2p-1} W[i, j] \left\{ S_1(x_0, y_0)[i, j] - S_2(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)[i, j] \right\}^2, \quad (10)$$

kde kulaté závorky $()$ obsahují závislé proměnné a hranaté závorky $[]$ označují indexy dvourozměrných polí.

Korelaci provádíme pro různé hodnoty $\delta x, \delta y$, které mohou být celočíselné nebo i reálné (pak je třeba v obrazech interpolovat). V této práci používáme vždy tři celočíselné hodnoty δx a δy , které jsou dány výrazy

$$\delta x = 0, \pm shift; \quad \delta y = 0, \pm shift, \quad (11)$$

kde parametr $shift$ je dalším z volných parametrů LCT a jeho význam a volba jsou popsány v kapitole 7.4.

V našem případě je tedy pro každý bod obrazu (x_0, y_0) , kde $x_0 \in \langle 0, N_x \rangle$ a $y_0 \in \langle 0, N_y \rangle$ (N_x a N_y jsou horizontální resp. vertikální rozměr vstupních obrazů), získáme obecně matici $M(x_0, y_0)$ s rozměrem 3×3 , v níž jsou uloženy hodnoty korelační funkce pro použitá posunutí $\delta x, \delta y$.

$$M(x_0, y_0) = \begin{pmatrix} C(x_0, y_0, -s, +s) & C(x_0, y_0, 0, +s) & C(x_0, y_0, +s, +s) \\ C(x_0, y_0, -s, 0) & C(x_0, y_0, 0, 0) & C(x_0, y_0, +s, 0) \\ C(x_0, y_0, -s, -s) & C(x_0, y_0, 0, -s) & C(x_0, y_0, +s, -s) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

kde $s = shift$.

Extremální hodnota této matice je ekvivaletní nejlepší shodě mezi oběma posunutými obrazy a odpovídající hodnoty δx a δy lze považovat za hledaný posun, který lze přímo přepočítat na rychlost. Vzhledem ke zvolenému typu

korelační funkce (rozdíl kvadrátů) nastává maximální korelace obrazů v bodě, ve kterém má korelační funkce minimum.

Protože extrémální hodnota nemusí obecně nastávat přímo v bodech matice M , je třeba hodnotami matice M proložit vhodnou plochu, aby bylo možné extrém určit s větší přesností (tomu odpovídají reálné hodnoty $(\delta x, \delta y)$).

Pokud bychom již od počátku výpočtů uvažovali složky vektoru $(\delta x, \delta y)$ neceločíselné, problém s hledáním extrému prokládáním vhodné plochy odpadá, avšak taková procedura je výpočetně mnohem náročnější než zde použitá.

Numerické testy (November & Simon 1988) ukázaly, že jako nejvýhodnější se jeví bikvadratická plocha ve tvaru:

$$f(x, y) = a_1 + a_2x + a_3y + a_4x^2 + a_5y^2, \quad (13)$$

neboť dle citované práce mají polynomiální funkce stupně nižšího než dvě (v jedné souřadnici) tendenci přeceňovat nalezené posuvy, zatímco polynomy stupně vyššího než dvě (v jedné souřadnici) mají tendenci posuvy podceňovat, a to až o 40 % (pro malé posuvy).

Po algebraických úpravách (Darvann 1991) nalezneme pro koeficienty a příslušející proložení funkce (13) maticí (12) s rozměrem 3×3 (indexy nabývají hodnot 0 až 2 v obou rozměrech) vztahy:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{2}M[0, 0] + \frac{1}{2}M[2, 0] + \frac{1}{2}M[0, 2] + \frac{1}{2}M[2, 2] + \frac{1}{2}M[0, 1] + \frac{1}{2}M[2, 1] - \\ &\quad - M[1, 0] - M[1, 1] - M[1, 2] \\ a_2 &= \frac{1}{2}M[0, 0] + \frac{1}{2}M[2, 0] + \frac{1}{2}M[0, 2] + \frac{1}{2}M[2, 2] + \frac{1}{2}M[1, 0] + \frac{1}{2}M[1, 2] - \\ &\quad - M[0, 1] - M[1, 1] - M[2, 1] \\ a_3 &= M[0, 0] - M[2, 0] - M[0, 2] + M[2, 2] \\ a_4 &= -M[0, 0] + M[2, 2] + M[2, 0] - M[0, 1] + M[2, 1] - M[0, 2] \\ a_5 &= -M[0, 0] + M[2, 2] + M[1, 0] - M[2, 0] + M[0, 2] - M[1, 2] \end{aligned} \quad (14)$$

Polohu minima z koeficientů a lze pak vypočítat podle vztahů

$$\begin{aligned} \min_x &= \frac{1}{D} \left(a_3a_5 - \frac{8}{3}a_2a_4 \right) \\ \min_y &= \frac{1}{D} \left(a_3a_4 - \frac{8}{3}a_1a_5 \right), \end{aligned} \quad (15)$$

kde $D = \frac{3}{2} \left(\frac{64}{9}a_1a_2 - a_3a_3 \right)$. Vektor nalezeného posuvu v bodě (x_0, y_0) metodou local correlation tracking se přepočte jednoduše ze vztahů

$$\begin{aligned} d_x &= \min_x \cdot shift \\ d_y &= \min_y \cdot shift. \end{aligned} \quad (16)$$

Aby mohly být vypočtené posuvy považovány za spolehlivé, je zapotřebí zajistit, aby se při hledání minima interpolovalo a ne extrapolovalo, čili aby nalezené posuvy d_x a d_y ležely v intervalu $\langle -shift, +shift \rangle$, což lze ovlivnit vhodnou volbou vstupních parametrů LCT. O tom ale více kapitola 7.4.

Výsledkem aplikace LCT na dva snímky posunuté o čas τ je tedy dvojrozměrná mapa (stejného rozměru jako vstupní snímky), která v každém bodě obsahuje dvě složky nalezených posuvů.

Rychlostní pole (mapu korelačních rychlostí) lze z map posuvů získat jednoduše podle vztahu

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{d}}{\tau}, \quad (17)$$

čili ve složkách

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{d_x}{\tau} \\ v_y &= \frac{d_y}{\tau}. \end{aligned} \quad (18)$$

V této práci jsme aplikovali metodu LCT na sérii redukováných dopplergramů pořizovaných přístrojem MDI na palubě družicové observatoře SoHO. O konkrétních numerických testech na syntetických datech se lze dočíst v DeRosa (2001), November & Simon (1988) nebo Hathaway et al (2002).

Pro výpočet LCT používáme program `flowmaker.pro` implementovaný R. L. Molowny-Horasem (Molowny-Horas 1994) v programovacím jazyce IDL; program byl dále doladován nejrůznějšími autory, tyto úpravy se ale týkaly převážně vstupu a výstupu dat.

5 Družicová observatoř SoHO

Pozemská pozorování neoddělitelně doprovází řada problémů – jednak je velmi obtížné zajistit déletrvající měření z jednoho místa (jsme limitováni střídáním dne a noci) a pak nám obrovskou překážku klade zemská atmosféra. Protože se v případě Slunce snažíme pozorovat s co možná největším rozlišením, je to v pozemských podmínkách díky chvění a konvekci v atmosféře velmi obtížné. Částečným řešením je stavba observatoří na vysoce položených místech a využití adaptivní optiky. Tento systém je ale velmi komplikovaný a navíc stále neřeší problém střídání dne a noci (ten je částečně vyřešen například přesunem na jižní pól).

Stejný přístroj, vypuštěný na oběžnou dráhu kolem Země, je opět řešením neúplným – sice jsme se zbavili atmosféry, ale neustále dochází k zakrývání Slunce zemským tělesem.

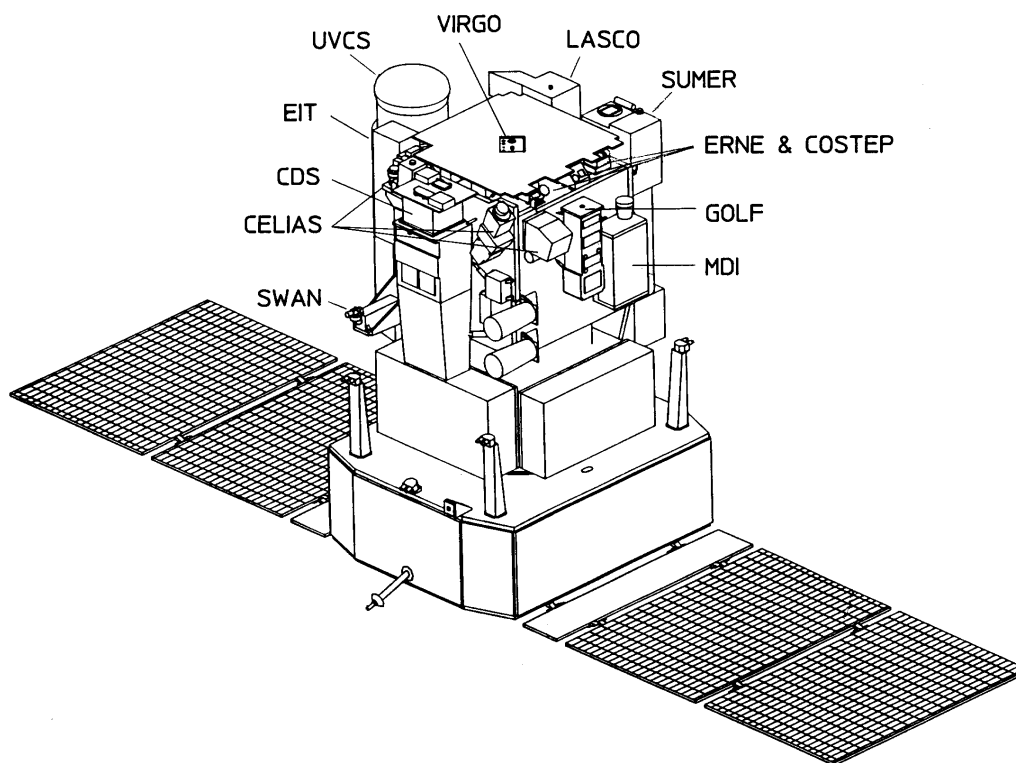
Přesně tak uvažovali vědci z Evropské kosmické agentury (ESA) a v široké mezinárodní spolupráci navrhli a zkonstruovali multifunkční sluneční sondu, jež je umístěna v libračním bodě L_1 , kde se vyrovnávají gravitační síly Slunce a Země; tento bod leží ve vzdálenosti 1,5 milionu kilometrů směrem ke Slunci. Tato sonda nese jméno SoHO (*Solar and Heliospheric Observatory*).

Kosmická sonda SoHO byla vypuštěna 2. prosince 1995 americkým Národním úřadem pro letectví a kosmonautiku (NASA) raketou Atlas 2AS z Mysu Canaveral; bodu umístění (kruhové dráhy kolem L_1) dosáhla 14. února 1996. O dva měsíce a dva dny později bylo ukončeno její testování a SoHO byla oficiálně předána komunitě slunečních fyziků.

Sonda byla vyrobena v Evropě, NASA byla odpovědná za vypuštění satelitu a nyní zajišťuje řízení mise. Pro komunikaci je využívána Deep Space Network, řízení letu probíhá z Goddard Space Flight Center v Marylandu. Dvanáctičlenný tým vědců odpovědných za misi je ze tří čtvrtin zastoupen Evropany, na vědeckém projektu participují více než dvě stovky spolupracovníků z nejrůznějších vědeckých institucí po celém světě.

SoHO je postavena ze dvou modulů. Servisního, který zajišťuje energetické zásobování, tepelnou kontrolu, pointaci a komunikaci. Druhý modul pak je obsazen vědeckými přístroji (viz obrázek 4).

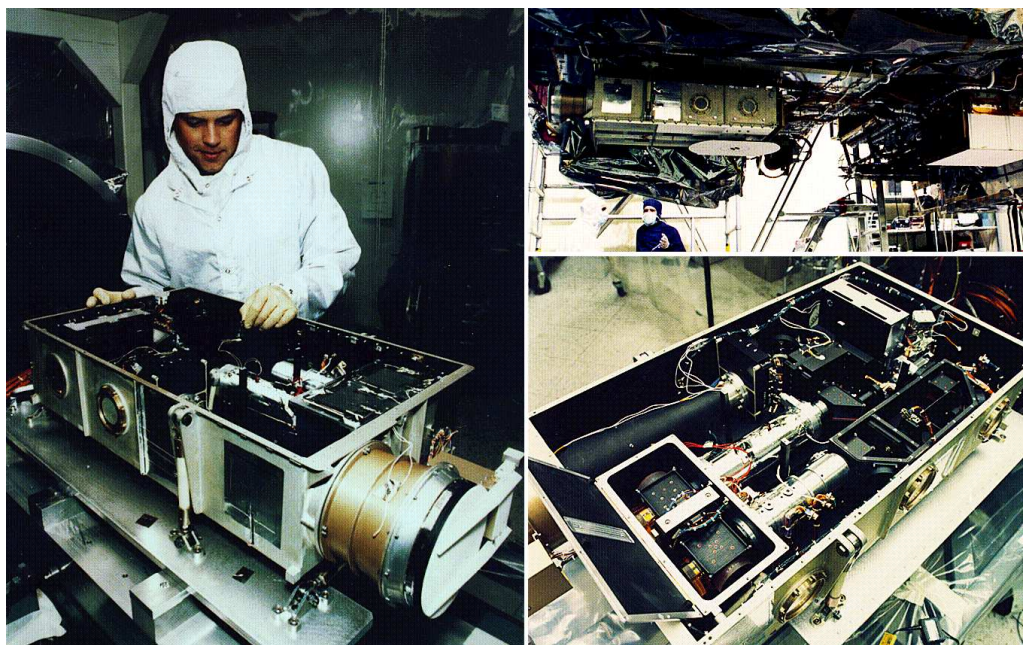
Přístrojů na palubě SoHO je celkem dvanáct. GOLF (*Global Oscillations at Low Frequencies*) a VIRGO (*Variability of solar IRradiance and Gravity Oscillations*) zajišťují nepřerušované série celodiskových měření oscilací v doméně rychlostí a celkového zářivého toku. Tímto způsobem lze získat zajímavé informace o samotném slunečním jádru. MDI (*Michelson Doppler Imager*) proměřuje oscilace ve fotosféře Slunce s vysokým prostorovým rozlišením. Tato pozorování jsou klíčová pro studium konvektivní zóny. Data z tohoto přístroje používáme v této práci i my. SUMER (*Solar Ultraviolet Measu-*



Obrázek 4: Schéma umístění přístrojů vědeckého modulu družicové observatoře SoHO.

rements of Emitted Radiation), CDS (*Coronal Diagnostic Spectrometer*), EIT (*Extreme-ultraviolet Imaging Telescope*), UVCS (*UltraViolet Coronagraph Spectrometer*) a LASCO (*Large Angle Spectroscopic Coronagraph*) je kombinace sestávající se z dalekohledů, spektrometrů a koronografů – všechny tyto přístroje jsou zaměřeny na studium koróny. SUMER, CDS a EIT jsou určeny pouze pro vnitřní korónu, zatímco UVCS a LASCO také pro korónu vnější. Získávají měření teploty, hustoty, složení a rychlostí v této rozsáhlé vnější vrstvě sluneční atmosféry. Sledují též vývoj koronárních struktur s vysokým rozlišením. CELIAS (*Charge, Element and Isotope Analysis System*), COSTEP (*Comprehensive SupraThermal and Energetic Particle analyser*) a ERNE (*Energetic and Relativistic Nuclei and Electron experiment*) analyzují náboj a rozložení iontů i jiných částic ve slunečním větru. SWAN (*Solar Wind ANisotropies*) je konstruován na pořizování map hustoty vodíku v heliosféře ve vzdálenosti deset solárních průměrů a dále.

Sonda přinesla dle očekávání mnoho nových poznatků o nejbližší hvězdě. Na základě helioseismologie, nejmodernější metody ve sluneční fyzice, se po-



Obrázek 5: Přístroj MDI při sestavování v laboratoři a jeho umístění na družici SoHO.

dařilo proniknout do nitra Slunce a zároveň sledovat dění na jeho odvrácené straně. Její koronografy se nečekaně staly velmi výkonnými hledači komet, především těch z Kreuzovy rodiny, pro něž je v drtivé většině průlet zorným polem LASCO posledním představením v životě. Nezanedbatelný vliv mají měření SoHO na utváření názorů na kosmické počasí a vazbu sluneční činnosti na život na Zemi.

Ani tak úspěšnému projektu, jakým SoHO bezpochyby je, se nevyhýbají problémy. Více či méně častá přerušení jsou obvykle zapříčiněna výpadkem orientace v prostoru, v poslední době jsou problémy s hlavní vysílací anténou.

5.1 Přístroj MDI

Michelson Doppler Imager umožňuje práci ve více módech, které umožňují pořizovat nejrůznější typy pozorování. O možnostech tohoto přístroje pojednává Scherrer et al (1995).

Základem celého přístroje je optický systém, umožňující pořízení intenzitní mapy ve zvolené vlnové délce. Výsledkem je mapa 1024×1024 pixelů, každý obrazový element pak obsahuje intenzitu daného místa v dané spektrální oblasti. Každá expozice může být provedena nezávisle s volbou dalších parametrů.

Pás vlnových délek – Střed pásu vlnových délek je volitelný v krocích kolem 8 mÅ v rozsahu 377 mÅ kolem fotosférické absorpční čáry Ni I s vlnovou délkou 676,88 nm. Šířka pásu je konstatní s hodnotou 94 mÅ.

Polarizace – Lze zvolit výběr libovolného ze čtyř polarizačních stavů: s-vlny, p-vlny, pravotočivou a levotočivou polarizaci.

Vyčítací čas CCD kamery limituje kadenci pořizovaných snímků na jeden záběr každé tři sekundy.

Individuální filtrogramy obecně nejsou moc zajímavé, protože mohou obsahovat velké množství přístrojových efektů, a nemají velkou vypovídací hodnotu. Proto jsou všechna měření konstruována ze sady filtrogramů pořízených s přesně specifikovanými parametry.

Prakticky vždy jsou výsledná měření vypočtena z krátce po sobě jdoucích filtrogramů, pořízených v pěti pevných vlnových délkách, vzdálených od sebe 75 mÅ; jednotlivé filtrogramy označme I_0 , I_1 , I_2 , I_3 a I_4 . Tato sada je kombinována obrazovým procesorem přímo na palubě SoHO – výstupem jsou měření, která jsou pak dále zvětšována, zmenšována nebo filtrována pro účely právě probíhajícího vědeckého programu.

Hloubka absorpční čáry Ni I je ze sekvence filtrogramů počítána podle vzorce

$$I_{\text{depth}} = \sqrt{2 \cdot [(I_1 - I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2]} \quad (19)$$

Nejistota měření způsobená šumem je 0,7 % (standardní odchylka) pro minutové měření složené z 20 surových filtrogramů.

Intenzita kontinua poblíž čáry Ni I je počítána podle vzorce

$$I_{\text{cont}} = 2I_0 + \frac{I_{\text{depth}}}{2} + \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{2}, \quad (20)$$

standardní odchylka pro takové měření činí 0,3 %.

Dopplerovská rychlost je lineárně interpolována z tabelované funkce popisující okolí spektrální čáry na základě poměrů

$$\frac{I_1 + I_2 - I_3 - I_4}{I_1 - I_3} \text{ a } \frac{I_1 + I_2 - I_3 - I_4}{I_4 - I_2}, \quad (21)$$

tabulka byla sestavena na základě simulace parametrizovaného profilu spektrální čáry. Nejistota určení dopplerovské rychlosti činí v případě minutového měření 20 m/s.

Intenzita magnetického pole je počítána na základě Zeemanova rozštěpu, který je určen jako rozdíl posuvů levotočivě a pravotočivě kruhově polarizované komponenty spektrální čáry. Standardní odchylka tohoto měření činí 0,002 T.

Optika teleskopu, závěrka a také prvotní zpracování obrazu na palubě mohou být využity v následujících pozorovacích režimech:

Celý disk – Výsledkem je obraz Slunce s lineárním rozlišením 2" na pixel a prostorovým rozlišením 4". Střed obrazu je obvykle velmi blízký středu slunečního disku, rozdíl středu obrazu a středu slunečního disku může činit maximálně 9" v libovolném směru, případně 13" v severojižním nebo východozápadním směru. Tato orientace je obvykle rovnoběžná s rotační osou Slunce, drobná odchylka je ale možná (vyžaduje však pootočení celou sondou).

Pole s vysokým rozlišením – Výstupem je obraz vybrané oblasti Slunce s plochou 11 minut čtverečných s lineárním rozlišením 0,625" na pixel a prostorovým rozlišením 1,25" (je dáno difrakčním limitem). Střed pole je lokalizován 160" severně od středu celodiskového obrázku s tou samou orientací. Pro posuny platí to samé, co bylo napsáno o celodiskových obrazech.

Pro účely kalibrace přístroje optika umožňuje pořizovat snímky nezaostřené a snímky se zavřenou závěrkou.

Obrazový procesor dovoluje provádět výběr libovolně tvarovaných oblastí, stejně tak výpočet prostorových i časových váhovaných průměrů. Toto zpracování se používá v závislosti na probíhajícím programu.

Pozorovací program MDI je organizován podle dostupnosti telemetrie. Úzký kanál s propustností 5 kbps je dostupný vždy – někdy téměř v reálném čase, jindy prostřednictvím záznamu. Kanál s propustností 160 kbps je dostupný 8 hodin denně po většinu roku a kontinuálně po dva měsíce v roce. Máloukterá data jsou však na Zemi doručována v reálném čase, většina z nich se nejprve zaznamenává na palubní záznamník a do centrálního archívu na Zemi jsou doručena později. Toto platilo až do června 2003, kdy zřejmě definitivně vypadl elektromotor natáčející hlavní anténu. Díky tomu se dostupnost dat poněkud zhoršila. S využitím manévru natáčejících a překlápějících celou sondu připadne vždy na 10,5 týdne dostupnosti 2,5 týdne bez možnosti přenášet vědecká data.

Data, která využíváme v této práci, pocházejí z Dynamics Program, který probíhal pouze v případě kontinuální dostupnosti plného přenosového pásma, čili přibližně dva měsíce do roka. To dovolilo přenášet až dva obrazy za minutu. Během tohoto období (kontinuálně 60 dní) byl pořizován vždy jeden dopplergram za minutu. Druhým snímkem může být buď celodiskový záznam intenzity (obvykle po dobu prvního měsíce běhu programu) nebo dopplergram s vysokým rozlišením (obvykle po dobu druhého měsíce).

