

A dinamómechanizmus megfigyelhető jegyei késői típusú aktív csillagokon

Értekezés

az MTA doktora tudományos cím megszerzéséért

Dr. Kővári Zsolt Géza

MTA CSILLAGÁSZATI ÉS FÖLDTUDOMÁNYI KUTATÓKÖZPONT
CSILLAGÁSZATI INTÉZET

2016

Összefoglaló

A doktori értekezésben az aktív csillagok belsejében működő mágneses dinamó megfigyelhető megnyilvánulásait tekintjük át. A napdinamó vizsgálata során összegyűjtött megfigyelési és elméleti tapasztalati háttérrel felhasználva bemutatjuk a csillagdinamók megfigyelésére alkalmas módszereket, majd egyes csillagok megfigyelési adatainak feldolgozásán keresztül számba vesszük és a napdinamó paradigmájának tükrében értékeljük az elért eredményeket. E gondolati ívet követve, a *Bevezetés* című 1. fejezetben összefoglaljuk a napdinamóval kapcsolatos legfontosabb ismereteket, majd rátérünk a mágnesesen aktív csillagok fotometriai és spektroszkópiai megfigyelése során leggyakrabban használt eszközök és módszerek bemutatására, különös tekintettel a Doppler-képkalkotásra, amelyre a dolgozatban foglalt saját eredmények döntő része épül.

Az értekezés fő része a 2. fejezet (*A működő dinamó megfigyelése foltos csillagokon*), amelyben négy konkrét példán keresztül mutatjuk be a késői aktív törpe- és óriáscsillagokra jellemző felszíni struktúrákat, azok időbeli fejlődését, illetve azt, hogy a megfigyelések miként viszonyulnak az elméleti tapasztalatainkhoz. Elsőként két egyedülálló törpecsillaggal foglalkozunk, amelyek adatait eltérő módszerekkel vizsgáljuk. A felszíni struktúrák változásaiból következtetünk a felszín differenciális rotációjára, miközben kitérünk az alkalmazott módszerek tesztekkel történő vizsgálatára, kritikájára. Ezután a viszonylag gyorsan forgó óriáscsillagok idősoros Doppler-képeinek vizsgálata következik, amely több meglepő eredményre vezet. Így pl. arra, hogy a differenciális rotáció iránya lehet a Nap differenciális rotációjával ellentétes, ún. antiszoláris jellegű is, amikor tehát a szögsebesség értéke az egyenlítőtől távolodva nő. A Doppler-képek sorozatából azonban nemcsak a zonális irányú differenciális rotáció, hanem a meridionális irányú áramlás is kimutatható, ami a csillagdinamók elméletének további fontos eleme. A negyedik objektum kapcsán bemutatjuk a Doppler-képkalkotás egy kiterjesztését szoros kettősrendszerbeli, mérsékelt torzult óriáscsillagok esetére. Végül demonstráljuk, hogy a differenciális rotáció mérésére kidolgozott eljárásunk akkor is megbízhatóan működik, ha különböző észlelőhelyekről származó adatsorokat kombinálunk.

A 3. fejezetben (*A csillagok igazi arca*) röviden áttekintjük a direkt képkalkotással kapcsolatos technikai kihívásokat, majd ismertetjük a csillagkorongok felbontásában eddig elért eredményeket. Ezt követően bemutatjuk az első direkt képet egy foltos csillagról – egy olyan objektumról, amelynek Doppler-rekonstrukciójával az előző fejezetben részletesen foglalkoztunk. Az egyedülálló eredmény birtokában lehetőség nyílik a direkt képkalkotás és a közvetett Doppler-technika összehasonlítására. A dolgozat végén összefoglaljuk, hogy hol tart ma a csillagdinamók megfigyelése, melyek a csillagok felszínének vizsgálatára szánt legmodernebb technikai eszközök és milyen elképzelések megvalósulása várható a közeljövőben.

Akiknek köszönettel tartozom

A legtöbbet Oláh Katalinnak köszönhetem, aki MSc témavezetőm és PhD konzulensem volt, továbbá számos cikkben szerzőtársam és a legközvetlenebb támogatóm a tudományos pályámon. Köszönöm van Driel-Gesztelyi Lídiának az inspiráló beszélgetéseket, továbbá azt a figyelmet, azt a személyes és szakmai segítséget, amit a napfizika területén tett kirándulásaim alkalmával tőle kaptam. Köszönet illeti Klaus Strassmeiert, aki bevezetett a Doppler-tomográfia rejtelmes világába, és kreativitásra serkentő, konstruktív tanácsaival mindvégig segített a szakmai fejlődésben. Bartus Jánosnak köszönöm, hogy minden helyzetben számíthattam rá, szakmailag és barátilag egyaránt. Ifjú kollégáimnak, Vida Krisztiánnak és Kriskovics Leventének köszönöm a munkájukat, a bizalmukat, és azt a lehetőséget, hogy folyamatosan tanulhatok tőlük. Külön köszönet jár Szabados Lászlónak, aki a magyar nyelv helyes művelésében volt segítségemre. Köszönettel tartozom Szeidl Bélának az atyai útmutatásaiért és azért, mert az elejétől fogva bízott bennem. Szüleimnek köszönöm, hogy tanulmányaim során mindvégig mögöttem álltak, így végül csillagász lehettem. *Ez a dolgozat* nem jöhetett volna létre Hajni, Lili, Marci és Milos szeretete, bizalma és megértő támogatása nélkül.

Egykori kollégám és mentorom, Dr. Szeidl Béla emlékének

*„Ha percnyi léted súlyától legörnyedsz,
Emel majd a végtelen érzete.”*

Madách Imre
(Az ember tragédiája, Tizenötödik szín, az Úr szava)

“Many of the truths that we cling to depend on our point of view.”

Obi-Wan Kenobi
(Star Wars: Episode VI – Return of the Jedi, Lucasfilm, 1983)

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. A napdinamó	1
1.1.1. A naptevékenység megnyilvánulása és mágneses eredete	1
1.1.2. A napfoltciklus és a pillangó-diagram	3
1.1.3. A szoláris dinamómechanizmus kinematikai modellje	5
1.1.3.1. Az indukciós egyenlet	5
1.1.3.2. A Babcock–Leighton-mechanizmus	8
1.1.4. Az átlagtér-közelítés dinamóelméleti alkalmazásai	9
1.1.4.1. Az $\alpha\Omega$ dinamó jellemzői	12
1.1.4.2. Az $\alpha^2\Omega$ és az α^2 dinamók	13
1.2. A Nap-típusú mágneses csillagaktivitás kutatása	14
1.2.1. A foltos csillagok fotometriai megfigyelése	14
1.2.1.1. Az úrfotometria megjelenése	19
1.2.2. Spektroszkópiai megfigyelések, a Doppler-leképezés	20
1.2.2.1. A Doppler-leképezés alapelve	22
1.2.2.2. Az eredő vonalalak számítása	24
1.2.2.3. Az inverz feladat megoldása	25
1.2.2.4. A Doppler-leképezés korlátai	25
1.2.3. Spektropolarimetria, a Zeeman–Doppler-leképezés	27
2. A működő dinamó megfigyelése foltos csillagokon	30
2.1. Az LQ Hydrae felszíni struktúráinak időbeli fejlődése	31
2.1.1. Aktivitási jegyek a fotoszférától a koronáig	31
2.1.2. Fotometriai tulajdonságok, aktivitási ciklusok	33
2.1.2.1. A rotációs periódus meghatározása fotometriai adatokból	36
2.1.3. Az LQ Hya felszínének Doppler-rekonstrukciója	37
2.1.3.1. Spektroszkópiai adatok	37
2.1.3.2. A TempMap és az LQ Hya asztrofizikai paraméterei	38
2.1.3.3. Doppler-képek az 1996-os adatokból	42
2.1.3.4. Doppler-képek a 2000-es adatokból	43
2.1.4. Az LQ Hya felszíni differenciális rotációja Doppler-képekből	45
2.1.4.1. Idősoros Doppler-képek átlagolt keresztkorrelációja	45
2.1.4.2. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer („ACCORD”) tesztje	50
2.2. A V889 Herculis differenciális rotációja	62

2.2.1.	A V889 Herculis fizikai tulajdonságai	62
2.2.2.	A V889 Herculis differenciális rotációja a nyírt kép módszerével . . .	64
2.2.2.1.	Poláris folt hatása a nyírt kép módszer eredményére . . .	68
2.2.2.2.	A parametrikus Zeeman–Doppler-képalkotás kritikája . . .	69
2.2.2.3.	A V889 Her differenciális rotációjának közelítő numerikus modellje	71
2.3.	A σ Geminorum antiszoláris differenciális rotációja és felszíni áramai . . .	73
2.3.1.	σ Geminorum – egy RS CVn-rendszer fényes, vörös óriáscsillaga . . .	73
2.3.2.	A σ Gem fotometriai foltmodellje	74
2.3.3.	A csillagfelszín idősoros Doppler-analízise	76
2.3.3.1.	Spektroszkópiai adatok	76
2.3.3.2.	Doppler-képek az 1996/97-es spektroszkópiai észlelésekből . . .	77
2.3.3.3.	Idősoros Doppler-képek átlagolt keresztkorrelációja	80
2.3.3.4.	A keresztkorrelációk számának növelése	80
2.3.3.5.	Az antiszoláris differenciális rotáció elméleti háttere	82
2.3.3.6.	Pólusirányú meridionális áramlás	86
2.4.	A ζ Andromedae elliptikussága és differenciális rotációja	93
2.4.1.	A ζ Andromedae általános aktivitási jegyei	93
2.4.2.	Elliptikusság és foltaktivitás a fotometriai adatokban	93
2.4.3.	A ζ And felszínének vizsgálata Doppler-leképezéssel	96
2.4.3.1.	Spektroszkópiai adatok	96
2.4.3.2.	Doppler-leképezés geometriailag torzult csillag esetén	96
2.4.3.3.	A ζ And egyes paramétereinek finomhangolása	99
2.4.3.4.	A ζ And poláris foltja	101
2.4.3.5.	Differenciális rotáció időben átfedő Doppler-képekből	103
3.	A csillagok igazi arca	111
3.1.	Csillagkorongok felbontása direkt képalkotással	111
3.1.1.	Az első direkt kép egy foltos csillagról – a ζ And felszíne	113
3.1.1.1.	A poláris folt	113
3.1.1.2.	A folteloszlás hemiszférikus aszimmetriája	115
3.1.1.3.	A direkt képalkotás és az indirekt képrekonstrukció ered- ményeinek összehasonlítása	116
3.2.	Mint égen a foltos csillag	118
3.3.	Az indirekt technika új generációs eszközei	119

Táblázatok jegyzéke

2.1. Az LQ Hya asztrofizikai paramétereit	39
2.2. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer teszteredményei	61
2.3. A V889 Her asztrofizikai paramétereit	63
2.4. A σ Gem asztrofizikai paramétereit	77
2.5. A σ Gem differenciális rotációját leíró függvény paramétereit 4 keresztkorreláció átlagából	82
2.6. A σ Gem differenciális rotációját leíró függvény paramétereit 17 keresztkorreláció átlagából	85
2.7. A ζ And asztrofizikai paramétereit	99

Ábrák jegyzéke

1.1. A Nap felszíne és a naplégkör a SDO és a SOHO felvételein	2
1.2. A napfoltok számának változása a távcsöves napfoltészlelések kezdetétől 2015 januárjáig	3
1.3. A napfoltok pozíciójának ciklusokon átívelő statisztikus változása	4
1.4. A Nap belsejének helioszeizmológiai mérések alapján rekonstruált rotációs profilja	6
1.5. Az Ω -effektus	7
1.6. Az α -effektus	7
1.7. Az α -effektus a Babcock–Leighton-mechanizmusban	8
1.8. A Nap kétcellás meridionális cirkulációja helioszeizmológiai vizsgálatok alapján	9
1.9. Nagy felbontású kép a Napról és egy kép a Tejútrendszer felbontatlan csillagairól	14
1.10. Az SV Camelopardalis fedési kettőscsillag fényváltozásai	15
1.11. Tíz folt által előidézett fényességváltozás modellezése két folttal	17
1.12. A CoRoT-2a csillag felszínének rekonstrukciója fénygörbe-inverzióval	19
1.13. A differenciális rotáció függése a rotációs periódustól	20
1.14. Az Altair felszínének interferometrikus képe	21
1.15. Hideg folt nyoma az abszorpciók spektrumon	22
1.16. Pólusközeli és egyenlítőhöz közeli foltok nyomainak összehasonlítása	24
1.17. A fázisárcok hatása a Doppler-leképezésre	26
1.18. Zeeman–Doppler-rekonstrukció az NZ Lup felszínéről	28
1.19. Zeeman–Doppler-rekonstrukció a V410 Tau felszínéről	29
2.1. Az LQ Hya $H\alpha$ -profiljai a 2000. április 4.–május 9. közötti időszakból	32
2.2. Az LQ Hya kromoszférájának sematikus képe	33
2.3. Az LQ Hya fotometriai adatainak Fourier-analízise	35
2.4. Az LQ Hya fotometriai adatainak idő–frekvencia-analízise	36
2.5. Az LQ Hya rotációs periódusának meghatározása Fourier-analízissel	37
2.6. Doppler-képek az LQ Hya felszínéről az 1996-os „A” és „B” adatsorokra	40
2.7. Doppler-képek az LQ Hya felszínéről az 1996-os „C” és „D” adatsorokra	41
2.8. Doppler-képek az LQ Hya felszínéről az 1996-os „E” adatsorra	42
2.9. Doppler-képek az LQ Hya felszínéről a 2000-es „A” és „B” adatsorokra	44
2.10. Idősoros Doppler-képek az LQ Hya felszínéről az 1996-os adatokból	46
2.11. Keresztkorrelációs térképek az LQ Hya idősoros Doppler-képei alapján	48

2.12. Az LQ Hya átlagolt keresztkorrelációs térképe	49
2.13. A differenciális rotáció hatása tesztképek sorozatán	52
2.14. Idősoros tesztképek és Doppler-rekonstrukcióik	53
2.15. Keresztkorrelációs térképek zaj nélküli tesztadatok felhasználásával	54
2.16. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer alkalmazása zajmentes tesztadatokra	55
2.17. Idősoros tesztképek és Doppler-rekonstrukcióik 200-as jel/zaj értékkel	56
2.18. Keresztkorrelációs térképek 200-as jel/zaj értékű tesztadatokból	57
2.19. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer alkalmazása 200-as jel/zaj értékű tesztadatokra	58
2.20. Idősoros tesztképek és Doppler-rekonstrukcióik 100-as jel/zaj értékkel	59
2.21. Keresztkorrelációs térképek 100-as jel/zaj értékű tesztadatokból	60
2.22. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer alkalmazása 100-as jel/zaj értékű tesztadatokra	61
2.23. Doppler-képek a V889 Her felszínéről 2006-ból	64
2.24. A rotációs vonalprofil változása a differenciális rotáció miatt	65
2.25. A V889 Her differenciális rotációja a nyírt kép módszerrel a Fe I-6411 Å vonalból	66
2.26. A V889 Her differenciális rotációja a nyírt kép módszerrel a Ca I-6439 Å vonalból	66
2.27. A V889 Her differenciális rotációja a nyírt kép módszerrel a Fe I-6411 Å és a Ca I-6439 Å vonalakra kapott eredmények átlagából	67
2.28. A differenciális rotáció hamis detektálása a nyírt kép módszerrel	68
2.29. A nyírt kép módszer tesztje	69
2.30. A V889 Her differenciális rotációjának közelítő numerikus modellje	71
2.31. A σ Gem 1996/97-es fotometriai adatai és foltmodellje	75
2.32. A σ Gem idősoros fotometriai foltmodelljei az 1996/97-es adatokból	76
2.33. A σ Gem 1996/97-es Doppler-képei a Fe I-6430 Å vonalból	78
2.34. A σ Gem 1996/97-es Doppler-képei a Ca I-6439 Å vonalból	79
2.35. A σ Gem 4 keresztkorrelációból átlagolt korrelációs térképei	81
2.36. Idősoros Doppler-képek a σ Gem felszínéről az 1996/97-es adatokból	83
2.37. A σ Gem 17 keresztkorrelációból átlagolt korrelációs térképei	84
2.38. A σ Gem felszínének szélesség szerinti hőmérséklet-eloszlása szélességi körökre átlagolt szinoptikus térképeken	87
2.39. A σ Gem felszínének szélesség szerinti hőmérséklet-eloszlása átlagolás nélküli szinoptikus térképeken	89
2.40. Szélességi irányú keresztkorrelációs vizsgálat a σ Gem 6 idősoros Doppler-képe alapján	90
2.41. Szélességi irányú keresztkorrelációs vizsgálat a σ Gem 34 idősoros Doppler-képe alapján	91
2.42. Nevezetes ekvipotenciális felületek a ζ And kettősrendszerben	94
2.43. A ζ And fotometriai fényváltozásai az elliptikusság és a foltok miatt	95
2.44. A Roche-alak és a helyettesítő forgási ellipszoid-modell összehasonlítása	97
2.45. Ellipszoidálisan torzult, homogén felszínű tesztcsillag Doppler-rekonstrukciója szferikus közelítéssel	98

2.46. A szferikus közelítés hibája ellipszoidálisan torzult csillag Doppler-rekonstrukciója esetén	98
2.47. A ζ And Doppler-rekonstrukcióinak összehasonlítása szferikus közelítéssel és az ellipszoidális torzultság figyelembevételével	100
2.48. Az optimális paraméterkombináció keresése az $\varepsilon-v \sin i$ paramétersíkon	102
2.49. A ζ And Doppler-képei az 1997/98-as KPNO adatokból	103
2.50. A ζ And Doppler-képei a 2008-as NARVAL, SOPHIE, és UVES spektrumok alapján	105
2.51. A ζ And 2008-as átlagolt Doppler-képei	106
2.52. A ζ And 2008-as átlagolt Doppler-képeiből készített átlagolt keresztkorrelációs térkép	107
2.53. A ζ And 2008-as Doppler-képeinek térképező vonalankénti keresztkorrelációiból összeátlagolt térkép	107
2.54. A ζ And 1996/97-es idősoros Doppler-képeiből elkészített szélességi irányú keresztkorrelációs térkép	108
2.55. A differenciális rotáció függése a rotációtól	109
3.1. A Betelgeuze felbontott ultraibolya korongja	112
3.2. Az Algol kettősrendszer CHARA/MIRC interferométerrel készített képe	112
3.3. Direkt kép a ζ And foltos felszínéről 2011-ből	114
3.4. Direkt kép a ζ And foltos felszínéről 2013-ból	115
3.5. A direkt és az indirekt képalkotás eredményeinek összehasonlítása	117
3.6. A λ And foltos felszínéről készített modell-alapú interferometrikus rekonstrukció	119
3.7. Az első Zeeman–Doppler-rekonstrukció a teljes Stokes-vektor felhasználásával	121
3.8. Az első csillagfény a PEPSI@LBT-ről	122

1. fejezet

Bevezetés

A Napon zajló mágneses aktivitás, más néven naptevékenység motorja a napdinamó, amelynek megfigyelése és elméleti modelljének kidolgozása a napfizikai kutatások tárgya. A Nap felszínén időről időre megjelenő, gyarapodó, majd ritkuló számú napfoltok távcsöves megfigyelése a 17. században indult, majd a tudomány fejlődésével, a mind modernebb eszközök elterjedésével a 19. századra többé-kevésbé rendszeressé vált, miközben az adatok pontossága és megbízhatósága is jelentősen javult. Napjainkban a sötét napfoltok, a fényes fáklyamezők, a napkitörések (azaz a flerek), a koronakitörések, más néven CME-k (az angol Coronal Mass Ejection elnevezés rövidítése), a különböző léptékű konvektív (granulációs) struktúrák, a felszíni és a mélységi plazmaáramok, a belső szerkezet tulajdonságait feltáró oszcillációk stb. – azaz a Nap felszínén, légkörében és a Nap belsejében zajló folyamatok földi és űreszközökkel történő megfigyelése révén egyre bővülő adatbázis áll a napdinamót vizsgáló kutatók rendelkezésére, minden korábbinál jobb térbeli és időfelbontású adatokkal, lefedve a rádióhullámoktól a gammasugárzás tartományáig terjedő elektromágneses spektrumot.

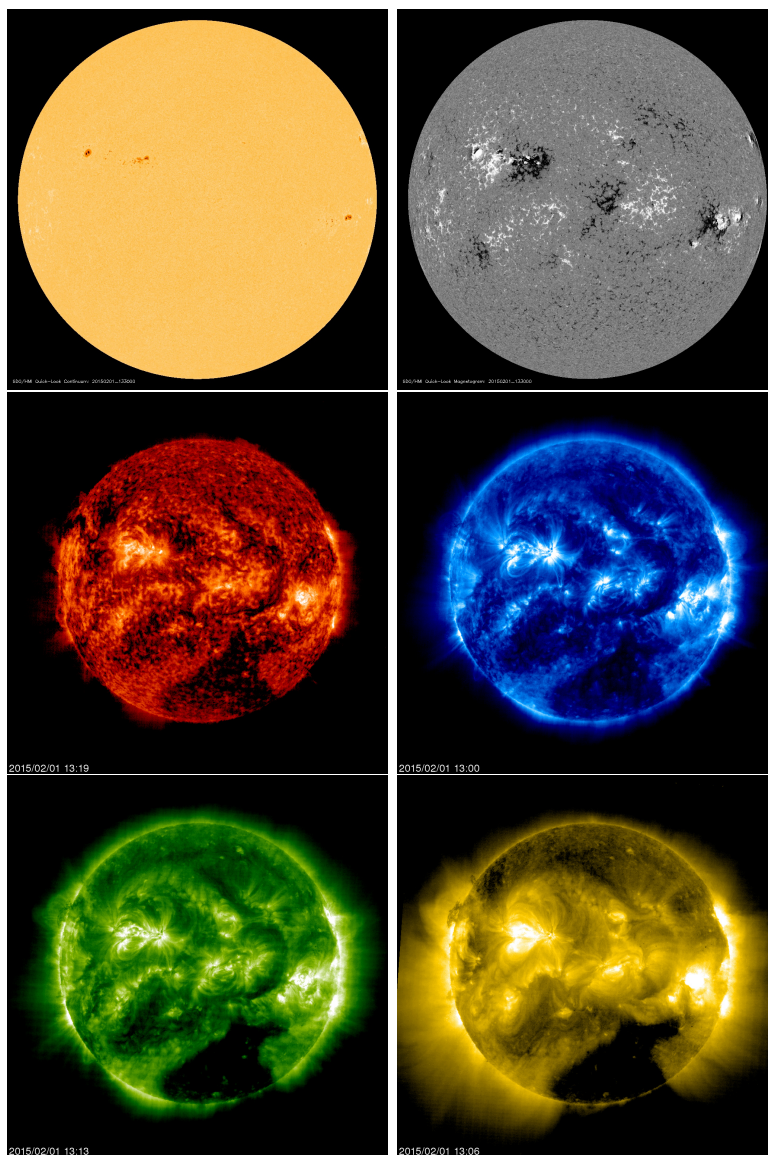
Ugyanakkor, a csillagokon zajló hasonló – a mágneses aktivitással kapcsolatba hozható – jelenségeket lényegében csak közvetett módon figyelhetjük meg, ugyanis – kevés kivételtől eltekintve – a csillagok felszínének térbeli felbontása a rendelkezésünkre álló optikai eszközökkel egyelőre nem lehetséges. Sőt a megfigyelési korlátok miatt az aktivitási jegyeket mutató ún. aktív csillagokról eddig összegyűjtött adatsorok időbeli felbontása sem közelíti meg a Napról gyűjtött adatokét.