6 Metoda výzkumu

Jednou ze zajímavých otázek sluneční fyziky je pohyb hmoty ve sluneční fotosféře. Jeho nejzřetelnějším projevem je diferenciální rotace Slunce, která dokazuje, že tento pohyb ve sluneční fotosféře a v podfotosférických vrstvách je reálný a pozorovatelný. Diferenciální rotace byla studována jednak na základě pohybu fotosférických objektů, jednak na základě dopplerovských měření. Na příkladu výsledků různých autorů, uvedených v tabulce 1 je vidět, že hodnoty koeficientů paraboly, popisující diferenciální rotaci, závisí na sledovaném objektu a liší se i pro tytéž objekty. Tyto výsledky nejsou natolik jednoznačné, abychom mohli porovnat vzájemné rychlosti použitých objektů a odvozovat z nich hlubší fyzikální vlastnosti.

Jak je to s pohybem skvrn vůči svému okolí, jak se pohybují aktivní oblasti a oblasti pozadových magnetických polí vůči klidné fotosféře? Existuje ve sluneční fotosféře průkazné zonální a meridionální proudění, spojené s celkovým pohybem slunečního plazmatu, nebo jsou to jen výsledky integrace lokálních rychlostních polí a takový typ velkorozměrového pohybu plazmatu ve fotosféře není pozorovatelný? Je parabola diferenciální rotace primárním rozložením rychlostních polí ve sluneční fotosféře, modulovaným zonálními a meridionálními proudy nebo je tomu naopak a diferenciální rotace je těmito proudy způsobena?

Také nás tyto otázky zajímají a vzhledem k tomu, že současná pozorování přístroje MDI družicové observatoře SoHO nabízejí nové možnosti jejich řešení, rozhodli jsme se těchto možností využít.

Autor	A	B	C	Poznámka
Scherrer (1980)	14,440	-1,98	-1,98	rotace plazmatu
Howard (1983)	14,192	-1,70	-2,36	rotace plazmatu
Snodgrass (1984)	14,049	-1,69	-2,35	rotace plazmatu
Newton & Nunn (1951)	14,368	-2,69	0	jednotlivé skvrny
Howard (1984)	14,393	-2,95	0	jednotlivé skvrny
Howard (1984)	14,552	-2,84	0	všechny skvrny
Balthasar (1986)	14,551	-2,87	0	všechny skvrny
Antonucci (1977)	14,09	-0,37	0	Ca ⁺ K ₃ oblasti
Carrington	14,184	0	0	souřadnicový systém

Tabulka 1: Tabulka koeficientů siderické diferenciální rotace získaná různými autory na základě různých měření. Koeficienty odpovídají rovnici $\omega = A + B \sin^2 b + C \sin^4 b$, kde ω je úhlová rotační rychlost ve stupních za den a b heliografická šířka.

Přístroj MDI poskytl několik sekvencí celodiskových měření dopplerovských rychlostí s opakovací frekvencí jedné minuty. Trvání jedné sekvence je přibližně šedesát dnů nepřetržitých pozorování, což představuje téměř sto tisíc dopplergramů celého slunečního disku s prostorovým rozlišením obrazu cca 2" a časovým rozlišením jedné minuty. Ve skutečnosti je v důsledku poruch počet dopplergramů poněkud menší, ale i tak představuje fantastický pozorovací materiál. Důležité je, že tyto sekvence nejsou přerušovány střídáním pozemského dne a noci.

Na základě vlastních zkušeností i prací jiných autorů jsme dospěli k názoru, že vrstva fotosféry se chová v některých případech podobně, jako povrch kapaliny a ve fotosféře převažuje horizontální proudění. Také vertikální konvektivní pohyby jsou zřejmě limitovány tímto povrchem a v jeho blízkosti se postupně stáčíjí do horizontálního směru. Vertikální část fotosférického rychlostního pole tvoří hlavně vertikální komponenta oscilací. Vertikální proudění jiného typu je zde spíše výjimečné. Tento jev si vysvětlujeme malou tloušťkou fotosférické vrstvy (cca 300 km) a změnou její hustoty přibližně o tři řády (Stix 1989).

Proto považujeme horizontální proudění za hlavní složku viditelného pohybu hmoty ve sluneční fotosféře (hlavně po odstranění oscilací). Tyto horizontální pohyby hmoty ve fotosféře budeme zkoumat na základě pohybu fotosférických objektů, které by mohly být pohybující se hmotou unášeny. Zvolené objekty by měly mít dostatečně dlouhou životnost, pokrývat rovnoměrně a s dostatečnou hustotou celý sluneční disk.

Ze všech fotosférických objektů uvedené podmínky nejlépe splňuje supergranulace. Střední životní doba supergranule se podle různých autorů pohybuje od 20 hodin do 72 hodin (přehled viz Wang & Zirin (1989)) a mimo jiné závisí také na použité metodě. Rovněž rozptyl při určování střední velikosti supergranule je značný a pohybuje se od 20" do 40" (Srikanth et al 2000).

Hloubka, do které supergranulární struktury zasahují (cca 20 000 km), je srovnatelná s hloubkou zdrojů magnetických polí slunečních skvrn. Pohyb fotosférické hmoty, zjištěný na základě pohybu supergranulárních struktur, bude tedy popisovat pohyby jak ve fotosféře, tak i v podfotosférických vrstvách, v nichž se magnetická pole skvrn nacházejí. Tato vlastnost by mohla být využita při studiu koincidence magnetických a rychlostních polí ve fotosféře a v podfotosférických vrstvách.

7 Metodika zpracování dat

7.1 Primární data

Vstupem do zpracovatelských procedur jsou primární dopplergramy, pořizované přístrojem MDI na družicové observatoři SoHO. V některých obdobích mise probíhaly na přístroji kampaně zaměřené na studium oscilací. V těchto kampaních byly dopplergramy pořizovány dlouhodobě s vysokou kadencí (po jedné minutě). Tyto kampaně byly prozatím realizovány tři:

24. května–24. července 1996, 14. dubna–13. července 1997, 9. ledna–10. dubna 1998.

Primární dopplergram je uložen v archívu jako pole o rozměrech 1024×1024 pixelů ve formátu FITS. Uloženými hodnotami je změřená dopplerovská složka rychlosti v daném elementu obrazu v metrech za sekundu. Tento dopplergram není zbaven žádné ze známých přístrojových chyb ani posunů nuly v důsledku obecné teorie relativity, libračního pohybu SoHO kolem L_1 apod.

7.2 Redukce dat

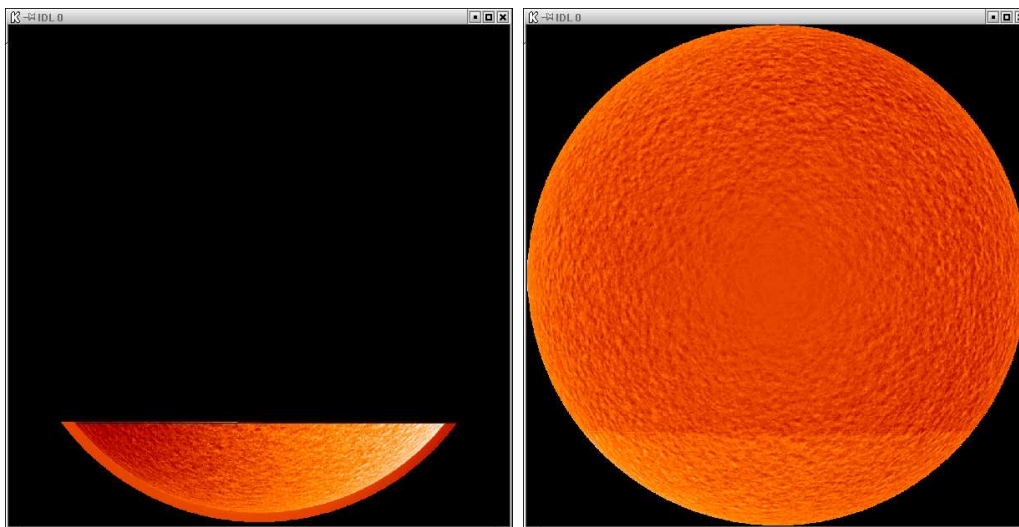
Od primárních dat k dopplergramům, které jsou použitelné pro analýzu horizontálních rychlostních polí je poměrně dlouhá cesta. Kromě kontroly primárních dat a vyloučení jejich chyb je třeba z nich odstranit rušivé vlivy, kompenzovat známé systematické chyby přístroje MDI. Důsledkem přísných požadavků na kvalitu výsledných dat je obvykle nehomogenní výsledná datová řada, kterou je třeba pro další zpracování homogenizovat. Metodice redukce primárních dat se věnuje tato kapitola.

7.2.1 Vyřazení chybných primárních dat

Přestože je MDI přístrojem pořizujícím primární data s velmi vysokou kvalitou, objevují se v jeho činnosti občas výpadky. Ty se projevují buď tak, že daný dopplergram není vůbec distribuován do archívu (potom všechny série, při jejichž redukci by měl být použit tento dopplergram, vůbec nepočítáme a prostě je vynecháváme), nebo je primární dopplergram narušen chybějícími řádky (viz obrázek 6).

Problém chybějících řádků (které se po redukci a následném zpracování redukovaných snímků projevují rušivě) řešíme vyřazením takových primárních snímků, což má za následek zahození celé redukované série.

Detekce primárních dopplergramů s chybějícími řádky probíhá automaticky na základě následujícího algoritmu:

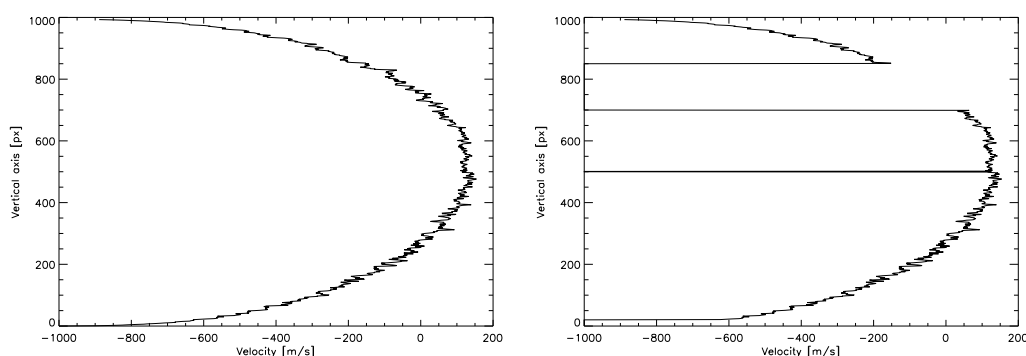


Obrázek 6: Příklad primárního dopplergramu s chybějícími řádky (vlevo) a jeho projev v redukovaném dopplergramu (vpravo).

1. Na počátku se na základě vizuální kontroly vybere primární dopplergram, v němž nechybějí žádné řádky. Tento dopplergram označíme indexem 0 a předřadíme jej prohledávané sérii.
2. Dále procházíme kontrolovanou sérii a porovnáváme vždy dva sousední snímky.
 - (a) Hodnoty v jednotlivých řadách obou snímků se zprůměrují ve vodorovném (x) směru. Výsledkem jsou průměrné svislé řezy r_1 a r_2 . Viz obrázek 7.
 - (b) Tyto průměrné řezy se pro oba sousední snímky porovnají.
 - (c) Je-li splněna podmínka $\max |r_1 - r_2| < \varepsilon$, oba snímky ponecháme, pokud podmínka splněna není, druhý ze snímků vyřadíme. (Díky předřazení dopplergramu bez chybějících řádků můžeme mít jistotu, že první snímek z dvojice je vždy bez chybějících řádků.) Pro naše účely jsme empiricky stanovili $\varepsilon = 70$ m/s.
3. Tento postup opakujeme pro všechny dvojice série primárních dopplergramů, kterou chceme kontrolovat.

7.2.2 Odstranění sluneční rotace

V dopplergramu (viz obrázek 8) se dominantně projevuje sluneční rotace charakterizovaná rychlostmi s amplitudou 1,855 km/s. Na západní polovině



Obrázek 7: Ukázka průměrných svislých řezů pro dva sousední dopplergramy. Řez vlevo byl zkonstruován z dopplergramu, který byl zcela v pořádku, řez vpravo pak z dopplergramu, pořízeného po jedné minutě, který byl narušen výpadky řádků.

disku tedy dominuje kladná polarita této rychlosti, na východní naopak záporná. Tento rotační profil je třeba z jednotlivých snímků použitých pro redukci ještě před otočením odstranit (odečíst).

Tento rotační profil modelujeme (viz obrázek 8) za předpokladu rigidní rotace (není však problém program modifikovat, aby využíval rotaci diferenciální). Hodnotu dopplerovské rychlosti za předpokladu rigidní rotace vypočteme podle vzorce:

$$v_{\text{dop}} = -v_0 \sin \vartheta \cos \varphi \cos b_0, \quad (22)$$

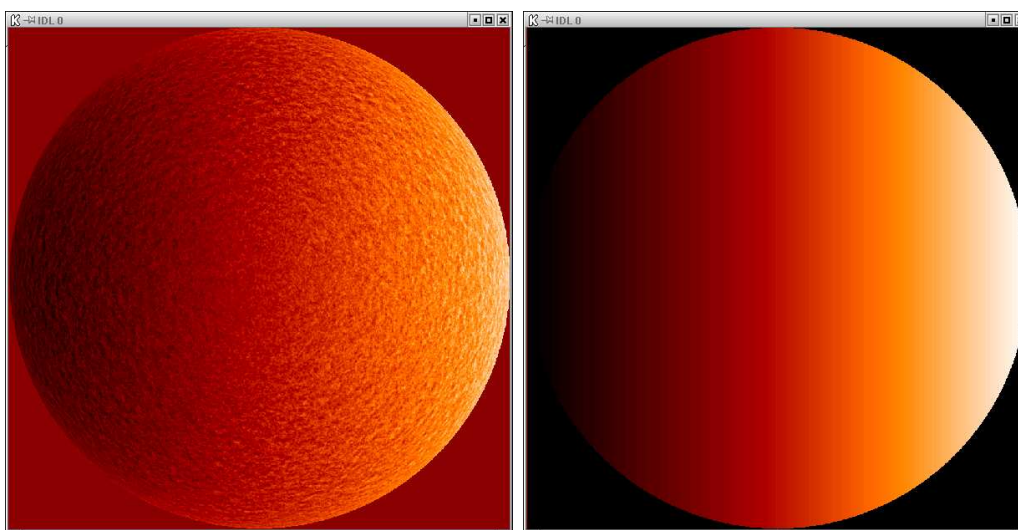
kde $v_0 = 1,855$ km/s je amplituda rychlosti, φ a ϑ jsou heliografické souřadnice daného bodu odečítané od středu disku a b_0 je heliografická šířka středu slunečního disku.

7.2.3 Odstranění oscilací

Primární dopplergramy jsou však pro přímou analýzu horizontálních rychlostních polí nevhodné. Obsahují totiž velké množství rušivých složek s vysokou frekvencí, které je nutné odstranit. Především jde o pětiminutové oscilace.

Při jejich odstraňování využíváme faktu, že průběh pětiminutových oscilací v čase je v daném bodě povrchu přibližně sinusový. Protože máme dopplergramy vzorkovány po jedné minutě, můžeme s výhodou využít průměrování přes celočíselné násobky pěti minut.

Hathaway (1988) ukázal, že výhodnější než použít pouhý průměr, je využít průměru váhovaného. Navrhl váhu jednotlivých snímků popsanou vztahem:



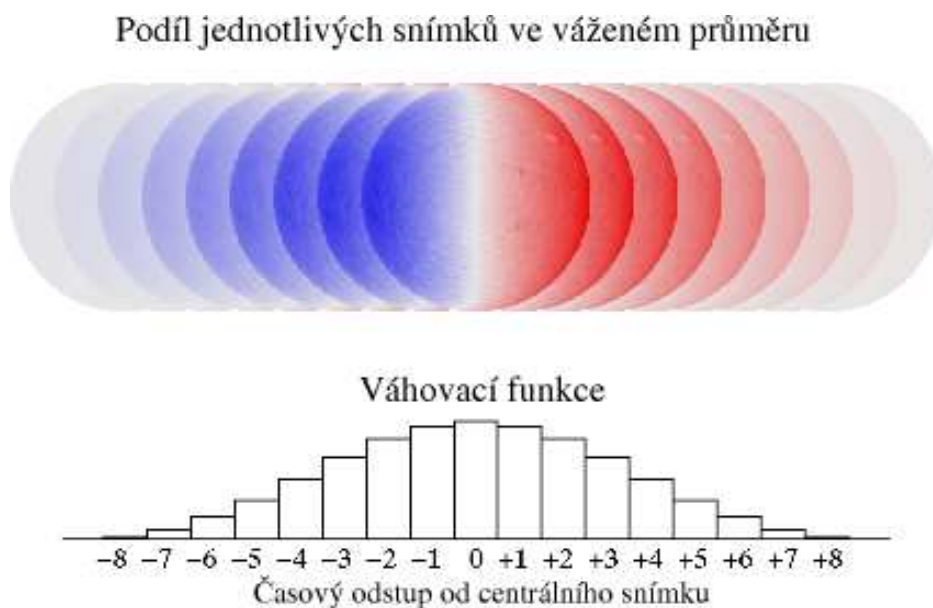
Obrázek 8: Primární dopplergram (vlevo, projev rotace je zde dominantní) a odpovídající modelovaný dopplerovský profil rotace (vpravo).

$$w(\Delta t) = e^{\frac{(\Delta t)^2}{2a^2}} - e^{\frac{b^2}{2a^2}} \left(1 + \frac{b^2 - (\Delta t)^2}{2a^2} \right), \quad (23)$$

kde Δt je časový odstup od centrálního snímku (v minutách), b je poloviční délka filtru (v minutách) a a pološířka časového okna též v minutách. Pro naše účely jsme použili $b = 16$ a $a = 8$. Pro vznik jednoho redukováného snímku tedy používáme váhovaný průměr 31 snímků s minutovou kadencí. Jak ukázal Hathaway, tento filtr více než pětisetnásobně potlačuje frekvence v pásu 2–4 mHz, což je přesně oblast pětiminutových oscilací. Váhovaný filtr s poloviční délkou 16 minut potlačuje pětiminutové oscilace řádově lépe, než filtr s délkou 60 minut a jednotkovou vahou všech primárních snímků. Více než 50 % váhy je na centrálních devíti minutách (schematicky viz obrázek 9).

Jak již bylo zmíněno, MDI se nachází v libračním bodě L_1 . Z toho důvodu nelze zcela beztestně zanedbat sluneční rotaci. Mezi okrajovými snímky průměrované série uplyne 30 minut, což odpovídá otočení sluneční fotosféry synodickou rotací o 0,275 stupně. To při poloměru slunečního disku v dopplergramu 512 pixelů činí 2,46 pixelu na středu disku, což rozhodně není zanedbatelné. Předpokládáme, že během průměrování dojde pouze k posuvům sledovaných bodů vlivem rotace Slunce; vývoj vlastního rychlostního pole na těchto časových škálách zanedbáváme.

Pro jednotlivé snímky proto provádíme jejich otočení v Carringtonově souřadnicovém systému tak, aby heliografická délka středu slunečního disku



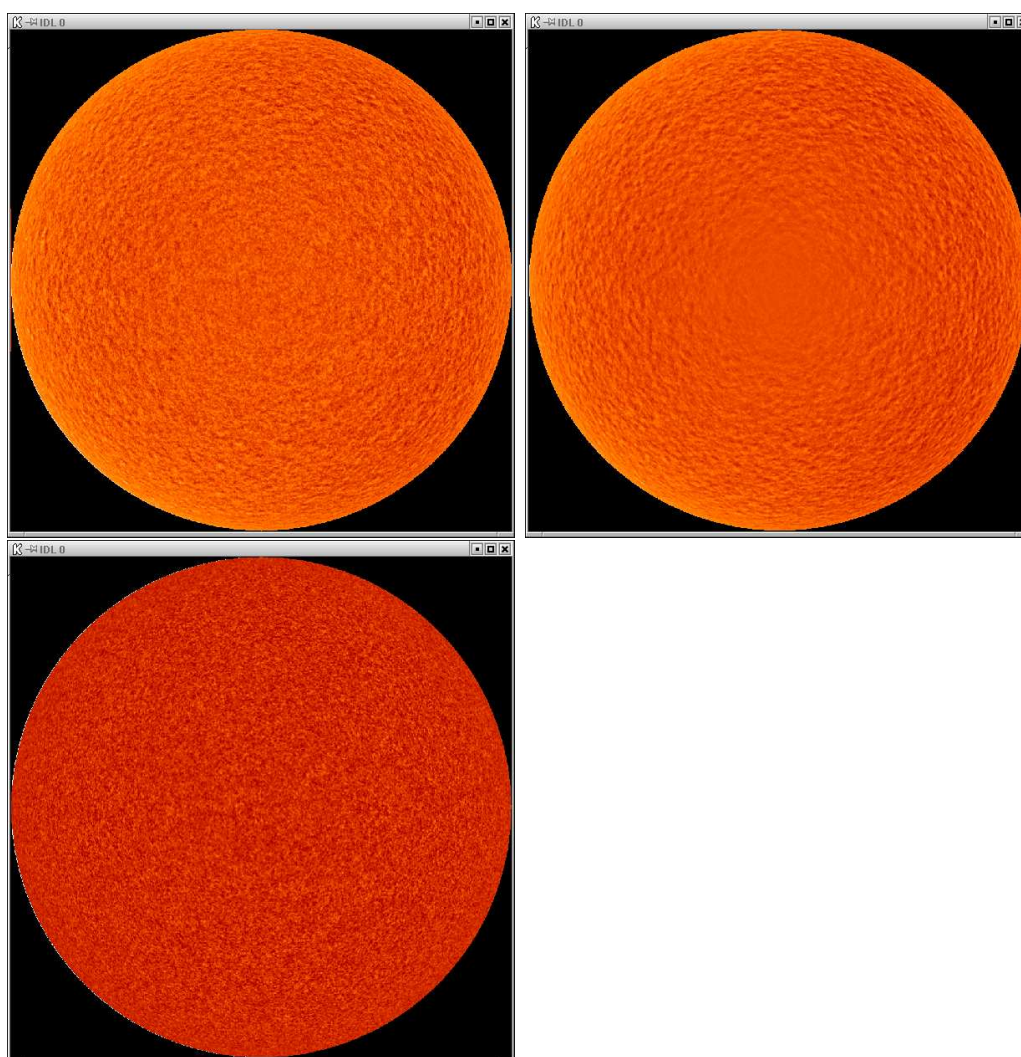
Obrázek 9: Schématické znázornění výpočtu váženého průměru z 31 primárních dopplergramů. Údaje na horizontální ose váhovací funkce jsou v minutách.

byla u všech snímků stejná. (V této proceduře předpokládáme rigidní rotaci slunečního tělesa tak, jak odpovídá rotaci carringtonovské heliografické sítě s frekvencí $\omega = 13,2$ stupně za den.)