Jelen doktori értekezésben áttekintjük a csillagokon megfigyelhető mágneses aktivitási jegyek vizsgálatára szolgáló alapvető – lényegében tehát indirekt – megfigyelési módszereket. A megfigyelési eredmények tükrében pedig azt vizsgáljuk, hogy egyes aktív csillagokra jellemző mágneses dinamómechanizmus mennyiben hasonlít a napdinamó megfigyelt tulajdonságaihoz, illetve mennyiben különbözik azoktól.

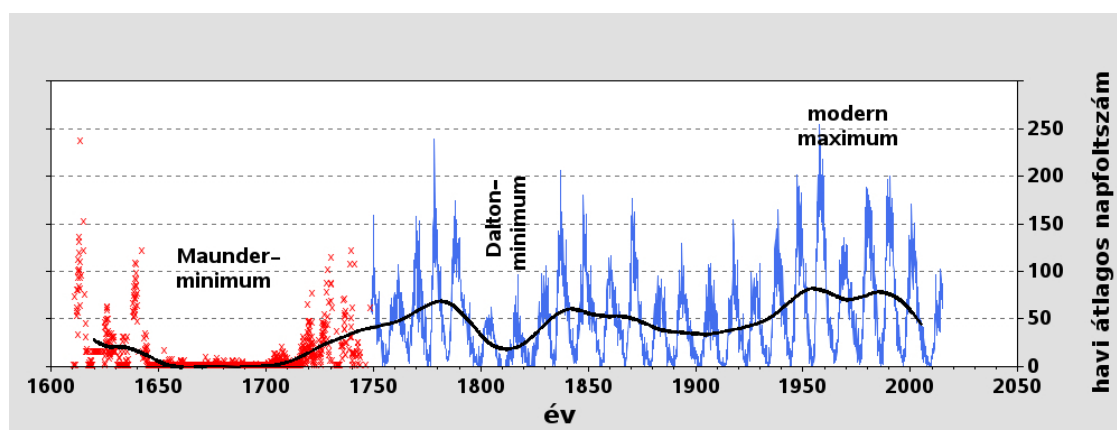
1.1. A napdinamó

1.1.1. A naptevékenység megnyilvánulása és mágneses eredete

A naptevékenység olyan jelenségek együttese, amelyek közös sajátossága, hogy szoros kapcsolatban vannak a Nap globális és lokális mágneses terének különböző léptékű és



1.1. ábra. A Nap felszíne és a naplégkör a Solar Dynamics Observatory (SDO) és a Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) 2015. február 1-én (UT) készített felvételein. A felső sorban a bal oldali kép a fotoszférát mutatja néhány napfolttal a látható fény hullámhosszán (6173 \AA), mellette jobbról a felszín magnetogramján a felszínt áttörő mágneses fluxus ellentétes polaritású területeit feketében és fehérben láthatjuk. A középső és az alsó sorok felvételei a Nap légkörének bonyolult mágneses topológiájáról árulkodnak. A középső sorban balra a 304 \AA hullámhosszon készített képen a felső kromoszféra legfényesebb területeinek hőmérséklete kb. $80\,000 \text{ K}$, mellette jobbra az átmeneti rétegről 171 \AA hullámhosszon készített felvétel kb. 1 millió K -nek felel meg, az alsó sorban balról jobbra a koronáról 195 \AA és 284 \AA hullámhosszakon készített képek kb. $1,5 \text{ millió K}$ és 2 millió K hőmérsékletű plazmaanyagot mutatják, kirajzolva a felszínből kiemelkedő jellegzetes mágneses hurkokat. Forrás: sohowww.nascom.nasa.gov

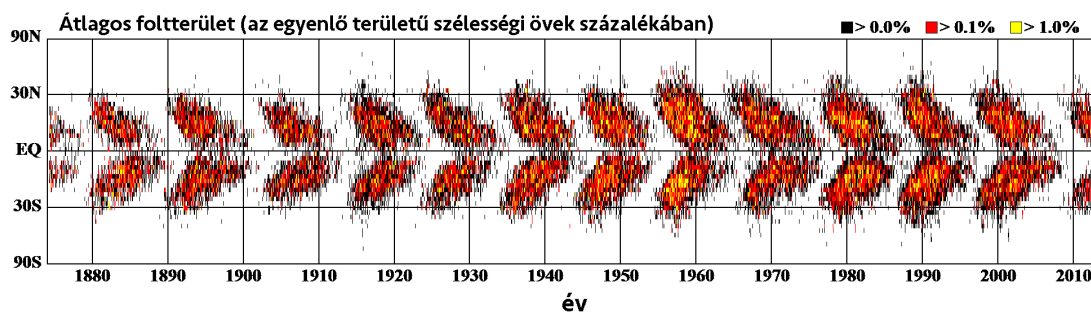


1.2. ábra. A napfoltok számának változása a távcsöves napfoltészlelések kezdetétől 2015 januárjáig. A piros és kék görbék a havi átlagos napfoltszám változását mutatják, a fekete görbe pedig a simított átlagot. Forrás: robslink.com/SAS/democd24/sunspot.htm

időskálájú változásaival. Ennek megfelelően az egyes jelenségek között sok esetben közvetlenül is megfigyelhető a fizikai kapcsolat: pl. a fotoszféra sötét foltjainak környezetében fényes fáklyamezőket (más néven plázsokat) találunk, amelyek a kromoszférában még feltűnőbbek. A foltok többnyire csoportokban fordulnak elő az ún. aktív vidékeken. Az ilyen aktivitási centrumok fölé emelkedő plazmakötegekből álló hurokrendszerek mágneses topológiája (1.1 ábra) látványosan bizonyítja a foltok, a fáklyamezők és a felsőbb napléggöri aktivitás (kromoszféra, korona) közös mágneses eredetét. Az aktív vidékek fölötti mágneses hurkok átkötődése (rekonnekciója) idézi elő a kromoszféra hirtelen kifényesedésével járó fler jelenséget, amelyet olykor anyagkidobódással kísért eruptív CME követ. Megjegyezzük, hogy a CME-k kialakulását más mechanizmusok is előidézhetik (a témáról ld. pl. Chen, 2011, összefoglalóját).

1.1.2. A napfoltciklus és a pillangó-diagram

A napfoltok évszázadokon át történő megfigyelése fontos felismerésekhez vezetett. Bár az egyes napfoltok élettartama eltérő, jellemzően nap-hónap nagyságrendű, a napfoltok statisztikai vizsgálatából több szabályszerűség is kiderült. Az adott időszakban megfigyelhető foltok számának kváziperiodikus ingadozását a 19. század közepén fedezték fel. Schwabe (1844) az 1826–1843 közötti napfoltcsoport-észlelések alapján rájött, hogy a foltok előfordulása a Nap felszínén időben nem egyenletes, hanem kb. 10 éves ciklusokban változik. Az 1.2 ábra az elmúlt négy évszázad napfoltciklusait mutatja. A grafikonon valóban jól látható egy átlagosan 11,2 éves ciklikusság (néhány éves ciklushossz-ingadozással), azonban a teljes időskálán további trendek is megfigyelhetők: ilyen pl. a 16. sz. második felében bekövetkezett epizód, az ún. Maunder-minimum, amikor a foltaktivitás mérőszáma szinte nullára csökkent (bár ezt egyesek vitatják, mint pl. legutóbb Zolotova és Ponyavin, 2015), vagy a napfoltmaximumok értékében tükröződő egyéb modulációk (Dalton-minimum, modern maximum).



1.3. ábra. A napfoltok pozíciójának ciklusokon átívelő statisztikus változása. Az adott időpontban megfigyelt foltok heliografikus szélesség szerinti eloszlásának időbeli változása jellegzetes, pillangószárnyakra emlékeztető struktúrát mutat – innen a pillangó-diagram elnevezés. Forrás: solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/

A napfoltok részletekbe menő tanulmányozására azután nyílt lehetőség, hogy a Royal Greenwich Observatory-ban 1874-ben megkezdődött a napfoltok katalogizálása. A katalógusban rögzítették az egyes foltok heliografikus koordinátáit és a területüket. Az adatok alapján kiderült az aktív vidékeken felbukkanó foltoknak egy lényeges sajátossága, hogy általában összetartozó párokat alkotnak, egy jól definiálható vezető és egy követő részből állnak. A foltpárokra illesztett tengelyek iránya pedig az egyenlítőhöz képest kissé elhajlik, méghozzá úgy, hogy a vezető folt az egyenlítőhöz valamivel közelebb helyezkedik el (Joy-törvény).

A 20. sz. elején G.E. Hale korszakos jelentőségű felfedezése a napfoltok mágneses tulajdonságairól (Hale, 1908) arra is fényt derített, hogy a vezető és a követő folt mágneses polaritása ellentétes. Azonban több ilyen, ún. bipoláris foltot megvizsgálva azt tapasztaljuk, hogy a vezető foltok polaritása adott időpontban és adott féltekén egyforma (Hale-törvény), míg a két féltekén egymáshoz képest éppen ellentétes. Megfigyelhető továbbá, hogy egyik napfoltciklusból a következőbe lépve a foltok mágneses polaritása ellentétesre vált: amelyik féltekén a vezető folt polaritása északi volt, ott ezután déli lesz, és fordítva. Tehát egy teljes mágneses ciklus (Hale-ciklus) hossza a napfoltciklus kétszerese, azaz kb. 22 év.

A napfoltkatalógusok adatai szerint a foltok heliografikus szélessége statisztikai szabályszerűséget mutat. Egy napfoltciklus kezdetén, azaz napfoltminimum idején, amikor alig van napfolt, az újonnan felbukkanó foltok jellemzően az egyenlítőtől távolabb, nagyjából a 35° északi és déli szélességek környékén figyelhetők meg, majd a napciklus előrehaladtával az újabb foltok az egyenlítőhöz egyre közelebb jelennek meg. A foltpozíciók ciklusokon átívelő ábrázolásával kapjuk az ún. pillangó-diagramot (1.3 ábra).

H.D. Babcock és fia, H.W. Babcock 1952–1954 között végzett mágneses méréseiből kiderült, hogy a Nap felszínén az aktív vidékektől távoli magasabb szélességeken ($\beta > 55^\circ$) is mérhető gyenge mágneses fluxus, amely a forgástengellyel közel azonos tengelyállású dipóltér jelenlétére utal (Babcock és Babcock, 1955). Csakhamar az is nyilvánvalóvá vált, hogy új napciklusba lépve a dipóltér polaritása megfordul (Babcock, 1959). Az évszázados megfigyelési tapasztalatok tehát mind arra mutattak, hogy a ciklikus naptevékenység kulcsa a Nap mágneses tere.

1.1.3. A szoláris dinamómechanizmus kinematikai modellje

A naptevékenység motorja a mágneses dinamó, amelynek elméleti alapjait a dinamó-elmélet tárgyalja. A szoláris dinamóelmélettől azt várjuk, hogy rekonstruálni tudja a Napon megfigyelhető globális és lokális mágneses jelenségeket és azok időbeli folyamatait, legelsősorban a Joy-törvényt, a Hale-ciklust és a mágneses pólusváltást, valamint a pillangó-diagramot. A listát azonban lehetne folytatni a korábban már megismert, hosszabb időskálán jelentkező változásokkal (pl. Maunder-minimum), vagy olyan empirikus szabályszerűségekkel, mint pl. a Waldmeier-szabályként (Waldmeier, 1939) ismert anti-korreláció a ciklus maximuma és a ciklus felszálló ágának időtartama között. Azonban a dinamóelmélet számos figyelemreméltó részsikere ellenére jelenleg még nem képes minden elvárásnak megfelelő, konzisztens napdinamó-modell előállítására. A témáról nemrégiben pl. Choudhuri (2013) és Charbonneau (2014) közölt összefoglalást.

A dinamómechanizmus működése során a plazmaáram az elektromágneses indukcióval folyamatosan mágneses teret generál, amely bonyolult visszacsatolások révén a plazmával kölcsönhat, miközben a teret az ohmikus disszipáció folyamatosan erodálja. Ugyanakkor még nem ismert pontosan, hogy a Napban hogyan valósul meg az önfenntartó folyamat, annak ellenére, hogy az utóbbi évek megfigyelési eredményei alapján a napdinamó több fontos elemét megismertük. Így pl. helioszeizmológiai vizsgálatok (ld. pl. Broomhall és mtsai., 2014, összefoglalóját) alapján bizonyosnak tűnik, hogy a Nap belsejében a sugárzási zóna merev testként forog, míg az azt körülvevő konvektív zóna differenciálisan rotál, azaz a szögsebesség mind radiális, mind meridionális irányban változik (1.4 ábra). Jelenlegi tudásunk szerint a naptevékenység és annak változásai a két részt elválasztó, erősen nyírt átmeneti rétegben, az ún. tachoklínában keletkező és felerősödő mágneses térrel hozhatók összefüggésbe.

1.1.3.1. Az indukciós egyenlet

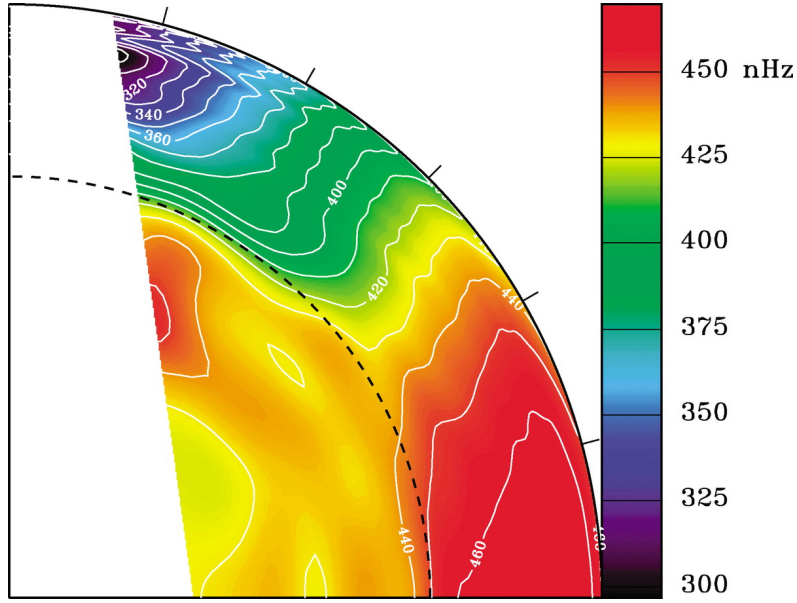
Az általánosított Ohm-törvény, az Ampère-törvény és a Faraday–Lenz-törvény felhasználásával a plazmát mágnesezett folyadékként leíró magnetohidrodinamikában (MHD) a mágneses tér időbeli fejlődését meghatározó indukciós egyenlet az alábbi alakban írható (ld. pl. Charbonneau, 2010):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (1.1)$$

ahol \mathbf{u} a plazma sebességtete, η a mágneses diffuzivitás. A kinematikai dinamó működésének feltétele, hogy az indukciós egyenlet \mathbf{B} -re exponenciálisan növekedő megoldást adjon (Moffatt, 1978). A mágneses tér növekedése egészen addig fog tartani, amíg az valamilyen formában vissza nem hat a plazmaáramra, amely magát a teret kelti. Ekkor a dinamó szaturálódik. Hogy ez mikor és hogyan következik be, egy igen bonyolult probléma, amelyre nincs egyértelmű megoldás (Cattaneo és Tobias, 2008).

A mágneses diffuzivitás a σ_e elektromos vezetőképességgel kifejezve:

$$\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma_e}. \quad (1.2)$$



1.4. ábra. A Nap belsejének helioszeizmológiai mérések alapján rekonstruált rotációs profilja. A belső sugárzási zóna és a külső konvektív burok közötti erősen nyírt határréteget, a tachoklínát szaggatott vonal jelzi. A jobb oldali színskálán 450 nHz frekvencia kb. 26 napos rotációs periódusnak felel meg, 325 nHz pedig 36 napnak. Forrás: NCAR/UCAR, www.hao.ucar.edu/research/lsv

$\sigma_e \rightarrow \infty$ esetén érvényes a befagyás tétele, amikor a plazma sebességtete magával ragadja a mágneses teret (advekción). Ugyanakkor $\sigma_e \rightarrow 0$ esetén tisztán diffúziós egyenlethez jutunk:

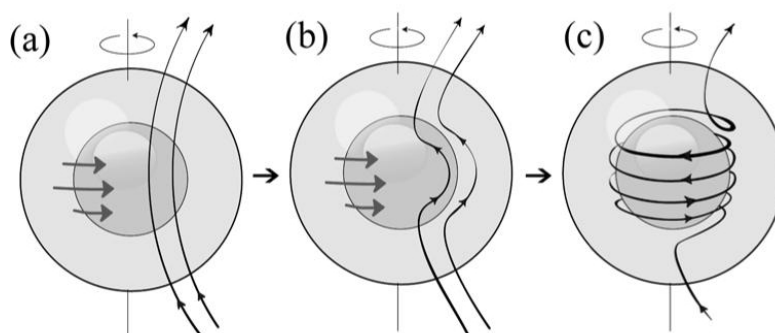
$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (1.3)$$

vagyis nagy mágneses diffuzivitás esetén a mágneses tér a diffúzióra jellemző időskálán eltűnik. Az áramlástanból ismert dimenziómentes Reynolds-szám ($Re = \mathcal{V}\mathcal{L}/\nu$, ahol \mathcal{V} a sebesség, \mathcal{L} a karakterisztikus hossz, ν a kinematikai viszkozitás) analógiájára a mágneses diffuzivitás segítségével definiálható a mágneses Reynolds-szám:

$$Rm = \frac{\mathcal{U}\mathcal{L}}{\eta}, \quad (1.4)$$

ahol \mathcal{U} és \mathcal{L} a karakterisztikus sebesség és hossz mérték. Rm értékében fejeződik ki az induktív folyamatok hatásossága a diffúziós folyamatokéhoz képest. Az 1.2 kifejezés figyelembevételével a mágneses Reynolds-számot végsősoron a vezetőképesség dimenziótlanított mértékének is tekinthetjük, így módon tehát $Rm \rightarrow \infty$ a befagyás, míg $Rm \rightarrow 0$ a diffúzió határeset.

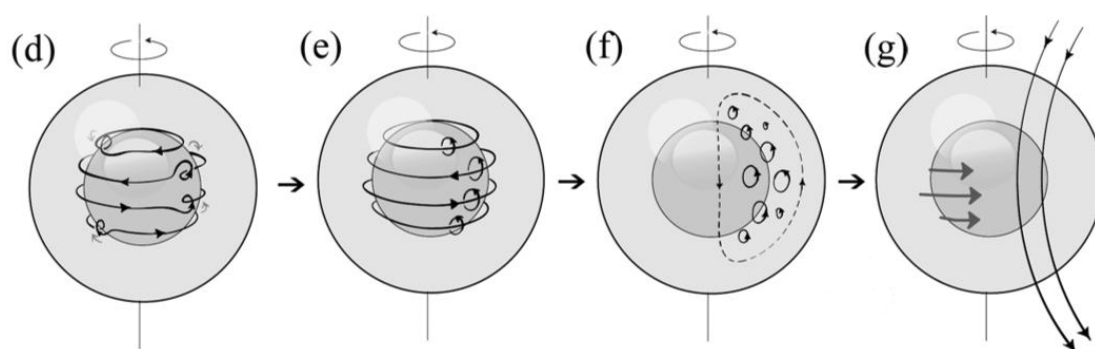
Az indukciós mechanizmus szükséges feltétele, hogy $Rm \gg 1$, ami asztrofizikai körülmények között – így a Nap konvektív zónájában is – teljesül (Moffatt, 1978). Ebben az esetben a differenciális rotáció a Nap kezdeti dipól irányultságú, gyenge mágneses terének fluxuskötegeit a rotáció irányában megnyújtja, amely nyomán toroidális irányultságú



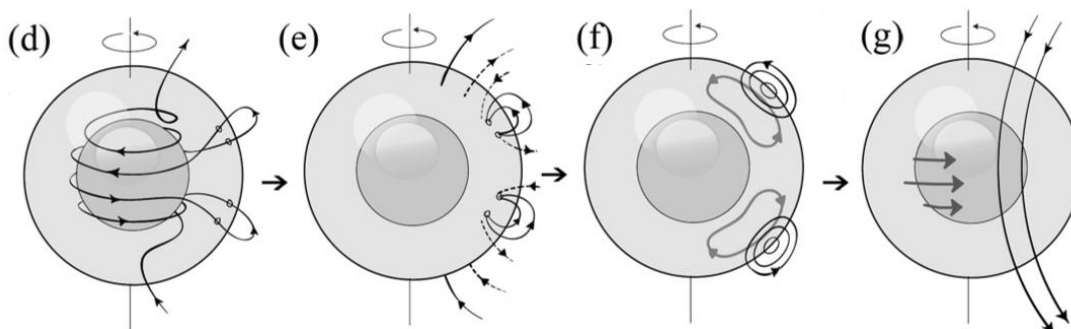
1.5. ábra. Az Ω -effektus arról ad számot, hogyan lesz a differenciális rotáció következtében a kezdeti poloidális térből toroidális. Forrás: Sanchez és mtsai. (2013)

mágneses tér jön létre. Az 1.5 ábrán bemutatott folyamat (Ω -effektus) tehát alkalmas arra, hogy a kezdeti poloidális térből toroidális teret építsen (Bullard és Gellman, 1954). Mindeközben a konvektív zóna alján felerősödő mágneses fluxuskötegek a belső mágneses nyomás megnövekedése miatt instabillá válnak, a fluxusköteget a hidrodinamikai felhajtóerő hurkok formájában a felszín fölé emeli.

Ugyanakkor, a mágneses ciklus következő fázisában lezajló fordított folyamatnak arról kell számot adnia, hogyan lesz a toroidális térből újra poloidális. Egy lehetséges mechanizmust (α -effektus) vázolt Parker (1955). Eszerint a felemelkedő mágneses hurkok síkja a Coriolis-erő miatt elcsavarodik, aminek következtében a mágneses térnek poloidális komponense is megjelenik. A folyamatosan felszínre törő csavarodott hurkok összességében tehát globális léptékű poloidális teret hoznak létre (1.6 ábra). Az $\alpha\Omega$ -dinamó alapkonceptiója tehát úgy foglalható össze, hogy a toroidális és a poloidális terek ciklikus visszacsatolások révén regenerálják egymást.