Postup otáčení je následující:

1. Pro každý bod obrazu slunečního disku, který se v prostoru nachází na povrchu koule, vypočteme jeho pravoúhlé souřadnice v prostoru. Získáme tak vektor (x, y, z) , osa x míří v horizontálním směru doprava, osa y je totožná s osou rotace Slunce a osa z doplňuje pravotočivou soustavu souřadnic. Počátek souřadnic je ve středu disku.
2. Tento vektor vynásobíme maticí rotace kolem osy x o úhel b_0 (heliografická šířka středu slunečního disku)– souřadnice transformujeme do nové pravoúhlé soustavy $[x_1, y_1, z_1]$, kde však sluneční rovník již leží v rovině $[x_1 z_1]$ kolmé k rovině slunečního disku. Výhodou tohoto souřadnicového systému je současně vlastnost, že průmět slunečního rovníku přímo odpovídá ose x_1 . Získáme vektor $(x, y, z)_1$:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos b_0 & \sin b_0 \\ 0 & -\sin b_0 & \cos b_0 \end{pmatrix} \quad (24)$$



Obrázek 10: Rozdíl mezi primárním dopplergramem s odstraněným projevem rotace (vlevo nahoře), ve kterém jsou zachovány nejrušnější rušivé vlivy, a redukovaným dopplergramem (vpravo nahoře), v němž došlo k redukci projevů slunečních oscilací. Vlevo dole je zobrazen jejich rozdíl (škála je zvýraněna), který lze připisovat převážně oscilacím.

3. Takto získaný vektor již můžeme „pootočit v čase“ o libovolný úhel α kolem osy sluneční rotace, která je totožná s osou y_1 nového souřadnicového systému. Získáme tak nový vektor $(x, y, z)_2$, který již přímo odpovídá poloze bodu po otočení o zadaný úhel.

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_2 = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_1 \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (25)$$

4. Úhel α vypočítáme z potřebného časového kroku Δt (časová vzdálenost otáčeného a centrálního snímku v sérii) pomocí vzorce:

$$\alpha = 13,2 \frac{\Delta t}{1440}, \quad (26)$$

kde α je ve stupních a Δt v časových minutách, přičemž platí, že

$$\Delta t = t_0 - t_i, \quad (27)$$

kde t_0 je čas pořízení centrálního snímku a t_i je čas pořízení snímku otáčeného.

Při otáčení však narážíme na jeden velký problém – přestože souřadnice x a y jsou celočíselné, pro souřadnice x_2 a y_2 to již platit zdaleka nemusí. V tom okamžiku vzniká otázka, jakou hodnotu vlastně vložit do otočeného obrázku. Z tohoto důvodu jsme zde popsany postup otáčení zcela obrátili – jako výchozí bereme celočíselné souřadnice x_2 a y_2 , zpětnými transformacemi pak dostaneme obecně reálné souřadnice x a y . Do nich zapisujeme bilineárně interpolované hodnoty ze zdrojového obrazu.

Souřadnice x a y díky své reálné části obecně padnou mezi čtveřici bodů A, B, C a D.

$$\begin{array}{cc} \text{A} & \text{B} \\ & [x, y] \\ \text{C} & \text{D} \end{array} \quad (28)$$

Tyto body budou mít celočíselné souřadnice:

$$\text{A} : [x], [y] + 1 \quad (29)$$

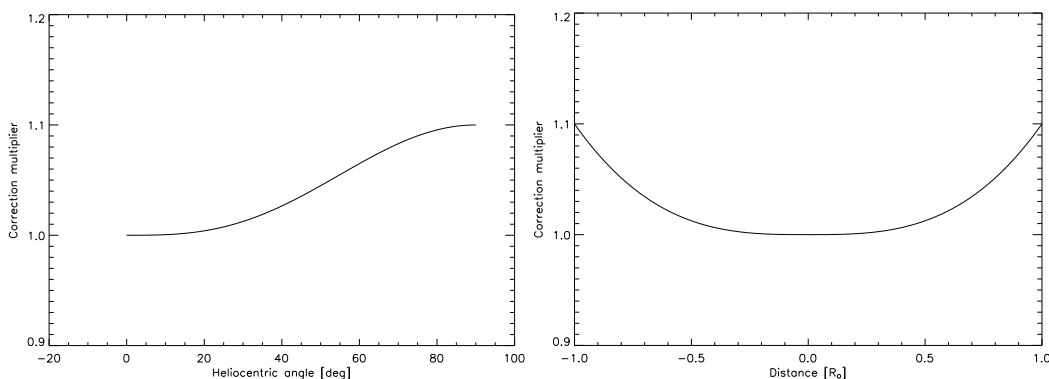
$$\text{B} : [x] + 1, [y] + 1 \quad (30)$$

$$\text{C} : [x], [y] \quad (31)$$

$$\text{D} : [x] + 1, [y], \quad (32)$$

kde $[]$ značí celou část.

Označíme-li zdrojový obraz před otočením i , pak výsledná hodnota v pixelu o souřadnicích $[x, y]$ bude dána vztahem:



Obrázek 11: Průběh korekční funkce pro opravu chybné kalibrace MDI. Funkce je zobrazena v závislosti na heliocentrickém úhlu (viz rovnice (37); vlevo) a také v rovníkovém řezu (vpravo), kde vodorovná osa znázorňuje lineární souřadnici v průmětu slunečního disku.

$$f_1 = i_A + (i_B - i_A) \cdot \{x\} \quad (33)$$

$$f_2 = i_C + (i_D - i_C) \cdot \{x\} \quad (34)$$

$$\mathbf{f} = \mathbf{f2} + (\mathbf{f1} - \mathbf{f2}) \cdot \{\mathbf{y}\}, \quad (35)$$

kde $\{ \}$ značí desetinnou část, i_A až i_D jsou hodnoty v bodech A až D, jejichž souřadnice jsou definovány rovnicemi (29) až (32)

7.2.4 Korekce chyb MDI

Hathaway et al (2002) upozornil, že přístroj MDI je špatně kalibrován. Ukázal, že řez od limbu do limbu nemá průběh přímky, jak by měl správně mít. Analýzou dat zjistil, že tuto chybu lze snadno korigovat jednoduchou opravou. Tato korekce má tvar:

$$V_1(r) = [1 + 0,1 \cdot \sin^3 \rho] \cdot V(r), \quad (36)$$

kde V je původní rychlostní pole, V_1 pole korigované a ρ je heliocentrický úhel, který vypočítáme ze vztahu:

$$\sin \rho = \frac{r}{R}, \quad (37)$$

kde R je poloměr slunečního disku v obrazu a r velikost polohového vektoru korigovaného bodu. Schematicky viz obrázek 11.

čísla obrázků	data bez děr 6–23	interpolováno 10–12, 18–20	interpolováno 10–15	interpolováno 10–19
% interpolace	0,0	33,3	33,3	55,5
v_x	–0,007 4	–0,008 0	–0,007 2	–0,001 1
v_y	–0,003 1	–0,002 6	–0,002 6	–0,000 2
$ v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$	0,018	0,018	0,018	0,001

Tabulka 2: Závislost střední hodnoty jednotlivých složek rychlostí a jejich amplitud v závislosti na míře interpolace chybějících dat.

Protože družice SoHO libruje kolem Langrangova bodu L_1 , projevuje se její vlastní pohyb i v dopplergramech. Naštěstí je radiální složka tohoto pohybu (která nás nejvíce zajímá) vůči Zemi dobře známa z telemetrie a je uvedena v hlavičkách zdrojových FITS-souborů (položka `VCOR`). Tuto hodnotu jednoduše odečítáme z celého snímku ještě před odstraněním rotačního dopplerovského profilu.

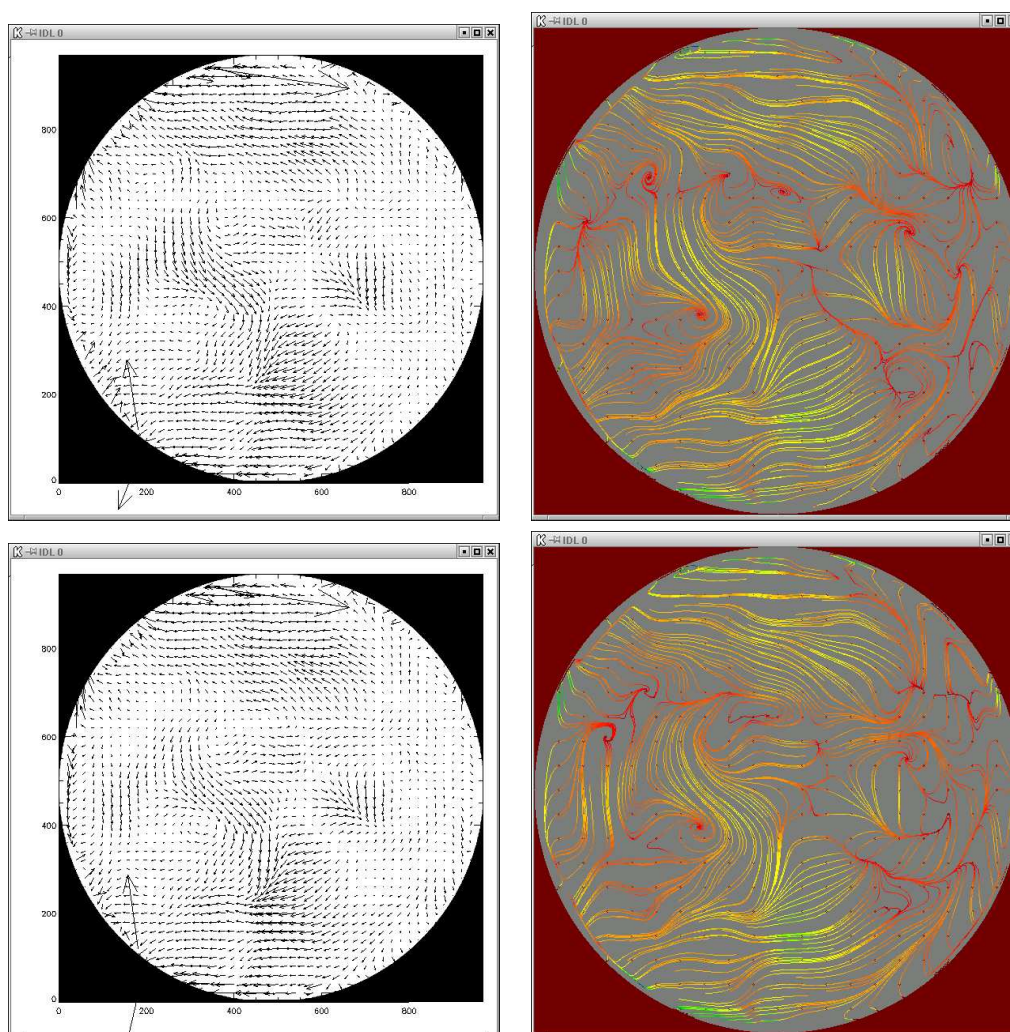
7.2.5 Interpolace chybějících snímků

Výsledkem celé procedury je redukovaný snímek, v němž došlo k potlačení pětiminutových oscilací a odstranění rotačního profilu carringtonovské rotace.

Redukované snímky vzorkujeme po 15 minutách. Každé dva sousední redukované snímky se tak překrývají právě jednou polovinou primárních snímků použitých pro redukcii. Důsledkem je snížení objemu dat při zachování užitečné informace v poměru 1:15, což v praxi znamená přechod od přibližně 3,5 GB dat za den na přibližně 200 MB dat za den. Výsledné snímky jsou již použitelné pro analýzu horizontálních rychlostních polí (viz obrázek 10).

Pro další zpracování dat (a především pro jejich filtraci) je nutné, aby vstupní data byla časově ekvidistantní a aby žádný ze snímků nechyběl. Bohužel, díky popsaným problémům s primárními daty toto není po průchodu redukční rutinou splněno.

Pokud přijmeme předpoklad, že globální rychlostní pole se příliš nemění, případně že jejich změny lze v prvním přiblížení považovat za lineární, můžeme chybějící redukované snímky dopočítat lineární interpolací ze snímků, mezi nimiž se chybějící snímky nacházejí. Oprávněnost metody jsme opět ověřili na umělých datech – vzali jsme nepřerušenu sérii redukovaných dopplergramů (ze dne 26. 5. 1996 s pořadovými čísly 6–23), v ní jsme vytvářeli umělé mezery a ty jsme pak zacelovali interpolační rutinou. Některé výsledky jsou patrné jednak z tabulky 2 a také z obrázků 12 a 13. Z nich a dalších (zde neuvedených) hodnot vyplývá, že interpolaci lze považovat za vyhovující,

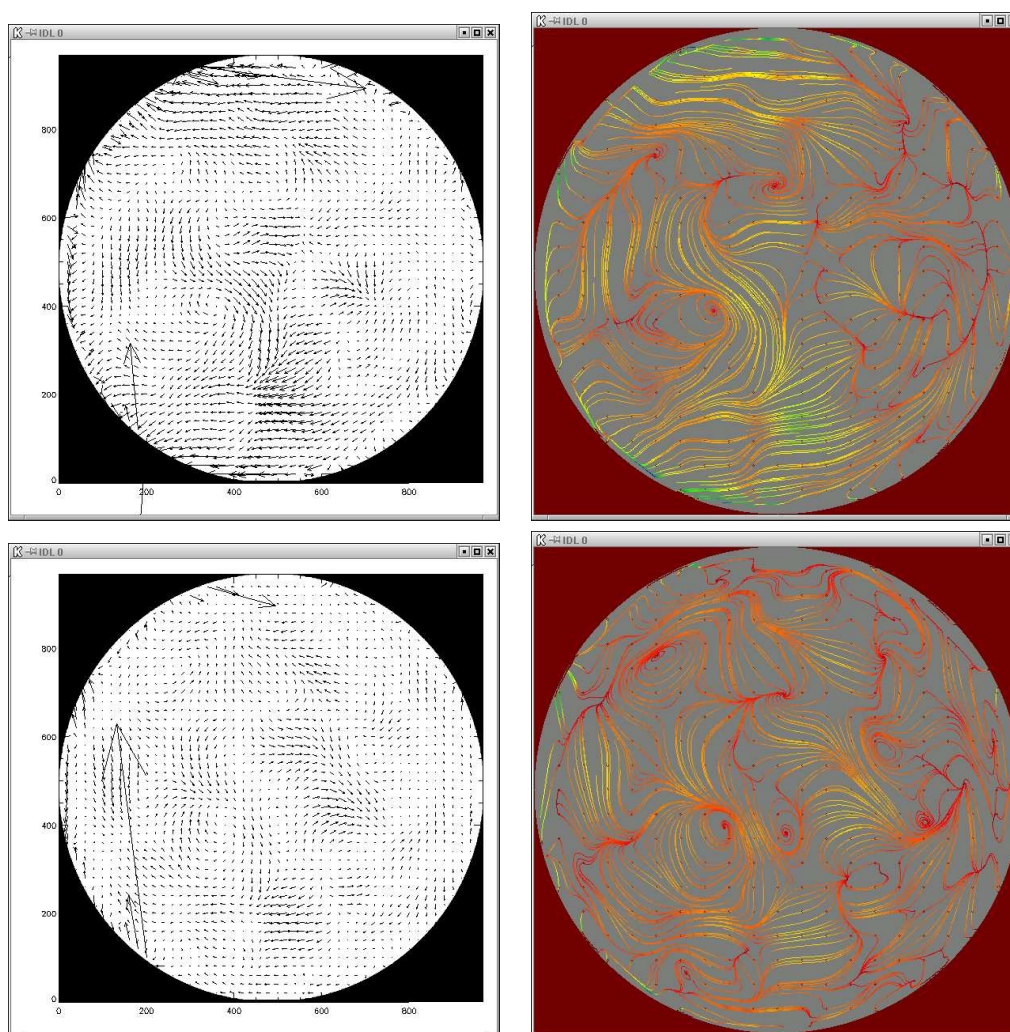


Obrázek 12: Pokračování v obrázku 13

jestliže jsou její pomocí nahrazovány chybějící redukované snímky v nepřiliš dlouhé po sobě následující posloupnosti. Data s mírou interpolace kolem 40 % (ta ovšem nesmí být souvislá) lze ještě považovat za spolehlivá a interpolací nepřiliš narušená. Lineární interpolací dochází k vyhlazování výsledků¹.

Pro úplnost ještě dodejme tabulku 3, v níž demonstrujeme vliv interpolace na koeficienty diferenciální rotace.

¹Lineární interpolaci v dopplergramech použili i Bogart, Beck, Bush & Schou (1999) při studiu rychlostních polí v okolí slunečních pólů.



Obrázek 13: Demonstrace vlivu interpolace na vzhled vypočtených horizontálních rychlostních polí. Jak je z obrázků patrné, interpolace výrazným způsobem ovlivní vypočtená rychlostní pole až pokud dosáhne hodnoty nad 50 % (dole).

7.2.6 Finální úpravy

Na vybrané sekvenci redukováných snímků, kterou použijeme pro další zpracování, je třeba ještě provést několik finálních úprav.

1. Všechny redukované snímky použité pro další zpracování je třeba otočit tak, aby jejich l_0 (heliografická délka centrálního meridiánu) byla stejná. Při popisované úpravě znovu použijeme algoritmy popsané rovnicemi (25) až (27).

interpolováno	A	B	C
bez interpolace	13,282±0,009	-1,09±0,09	1,11±0,15
10–12, 18–20	13,276±0,008	-1,06±0,08	1,07±0,13
10–15	13,269±0,011	-0,74±0,11	0,53±0,18
10–19	13,269±0,004	-0,53±0,04	0,58±0,07

Tabulka 3: Koeficienty diferenciální rotace v závislosti na „umělém poškození“ datové řady. Koeficienty jsou určeny metodou nejmenších čtverců z rovnice $\omega = A + B \cdot \sin^2 b + C \cdot \sin^4 b$, kde ω je úhlová rotační rychlost (ve stupních za den) vypočtená z rychlostních polí a b heliografická šířka.

2. Algoritmus LCT by pro použití přímo na redukovaných dopplergramech vyžadoval proměnlivou velikost korelačního okna (popsána parametrem FWHM) v závislosti na poloze na disku. Abychom eliminovali tuto problematickou záležitost, převádíme redukovaný dopplergram do pravoúhlé (b, l) souřadnicové sítě, kde b je heliografická šířka a l heliografická délka. Převod mezi souřadnicemi v disku x a y (v pixelech), které již byly definovány dříve, a heliografickými souřadnicemi b a l je dán rovnicemi:

$$l = \arcsin \frac{x}{\sqrt{R^2 - y^2}} \quad (38)$$

$$b = \arcsin \frac{y}{R}, \quad (39)$$

kde R je poloměr slunečního disku v dopplergramu v pixelech.

V praxi používáme opět opačný postup, tedy výchozími souřadnicemi jsou l a b v prázdné mapě, k nimž jsou podle inverzních rovnic k (38) a (39) vypočteny příslušné souřadnice v disku x a y . Ty budou nabývat obecně reálné hodnoty, což řešíme opět bilineární interpolací popsanou rovnicemi (29) až (35).

7.3 Filtrace dat

V redukovaných snímcích převládá dominantní signál supergranulace, pěti-minutové oscilace jsou redukovány na zanedbatelnou úroveň. Přesto i v redukovaných snímcích zůstává relativně dost šumu. Původ tohoto šumu musíme zřejmě hledat ve zbytkovém signálu skupin granulí (individuální granule jsou v celodiskovém režimu pod rozlišovací schopnost MDI), pro tento šum² je poměr signál/šum přibližně 50, a hlavně v morfologických změnách samotných supergranulí během redukčního intervalu, spočívajících ve změně tvaru, vzniku a zániku.

Uvažujeme-li střední životnost supergranule 40 hodin a její střední průměr 30 000 km, dostaneme jednoduchou úvahou odhad, kolik supergranulí se za 30 minut redukčního intervalu rozpadne a je nahrazeno jinými.

Předpokládejme, že se počet jednou identifikovaných supergranulí v čase se řídí vztahem:

$$N(t) = N(t_0)e^{-\frac{t}{\langle T \rangle}}, \quad (40)$$

kde $\langle T \rangle$ je střední životnost supergranule a $N(t_0)$ počet individuálních supergranulí na počátku. Na základě této úvahy:

$$\Delta N(t) = N(t_0) \left(1 - e^{-\frac{t}{\langle T \rangle}}\right) \quad (41)$$

a to pro výše popsané parametry dává odhad rozpadu 50 supergranulí na viditelné polokouli v průběhu 30 minut. Na základě toho si můžeme udělat představu, zda jsou morfologické změny supergranulí nějakým způsobem významné, nebo ne.

Bohužel, popsáný šum má vysokou intenzitu a zásadním způsobem ovlivňuje výsledky metody LCT, kterou používáme na vyhledávání rychlostních polí. Je tedy nutné se jej zbavit.

Popsáný šum má vysokorychlostní charakter. Možností odstranění je zřejmě více, my jsme zvolili filtraci odstraněním vysokých rychlostí ve fourierovském obrazu, viz Title et al. (1989) a Hirzberger et al. (1997).

Datová kostka d (vybraná série redukovaných dopplergramů) se souřadnicemi (t, x, y) je diskrétní Fourierovou transformací převedena do souřadnic (ω, k_x, k_y) – označme ji D .

²Odhad šumu byl získán následujícím způsobem: byly zredukovány dva snímky, kde časový rozdíl mezi oběma centry byl 5 minut. Pokud předpokládáme, že pět minut je dostatečně krátká doba na to, aby nedošlo k významným změnám na škále omezené rozlišením (2" a větší) v důsledku fyzikálních pochodů, pouhý rozdíl takto získaných redukovaných obrazů odpovídá šumu.

$$D[\omega, k_x, k_y] = \frac{1}{\sqrt{N_t N_x N_y}} \sum_{t=0}^{N_t-1} \sum_{x=0}^{N_x-1} \sum_{y=0}^{N_y-1} d[t, x, y] e^{-i\frac{2\pi}{N_t}\omega t} e^{-i\frac{2\pi}{N_x}k_x x} e^{-i\frac{2\pi}{N_y}k_y y} \quad (42)$$

N_t resp. N_x a N_y jsou rozměry datové kostky d v jednotlivých souřadnicích; x , y , t resp. ω , k_x , k_y symbolizují indexy v diskrétní datové kostce d resp. D .

Ve frekvenční doméně se aplikuje filtr F sestavený na základě následujícího postupu:

1. Pro každé $(k_x, k_y) \in \langle 0, \frac{k_{x,max}}{2} \rangle \times \langle 0, \frac{k_{y,max}}{2} \rangle$, kde $k_{x,max}$ resp. $k_{y,max}$ jsou maximální hodnoty ve vlnových číslech, se vypočítá obraz hraniční fázové rychlosti ve fourierovské doméně:

$$k_v = v_{ph} \sqrt{k_x^2 + k_y^2}. \quad (43)$$

2. Pro dané k_x a k_y (a tudíž i k_v) a všechna $\omega \in \langle 0, \frac{\omega_{max}}{2} \rangle$ nabývá filtr hodnoty 1 ($f[\omega, k_x, k_y] = 1$), pokud $\omega < k_v$, jinak je hodnota filtru 0 ($f[\omega, k_x, k_y] = 0$).
3. Tímto získáme hodnoty jednoho oktantu filtru v doméně (ω, k_x, k_y) (s indexy $(\omega, k_x, k_y) \in \langle 0, \frac{\omega_{max}}{2} \rangle \times \langle 0, \frac{k_{x,max}}{2} \rangle \times \langle 0, \frac{k_{y,max}}{2} \rangle$). Zbývajících sedm oktantů filtru dopočítáme ze symetrií požadovaných ve fourierově doméně – nejprve zrcadlíme v souřadnici k_y , poté v souřadnici k_x a nakonec v souřadnici ω .