1.6. ábra. Az α -effektus Parker (1955) javaslata szerint: a toroidális térből csavarodva felemelkedő mágneses hurkok lokális terei összességében poloidális teret eredményeznek. Forrás: Sanchez és mtsai. (2013)

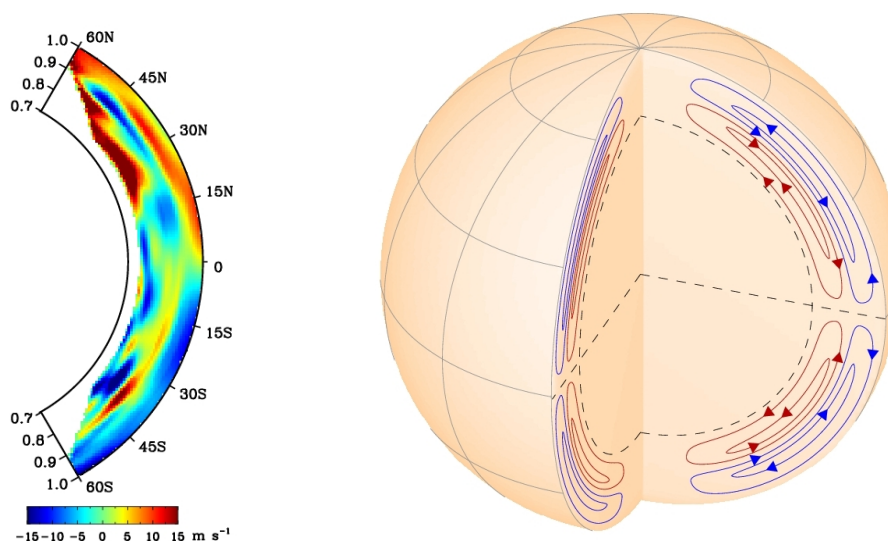


1.7. ábra. Az α -effektus a Babcock–Leighton-mechanizmusban: az egyenlítőhöz közelebbi vezető foltok bomlásakor azok mágneses terei kioltódnak, miközben a követő foltok terei a meridionális cirkuláció miatt a pólusok felé sodródnak, ahol akumulálódnak, összességében a korábbival ellentétes polaritású dipólteret építve. Forrás: Sanchez és mtsai. (2013)

1.1.3.2. A Babcock–Leighton-mechanizmus

Az α -effektust azonban más, alternatív mechanizmussal is lehet azonosítani. A legismertebb ilyen modell a Babcock–Leighton-mechanizmus (Babcock, 1961; Leighton, 1964, 1969). Kiindulásként tekintsük a toroidális fluxuscövek felemelkedése során létrejövő bipoláris mágneses régiók megjelenését a felszínen (ld. az 1.7 ábrát)! Ismert, hogy a Joy-törvény miatt a vezető foltok az egyenlítőhöz közelebb esnek, a Hale-törvénynek megfelelően pedig adott cikluson belül a két félteken egymáshoz képest ellentétes polaritásúak. Így idővel, a vezető foltok felbomlásakor az egyenlítő mentén diffúz folyamatok eredményeképpen a két félteke ellentétes polaritású mágneses terei kioltják egymást. A követő részek mágneses tereit ezután meridionális áramok magasabb szélességek felé szállítják, végső soron felépítve egy új dipól teret, amely a korábbival ellentétes polaritású. A magas szélességek poloidális tere pedig advekción útján jut a konvektív burok mélyébe. A mechanizmusnak ezt a kulcsfontosságú mozzanatát a meridionális cirkuláció biztosítja: a toroidális tér felerősödéséért felelős tachoklína és a poloidális tér felépüléséért felelős felszíni folyamatok közötti „szállítószalag” szerepét látja el.

Korábbi megfigyelések szerint az egyenlítőhöz távolabb a legtöbb felszíni mágneses jelenség esetén kimutatható (pl. magnetogramokon) egy lassú, legfeljebb 10 m/s sebességű, pólusirányú mozgás (pl. Ulrich és mtsai., 1988; Komm és mtsai., 1993; Snodgrass és Dailey, 1996; Wöhl és Brajša, 2001). Ugyanakkor a napfoltok felszíni mozgásaiban más hatások is szerepet játszhatnak, így pl. konvekció, geosztrofikus áramlás (Spruit, 2003), vagy éppen a felemelkedő csavarodott hurok talppontjainak egymáshoz képest eltérő mozgása (van Driel-Gesztelyi, 1997), amelyek sok esetben felülmúlják a meridionális cirkuláció nagyságrendjét. A Doppler-mérésekkel alátámasztott pólusirányú felszíni áramlásról a legújabb helioszeizmológiai vizsgálatok (Zhao és mtsai., 2013) igazolták, hogy az a konvektív burokban zajló hemiszférikus léptékű meridionális cirkuláció felszíni képe. A cirkuláció maximális sebessége a felszínen kb. 15 m/s, azonban ez a szállítószalag a korábbi elképzelésekkel szemben nem ér a konvektív burok aljáig, hanem nagyjából annak közepes mélységében ($0,91-0,82 R_{\odot}$ között) fordul vissza az egyenlítő felé. Ugyanakkor



1.8. ábra. A Nap kétcellás meridionális cirkulációja helioszeizmológiai vizsgálatok alapján (Zhao és mtsai., 2013). Forrás: hmi.stanford.edu

Zhao és mtsai. (2013) azt is kimutatták, hogy $0,82 R_{\odot}$ alatt ismét pólusirányú meridionális áramlás van jelen, amelynek sebessége a mérések szerint kb. 10 m/s. A felső cirkulációs cella alatt tehát egy második cella is található (1.8 ábra).

A Babcock–Leighton-mechanizmuson alapuló fluxustranszport-dinamók általában kielégítően magyarázzák a naptevékenység számos ismert tulajdonságát. Ugyanakkor, a tengelyszimmetriát feltételező fluxustranszport-modellekbe nehezen illeszthetők olyan nem tengelyszimmetrikus jelenségek, mint az ún. aktív hosszúságok, amelyek az aktív területek hosszúság szerinti eloszlásában jelentkező és akár több foltcikluson átívelő statisztikai anomáliák (pl. Berdyugina és Usoskin, 2003; Li, 2011). De a megfigyelésekből adódó kinematikai feltételek közül is van olyan, amelyet még nem sikerült kezdeti megköztésként szerepeltetni. Így például a Maunder-minimum végén – lényegében tehát foltok hiányában – a Babcock–Leighton-mechanizmus keretében nehéz elképzelni a poloidális tér felépülését, de a kétcellás meridionális cirkuláció is kihívás a fluxustranszport szempontjából, hiszen a pólus irányából az egyenlítő felé szállított felszíni mágneses fluxus a konvektív zóna mélységének csupán a feléig juthat. További hiányosságként említhető még a konvektív transzport és a konvekció által generált mágneses tér, vagy a nemlineáris visszacsatolások szerepének tisztázatlansága (Karak és mtsai., 2014).

1.1.4. Az átlagtér-közelítés dinamóelméleti alkalmazásai

Az utóbbi évek helioszeizmológiai eredményei komoly lendületet adtak a kinematikai dinamóelmélet fejlődéséhez, hiszen a sebességtér komponensei közvetlen módon igazíthatók a megfigyelésekhez. A dinamóprobléma kinematikai megközelítésben tehát az 1.1 egyenlet megoldása az \mathbf{u} sebességtér ismeretében. Azonban a Nap konvektív zónájának sebességtere annyira komplex, hogy az indukcióegyenlet analitikus megoldása még kinematikai megközelítésben sem lehetséges. De a napdinamótól nem is azt várjuk, hogy

pontosan reprodukálja a kis méretskálán végbemenő folyamatokat, hanem a nagyléptékű mágneses tér fejlődésére vagyunk kíváncsiak (miközben a kis méretskálán zajló folyamatok paraméterezéssel vagy lokális modellekkel vehetők figyelembe). Erre az alapelvre épül az átlagtér-dinamóelmélet (ld. pl. Rädler, 2007, összefoglalóját), amely feltételezi, hogy az \mathbf{u} sebességtér és a \mathbf{B} mágneses tér is felírható egy átlagos és egy átlag körül fluktuáló rész összegeként:

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'; \quad \mathbf{B} = \bar{\mathbf{B}} + \mathbf{B}'. \quad (1.5)$$

Ha a fenti alakban felírt mennyiségeket beírjuk az 1.1 indukciós egyenletbe, akkor $\bar{\mathbf{B}}$ -re az alábbi egyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{\mathbf{u}} \times \bar{\mathbf{B}} + \mathcal{E}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \bar{\mathbf{B}}), \quad (1.6)$$

ahol $\mathcal{E} = \overline{\mathbf{u}' \times \mathbf{B}'}$ az átlagos elektromotoros erő, amely bizonyos feltételek (közel homogén és izotrop turbulencia) teljesülése esetén (ld. pl. Choudhuri, 1998) az alábbi alakban írható fel:

$$\mathcal{E} = \alpha \bar{\mathbf{B}} - \beta \nabla \times \bar{\mathbf{B}}, \quad (1.7)$$

ahol α a dinamóműködés által generált nagyléptékű mágneses tér szempontjából alapvető fontosságú regeneratív együttható, míg $\beta(r)$ a turbulens diffuzivitás. Mindezek felhasználásával – feltéve, hogy a konvektív zónában az η mágneses diffuzivitás hatása elhanyagolható a turbulens diffuzivitáshoz képest – a kinematikai átlagtér-modellek indukciós egyenlete a következő alakot ölti:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{\mathbf{u}} \times \bar{\mathbf{B}}) + \nabla \times (\alpha \bar{\mathbf{B}}) + \beta \nabla^2 \bar{\mathbf{B}} + (\nabla \times \bar{\mathbf{B}}) \times \nabla \beta. \quad (1.8)$$

A direkt numerikus magnetohidrodinamikai szimulációkban (DNS) a sebességtér – a \mathbf{B} térhez hasonlóan – ismeretlen. Ezzel szemben a kinematikai megközelítés elvitathatatlan gyakorlati előnye, hogy a helioszeizmológiai megfigyelésekből kapott nagyléptékű szoláris sebességmezők (a differenciális rotáció és a meridionális cirkuláció) közvetlenül illeszthetők a modellbe. Tengelyszimmetriát feltételezve a $\bar{\mathbf{B}}$ mágneses tér a következő alakban írható:

$$\bar{\mathbf{B}} = B(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi + \nabla \times [A(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi], \quad (1.9)$$

ahol a kifejezés két tagja a toroidális és a poloidális térkomponens (ez utóbbiban A a mágneses vektorpotenciált jelöli):

$$\mathbf{B}_t = B(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi; \quad \mathbf{B}_p = \nabla \times [A(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi]. \quad (1.10)$$

Ha feltételezzük, hogy az $\bar{\mathbf{u}}$ sebességtér két fő összetevője a $\Omega(r, \theta) \sin \theta \mathbf{e}_\phi$ differenciális rotáció és a $\mathbf{v}_m = v_r(r, \theta) \mathbf{e}_r + v_\theta(r, \theta) \mathbf{e}_\theta$ meridionális cirkuláció, azaz

$$\bar{\mathbf{u}} = \Omega(r, \theta) \sin \theta \mathbf{e}_\phi + [v_r(r, \theta) \mathbf{e}_r + v_\theta(r, \theta) \mathbf{e}_\theta], \quad (1.11)$$

akkor az $\bar{\mathbf{u}}$ sebességteret az 1.8 egyenletbe helyettesítve a toroidális mágneses tér időbeli fejlődésére az alábbi egyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r}(r, v_r, B) + \frac{\partial}{\partial \theta}(v_\theta, B) \right] = \beta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r \sin \theta} \right) B + r \sin \theta (\mathbf{B}_p \nabla) \Omega + \frac{1}{r} \frac{d\beta}{dr} \frac{\partial}{\partial r}(rB). \quad (1.12)$$

A poloidális tér időfejlődése pedig a következő alakot ölti:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{r \sin \theta} (\mathbf{v}_m \nabla)(r \sin \theta A) = \beta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r \sin \theta} \right) A + \alpha B. \quad (1.13)$$

Az 1.12 és 1.13 egyenletekben a meridionális cirkuláció komponenseit tartalmazó tagok hordozzák az advekciót, amikor a plazmamozgás magával ragadja a mágneses teret, míg a β -t tartalmazó tagok fejezik ki a mágneses tér turbulens diffúzióját. A diffúzióval szemben az 1.12 egyenletben a toroidális tér felépüléséért az $r \sin \theta (\mathbf{B}_p \nabla) \Omega$ forrástaggal szemben az Ω -effektus), míg az 1.13 egyenletben a poloidális tér forrása az αB tag (α -effektus). Vegyük észre, hogy a tengelyszimmetrikus mágneses tér és az 1.11 kifejezés szerinti sebességtér behelyettesítése az indukciós egyenletbe a toroidális tér fejlődését kifejező 1.12 egyenletben egy további $\mathbf{e}_\phi [\nabla \times (\alpha \mathbf{B}_p)]$ forrástaggal is eredményezne! Azonban ennek a forrástagnak a hatása erős differenciális rotáció esetén elhanyagolható az $r \sin \theta (\mathbf{B}_p \nabla) \Omega$ forrástaggal szemben (pl. Ossendrijver, 2003). A Nap esetében tehát indokolt az 1.12 és az 1.13 egyenletekhez vezető egyszerűsítés, ami nem más, mint az $\alpha \Omega$ dinamó modell.