Veličina v_{ph} symbolizuje hraniční fázovou rychlost – rychlosti vyšší než zvolená v_{ph} budou ze vstupní datové kostky redukovaných dopplergramů odstraněny. Její hodnotu jsme stanovili empiricky na základě vizuálních testů a v této práci používáme $\mathbf{v}_{ph} = \mathbf{0}, 7 \text{ km/s}$.

Výpočtem vznikne maska filtru, která má stejné rozměry jako vstupní datová kostka (a tedy i datová kostka ve frekvenční doméně). Filtrem vynásobíme frekvenční obraz, čímž z něj odstraníme vysoké fázové rychlosti.

$$D_f[\omega, k_x, k_y] = D[\omega, k_x, k_y] \cdot F[\omega, k_x, k_y], \quad (44)$$

$(\omega, k_x, k_y) \in \langle 0, \omega_{max} \rangle \times \langle 0, k_{x,max} \rangle \times \langle 0, k_{y,max} \rangle$; D_f je frekvenční datová kostka, z níž byly odstraněny rychlosti větší než v_{ph} .

Na závěr je třeba přepočítat odfiltrovanou datovou kostku z frekvenční domény zpět do časo-prostorové pomocí inverzní diskrétní Fourierovy transformace.

$$d_f[t, x, y] = \frac{1}{\sqrt{N_t N_x N_y}} \sum_{\omega=0}^{N_t-1} \sum_{k_x=0}^{N_x-1} \sum_{k_y=0}^{N_y-1} D_f[\omega, k_x, k_y] e^{i\frac{2\pi}{N_t}\omega t} e^{i\frac{2\pi}{N_x}k_x x} e^{i\frac{2\pi}{N_y}k_y y}, \quad (45)$$

d_f je již datová kostka odfiltrovaných dopplergramů. Tu opět rozdělujeme do sekvence jednotlivých filtrovaných dopplergramů, které se používají na další zpracování.

Pro výpočet fourierovské filtrace používáme program `bigsonic.pro` napsaný M. Sobotkou, J. A. Bonetem a J. Hirzbergrem v jazyce IDL (Title et al. (1989), Hirzberger et al. (1997)). Program má mnoho voleb a využívá pro výpočet frekvenčního obrazu vnitřních rutin IDL.

7.4 Metoda LCT

Metoda local correlation tracking (LCT) je mocným nástrojem pro výpočet dvojrozměrných rychlostních polí. Program, který pro tyto účely používáme (napsaný R. L. Molowny-Horasem (Molowny-Horas 1994); posléze mnohokrát modifikovaný) umožňuje volbu parametrů, které jsou pro úspěch procedury klíčové. Tyto parametry je třeba zvolit na základě empirických testů tak, aby výsledky byly fyzikálně věrohodné a zároveň maximálně přesné.

Volitelné parametry:

Shift – definuje velikost posunu jednotlivých obrázků dvojice vůči sobě při korelaci. Program umožňuje posun v rozsahu $-shift, 0, +shift$ v obou osách. Hodnota tohoto parametru přímo omezuje maximální velikost hledaných posuvů. Budou-li se ve dvojici vyskytovat posuvy, které jsou mimo tento rozsah, metoda může selhat.

Lag – specifikuje časovou vzdálenost dvojice korelovaných obrázků, popisuje jejich vzorkování v čase. Volba parametru je důležitá pro plné využití rozsahu detekovatelných posuvů (rozsah je dán parametrem *shift*).

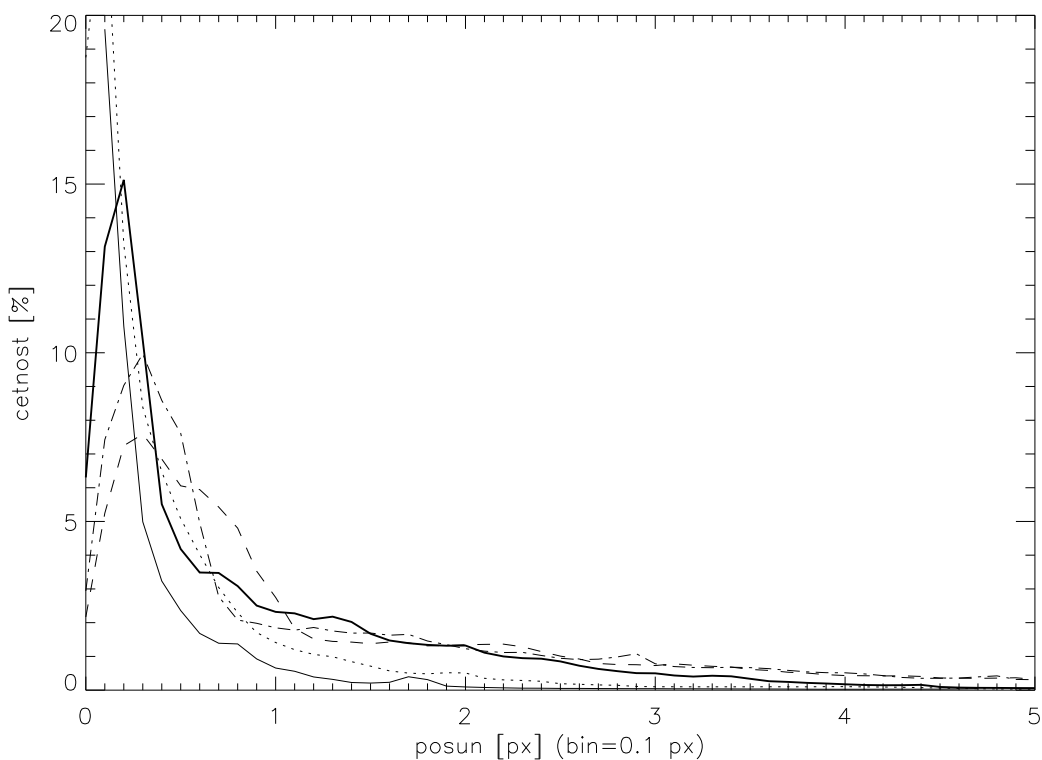
FWHM – nastavuje pološířku korelačního okna. Specifikuje, jak velké okolí každého bodu bude použito při hledání jeho posuvu. Volbou tohoto parametru ovlivňujeme velikost struktur, jejichž posuv bude vyhledáván. Vhodnout volbou lze vcelku úspěšně potlačit zbytkové šумы.

Určení nejvhodnějších hodnot těchto parametrů jsme provedli na základě empirických testů.

7.5 Testy pro volbu parametrů metody LCT

7.5.1 Histogramový test

Pro sadu různých dvojic parametru *lag* a *shift* jsme ze získaných korelačních rychlostí zkonstruovali histogram celkové amplitudy (viz obrázek 14). S ohledem na princip algoritmu bylo nutné, aby byly v drtivé většině zastoupeny posuvy, jejichž hodnota je menší než $2 \cdot shift$. Pokud jsou (byť zanedbatelně) nalezeny i větší posuvy, které jsou logicky mimo dosah (algoritmus tyto hodnoty extrapoloval, proto je nutné je považovat za nespolehlivé), je nutné pečlivě prozkoumat jejich výskyt. Pokud se nacházejí pouze v okrajových částech disku, je vše v pořádku, neboť zde se velkou měrou projevuje geometrické zkreslení.



Obrázek 14: Histogramový test na reálných datech, zobrazeny jsou části histogramů amplitud korelačních rychlostí pro $shift = 1$: *slabě* – $lag = 4$, *tečkovaně* – $lag = 8$, *tučně* – $lag = 16$, *čerchovaně* – $lag = 24$ a *čárkovaně* – $lag = 32$. Nejvhodnější volbou jsou takové parametry, při nichž je minimum bodů, které mají detekovaný posuv větší, než $2 \cdot shift$ (v tomto případě tedy 2 px). Takové posuvy jsou výsledkem extrapolace a tudíž méně spolehlivé. Pro data, vzorkovaná po 15 minutách vychází za těchto podmínek nejlépe $shift = 1$ a $lag = 16$ (čili 4 hodiny). Vykreslení výskytu bodů s detekovanými posuvy většími než 2 px ukazuje, že se vyskytují pouze v problematických částech disku. Histogram pro $shift = 2$ zde není uveden, dalším požadavkem je totiž dostatečná přesnost určení posuvů a ta je v případě $shift = 2$ přibližně o polovinu nižší.

Současně není vhodné posuvy neúměrně zmenšovat (volbou malé hodnoty *lag* nebo velké hodnoty *shift*), neboť to snižuje citlivost a přesnost výpočtu vektoru posunu.

7.5.2 Zlomový test

Zlomový test je vyjádřením požadavku reprodukovatelnosti získaných rychlostních polí. V této proceduře předpokládáme jen velmi pomalý vývoj rychlostních polí, který by se na časové škále desítek minut neměl prakticky vůbec projevit.

Do testu vstupují různá dvě rychlostní pole získaná metodou LCT, které od sebe v čase dělí krátký časový interval τ (běžně používáme 15 minut, tedy nejmenší vzdálenost mezi redukovanými dopplergramy). Zlomový test zjišťuje hladkost získaných rychlostních polí.

Postup lze shrnout do několika bodů:

1. Analyzuje se první z rychlostních polí a pro každý bod se vypočte celková velikost rychlosti $|v| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ a její směr $\varphi = \arctan(v_y/v_x)$.
2. Pro každý bod výchozího pole se vypočte jeho nová poloha, která je popsána nalezeným posuvem. Má-li výchozí bod souřadnice (x, y) a byl-li pro tento bod nalezen pomocí LCT posuv (d_x, d_y) , jsou nové souřadnice dány rovnicemi

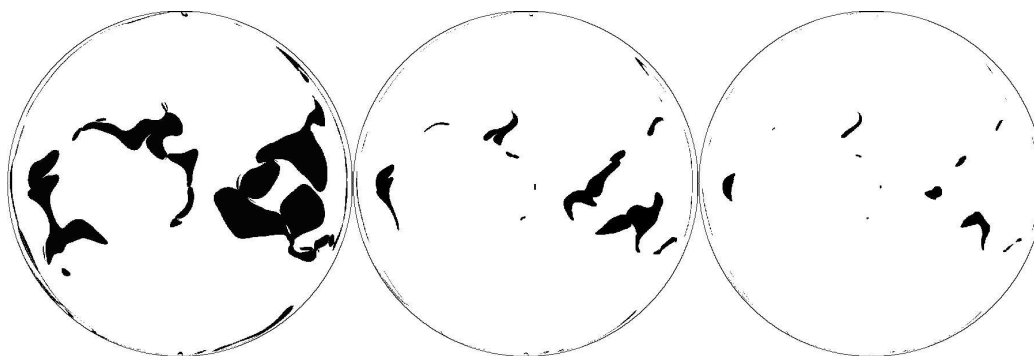
$$\begin{pmatrix} d_x \\ d_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} \cdot \tau \quad (46)$$

$$x_1 = x + d_x \quad (47)$$

$$y_1 = y + d_y. \quad (48)$$

3. Vypočteme odpovídající „návazný“ vektor posunu v druhé rychlostní mapě. Protože nové souřadnice (x_1, y_1) budou obecně reálné, použijeme pro výpočet vektoru interpolaci, popsanou rovnicemi (33) až (35).
4. Pro „návazný“ vektor rychlosti vypočteme opět jeho amplitudu a směr ($|v_1| = \sqrt{v_{x,1}^2 + v_{y,1}^2}$, $\varphi_1 = \arctan(v_{y,1}/v_{x,1})$).
5. Zajímá nás rozdíl směrů obou vektorů $\Delta\varphi = |\varphi - \varphi_1|$, který by v případě hladkých a reprodukovatelných rychlostních polí měl být malý.

Tímto způsobem lze otestovat citlivost LCT na náhodný šum. Bodů, v nichž budou „zlomy“ velké, by mělo být zanedbatelné množství, pokud je všechno v pořádku a LCT není příliš citlivá na šum. Viz obrázek 15.



Obrázek 15: Zlomový test. Tmavé plochy značí oblasti disku, na nichž po sobě jdoucí rychlostní pole, která nebyla ustředněna v čase, vykazují odklon větší než stanovená hodnota (vlevo 10° , uprostřed 30° a vpravo 60°). Prezentované obrázky jsou nejhorší možnou variantou – po ustřednění v čase se výsledky výrazně vylepší.

7.5.3 Test na reprodukovatelnost

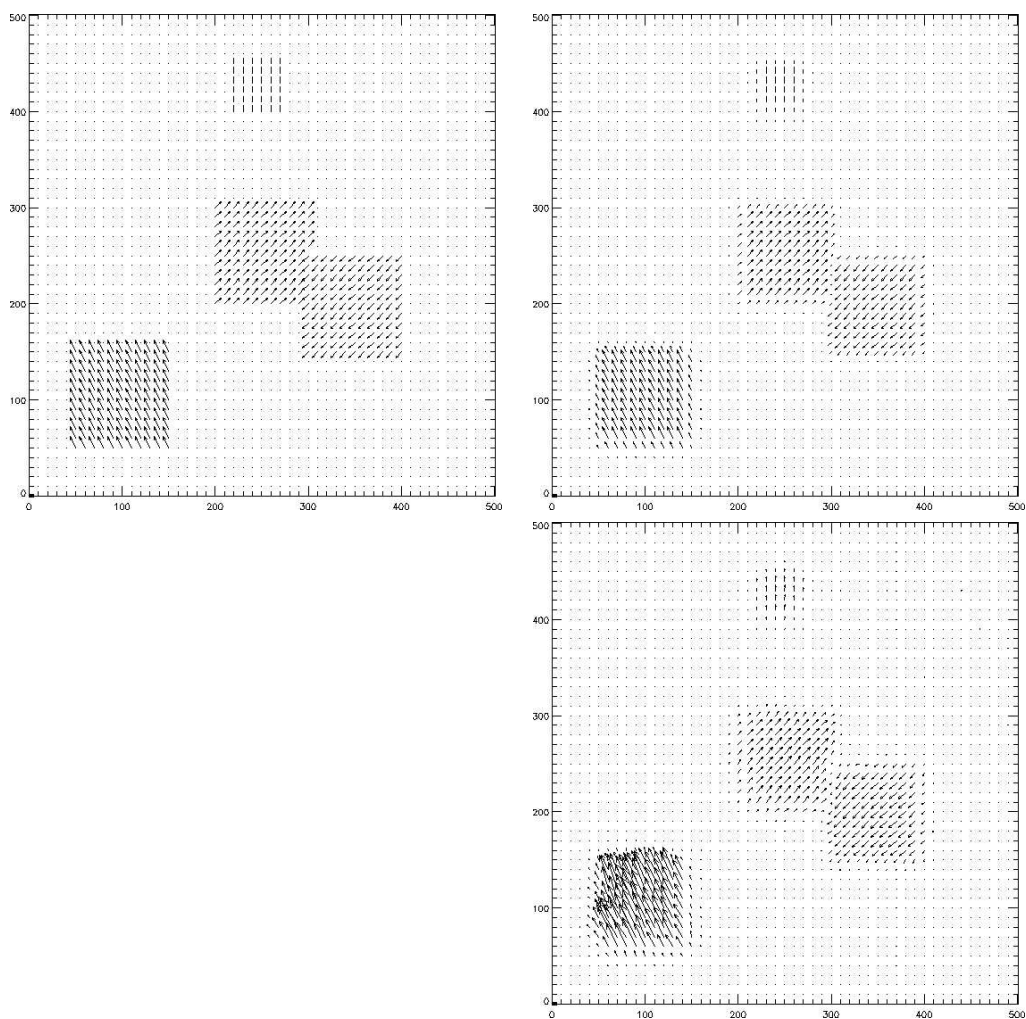
Pokud velkoškálové rychlostní pole, které unáší supergranulární síť, má velkostrukturální charakter, měla by být zajištěna dobrá reprodukovatelnost výsledků.

Kontrolu na reprodukovatelnost provádíme vizuálně ze zobrazení proudnic nebo vektorů, případně porovnáním významnosti rozdílů dvou krátce po sobě jdoucích rychlostních polí.

7.5.4 Test na umělých rychlostních polích

Abychom získali definitivní jistotu, jak se chová LCT na redukováných dopplergramech, vytvářeli jsme deformacemi jednoho dopplergramu (posunem jeho části definovaným směrem) rychlostní pole. Na takto získané umělé sekvence obrázků byla aplikována LCT s parametry *shift* a *lag* definovanými v tabulce 4, pouze parametr *FWHM* byl zvolen menší (20 px) (aby nedocházelo k přílišnému vyhlazování hledaných posunů).

Výsledky testů na modelových rychlostních polích jsou na obrázku 16. Z nich vyplývá, že LCT je schopna velmi dobře reprodukovat modelová rychlostní pole, avšak problematickými se zdají ostrá rozhraní. Tento závěr se dal předpokládat, neboť LCT vyhlazuje nalezená rychlostní pole gaussovským oknem s pološířkou definovanou parametrem *fwhm*. Pokud provedeme prostorové vyhlazení modelovaného rychlostního pole gaussovským oknem se stejným *fwhm*, získáme vyhlazené rychlostní pole, jež je prakticky totožné s tím, které bylo nalezeno s využitím LCT. Ne zcela dobrá shoda je pozorovatelná v oblasti o souřadnicích [50 : 150, 50 : 150], kde jsou však mo-



Obrázek 16: Porovnání vlastností LCT na simulovaném rychlostním poli. Vlevo nahoře – simulované rychlostní pole, vpravo nahoře – totéž pole vyhlazené gaussovským okem s $fwhm = 25$ pixelů, vpravo dole – stejné rychlostní pole tak, jak bylo nalezeno pomocí LCT.

Parametr	Jeho hodnota
lag	4 h
shift	1 px = 2''
FWHM	100 px = 200''

Tabulka 4: Tabulka charakterizující použité parametry pro local correlation tracking.

delované posuvy velké (modelovaný posuv je $(-1; 2)$, zatímco pro LCT byl použit $shift = 1$, který podle definice umožňuje spolehlivě hledat posuvy maximálně do dvou pixelů). V této oblasti rychlostního pole je velikost předkládaných posuvů nad horní hranicí, na níž klesá spolehlivost metody. Přesto lze i v tomto případě výsledek považovat za spolehlivý, přinejmenším co se týká zjištěného směru.

Pomocí výše popsaných testů jsme stanovili optimální parametry pro použití LCT na struktury supergranulární sítě. Tyto parametry dále používáme pro všechny další výpočty a jsou shrnuty v tabulce 4.

7.6 Vizualizace dat

Redukovaná a filtrovaná data jsou zpracována programem `flowmaker2.pro`, který implementuje algoritmus local correlation tracking. Jeho parametry jsou popsány v přechodí kapitole. Výstupem programu jsou dvě složky vektoru horizontálního rychlostního pole. Každá z nich je uložena v jednom dvojrozměrném poli v_x , v_y se stejným rozměrem, jako jsou rozměry vstupních redukovaných snímků.

Získané rychlostní pole je potřeba nějakým způsobem vizualizovat. A to pokud možno způsobem přehledným, který má navíc dostatečnou vypovídací hodnotu.

V této práci používáme pro vizualizaci v zásadě dvě metody:

- zakreslování rychlostního pole pomocí orientovaných úseček (šipek),
- znázornění rychlostního pole pomocí proudových linií.

Oba způsoby používáme jak pro zobrazování rychlostních polí v pravoúhlém (b, l) souřadnicovém systému, tak pro vizualizaci téhož v průmětu na slunečním disku, kdy rychlostní pole včetně příslušné projekce (vycházející z předpokladu, že nalezené pole je horizontální) přepočítáváme.

7.6.1 Orientované úsečky (šipky)

Zobrazení rychlostního pole pomocí orientovaných úseček je zřejmě nejjednodušší a přitom dostatečně přehlednou volbou. V uzlových bodech zvolené sítě je vektor rychlosti zobrazen orientovanou úsečkou s délkou odpovídající amplitudě vektoru rychlosti a směrem odpovídajícím fázi vektoru.

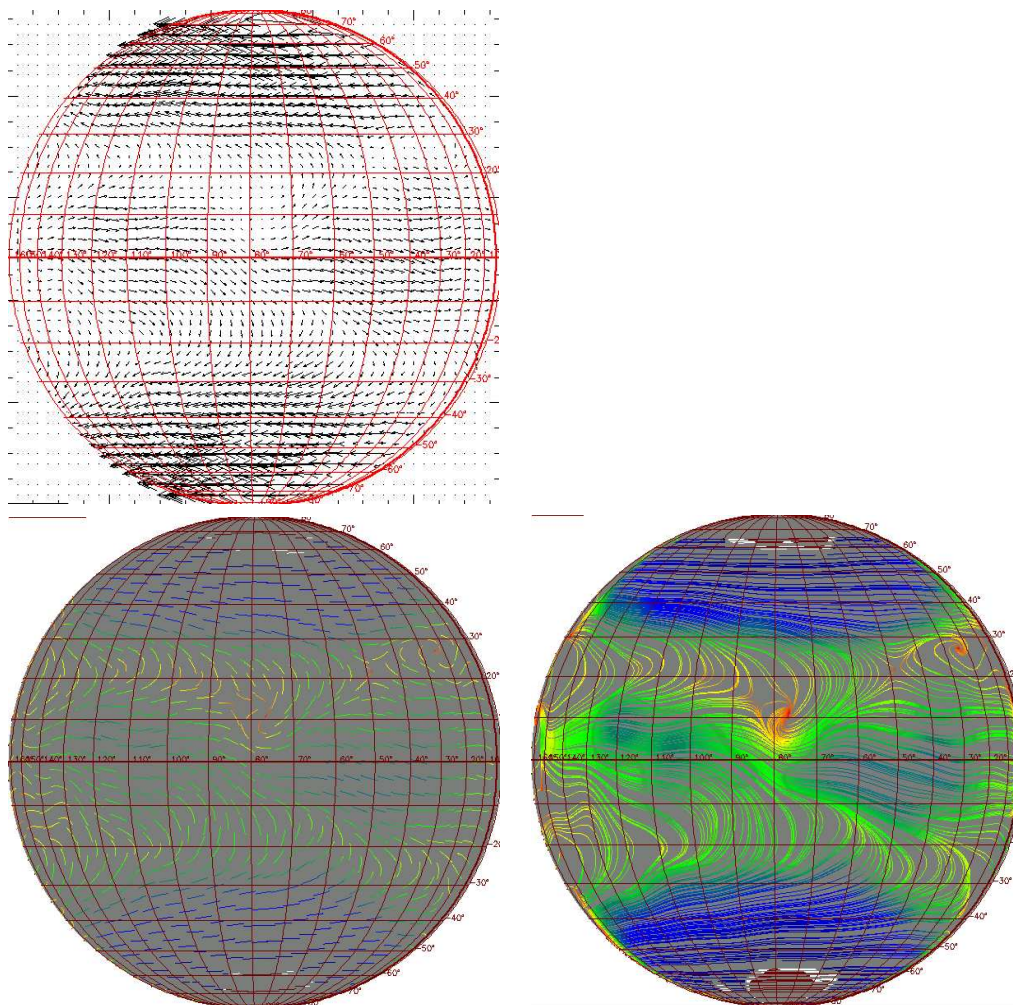
Zobrazení je rychlé a přehledné.

Bohužel zobrazení pomocí těchto „šipek“ postrádá informaci o dynamice systému. Velmi obtížně se z takto získaných obrázků mapuje globální proudové pole. Pro pochopení lokálních změn jsou však zobrazením velmi dobrým.

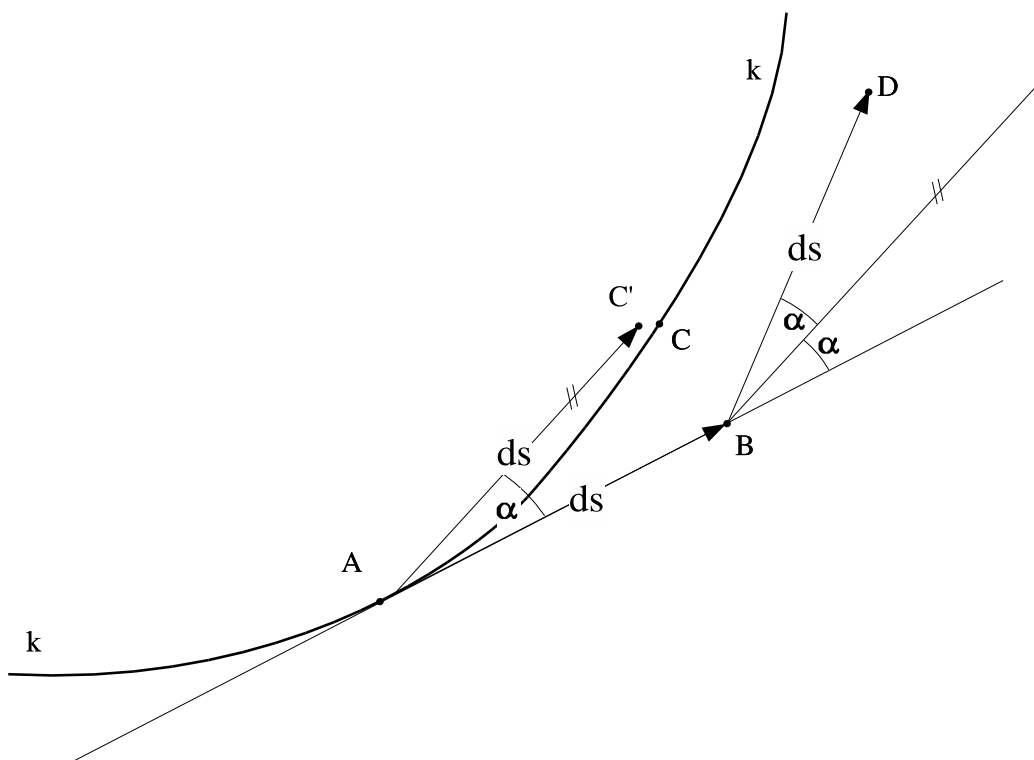
Pro tento způsob zobrazení používáme program `vp2d.pro`, jehož autorem je M. Sobotka.

7.6.2 Proudové linie

Primárními daty pro vykreslování proudnic je dvojrozměrné vektorové rychlostní pole v obrazové rovině. (Pro naše účely je touto rovinou rovina slunečního disku – ne polokoule, ale rovina!). Proudnicí \mathbf{k} začínáme kreslit v bodě A (viz obrázek 18). Z vektorového pole najdeme v bodě A vektor rychlosti \mathbf{v}_A a v jeho směru (tečna ke křivce \mathbf{k}) ve vzdálenosti ds získáme bod B . V bodě B najdeme z rychlostního pole vektor \mathbf{v}_B . Tento nový vektor má nový směr,



Obrázek 17: Porovnání zobrazovacích metod téhož rychlostního pole. Nahoře zobrazení pomocí orientovaných úseček. Linka vlevo dole naznačuje velikost 1 km/s. Dole pak zobrazení pomocí proudnic – vlevo kratší proudnice (více odpovídající skutečnému pohybu plazmatu), vpravo delší proudnice (nefyzikálně dlouhá integrace, ale poskytuje přehled o směrech proudění v jednotlivých částech disku).



Obrázek 18: Sestrojení bodu C' proudnice: α – poloviční úhel mezi vektory \overrightarrow{BA} a \overrightarrow{DB} , k – ideální proudnice, kterou chceme sestrotit, ds – délka kroku pro numerické výpočty – pro popisovanou metodu je v každém kroku konstantní.

který svírá s vektorem \mathbf{v}_A úhel 2α . Ve vzdálenosti ds od bodu B najdeme ve směru vektoru \mathbf{v}_B další bod proudnice – bod D. Toto je klasický postup vykreslování proudnic. Vidíme, že tímto postupem se značně odchylujeme od ideální křivky k . Odchylky lze obecně zmenšit zmenšením kroku ds .

Abychom zmenšili vznikající chybu, sestrojíme z bodu A vektor velikosti ds s odchylkou α od směru vektoru \mathbf{v}_A a dostáváme se do bodu C' . Bod C' není totožný s bodem C na ideální proudnici, ale odchylka jeho polohy od ideální je menší, než odchylka bodu D, získaného klasickým postupem. Vzniklá odchylka je úměrná nehomogenitě vektorového pole a velikosti kroku ds .

Můžeme dokázat, že v případě, že bod C leží na kružnici, která tvoří část křivky k , bude bod C' totožný s bodem C. Vzhledem k tomu, že každou hladkou křivku můžeme nahradit segmenty kružnic různých poloměrů, můžeme části ideální proudnice vykreslit přesněji s větším krokem, než při použití klasického postupu. To významným způsobem šetří výpočetní čas nutný ke konstrukci proudového obrazu. Předpokladem ovšem je, že vektorové rych-

lostní pole je dostatečně hladké a bez velkých gradientů ve směru kolmém ke směru proudnic (vektory rychlostí v bodech B a C se málo liší svou velikostí a směrem). Geometrický důkaz uvedeného tvrzení je uveden v dodatku A.

Proudnicice mají počáteční body ve fixní síti (s volitelným parametrem), která přibližně odpovídá síti rovnostranných trojúhelníků. Počáteční body leží na soustředných kružnicích se středem ve středu disku, délka kruhového oblouku mezi dvěma sousedními body na téže kružnici je přibližně rovna vzdálenosti sousedních kružnic, avšak upravena tak, aby počet bodů na kružnici byl celočíselný. Popsanou volbou počátečních bodů lze docílit rovnoměrného pokrytí disku proudnicemi.

Současně, na základě zde navrženého algoritmu, lze z každého počátečního bodu vykreslovat proudnicice v obou směrech.

V praxi používáme dva druhy zobrazení proudovými liniemi – jednak dlouhé linie, kreslené s konstantním krokem, které přesně odpovídají zde popsanému algoritmu vykreslování. K tomu účelu slouží program `proudocary3.pro` napsaný v jazyku IDL. Získané topologické struktury proudočar jsou velmi přehledné a až nebezpečně sugestivní, neboť se v tomto případě projevuje jejich vysoká citlivost na šum, a to zejména v oblastech nízkých rychlostí. Proto používáme ještě druhý typ zobrazení, zobrazení krátkými proudnicemi, kdy je krok výpočtu přímo úměrný amplitudě vektoru rychlosti. Díky tomu nedochází ke spojování proudnic do topologických struktur, ale i přesto v nich zůstává dostatečně vyjádřena jejich vzájemná návaznost. Informaci o směru je možné zobrazit tečkou na konci proudnice. Krátké proudnicice v sobě kombinují výhody zobrazení pomocí vektorů (šipek) a dlouhých proudnic. Pro vykreslování proudnic krátkého typu slouží program `proudocary7.pro`.

Vykreslování proudovými liniemi má vysokou vypovídací hodnotu o směru pohybu hmoty ve sluneční fotosféře. Jsou přehledné a pokud ještě do vznikajícího obrazu zakomponujeme barevným odstínem amplitudu rychlosti v daném bodě, získáme přehled i o dynamice proudění plazmatu a umožňuje vizuálně odhalit například vírové zdroje.

Na místě je však zmínit i problémy s proudnicemi spojené.

Na prvním místě je třeba zmínit jejich nefyzikálnost, pokud jsou vykreslovány velmi dlouhé. Velikosti rychlostí globálního proudění jsou velmi malé (řádově v desítkách metrů za sekundu) a pokud by proudočáry měly zobrazovat reálné proudění hmoty, tak za dobu, po kterou můžeme velkorozměrové rychlostní pole považovat za málo proměnlivé (desítky hodin), by vykreslené proudočáry byly nesrovnatelně krátké. Použití delších integračních dob než přibližně 30 hodin při výpočtu proudočar již narušuje předpoklad neměnnosti rychlostního pole, na který jsou proudnicice velmi citlivé.

Proudnicice jsou vykreslovány na základě okamžitého stavu lokálních rychlostních polí. Změny těchto polí mají vliv na lokální změny směru proudnic. V důsledku integrace těchto změn vykazují proudnicové systémy rychlé změny topologie ve velkých oblastech. Proto jsou proudnicové systémy velmi citlivé na lokální změny vykreslovaného vektorového pole. Pro zvýšení reprodukovatelnosti globálních pohybů je třeba tyto lokální změny vektorových rychlostních polí odstranit ještě před vykreslováním proudnic.

8 Používané programové vybavení

Programy používané pro zpracování dat jsou napsány v programovacím jazyku IDL ve verzích 5.5 a vyšších na platformě Linux. Jazyk IDL byl zvolen především proto, že jakožto jazyk 4. generace je odladěn pro práci s maticemi. Funkce pracující s celými maticemi (nebo jejich sloupci) jsou několikanásobně rychlejší, než operace prováděné po jednotlivých prvcích.

Pokud není u programu explicitně uvedeno jméno programátora, je autorem řešitel diplomové práce.

8.1 Hlavní redukční programy

- `redukce.pro`

Hlavní redukční skript, který volá všechny ostatní rutiny. Stará se o vše od vytvoření adresářů po vymazání dočasných souborů na konci.

Syntax: `redukce`

Používá programy: `prober.pro`, `prumeruj2.pro`, `makej.pro`, `remapuj.pro`, `interpoluj.pro`, `interp_prehled.pro`, `bigsonic.pro`

Konstanty:

`sourcedir` cesta ke zdrojovým (primárním) datům; musí být zadána bez „/“ na konci

`kam` cesta, kam se mají ukládat zpracované soubory; opět bez „/“ na konci

`od` číslo snímku, charakterizující začátek zpracovávané datové řady v primárních datech

`temp` cesta k dočasným souborům; bez „/“ na konci

- `prober.pro`

Prochází primární datovou řadu a na základě popsaného algoritmu (viz kapitola 7.2.1) hledá měření narušená výpadkem řádků.

Syntax: `prober, dir, od, dobry`

`dir` stejný význam jako parametr `sourcedir` programu `redukce.pro`; musí být zadán s „/“ na konci

`od` stejný význam jako parametr `od` programu `redukce.pro`

`dobry` cesta k FITS souboru s dopplergramem, který byl vizuálně vyhodnocen jako nepoškozený (předřadí se kontrolované datové sérii)

Konstanty:

hranice maximální rozdíl průměrných vertikálních řezů, aby byl dopplergram vyhodnocen jako nepoškozený. Empiricky 70 m/s.

Používá programy: reafits.pro, doppler2.pro, parametry.pro

- **prumeruj2.pro**

Skript starající se o vlastní váhované průměrování primární datové řady přes 31 minut.

Syntax: prumeruj2, kam, dir, od

kam stejný význam jako parametr *kam* programu redukce.pro; musí být s „/“ na konci

dir stejný význam jako parametr *sourcedir* programu redukce.pro; musí být s „/“ na konci

od stejný význam jako parametr *od* programu redukce.pro.

Používá programy: hlavicka.pro, parametry.pro, reafits.pro, doppler2.pro, rotuj9.pro, writefits.pro (a navazující podprogramy)

- **makej.pro**

Skript starající se o pootáčení zredukované řady na stejné l_0 . Vyhledá střední čas mezi časem prvního snímku v řadě a posledního snímku v řadě a na odpovídající l_0 všechny snímky série přepočítá (kompenzuje carringtonovskou rotaci během intervalu).

Syntax: makej, directory, extension

directory stejný význam jako parametr *kam* programu redukce.pro; musí být s „/“ na konci

extension přípona vyhledávaných souborů; typicky „fits“

Používá programy: hlavicka.pro, parametry.pro, davka.pro

- **remapuj.pro**

Skript starající se o přepočet časově zcentrovaných snímků do pravoúhlé (b,l) sítě.

Syntax: remapuj, directory

directory stejný význam jako parametr *kam* programu redukce.pro; nesmí být s „/“ na konci

Používá programy: reafits.pro, parametry.pro, remap.pro, writefits.pro (a související podprogramy)

- `interpoluj.pro`
Lineární interpolací doplňuje chybějící redukováná data.
Syntax: `interpoluj, vstup`
`vstup` adresář s redukovanými daty, která mají být doplněna o chybějící; musí mít „/“ na konci
- `interp_prehled.pro`
Sestavuje přehledový log o úrovni interpolace v zpracovávané datové serii.
Syntax: `interp_prehled, vstup`
`vstup` adresář s interpolovanými daty; nesmí mít „/“ na konci
- `bigsonic.pro`
Časoprostorová fourierovská filtrace ve fázovém prostoru.
Autor: Michal Sobotka

8.2 Pomocné programy

(stručná charakteristika, popis viz zdrojový kód)

- `readfits.pro, reafits.pro`
Zajišťují čtení FITS souboru, odlišují se hlavně formátem výstupu hlavičky. Autoři: W. B. Landsman, M. Sobotka a další.
- `writefits.pro`
Zajišťuje zápis dat ve formátu FITS Autor: především W. Landsman
- `hlavicka.pro`
Z FITS souboru přečte jen jeho hlavičku.
- `parametry.pro`
Z hlavičky FITS souboru extrahuje důležité údaje (čas, l_0 , b_0 , atd.).
- `doppler2.pro`
Pro dané b_0 vypočítá vliv sluneční rotace v dopplergramech.
- `kor1.pro`
Opravuje data o kalibrační chybu MDI.

- `rotuj9.pro`, `rotuj10.pro`

Programy, umožňující otáčet body slunečního disku o libovolný úhel kolem rotační osy Slunce. Program `rotuj10.pro` umožňuje použít diferenciální rotaci.

- a spousta dalších, méně významných ...

8.3 Programy pro zpracování redukovaných dat a vizualizaci

- `flowmaker2.pro`

Z dvojice snímků koreluje vzájemné posuvy jednotlivých bodů na základě korelace zvolených okolí těchto bodů. Program interně dokáže použít více dvojic snímků (zpracovává celou sekvenci), posuvy určené z jednotlivých dvojic průměrovat a tak účinně redukovat šum. Program byl řešitelem diplomové práce upraven tak, že nepředpokládá existenci souvislé řady; neexistence některého z očekávaných snímků způsobovala nekontrolovatelné pády programu.

Syntax: `flowmaker2, cesta, zacatek, konec, lag, fwhm, reb, vx, vy [,metoda]`

cesta cesta k sekvenci obrázků, které mají být zpracovávány; možnosti vstupu dat je třeba upravit na konkrétní datovou sadu

zacatek číslo prvního snímku, který se má v sérii použít

konec číslo posledního snímku, který se má v sérii použít

lag vzdálenost jednotlivých snímků korelované dvojice (hodnota 8 znamená, že se budou korelovat snímky číslo 1 a 9, poté 2 a 10, ...)

fwhm pološířka korelačního okna

reb možnost jednotlivá data před započítáním korelace zmenšit *reb*-krát zejména z důvodu urychlení výpočtu – v této práci používáme $reb = 1$

vx,vy dvě složky výsledného pole vektorů posunutí

metoda volitelný parametr, který specifikuje proceduru použitou pro výpočet extrémů korelační rychlosti; v této práci používáme rutinu *qfit2*, čili výpočet na základě proložení bikvadratické plochy s devítibodovou fitací

Autor: R. L. Molowny-Horas, úpravy M. Sobotka a další (vstup a výstup)

- **vp2d.pro**

Nástroj vizualizace rychlostních polí. Program vykresluje na pozadí ve zvolené rozteči orientované úsečky vektorů odpovídající délky (zvětšení lze nastavit parametrem *delka*).

Syntax: *vp2d, vx, vy, roztec, delka, pozadi*

vx,vy dvě složky vykreslovaného rychlostního pole

roztec parametr čtvercové mřížky, v uzlech sítě bude zakreslen odpovídající vektor

delka zvětšení vektoru

pozadi dvojrozměrné pole, které bude použito jako pozadí, na něž bude zakreslováno zadané rychlostní pole

Autor: M. Sobotka

- **proudocary3.pro, proudocary7.pro**

Nástroj vizualizace rychlostních polí. Program vykresluje ve zvolené síti počátečních bodů proudnice v obou směrech se zvoleným počtem kroků. Program **proudocary3.pro** je určen pro vykreslování dlouhých proudnic s konstatním krokem, zatímco **proudocary7.pro** pro vykreslování krátkých proudnic s krokem úměrným celkové amplitudě rychlosti v daném bodě.

Syntax: *proudocary3, vx, vy, kroku, vysledek*

vx,vy dvě složky vykreslovaného rychlostního pole

kroku délka proudnice (počet integračních kroků)

vysledek 2-D pole, do něhož jsou proudnice průběžně zakreslovány

Konstanty:

roztec vzdálenost bodů mřížky, z nichž vycházejí na obě strany jednotlivé proudové linie

amp **proudocary3.pro** – délka kroku v pixelech, **proudocary7.pro** – konstanta úměrnosti mezi délkou kroku a rychlostí v daném bodě

9 Výsledky

9.1 Zpracovaná data

Navrženou metodikou jsme připravili dvě patnáctidenní série pozorování přístroje MDI pro analýzu horizontálních rychlostních polí metodou local correlation tracking. V těchto sériích byla data pořizována s kadencí jedné minuty, což nám dalo k dispozici jedinečný homogenní materiál pro studium.

- Celkově bylo zpracováno 30 dní (26. 5.–9. 6. 1996 a 29. 5.–12. 6. 1997), což znamená redukci 105 GB primárních dopplergramů. První série částečně pokrývá období minima sluneční aktivity a tudíž ve fotosféře nedocházelo k výskytu skvrn a byla zde patrná pouze pozadová magnetická pole. Tato série byla dále zpracovávána algoritmem LCT. Druhá série již pokrývá nástup sluneční aktivity směrem k maximu, ve fotosféře se vyskytovaly četné sluneční skvrny a silná magnetická pole v aktivních oblastech. Tato série na analýzu zatím ještě čeká.

Zdrojová data jsou uložena v datovém archívu *Solar Oscillations Investigation* ve *W. W. Hansen Experimental Physics Laboratory of Stanford University*. Tato data jsou dostupná z vyhledávacího robota, který lze nalézt na internetu na adrese http://soi.stanford.edu/production/time_range.html

- Redukovaná a filtrovaná data jsou uložena včetně postupných mezivýsledků na deseti DVD-R discích, filtrovaná data, vzorkovaná po 15 minutách, z tohoto množství zabírají 12 GB (celkově téměř 3000 snímků).
- Data byla zpracovávána na výpočetním serveru sol.asu.cas.cz, umístěném v budově Slunečního oddělení Astronomického ústavu Akademie věd České republiky v Ondřejově. Přestože jde o čtyřprocesorové Pentium III, každý procesor taktovaný na 800 MHz, s 6 GB operační paměti, běžící pod operačním systémem SUSE Linux, zpracování jednoho dne měření trvá v používaném programovém balíku 8–12 hodin (před přepisem programového kódu do maticové a vektorové formy byla tato doba více než 150 hodin).
- Sestavili jsme rozsáhlý modulární programový balík v jazyku IDL čítající přes 1700 řádek zdrojového kódu, který umožňuje zcela automatické zpracování primárních dat do formy vhodné pro program implementující algoritmus local correlation tracking. Programový balík je dále upraven pro interaktivní analýzu horizontálních rychlostních polí algoritmem LCT, aplikovaným na redukované a filtrované dopplergramy.

Umožňuje také jejich vizualizaci. Obsahuje též skripty umožňující konverzi dat do různých souřadnicových systémů a také programy pro zobrazování příslušných souřadnicových sítí. Postup výpočtu, pořadí jednotlivých kroků a také hodnoty nejrůznějších konstant lze nastavit změnou zabudovaných řídicích parametrů programu.

9.2 Integrální vlastnosti horizontálních rychlostních polí

Důležitou vlastností, která nás v horizontálních rychlostních polích zajímá, jsou jejich integrální projevy. V následující analýze jsme použili horizontální rychlostní pole získaná metodou LCT. Vstupní dvojice korelovaných dopplerogramů byly vzorkovány po 4 hodinách. Dvojrozměrné korelační okno mělo gaussovskou váhu s pološířkou 100 pixelů (200") v obou směrech. Výsledná mapa horizontálních rychlostí vznikla ustředněním všech možných dvojic přes celý pozorovací den.