Összefoglalva az eddigieket, tehát az Ω -effektus során a kezdeti poloidális irányú erővonalakat a differenciális rotáció toroidális irányban megnyújtja, feltekeri, létrehozva és felerősítve ezzel a toroidális teret. A dinamóműködés következő fázisában az α -effektus – formálisan az αB forrástaggal – a toroidális térből poloidális teret kelt. Ennek egy lehetséges módját – amint az 1.1.3.1 részben láttuk – először Parker (1955) vázolta fel. Eszerint a konvektív zónában a rotáció miatt a turbulencia szükségképpen csavarvonalú, amely a toroidális tér elcsavarodását, ezáltal a poloidális tér felépülését eredményezi. Amennyiben a mágneses tér hatása az ideálisan homogénnek és izotropnak feltételezett turbulenciára elhanyagolható, α az alábbi közelítő formában írható fel (pl. Ossendrijver, 2003):

$$\alpha \approx \frac{1}{3} \tau_c \overline{\mathbf{u}' \nabla \times \mathbf{u}'}, \quad (1.14)$$

ahol τ_c a turbulenciára jellemző korrelációs idő (amely a Nap konvektív zónájában nagyságrendileg kisebb, mint a konvektív időskála). A kifejezésben szereplő $\overline{\mathbf{u}' \nabla \times \mathbf{u}'}$ átlag a turbulencia csavartságának mértéke, azaz a turbulens helicitás, amely tehát a toroidális térből poloidális teret hoz létre. Mindennek azonban feltétele, hogy a toroidális tér energiasűrűsége kisebb legyen a turbulenciára jellemző energiasűrűségnél, ami a Nap konvektív zónájában közelítőleg 10^4 G térerősségnek felel meg.

A Babcock–Leighton-mechanizmus α -effektusa más elképzelést követ. A Nap felszínén megjelenő bipoláris foltpárokat illetően a Joy-törvény szerint az egyenlítőhöz képest bizonyos szöggel elfordulnak. A foltpárokat összekötő fluxushurkok a toroidális térből emelkednek a felszínre, azaz végső soron a foltpárok ugyanúgy poloidális térkomponenst hoznak létre a toroidálisból, ahogyan a Parker-féle modellben a turbulens helicitás.

Azonban ahhoz, hogy a napfoltok a megfigyelt heliografikus szélességek mentén és a Joy-törvénynek megfelelően jelenjenek meg, a felemelkedő fluxushurkoknak le kell győzniük a Coriolis-erő jelentős eltérítő hatását. Modellszámítások szerint (ld. Karak és mtsai., 2014, összefoglalóját) erre csak olyan fluxushurkok képesek, amelyek kezdeti toroidális terének mágneses térerőssége 10^5 G nagyságú. Azonban ekkora térerősség esetén a turbulens helicitás a toroidális térből már nem képes poloidális teret létrehozni. Kérdés, hogy a Babcock–Leighton-mechanizmus képes-e erre. És itt érkeztünk el a meridionális cirkuláció szerepének újragondolásához (Choudhuri és mtsai., 1995), ugyanis a korábbi dinamószámításokban az 1.8 egyenlet megoldásakor az $\bar{\mathbf{u}}$ sebességtér 1.11 összefüggés szerinti leírásából kihagyták a meridionális cirkulációt. A Babcock–Leighton-mechanizmuson alapuló fluxustranszport-dinamóban lényegében a meridionális cirkuláció teremt kapcsolatot a konvektív zóna alján a felerősödő toroidális tér és a felszín közelében zajló α -mechanizmus között. Nem meglepő, hogy a fluxustranszport-dinamókat jelenleg a legígéretesebb modellek között tartják számon (Choudhuri, 2013).

1.1.4.1. Az $\alpha\Omega$ dinamó jellemzői

A $\bar{\mathbf{B}}$ mágneses tér időfejlődésére kritikus hatással van az alábbiak szerint definiálható dinamószám:

$$D = R_\alpha R_\Omega = \frac{\alpha L}{\eta} \frac{\Delta\Omega L^2}{\eta}, \quad (1.15)$$

ahol α és η értékei mellett L a dinamó skálahossza, $\Delta\Omega$ pedig a rotációs sebességtérre jellemző különbség (azaz a nyírás mértéke). Az így felírt R_α és R_Ω tényezők az α -effektusra, valamint a differenciális rotációra jellemző turbulens mágneses Reynolds-számok. A dinamó akkor működik – azaz $\bar{\mathbf{B}}$ -re akkor kapunk exponenciális növekedést (vö. Moffatt, 1978) –, ha $|D|$ nagysága meghalad egy geometriától függő kritikus értéket. A Nap esetében becslések szerint $|R_\alpha| \approx 2$, míg $R_\Omega \approx 10^3$ körüli érték (Ossendrijver, 2003). Mivel $|R_\alpha| \ll R_\Omega$, így a Napra teljesül az $\alpha\Omega$ dinamóval kapcsolatban említett 1.12 egyenletbeli elhanyagolás, ti., hogy a toroidális tér felépüléséért az α -mechanizmus nem, csak a differenciális rotáció felel. Az $\alpha\Omega$ dinamókra jellemző működési tartományban az 1.8 egyenlet egy lehetséges megoldása a pillangó-diagrammal összhangban meridionális irányban vándorló hullám. A Nap esetében a dinamóhullám terjedésének iránya akkor egyezik a megfigyelésekkel, azaz akkor egyenlítő irányú, ha $\alpha \frac{\partial\Omega}{\partial r} < 0$ teljesül (Yoshimura, 1975). Ugyanakkor, ha a toroidális tér keletkezésének a helye a differenciális rotáció nyírási határrétege, a tachoklína, miközben a Babcock–Leighton-mechanizmusnak megfelelően az α -effektus a felszín közelében zajlik, a dinamóhullám terjedési iránya éppen ellentétes, azaz pólusirányú lesz (Choudhuri és mtsai., 1995). Kimutatható azonban, hogy megfelelő nagyságú meridionális cirkuláció figyelembevételével a dinamóhullám iránya megfordulhat, függetlenül a Yoshimura-szabálytól. Éppen ezért egy valóságához közelebb álló napdinamó átlagtér-közelítésében a sebességtérnek lényeges része a meridionális áramot leíró tag, ahogyan azt az 1.11 összefüggésben láttuk.

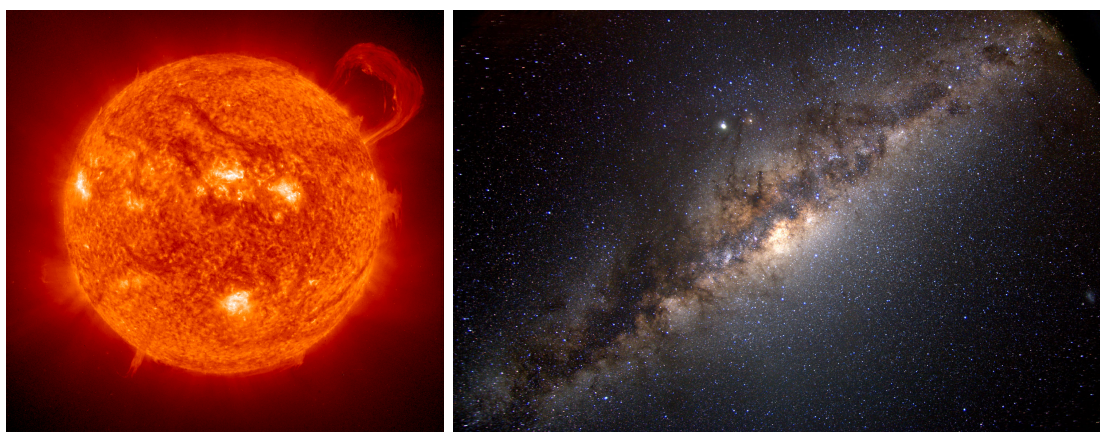
1.1.4.2. Az $\alpha^2\Omega$ és az α^2 dinamók

Láttuk, hogy a Nap esetében az átlagtér-közelítéssel levezetett $\alpha\Omega$ dinamó jellemzői – számos nyitott kérdés, így pl. a dinamó viselkedése a nemlineáris tartományban, a kis léptékű terek tisztázatlan szerepe (Tobias és Cattaneo, 2013) stb. ellenére – többé-kevésbé összhangba hozhatók a napmegfigyelések tapasztalataival. Azonban – ahogy a dolgozat további fejezeteiben látni fogjuk – a Naphoz hasonló mágneses aktivitást mutató aktív csillagok tulajdonságai (pl. a belső szerkezetük, a rotációs sebességük, a felszíni foltjaik nagysága és eloszlása stb.) jelentősen különbözhetnek a Napétól. De komoly hatással lehet egy kettősrendszerben keringő csillagra a közeli kísérő gravitációja, esetleg kiterjedt mágneses tere is. Ennek megfelelően a dinamóműködés szempontjából is jelentős különbségeket tapasztalhatunk. Így pl. abban az esetben, ha $|R_\alpha|$ és R_Ω közel azonos nagyságrendbe esik, vagyis a toroidális átlagtér felerősítésekor nem hanyagolható el az α -effektus, $\alpha^2\Omega$ -dinamóról beszélünk. Ha pedig nincs sebességnyírás vagy a differenciális rotáció hatása elhanyagolható az α -effektuséhoz képest, azaz $|R_\alpha| \gg R_\Omega$, akkor a dinamó α^2 -típusú. Ilyen dinamókkal jellemzően gyors forgási sebességű, valamint teljesen konvektív csillagok esetében találkozunk, amelyek globális mágneses tulajdonságaira általában nem jellemző a ciklikusság (pl. Rüdiger és Mészáros, 2003).

1.2. A Nap-típusú mágneses csillagaktivitás kutatása

A Napról gyűjtött adatokkal összehasonlítva egy csillag esetében a megfigyelési lehetőségek eszköztára jóval szerényebb, a rendelkezésre álló megfigyelési időszak pedig jóval rövidebb. Ugyanakkor a megfigyelhető csillagok – köztük az aktív csillagok – száma a technológiai fejlődéssel szinte korlátlanul növelhető, az így bővülő adatsorok statisztikai jelentősége pedig már összemérhető a Napról és a napaktivitásról felhalmozott tudásunkkal (1.9 ábra). Sőt ahogy a Napról szerzett ismereteink segítenek eligazodni az aktív csillagok világában, úgy a sokféle csillagról gyűjtött tudás alapján képesek vagyunk a Napon zajló folyamatok általános jellegét vagy egyediségét felismerni, de akár a Nap mágneses aktivitásának évmilliók alatt zajló változásaira is tudunk következtetni.

A Bevezetés második felében az aktív csillagok megfigyelhető tulajdonságait vesszük sorra, röviden bemutatva a vizsgálatukhoz leggyakrabban használt megfigyelési eszközöket és módszereket.



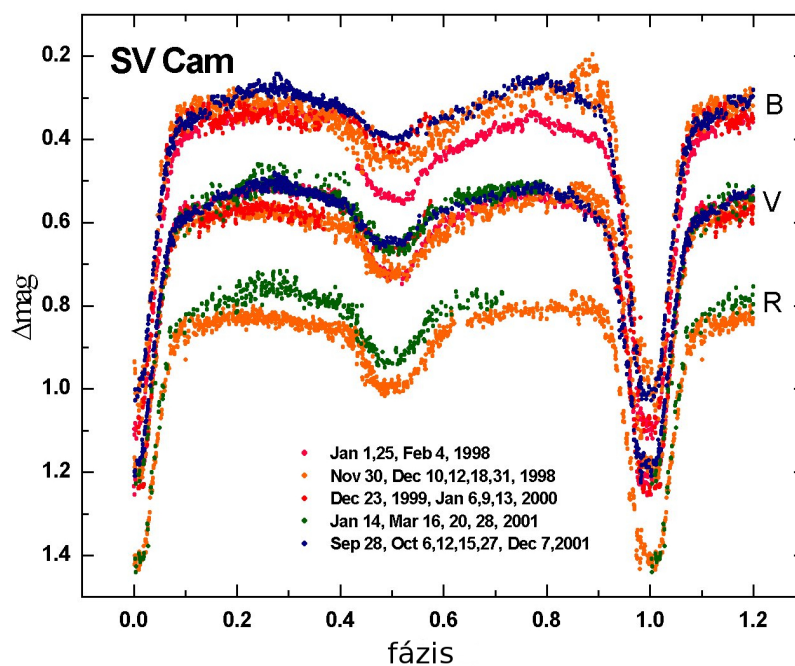
1.9. ábra. Nagy felbontású kép az egyetlen közről tanulmányozható csillag, a Nap aktív kromoszférájáról (forrás: photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/) és egy kép a Tejútrendszer milliónyi pontszerű csillagáról (forrás: apod.nasa.gov/apod/image/).

1.2.1. A foltos csillagok fotometriai megfigyelése

A csillagászok régóta sejtették, hogy a napfoltokhoz hasonló felszíni hőmérsékleti anomáliák más csillagok felszínén is előfordulnak. A foltos változócsillagok felfedezésének és kutatásának közel négy évszázados történetét Hall (1994) részletesen tárgyalja. A foltos csillagok fényváltozásának fizikai modelljét 1667-ben Boulliau állította fel: a Mira (*o*Ceti) periodikus fényváltozásáról úgy gondolta, hogy azt a tengely körül forgó csillag felszínének egyenetlen fényességeloszlása, tehát csillagfoltok jelenléte okozza. Az alapgondolat helyes volt, ám – mint utóbb kiderült – a Mira fényváltozását valójában pulzáció okozza. A 19. század közepén Gerald E. Kron munkáiban (Kron, 1947, 1950, 1952) fedési kettőscsillagok (AR Lac, YY Gem) és magányos fősorozati törpék (HH And, AD Leo) fotometriai adatsorait vizsgálta, és (a fedési változásokon túlmenően) a fényváltozások valószínű okaként a napfoltokhoz hasonló, de azoknál jóval nagyobb kiterjedésű csillag-

foltokat említette. Kron fent idézett cikkei azért nagy jelentőségűek, mert először sikerült helyesen értelmezni foltos csillagok fényváltozását. Korábban ugyanis vagy a csillag nem volt foltos (ld. Boulliau téves hipotézisét), vagy a foltok miatti fényváltozást nem foltokkal magyarázták (Hall, 1994).

A foltos csillagok az F, G, K vagy M színeképosztályhoz tartoznak, felszíni hőmérsékletük ennek megfelelően $\approx 2500\text{--}7000\text{ K}$ közé esik. A foltos csillagok a rotációs időskálán általában periodikus vagy kváziperiodikus fényváltozást mutatnak, amelynek amplitúdója a látható fény V fotometriai sávjában jellemzően néhány század magnitúdó, de szélsőséges esetben a fényváltozás akár a 0,5 magnitúdót is elérheti (pl. Oláh és mtsai., 2014). A rotációs fénygörbe alakjának megváltozása, vagyis a foltok eloszlásának jelentős átrendeződése történhet akár a rotációval összemérhető időskálán, de leginkább az a jellemző, hogy a folyamat a rotációs periódust egy nagyságrenddel meghaladó időtartam alatt zajlik (ld. Strassmeier és mtsai., 1999), bár ismerünk jóval stabilabb foltkonfigurációt mutató csillagokat is (Morin és mtsai., 2008).



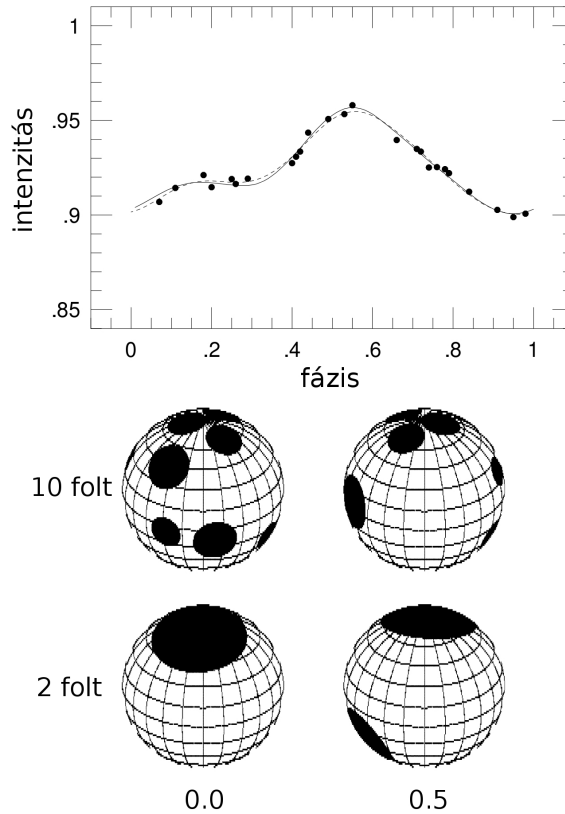
1.10. ábra. Az *SV Camelopardalis* fedési kettőscsillag fényváltozásai B (fent), V (középen) és R (alul) fotometriai hullámhosszokon mérve. A jellegzetes formájú fedési fénygörbére rakódó másodlagos fényváltozás a foltok átrendeződése miatt néhány év alatt jelentősen megváltozott. Forrás: www.astro.sk/~pribulla/lc.html

A foltok okozta fotometriai fényváltozások egyik jellegzetes formáját az ún. RSCVn-típusú fedési kettőscsillagok esetében figyelték meg. Az ilyen rendszerekre általában az jellemző, hogy a fényesebb, foltos óriáskomponens a keringéssel szinkronizáltan forog (kötött keringés), amit a szoros kettősrendszerekben fellépő árapályerők idéznek elő. Az ilyen rendszer jellegzetes fedési fénygörbéjéhez hozzáadódik a foltos csillag rotációs fényváltozása (1.10 ábra), ami a foltok átrendeződése miatt időről időre változik. Előfor-

dul, hogy a folt által okozott hullám hosszabb idő alatt fázisban elcsúszik, vándorol („migrál”) a fedési ciklusok fázisához képest. A migrációs hullám jelenséget a Nap differenciális rotációjának analógiája mentén elsőként Hall (1972) értelmezte helyesen. Magyarázata szerint a kettőscsillag kötött keringést végző foltos óriáskomponensének a felszínén működő differenciális rotáció miatt egy folt által okozott fényességcsökkenés (hullám) a fedési fénygörbén attól függően siet vagy késik a fedési fázishoz képest, hogy a folt pozíciójának megfelelő szélességi kör szögsebessége nagyobb, vagy kisebb a keringés szögsebességénél.

A foltos csillagok fotometriai fényváltozásainak modellezésére az 1970-es években születtek az első foltmodellező algoritmusok. Az inverz feladat megoldásakor térbeli felbontás híján egy gyakorlatilag pontszerű forrásból érkező egydimenziós idősorból kell következtetni a fényt kibocsátó kétdimenziós csillagfelszín fényességanomáliáira (hőmérséklet-eloszlására). Az alapprobléma matematikailag határozatlan, még akkor is, ha számos közelítő feltevessel élhetünk. Ismertnek tekinthetjük többek között a csillag forgási periódusát, forgástengelyének hajlását a látóirányhoz, a csillag folttalan fényességét, a foltok felszínhez viszonyított hőmérsékletét, a csillagfelszín szélsőtétedését stb., de közelítő feltételezéssel élhetünk a foltok alakjára (pl. kör alakú folt közelítés). Ám továbbra is ismeretlen marad a foltok száma, mérete, felszíni pozíciója, nem beszélve arról, hogy a felsorolt paraméterek időben változhatnak (pl. új foltok jelennek meg, vagy a régi foltok eróziója zajlik stb.). A nehézségek ellenére néhány egyszerűsítéssel – pl. a foltok számának radikális korlátozásával (vö. Kővári és Bartus, 1997, és ld. az 1.11 ábrát) – akár analitikus formában is kereshetünk az észlelési adatsorra legjobban illeszkedő megoldást (Budding, 1977).

A számítástechnikai környezet rohamos fejlődése nyomán az 1990-es évektől a fotometriai foltmodellezésben több újítás is született. Ekkor jelentek meg az első időben folyamatosan változó („idősoros”) modellek, amelyek már képesek voltak kezelni a rotációs időskálán jelentkező, gyorsan változó folteloszlást (pl. Strassmeier és Bopp, 1992; Oláh és mtsai., 1997; Ribárik és mtsai., 2003). A napfolt-analógia mentén egy további lépés volt a klasszikus napfoltstruktúrát (középen sötét umbra, amelyet gyűrűszerűen a kevésbé sötét penumbra határol) közelítő két folt hőmérséklet komponens feltételezése (Amado és mtsai., 2000). A numerikus eszközök elterjedésével előtérbe kerültek olyan statisztikai jellegű megközelítések, amelyek a foltoeloszlást sok kisméretű folttal modellezték (Eaton és mtsai., 1996). Ezen az alapon nyílt lehetőség arra is, hogy a modellezés során figyelembe lehessen venni a differenciális rotáció hatását. De a sok kis folt feltételezésének volt egy további előnye: az 1980-as évtized végétől egyre nagyobb figyelmet kapott a foltos csillagok felszínét spektroszkópiai megfigyelések alapján rekonstruáló Doppler-leképezés módszere (Doppler imaging, Vogt és Penrod, 1983, részletesebben ld. az 1.2.2 részt), amelynek eredményei szerint a csillagfoltok méretbeli sajátosságai, eloszlása, hőmérséklete alapján csak nagyon szűk keretek között indokolható a tradicionális fotometriai foltmodellezés néhány homogén, kör alakú foltot feltételező közelítése. A szabad paraméterek nagy száma miatt a „sok kis folt” típusú megközelítés eredményei csak statisztikai alapon voltak értékelhetők, hiszen minden igyekezet ellenére az egydimenziós fotometriai mérések információtartalma szigorú korlátot állít a felszíni rekonstrukcióval szemben.