Integrací zonální složky horizontálního vektorového rychlostního pole v pásce heliografické šířky (pro naše účely širokých 5 stupňů) získáme informaci o průměrné rotační rychlosti v každém takovém pásce. Posloupností průměrných rotačních rychlostí v jednotlivých pětistupňových pásce od 60 stupňů jižní heliografické šířky po 60 stupňů severní heliografické šířky jsme proložili metodou nejmenších čtverců Fayovu formuli ve tvaru:

$$\omega_{\text{syn}} = A + B \sin^2 b + C \sin^4 b, \quad (49)$$

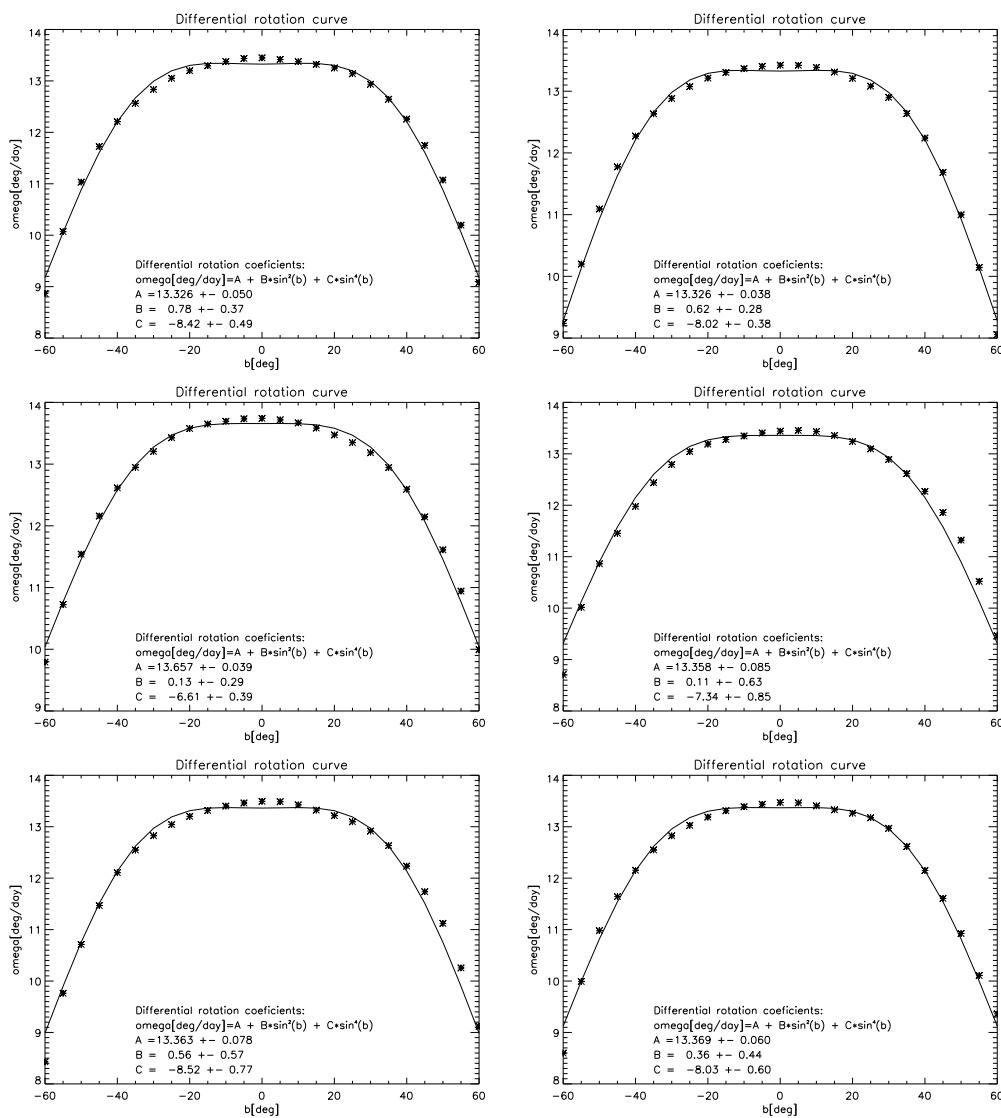
kde ω je průměrná rotační rychlost změřená v pásce $\langle b - 2,5^\circ, b + 2,5^\circ \rangle$. Koeficienty A , B a C byly stanoveny metodou nejmenších čtverců.

Obrázky 19 až 21 ukazují, že průměrná rotační rychlost, reprezentovaná hvězdičkami, má očekávaný tvar (nejvyšší v rovníkových oblastech, nejnižší v polárních oblastech). Proložená křivka, popsaná rovnicí (49), šířkovou závislost popisuje velmi dobře.

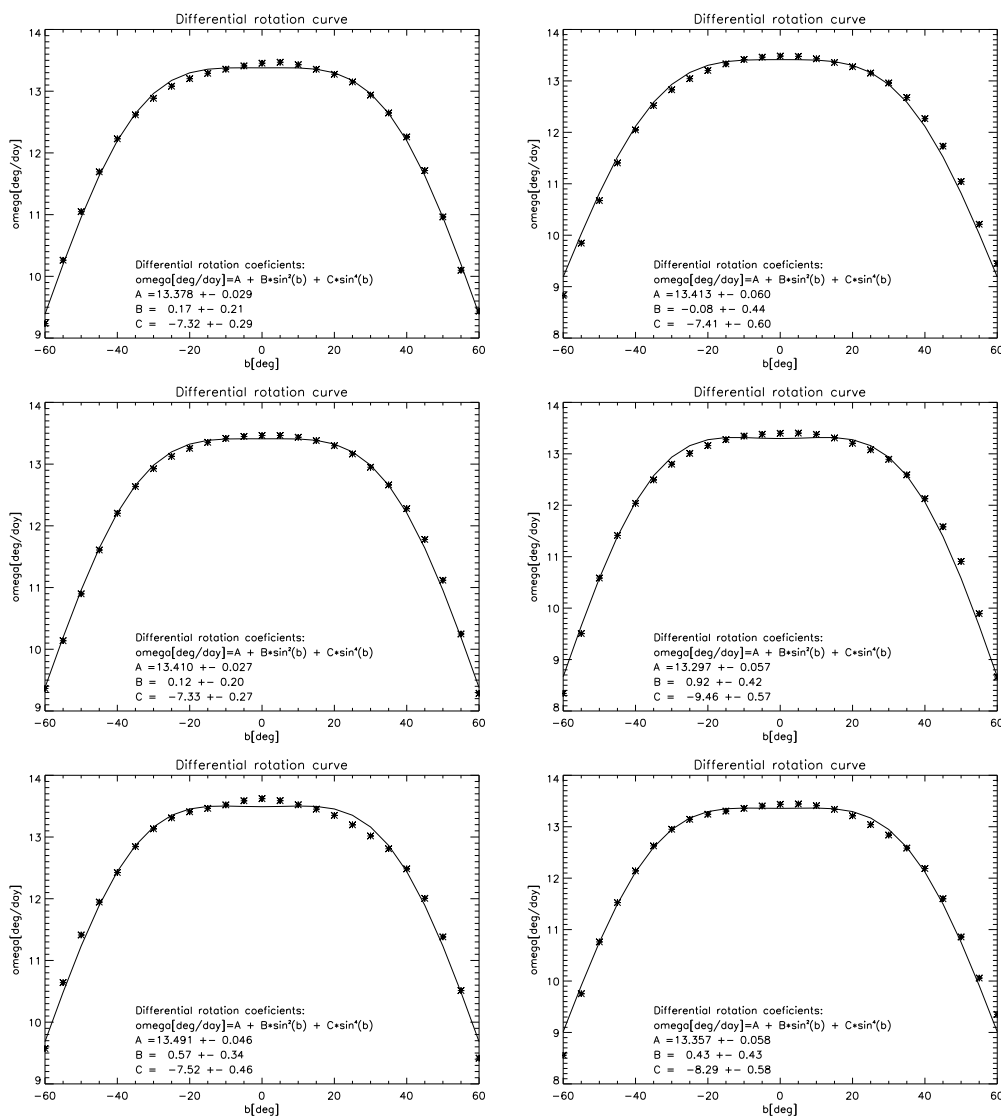
Koeficienty rovnice (49) získané jinými metodami jsou uvedeny v tabulce 1 na straně 26. Je důležité připomenout, že koeficienty v tabulce 1 popisují siderickou rotaci sluneční fotosféry, zatímco koeficienty počítané regresí v této práci reprezentují rotaci synodickou. Převod mezi souřadnicovými systémy se se projeví pouze v přepočtu koeficientu A , pro který platí:

$$A_{\text{sid}} = A_{\text{syn}} + \omega_Z, \quad (50)$$

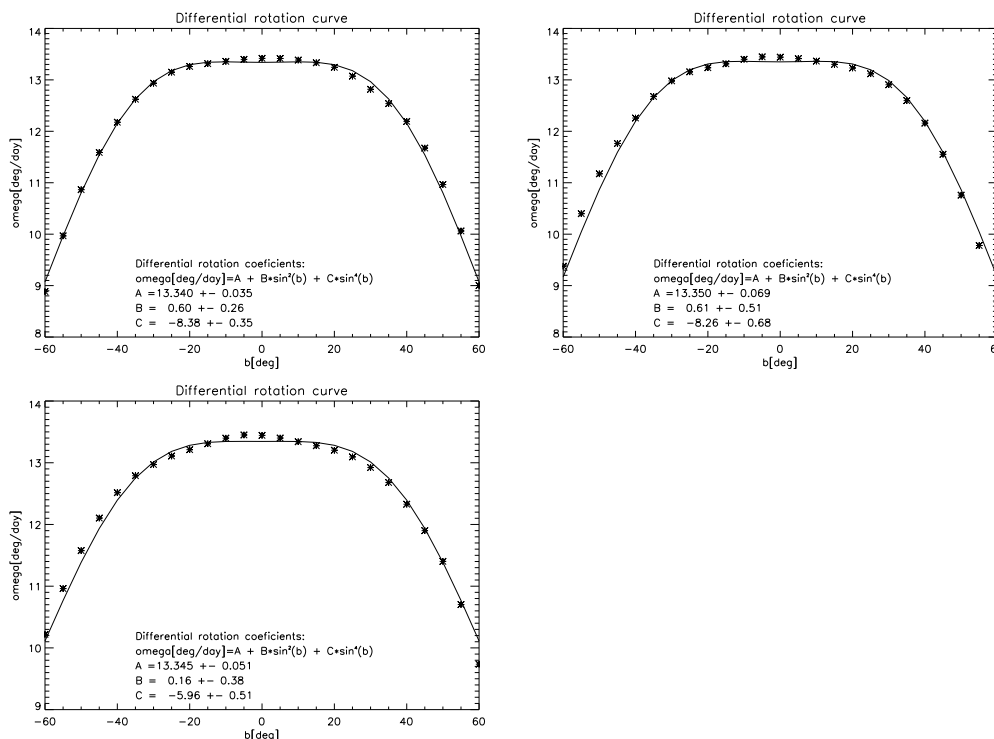
kde ω_Z je úhlová oběžná rychlost Země vůči inerciálnímu systému sluneční soustavy, která činí $\omega_Z \sim 0,985 \text{ deg/day}$.



Obrázek 19: Křivky popisující šířkovou závislost průměrné rotační rychlosti (diferenciální rotace) ze dne 26. 5. 1996 (vlevo nahoře), 27. 5. 1996 (vpravo nahoře), 28. 5. 1996 (vlevo uprostřed), 29. 5. 1996 (vpravo uprostřed), 30. 5. 1996 (vlevo dole) a 31. 5. 1996 (vpravo dole).



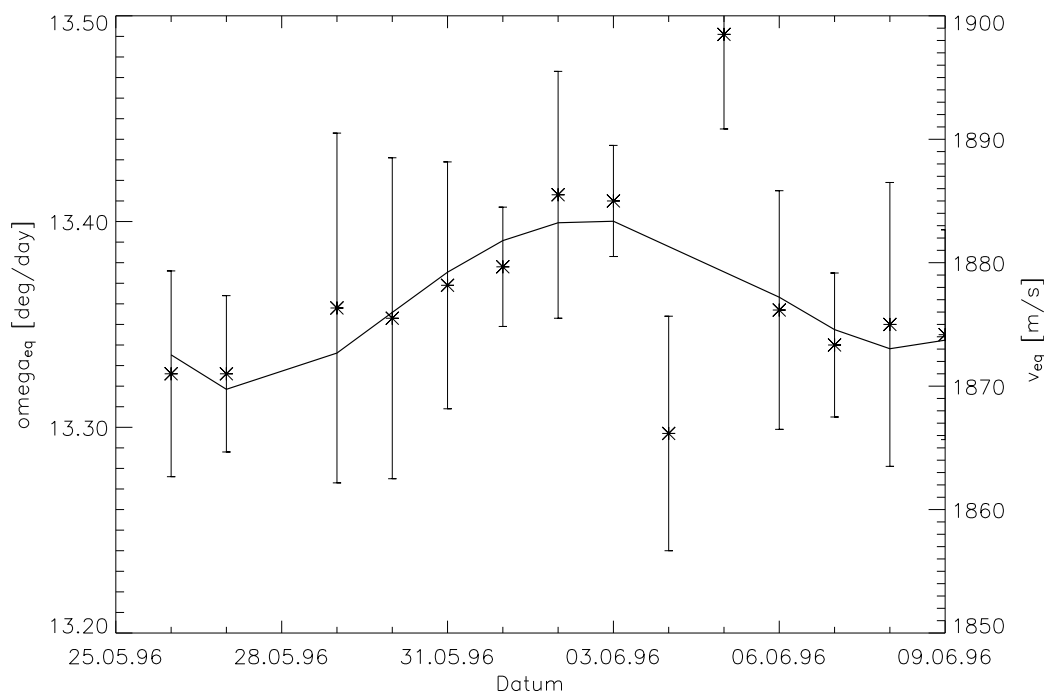
Obrázek 20: Křivky popisující šířkovou závislost průměrné rotační rychlosti (diferenciální rotace) ze dne 1.6.1996 (vlevo nahoře), 2.6.1996 (vpravo nahoře), 3.6.1996 (vlevo uprostřed), 4.6.1996 (vpravo uprostřed), 5.6.1996 (vlevo dole) a 6.6.1996 (vpravo dole).



Obrázek 21: Křivky popisující šířkovou závislost průměrné rotační rychlosti (diferenciální rotace) ze dne 7.6.1996 (vlevo nahoře), 8.6.1996 (vpravo nahoře) a 9.6.1996 (vlevo dole).

Poněkud vyšší hodnoty koeficientů získaných z dat zpracovaných navrhovanou metodikou je možné vysvětlit vlnovými vlastnostmi supergranulační sítě, které byly cílem mnohých nedávných studií (Gizon, Duvall & Schou 2003). Na hodnotách koeficientů se zřejmě podepisuje i metodika, která umožňuje měřit průměrnou rotační rychlost i ve vysokých heliografických šířkách, což například metody založené na pozorování slunečních skvrn nebo magnetických polí neumožňují. Pokud bychom například zkonstruovali křivku siderické diferenciální rotace pro den 26.5.1996 pokrývající pás $+40^\circ$ a -40° heliografické šířky, získali bychom metodou nejmenších čtverců koeficienty s hodnotami $A = 14,410 \pm 0,017$, $B = -1,15 \pm 0,23$ a $C = -4,15 \pm 0,55$, což jsou hodnoty velmi blízké hodnotám uváděným v literatuře (viz tabulka 1).

V šířkách vyšších než $\pm 70^\circ$ je nutno považovat rychlostní pole za ovlivněné vysokou interpolací dat plynoucí z geometrického zkreslení v primárních datech.

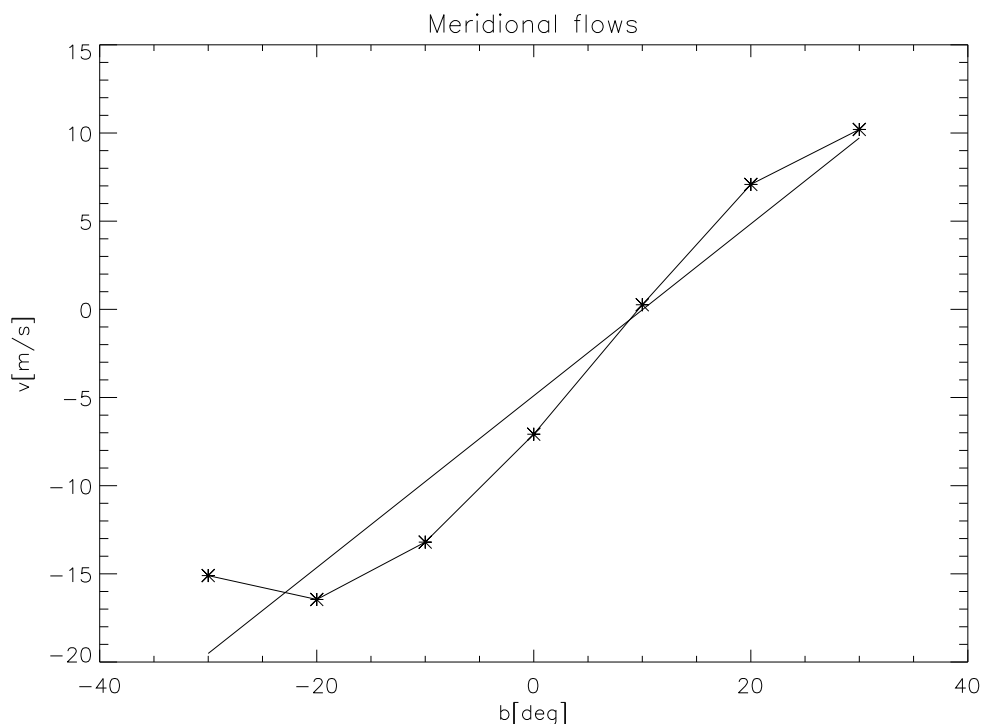


Obrázek 22: Vývoj koeficientu A křivky diferenciální rotace v čase. Tučně je proložen polynom čtvrtého stupně. Hodnota ze dne 28. 5. 1996 ($13,657 \pm 0,039$ stupně za den) leží mimo rozsah grafu. Za odlehlé jsou považovány hodnoty z 28. 5. 1996, 4. 6. 1996 a 5. 6. 1996 – tyto údaje nebyly zahrnuty do fitace polynomu.

Vývoj hodnot získaného koeficientu A , symbolizujícího průměrnou rotační rychlost na slunečním rovníku v čase, je znázorněn na obrázku 22. Pokud vyloučíme hodnoty ze dnů 28. 5. (zcela mimo graf), 4. 6. a 5. 6. 1996, zbývající hodnoty podléhají zřetelně trendu, který je zdůrazněn proloženým polynomem 4. stupně. Podobné trendy lze zjistit i pro koeficienty B a C , ve všech třech případech nastává extrém křivky kolem 2. 6. 1996. Z obrázku 22 je dobře patrné, že se jedná o malý nárůst průměrné rovníkové rotační rychlosti (přibližně o 10 m/s), který může být projevem rychlostní struktury velkého rozměru. V současnosti nemáme k dispozici dostatek dat, abychom tuto domněnku potvrdili nebo vyvrátili.

Pro výpočet křivky diferenciální rotace z horizontálních rychlostních polí slouží program `difrot.pro`.

Průkazným integrálním jevem je dále meridionální cirkulace. Ta naopak vyjadřuje šířkovou závislost meridionální složky rychlostního pole. Graf závislosti průměrné rychlosti v meridionálním směru (integrované opět v páscech



Obrázek 23: Ukázková křivka meridionální cirkulace. Situace v rovníkové oblasti dne 26. 5. 1996.

širokých pět stupňů) na heliografické šířce (v rozsahu 30 stupňů jižní heliografické šířky až 30 stupňů severní heliografické šířky) je jako příklad uveden na obrázku 23. Je z něj dobře patrné, že meridionální složka odpovídá představě podpovrchového proudu roztékajícího se z rovníkové oblasti směrem k pólům, což je zdůrazněno přímkou, proloženou metodou nejmenších čtverců. Rychlostní škála odpovídá v literatuře uváděné hodnotě přibližně 20 m/s. Situace v jiných dnech zpracované série je velmi podobná, ve všech případech leží oblast nulové hodnoty meridionální složky horizontální rychlosti 10–20 stupňů severně od rovníku. Pro výpočet této integrální veličiny se používá program `merflow_b.pro`.

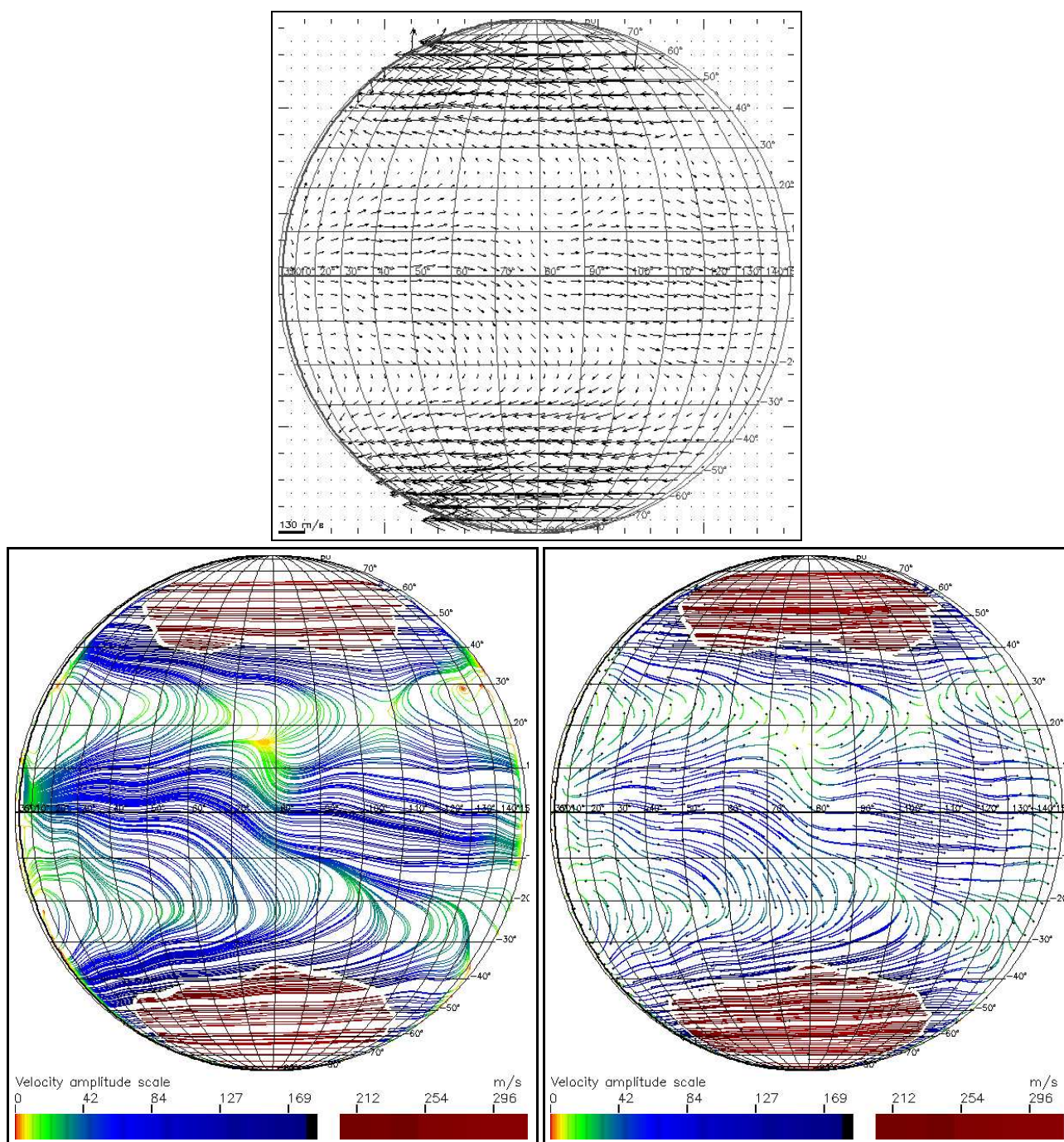
9.3 Vlastnosti horizontálních rychlostních polí pro klidné Slunce

Příklady vypočtených horizontálních rychlostních polí ze zpracované série 26. 5.–9. 6. 1996 jsou zobrazeny na obrázcích 24 až 29. Rychlostní pole byla získána metodou LCT s odstupem korelované dvojice 4 hodiny a korelačním

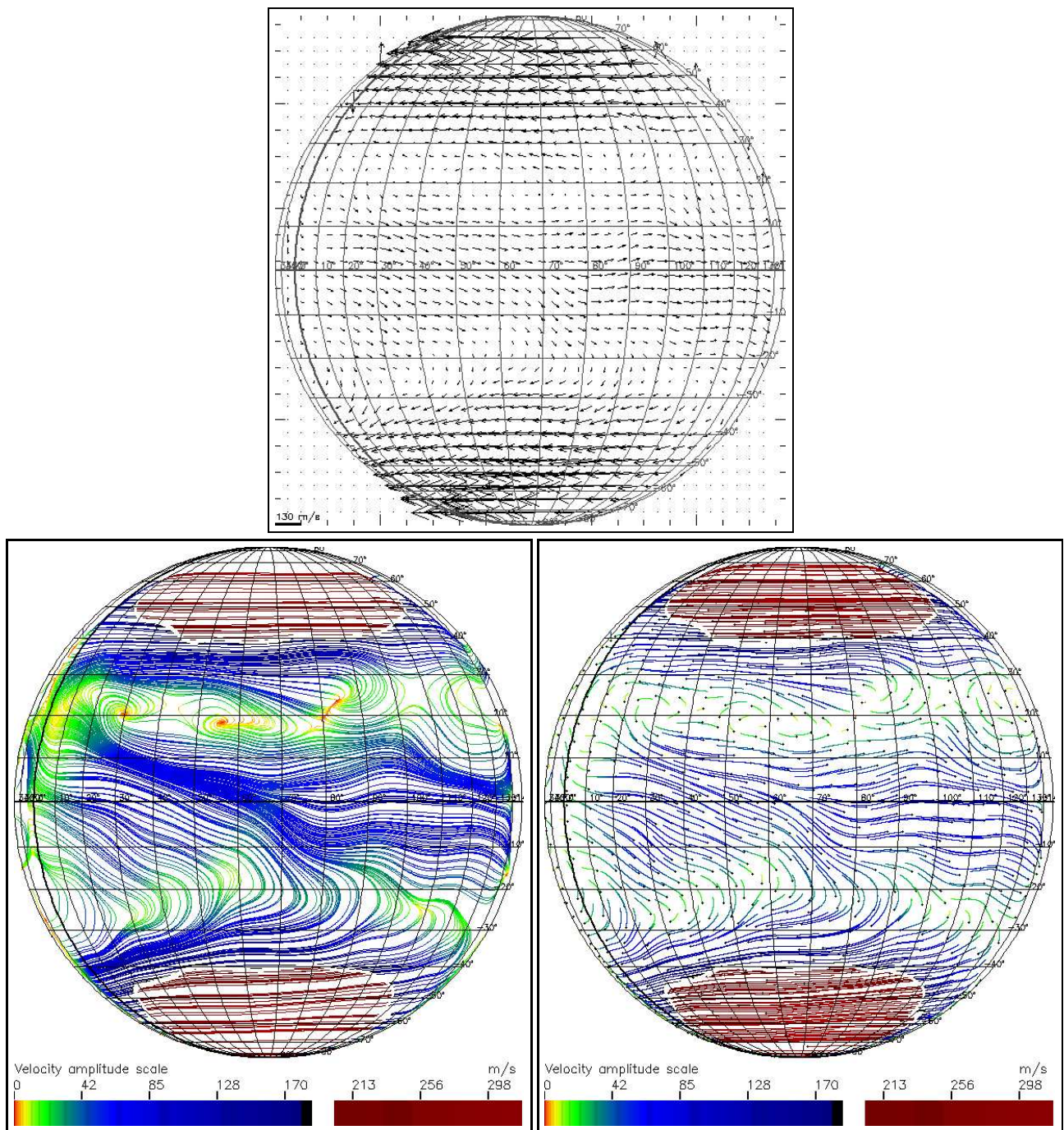
oknem 200", přičemž výsledné pole vzniklo časovým ustředněním přes jeden pozorovací den. Výsledky jsou zobrazeny vždy všemi používanými metodami (vektory, dlouhými proudnicemi i krátkými proudnicemi), zobrazení je prováděno v projekci na disk a je zobrazena i příslušná heliografická souřadnicová síť. Vykreslení dlouhými proudnicemi bylo prováděno s konstatním krokem o velikosti 1 pixel a integrací 1000 kroků, zobrazení krátkými proudnicemi bylo prováděno s krokem úměrným celkové amplitudě rychlosti (0,1násobek) a integrací s počtem 1000 kroků.

Situaci ve vypočtených polích lze rozdělit do tří oblastí:

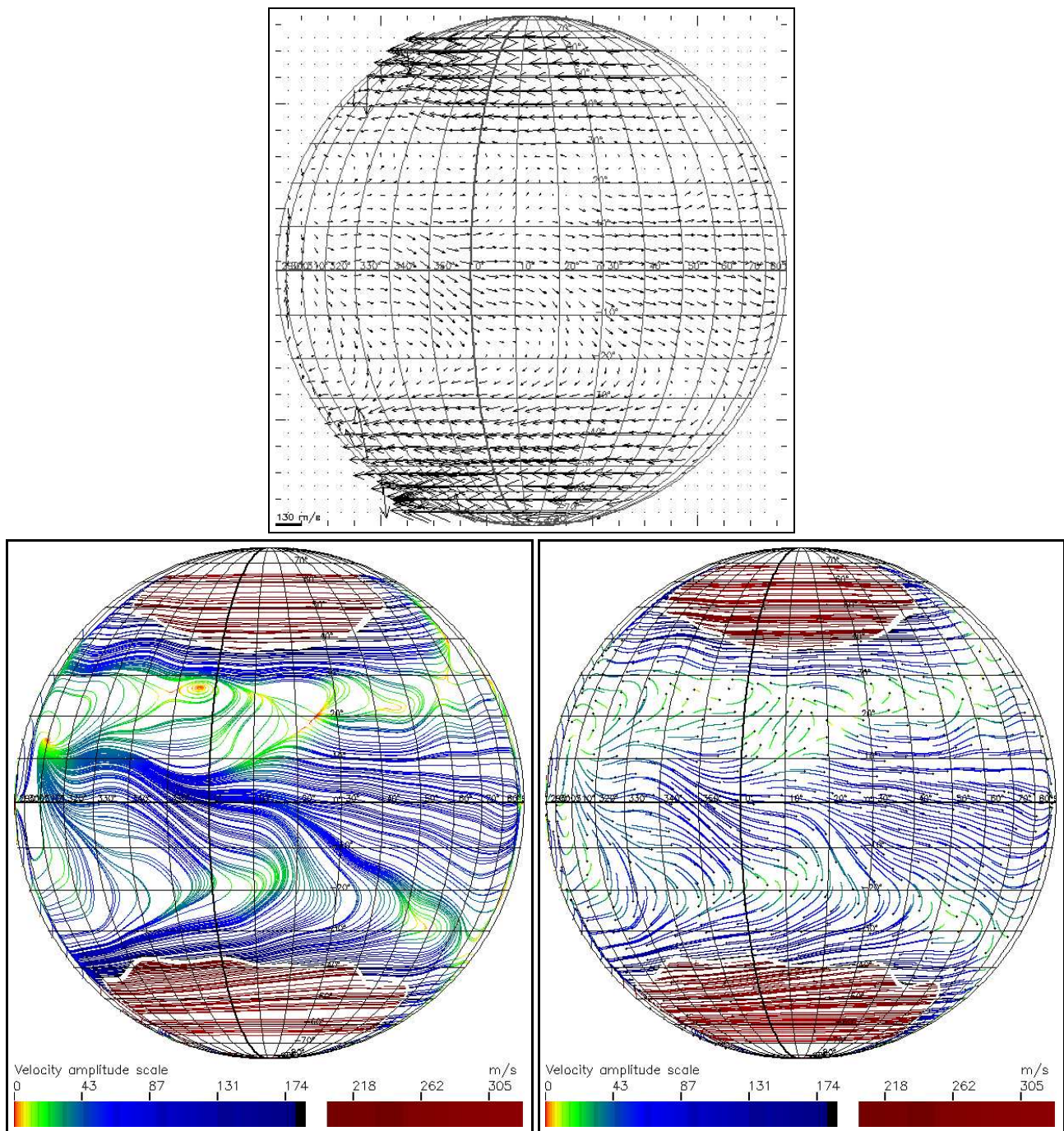
1. Pohyb ve vysokých heliografických šířkách (severněji než $+40^\circ$ nebo jižněji než -40°) vůči Carringtonovu systému souřadnic vykazuje zřetelné a reprodukovatelné proudění od západu k východu s typickou amplitudou rychlosti 150–250 m/s.
2. V oblasti rovníku v pásu heliografických šířek -10° až $+10^\circ$ se typicky vyskytuje proudění směrem od západu k východu vůči Carringtonovu systému s typickou amplitudou 100–150 km/s. V této oblasti dominuje zonální složka vektoru rychlosti, meridionální složka nabývá více než o řád menších hodnot. V oblasti středu disku se často vyskytuje proudění s větší meridionální složkou, než v oblasti mimo střed. Tento fakt vynikne zejména při zobrazení dlouhými proudovými liniemi, kdy dojde k „propojení“ systému proudnic na severní a jižní polokouli. Tento efekt zřejmě není reálný, protože se vyskytuje v téměř každé rychlostní mapě a tudíž tato oblast se neposouvá se souřadnicovým systémem spojeným se sluneční fotosférou. Zdá se, že tento efekt může být způsoben faktem, že převážně horizontální pohyby v supergranulární síti v oblasti středu disku probíhají kolmo na směr k pozorovateli a nepřispívají tudíž do dopplerovské složky rychlosti. Dominuje zde vertikální složka pohybů, která je více než o řád menší a je srovnatelná s absolutní chybou měření dopplerovské rychlosti přístrojem MDI. V obrazu dopplergramu se na středu disku mění kontrastní poměry. Tato oblast se posouvá v dopplergramech se sluneční rotací (čili s rychlostí přibližně 1800 m/s proti směru rotace) a ovlivňuje funkci algoritmu LCT. Propojování systému proudničar ze severu na jih a opačně lze zřejmě považovat za artefakt způsobený špatnou definicí struktur supergranulární sítě na středu disku.
3. V oblasti středních šířek (pás $+10^\circ$ až $+40^\circ$ resp. -10° až -40° heliografické šířky) se vyskytuje proudění, které obsahuje jak zonální,



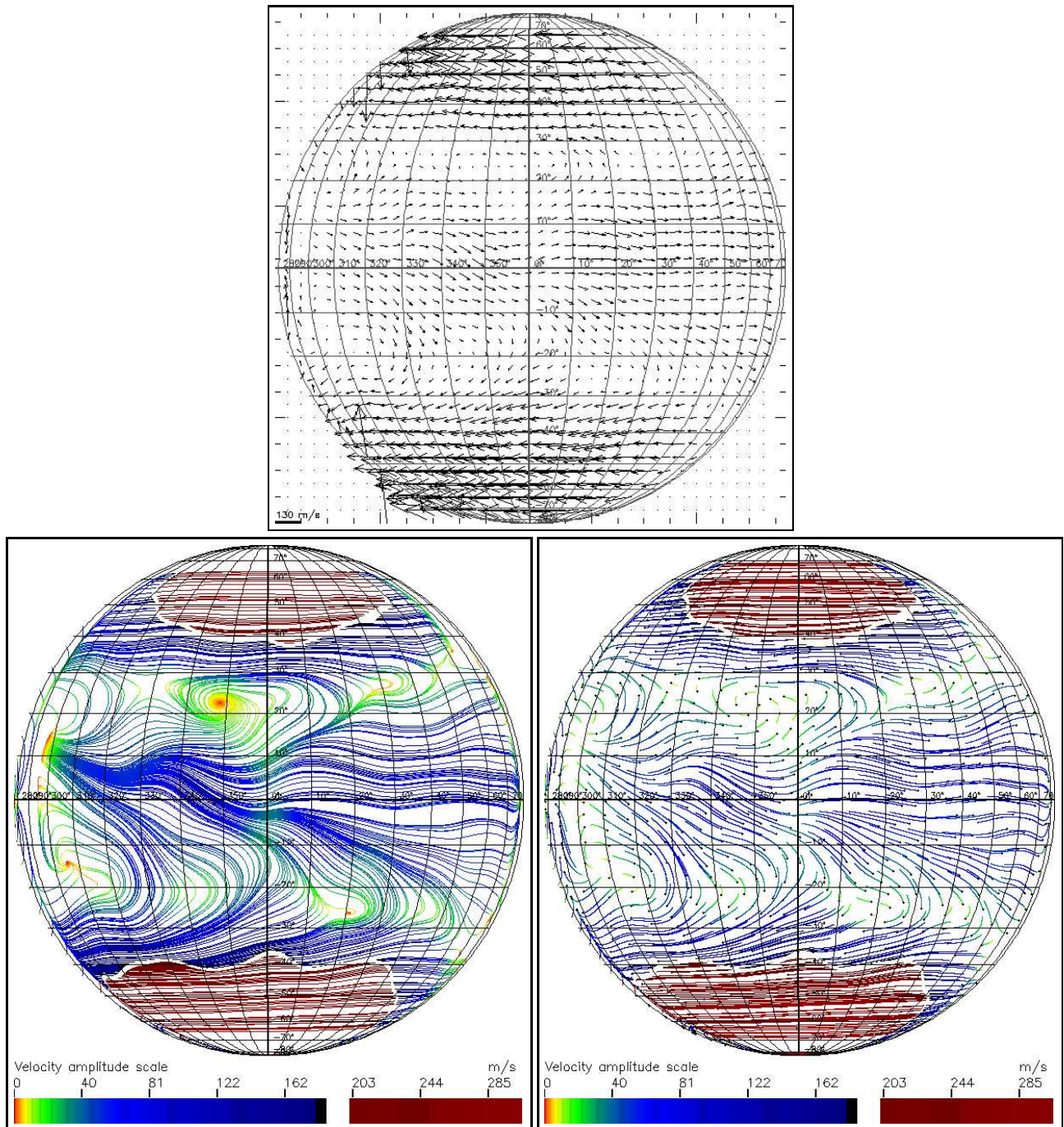
Obrázek 24: Proudění po přivrácené straně fotosféry dne 26. 5. 1996. Zajímavá je oblast nízké rychlosti na souřadnicích $l \sim 80^\circ$, $b \sim 15^\circ$, která se vyskytuje i v rychlostní mapě zachycující situaci o den později, avšak mění se její topologie.



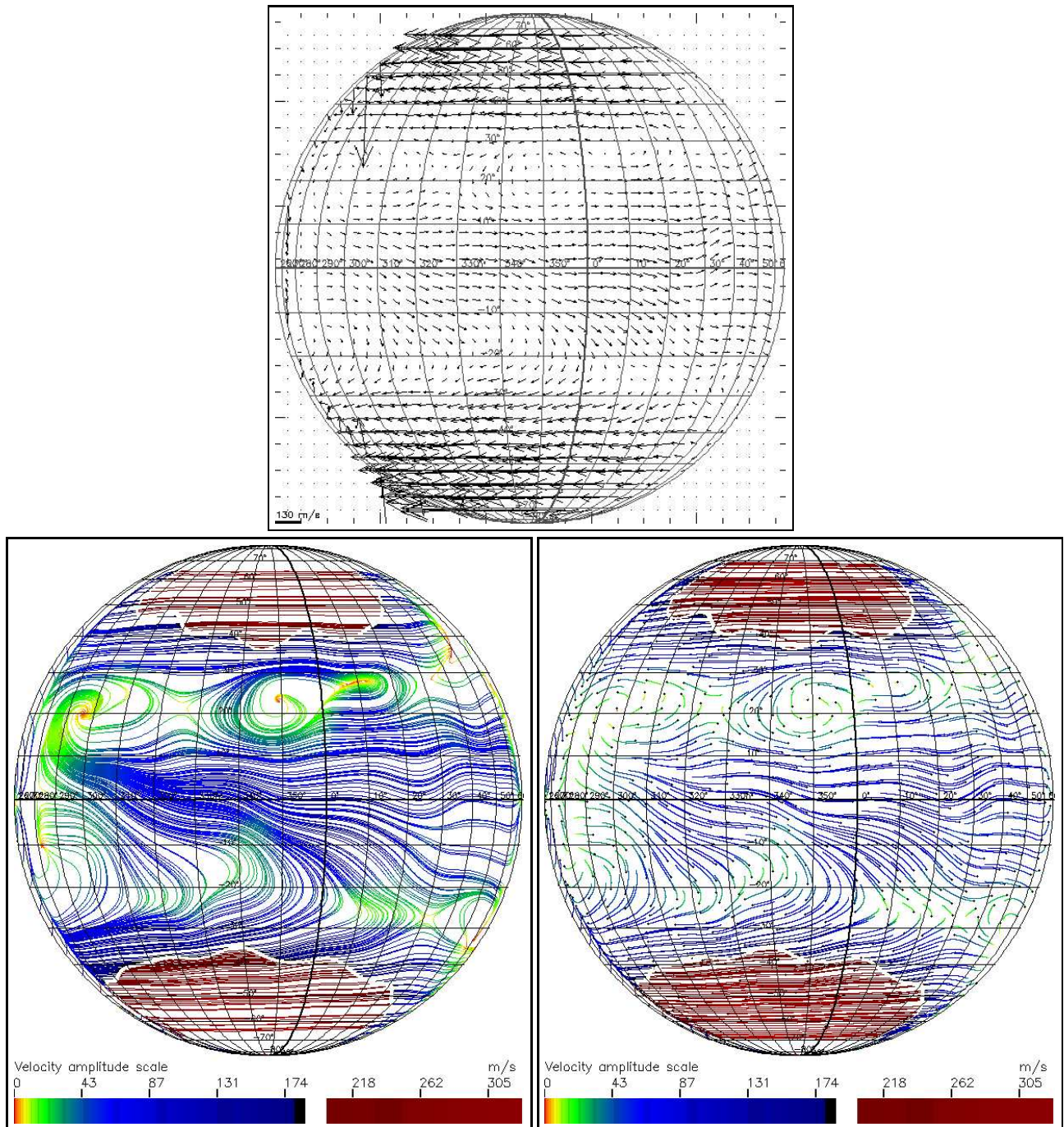
Obrázek 25: Proudění po přivrácené straně fotosféry dne 27. 5. 1996. Oblast nízké rychlosti na souřadnicích $l \sim 30^\circ - 60^\circ$, $b \sim 20^\circ$ vykazuje na mapě situované o den dříve vyšší amplitudu rychlosti a zcela odlišnou topologii.



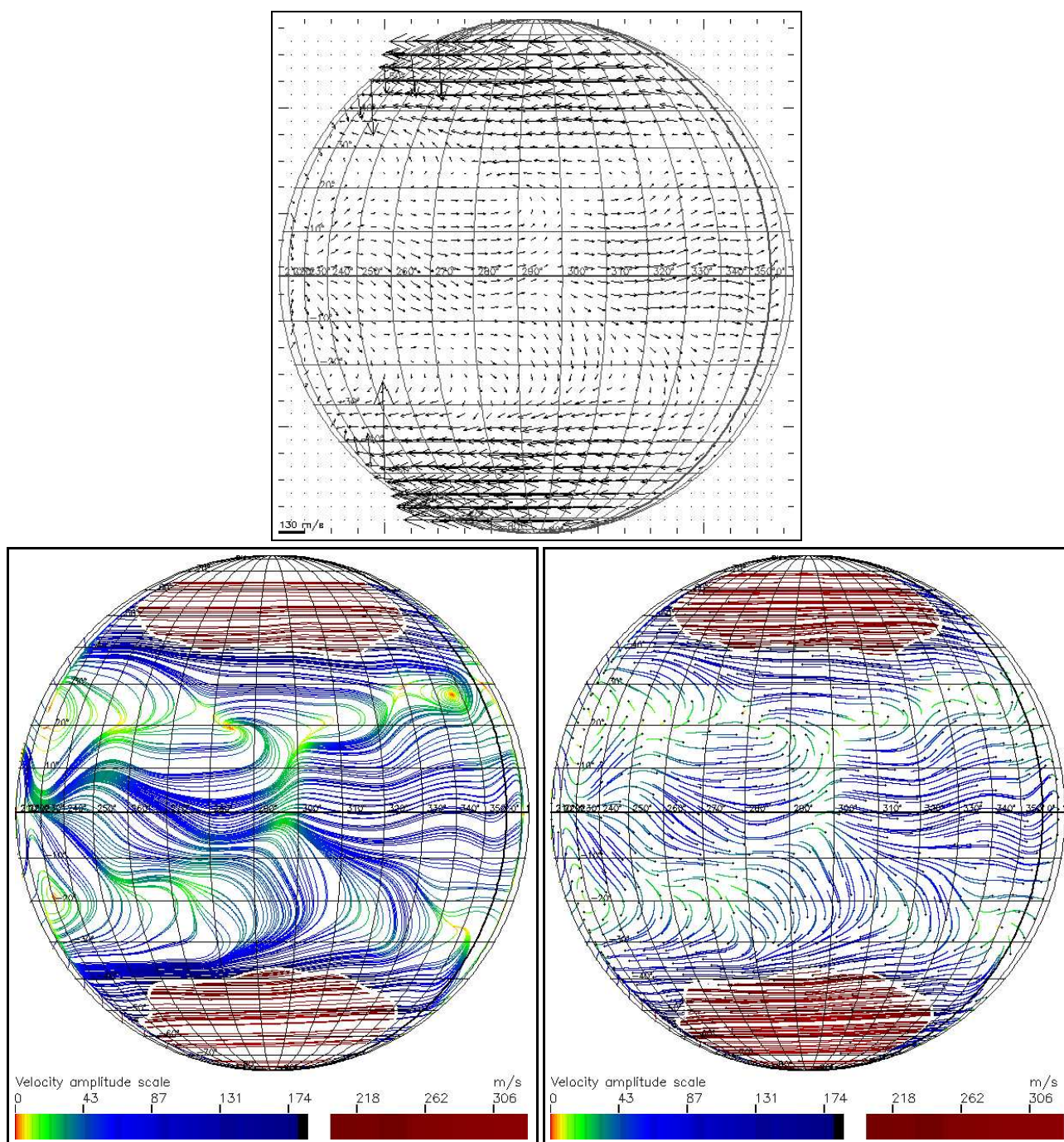
Obrázek 26: Proudění po přivrácené straně fotosféry dne 31. 5. 1996. Vírová struktura na souřadnicích $l \sim 355^\circ$, $b \sim 30^\circ$ se reprodukuje i v následujících dvou dnech, avšak systém dlouhých proudočar vypadá vždy odlišně.



Obrázek 27: Proudění po přivrácené straně fotosféry dne 1. 6. 1996.



Obrázek 28: Proudění po přivrácené straně fotosféry dne 2. 6. 1996.



Obrázek 29: Proudění po přivrácené straně fotosféry dne 6. 6. 1996. Vírová struktura na souřadnicích $l \sim 345^\circ$, $b \sim 30^\circ$ je zřejmě totožná s vortexem identifikovaným na těchto souřadnicích již 31. 5. 1996.

tak meridionální komponentu. V této oblasti klesají amplitudy rychlostí vůči Carringtonovu souřadnicovému systému pod hodnotu 40 m/s. V oblastech velmi nízkých rychlostí (pod hranicí 10 m/s) se často vyskytují vírové struktury, které jsou až nebezpečně sugestivně zdůrazněny zejména při zobrazení dlouhými proudnicemi. Změny v topologii proudnic v těchto oblastech podléhají rychlým změnám a vzniká tak pochybnost, zda se jedná o reálné struktury.

Pokud by se jednalo o reálné struktury (s rozměry řádu 200 000 km), není zatím zcela jasný mechanismus vzniku těchto změn; v opačném případě se jedná o artefakt použité metody a filtrace dat, zejména může jít o důsledek vysoké integrace dvojrozměrným gausiánem s pološířkou 200" při korelaci. V popisovaném pásu na severní polokouli v takovém případě dochází k integraci pohybu ze západu k východu v severní části korelačního okna a opačného pohybu od východu k západu v jižní části téhož okna. Použití menšího korelačního okna, které by touto integrací netrpělo ovšem poskytuje příliš detailní informace o lokálních změnách rychlostních polí a takto získané výsledky jsou prakticky nepoužitelné pro studium globálních charakteristik pohybů plazmatu ve fotosféře, avšak zřejmě naleznou uplatnění při studiu lokálních vlastností pohybů plazmatu zejména v aktivních oblastech.

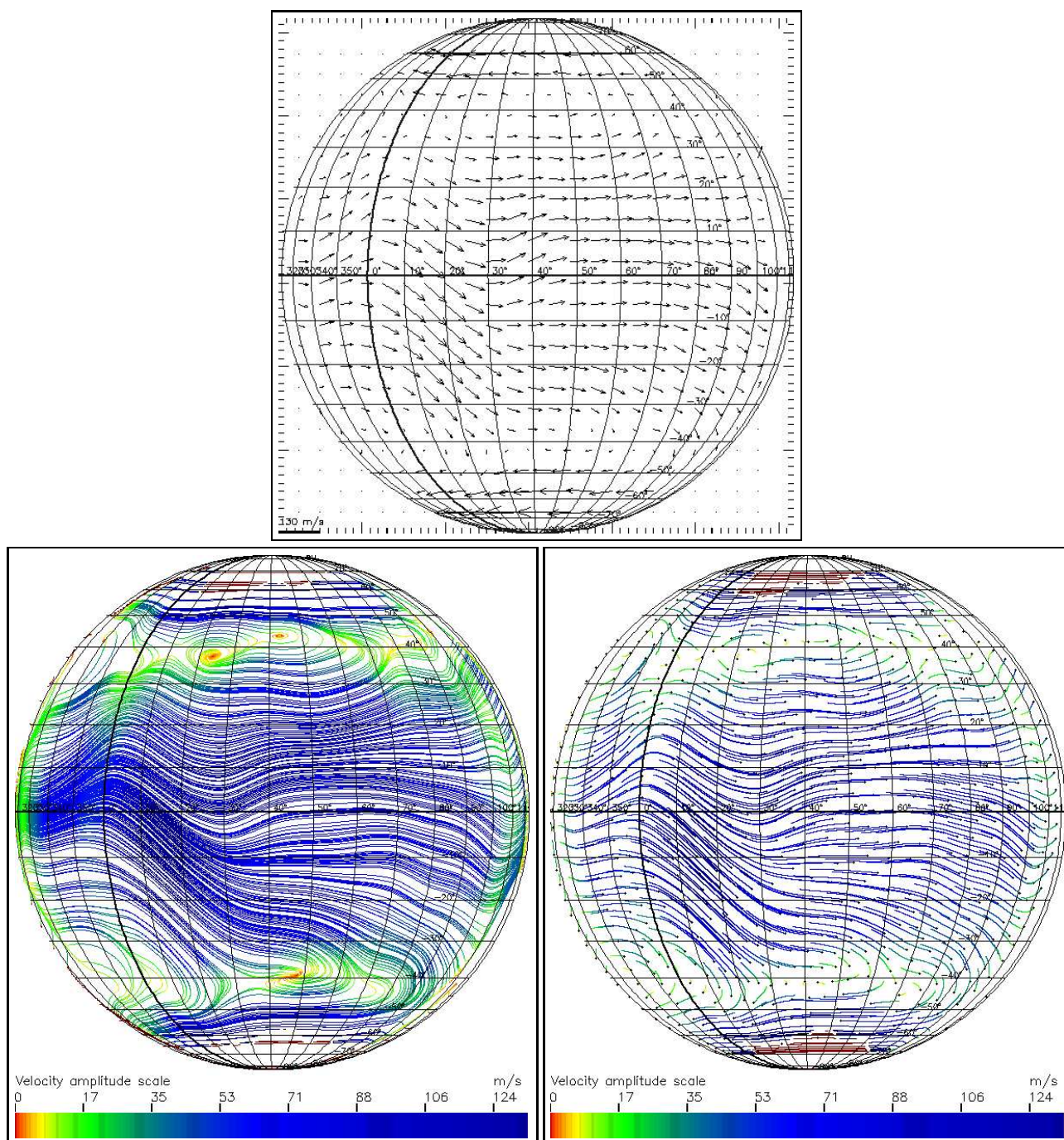
Oblast středních šířek považujeme v současné době za velmi problematickou a i přes velké úsilí se nepodařilo dosáhnout reprodukovatelnosti vypočtených rychlostních polí v této oblasti.

9.4 Možnosti řešení vzniklých problémů

Efekt způsobený špatnou definicí supergranulární sítě na středu disku lze řešit skládáním rychlostních map z oblastí, které takto postiženy nejsou. Typicky se například vypočte mapa horizontálních rychlostí pro každý den a z mapy se použije vždy jen vertikální pás, který není postižen problémem středu disku. Výsledek takového skládání je znázorněn na obrázku 30. Z každé jednodenní mapy byl použit pás ohraničený heliografickými délkami l_1 a l_2 :

$$\begin{aligned} l_1 &= l_0 + 38,4^\circ \\ l_2 &= l_0 + 51,6^\circ, \end{aligned} \tag{51}$$

kde l_0 je heliografická délka středu slunečního disku. Vznikne tak pás široký $13,2^\circ$. Protože se Carringtonův souřadnicový systém otáčí právě s periodou $13,2^\circ$ stupně za den, postupným poskládáním těchto pásů den za dnem vznikne mapa horizontálních rychlostí, která pokrývá zvolený interval. Je



Obrázek 30: Rychlostní mapa složená z jednodenních horizontálních rychlostních polí pro dny z intervalu 26. 5. až 9. 6. 1996. Z každého dne byl použit pás o šířce $13,2^\circ$, jehož střed má heliografickou délku $l = l_0 + 45^\circ$, kde l_0 je heliografická délka centrálního meridiánu příslušné denní rychlostní mapy.

nutné zajistit návaznost pásů tak, aby na jejich okrajích zůstávala rychlostní pole spojitá a nedocházelo zde ke skokům.

Takto vzniklá mapa horizontálních rychlostí sice netrpí popsaným problémem středu disku (nedochází zde k „propojování“ systému proudnic mezi severní a jižní polokoulí), avšak v tomto případě již nejde o aktuální přehled rychlostního pole ve fotosféře, neboť na vodorovné ose je znázorňována heliografická délka l jako funkce času. V případě výraznějších změn v topologii rychlostního pole s charakteristickým časem výrazně menším, než je doba jedné otočky Carringtonova souřadnicového systému, tato metoda poskytne zkreslené výsledky. Její použití je vázáno na předpoklad, že v globálních rychlostních polích k takto rychlým změnám nedochází.

Program `flowmaker.pro`, který používáme pro analýzu horizontálních rychlostních polí metodou LCT, neposkytuje informaci o spolehlivosti výpočtu vektoru posuvu v daném bodě. Tato informace by nám zřejmě pomohla při rozhodování, zda jsou rychlé změny v pásu středních šířek, ke kterým dochází v oblastech nízkých rychlostí, reálné či nikoli. Do budoucna by bylo tedy výhodné program od základů přepsat tak, aby kromě vypočteného vektoru rychlosti poskytoval informaci o kvalitě výpočtu na základě vhodné charakteristiky (např. na základě hodnoty korelačního koeficientu v bodě extrému případně statistiku popisující rozložení hodnot korelačních koeficientů v korelační matici (12)).

Existuje i zcela jiný přístup k aplikaci LCT, který publikovali teprve nedávno Potts, Barrett & Diver (2003). Ten nespočívá v aplikaci LCT na měření posunutá vzájemně o celočíselné násobky obrazových elementů a následné interpolaci v matici hodnot korelačních koeficientů vypočtených v těchto diskretních bodech. Navržená metoda naopak provádí subpixelové posuny vstupní dvojice obrazů s libovolnou přesností a extrém je přímo vyhledáván v matici hodnot korelačních koeficientů vypočtených v bodech subpixelové mřížky. Subpixelové posuny dvojice vstupních obrazů jsou prováděny posuvem ve frekvenční doméně, která dle citované práce poskytuje výrazně lepší výsledky než posun v doméně prostorové s využitím interpolace polynomem. Vhodná kombinace popsaných přístupů by mohla kvalitativně zvýšit spolehlivost a „důvěryhodnost“ vypočtených horizontálních rychlostních polí.

10 Závěr

Vypracovali jsme metodiku a rozsáhlý soubor programů, které umožňují automatické zpracování dat primárních dopplergramů, pořizovaných přístrojem MDI na družicové observatoři SoHO do podoby, která je vhodná pro aplikaci algoritmu local correlation tracking. Programem, implementujícím tento algoritmus, jsme zpracovali patnáctidenní sérii měření z období slunečního minima. Prezentované výsledky ukazují, že je tato metodika vhodná a je použitelná pro analýzu horizontálních rychlostních polí. Při práci a interpretaci výsledků se vyskytlo značné množství problémů, z nichž některé se nám podařilo odstranit, jiné zatím přetrvávají a jejich odstranění bude naplní naší budoucí práce. Metodika poskytuje informace o fyzikálních vlastnostech horizontálních rychlostních polí na celém disku, které jsou ve shodě s údaji, obecně přijímanými slunečními astrofyziky a citovanými v četných odborných pracích.

Domníváme se, že navrhovaná metoda by mohla být po vyřešení dílčích problémů použitelná pro studium horizontálních rychlostních polí jak v případě klidného, tak i aktivního Slunce. Zajímavá jistě bude kvalitativní studie vazeb magnetických a rychlostních polí, která je naším dalším cílem.

Reference

- Ambrož, P.: 1980, Zborník referátov z 5. Celoštátného slnečného seminára, Pov. Bystrica, 65
- Ambrož, P.: 1997, Hvar Observatory Bulletin, **21**, 9
- Ambrož, P.: 2001a, Sol. Phys., **198**, 253
- Ambrož, P.: 2001b, Sol. Phys., **199**, 251
- Ambrož, P.: 2002, ESA SP-506: Solar Variability: From Core to Outer Frontiers, 827
- Antonucci, E., Azzarelli, L., Casalini, O., Cerri, S.: 1977, Sol. Phys., **53**, 519
- Balthasar, H.: 1986, A&A, **155**, 87
- Basu, S.: 1997, MNRAS, **288**, 572
- Beck, J. G. & Schou, J.: 2000, Sol. Phys., **193**, 333
- Bogart, R. S., Beck, J. G., Bush, R. I. & Schou, J.: 1999, Bulletin of the American Astronomical Society, **31**, 989
- Bogart R. S., Beck J. G., Bush R. I. & Schou J.: 1999, AAS Meeting #194
- Bumba, V.: 1970, Sol. Phys., **14**, 80
- Bumba, V.: 1987, Bull. Astron. Inst. Czechosl., **38**, 92 – 101
- Buscher, D. F., Baldwin, J. E., Warner, P. J. & Haniff, C. A.: 1990, MNRAS, **245**, 7P
- Darvann, T. A.: 1991, Solar horizontal flows and differential rotation determined by local correlation tracking of granulation, Ph.D. Thesis, University of Oslo
- DeRosa, M. L.: 2001, Dynamics in the Upper Solar Convection Zone, Ph.D. thesis, University of Colorado
- Gizon, L., Duvall, T. L. & Schou, J.: 2003, Nature, **421**, 43
- Hagenaar, H., Schrijver, C. & Title, A.: 1996, Bulletin of the American Astronomical Society, **28**, 820
- Hart, A. B.: 1956, MNRAS, **116**, 38
- Hathaway D. H., Beck J. G., Han S. & Raymond J.: 2002, Sol. Phys., **205**, 25

- Hathaway, D. H.: 1988, *Sol. Phys.*, **117**, 1
- Hirzberger, J., Vazquez, M., Bonet, J. A., Hanslmeier, A. & Sobotka, M.: 1997, *ApJ*, **480**, 406
- Howard, R., Adkins, L.E., Boyden, J.E., Gragg, T.A., Gregory, T.Y., LaBonte, B.J., Padilla, S.P. & Webster, L.: 1983, *Sol. Phys.*, **83**, 321
- Howard, R., Gilman, P.A., Gilman, P.I.: 1984, *ApJ*, **283**, 37
- Krishan, V., Paniveni, U., Singh, J. & Srikanth, R.: 2002, *MNRAS*, **334**, 230
- Klvaňa, M., Švanda, M., Sobotka, M., Bumba, V.: 2002, *Sborník referátov z 16. Celostátného slnečného seminára*, p. 73–77
- Klvaňa, M., Švanda, M., Bumba, V.: 2004, *Sborník referátov z 17. Celostátného slnečného seminára (v prípravě)*
- Küker, M. & Rüdiger, M.: 2002, 1st Potsdam Thinkshop Poster Proceeding, p. 107
- Leighton, R. B., Noyes, R. W. & Simon, G. W.: 1962, *ApJ*, **135**, 474
- Leighton, R. B.: 1964, *ApJ*, **140**, 1547
- Lisle J., De Rosa, M. & Toomre J.: 2000, *Sol. Phys.*, **197**, 21
- Molowny-Horas R., Yi Z.: 1994, ITA (Oslo) Internal Report No.31
- Moore, R., Hathaway, D. & Reichmann, E.: 2000, *Bulletin of the American Astronomical Society*, **32**, 835
- Newton, H. W. & Nunn, M. L.: 1951, *MNRAS*, **111**, 413
- November, L. J. & Simon, G. W.: 1988, *ApJ*, **333**, 427
- November, L. J.: 1989, *ApJ*, **344**, 494
- Noyes, R. W. & Leighton, R. B.: 1963, *ApJ*, **138**, 631
- Potts, H. E., Barrett, R. K. & Diver, D. A.: 2003, *Sol. Phys.*, **217**, 69
- Rieutord, M., Roudier, T., Malherbe, J. M. & Rincon, F.: 2000, *A&A*, **357**, 1063
- Shine, R. A., Simon, G. W. & Hurlburt, N. E.: 2000, *Sol. Phys.*, **193**, 313
- Sherrer, P. H., Wilcox, J.M., Svalgaard, L.: 1980, *ApJ*, **241**, 811
- Scherrer, P. H. et al.: 1995, *Sol. Phys.*, **162**, 129
- Simon, G. W. & Leighton, R. B.: 1964, *ApJ*, **140**, 1120

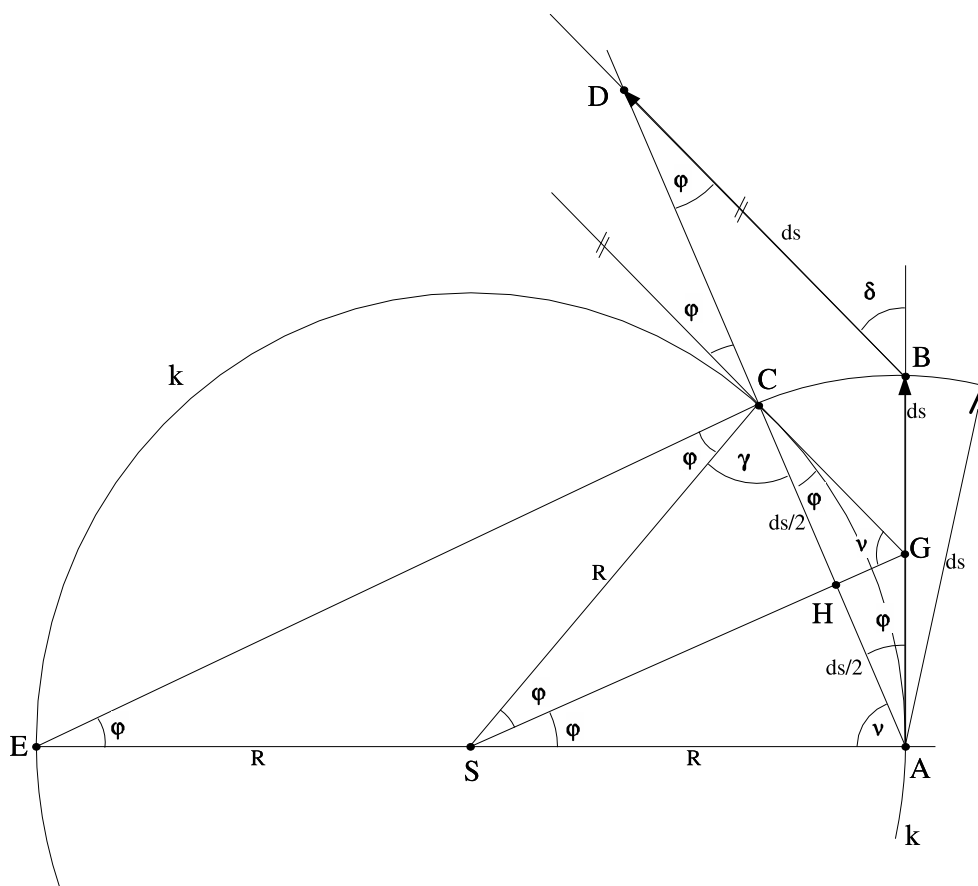
- Simon, G. W. & Weiss, N. O.: 1991, MNRAS, **252**, 1P
- Skumanich, A., Smythe, C. & Frazier, E. N.: 1975, ApJ, **200**, 74
- Snodgrass, H.M.: 1984, Sol. Phys., **94**, 13
- Srikanth, R., Singh, J. & Raju, K. P.: 2000, ApJ, **534**, 1008
- Stix, M.: 1989, The Sun – An Introduction, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- Sýkora, J.: 1971, Vzťah fotosférických magnetických polí ku štruktúre vyšších vrstiev slnečnej atmosféry, disertační práce
- Švanda, M., Klvaňa, M., Sobotka, M. & Bumba, V.: 2003, ESA SP-535: Solar Variability as an Input to the Earth's Environment, p. 149–152
- Title, A. M., Tarbell, T. D., Topka, K. P., Ferguson, S. H., Shine, R. A. & SOUP Team: 1989, ApJ, **336**, 475
- Wang, H. & Zirin, H.: 1989, Sol. Phys., **120**, 1
- Worden, S. P. & Simon, G. W.: 1976, Sol. Phys., **46**, 73

Dodatek A

Tvrzení: Viz strana 51.

Důkaz: (Podle Klvaňa et al. (2004)) Tvrzení, že v případě kružnice budou body C' a C totožné, dokážeme obráceným postupem (viz obrázek 31). Nakresleme kružnici k o poloměru R a na ní dva libovolné body A a C . Bodem A vedme průměr, tvořený úsečkou AE . Body C a A vedeme tečny ke kružnici, které se protínají v bodě G .

Označme $\angle ASG = \varphi$. Z podobnosti trojúhelníků SAG a SCG vyplývá, že také $\angle CSG = \varphi$. Potom v rovnoramenném trojúhelníku ECS budou oba úhly při vrcholech E a C rovny φ . Úhly ECA a SCG jsou pravé a proto také $\angle ACG = \varphi$. Sestrojíme kružnici se středem v bodě A , poloměrem ds z bodu C a protneme jí tečnu ke kružnici k z bodu A . Získaný průsečík označme B . Z bodu B opišeme kružnici o poloměru ds a protneme jí přímkou AC v bodě D .



Obrázek 31: Grafický důkaz, že koncový bod C vektoru ds , sestrojěný z bodu A pod úhlem $\varphi = \delta/2$ bude ležet na kružnici k .

Dostáváme tak rovnoramenný trojúhelník ABD. Protože $\angle CAG = \varphi$, musí být také $\angle CDB = \varphi$ a pak $\angle ABD = 180^\circ - 2\varphi$. Úhel $\delta = 180^\circ - |\angle ABD| = 2\varphi$. To znamená, že

$$\delta = 2\varphi. \quad (52)$$

Z uvedeného postupu vyplývá, že pokud v bodě A sestrojíme vektor délky ds ve směru $\delta/2 = \varphi$, bude jeho koncový bod C ležet na kružnici \mathbf{k} . Poloměr kružnice bude ovšem dán velikostí úhlu δ a velikostí kroku ds . Jak plyne z trojúhelníku EAC, bude

$$R = \frac{ds}{2 \sin \varphi}. \quad (53)$$

Z obrázku 31 je zřejmé, že maximální možná velikost ds_{max} , kdy ještě kružnice o poloměru ds se středem v bodě A může protnout kružnici bude

$$ds_{max} = 2R. \quad (54)$$

Ve skutečnosti nejostřejší ohyb křivky \mathbf{k} nebude obsahovat celou kružnici, ale jen její část. Při výpočtu maximálního numerického kroku ds použijeme proto určitou rezervu. Například:

$$ds_{max} < 0,2R_{min}, \quad (55)$$

kde R_{min} je poloměr kružnice popisující křivku \mathbf{k} v místě jejího nejostřejšího záhybu.

Řešením soustavy (52), (53) a (55) pro $R = R_{min}$ a $ds = ds_{max}$ dostáváme podmínku, která musí být pro zvolený krok ds splněna ve všech bodech oblasti, v níž jsou proudnice vykreslovány.

Úhel vektorů δ ve dvou libovolných interpolovaných bodech A a B vektorového pole s krokem ds , použitých při vykreslování proudnic, musí splňovat podmínku:

$$\delta < 11^\circ. \quad (56)$$

Pokud tato podmínka není splněna, je pro zvětšení přesnosti vykreslovaných proudnic vhodné zmenšit krok numerického výpočtu ds .