1.11. ábra. Tíz folt által előidézett fényességváltozás modellezése két folttal. A felső panelen a folytonos görbe a tízfoltos csillag fényváltozása, a pontok imitálják a zajos adatokat, míg a szaggatott vonalú görbe a kétfoltos modellillesztés eredménye. Alul látható a szimulált csillag tíz folttal és a kétfoltos modell konfigurációja a rotáció 0,0 és 0,5 fázisában (Kóvári és Bartus, 1997).

Az inverz feladat megoldásának matematikailag határozottá tétele a regularizáció bevezetésével vált lehetővé. Lanza és mtsai. (1998) a regularizált foltmodelljükben az N darab elemi részre osztott felszín minden eleméhez egy foltkitöltési tényezőt (f_i) rendeltek. Ennek megfelelően az i -edik elemi felszínadarabka intenzitásjáruléka

$$I_i = f_i I_s + (1 - f_i) I_u, \quad (1.16)$$

ahol I_s a folttal fedett területre, míg I_u a foltmentes területre jellemző alapintenzitás. A rotáció j -edik fázisában, egy adott fotometriai sávban mérhető F_j fluxus és a fotoszféra egyes elemeinek I_i intenzitása között az R_{ji} átviteli mátrix teremt kapcsolatot:

$$F_j = \sum_i R_{ji} I_i. \quad (1.17)$$

Adott felszíni folteloszlást feltételezve a modell fénygörbe j -edik fázisban kiszámított F_j pontját közvetlenül összevethetjük a j -edik fázisban mért D_j értékkel. Ha a D_j mérési

pont szórása σ_j , akkor a modell fénygörbe és a mért fénygörbe alapján az illeszkedés jóságára jellemző χ^2 érték a szokásos módon számítható:

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \frac{1}{\sigma_j^2} (F_j - D_j)^2, \quad (1.18)$$

ahol M a fénygörbe mérési pontjainak a száma. A regularizált modellben a felszint borító elemi részeknek *a priori* feltételként vagy a maximum entrópia kritériumot (pl. Nityananda és Narayan, 1982) kell kielégíteniük, vagy a Tikhonov-kritériumot (Tikhonov és Goncharsky, 1987). Az elemi pixelekből felépülő modell S entrópiája az alábbi összefüggés szerint számolható:

$$S = - \sum_i w_i \left[f_i \log \frac{f_i}{m} + (1 - f_i) \log \frac{1 - f_i}{1 - m} \right], \quad (1.19)$$

ahol w_i az i -edik pixel területe a csillag felszínéhez viszonyítva, m pedig a foltkitöltési tényező határértéke: $m < f_i < (1 - m)$. A Tikhonov-kritérium a szomszédos pixelek közötti túl nagy különbségeket bünteti. A Tikhonov-függvény definíciója:

$$T = \sum_i \sum_{n_i} g_{in_i} (f_i - f_{n_i})^2, \quad (1.20)$$

ahol i változó az összes pixelen végigfut, míg n_i csupán az i -edik pixellel szomszédos pixeleken. Amennyiben az i -edik és az n -edik szomszédos pixel azonos hosszúsági körön van, a g súlyfaktor értéke $g_{in} = \frac{1}{2}(w_i + w_n)$, míg ha az i -edik és az n -edik pixel azonos (θ) szélességi körön vannak, a súlyfaktor értéke $g_{in} = \frac{1}{\sin^2 \theta}(w_i + w_n)$. A maximum entrópia feltétel teljesüléséhez keressük a

$$Q_S = \chi^2 - \gamma S, \quad (1.21)$$

mennyiség minimumát. A Tikhonov-féle regularizáció feltétele pedig az, hogy a

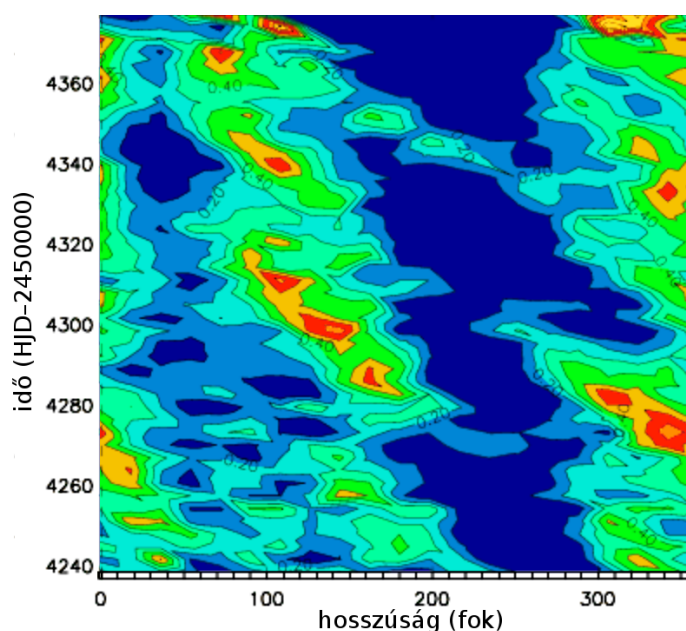
$$Q_T = \chi^2 + \gamma T \quad (1.22)$$

mennyiség minimális legyen. A kifejezésekben szereplő $\gamma > 0$ Lagrange-multiplikátor a foltmodell alapvető tulajdonságát fogja meghatározni. $\gamma = 0$ esetén, azaz pusztán a χ^2 minimalizációjával a megoldás instabil, amit a növekvő zaj jelentősen ront (erről ld. Kővári és Bartus, 1997), γ növelésével azonban a megoldás stabil és egyértelmű lesz. γ értékének megválasztásától függ, hogy a kapott modellben milyen kombinációban érvényesülnek az *a priori* feltételek és az adatokból nyerhető információk, azaz γ a kép „simasági fokát” határozza meg (Titterington, 1985). Kérdés, hogy az önkényesen megválasztott γ értékét meddig érdemes növelni. Egyszerűen addig, amíg a zajból származó egyenetlenségek kisimulnak. Mivel azonban a csillag valódi képét nem ismerjük, és sokszor az adatok zaja sem határozható meg pontosan, a simítás optimális mértéke sem ismert, annak behatárolása sok tapasztalatot kívánó feladat. Alapvető cél, hogy a képkötés során minél több valós(nak vélt) részletet feltárjunk, vagyis az adatokból a lehető legtöbb információt kinyerjünk, ugyanakkor elkerülve az adatok alul-, vagy éppen túlértékelését.

A regularizáció bevezetése igen hasznosnak bizonyult nemcsak az egydimenziós fénygörbe-modellezések során (pl. Roettenbacher és mtsai., 2013), de a kétdimenziós információt feldolgozó Doppler-leképezésben is, ahogyan azt a következőkben látni fogjuk.

1.2.1.1. Az űrfotometria megjelenése

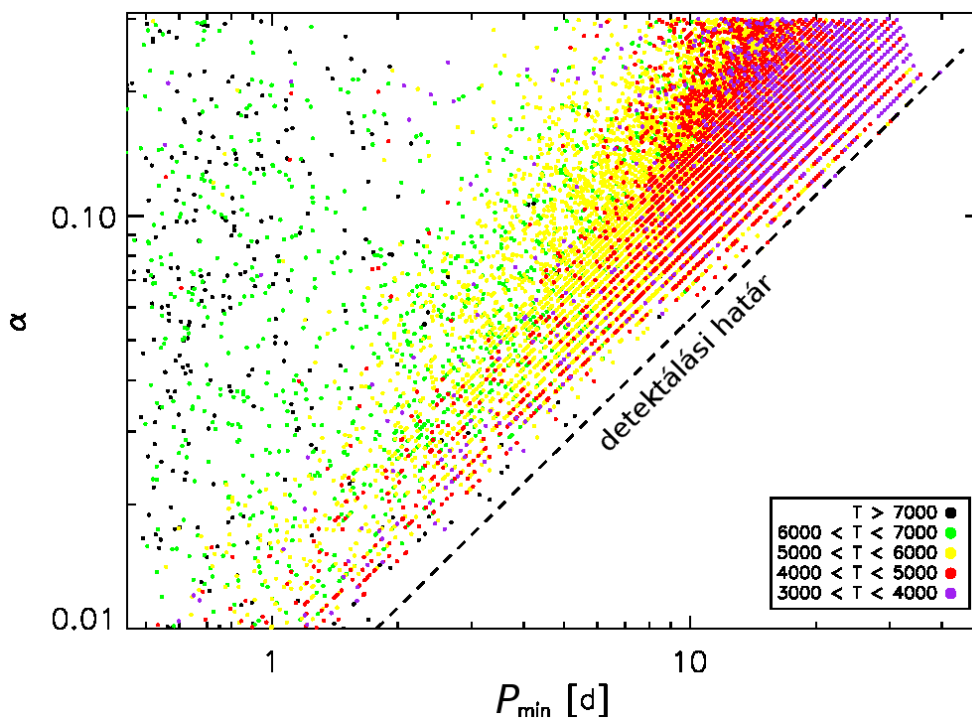
A 21. sz. űrfotometriai megfigyelései (*MOST*, *CoRoT*, *Kepler*) új lendületet adtak a foltos csillagok fotometriai vizsgálatának. A korábban nem tapasztalt pontosságú és tömegű megfigyelési adatok feldolgozásához új módszerek kifejlesztése vált szükségessé (pl. Lanza és mtsai., 2009; Pagano és mtsai., 2009; Bonomo és Lanza, 2012; Herrero és mtsai., 2013; García és mtsai., 2013; Reinhold és Reiners, 2013). A növekvő pontosság új távlatokat nyitott a fotometriai foltmodellezésben. A nagy ($\approx 10^{-6}$) relatív pontosságú fénygörbék alapján lényeges információk nyerhetők a felszíni foltok elhelyezkedéséről, a hónapokon vagy akár éveken át tartó folyamatos mérésekből pedig meghatározható a foltos csillag differenciális rotációja (Walkowicz és mtsai., 2013). Az 1.12 ábrán példaként a *CoRoT*-2a csillag fénygörbéjének inverziója látható (Lanza és mtsai., 2009).



1.12. ábra. A *CoRoT*-2a csillag foltos felszínének rekonstrukciója fénygörbe-inverzióval a *CoRoT* műhold mérései alapján (Lanza és mtsai., 2009). Az ábra a foltkitöltési tényező hosszúság szerinti eloszlását mutatja az időben. A vörös-sárgás területek a legnagyobb, a sötétebb, kékes területek a legkisebb foltkitöltést jelölik. A képen jól megfigyelhető, ahogy az aktív területek kialakulnak és fejlődnek, valamint, hogy retrográd irányban vándorolnak. Forrás: www.aanda.org

A nagy tömegű űrfotometriai adatok hatékony feldolgozása – tekintettel az objektumok nagy számára – csak statisztikai eszközökkel lehetséges. Ilyen vizsgálatokra kiváló lehetőséget teremtett a NASA *Kepler* űrtávcsövének K1 küldetése (2009–2013), amely során hatalmas mennyiségű és egyedülálló minőségű fénygörbe adatbázis jött létre, többek között a Naphoz hasonló foltos csillagokról. A differenciális rotációt mutató foltos csillagok fénygörbéinek periodogramján megfigyelhető, hogy a rotációs csúcs felhasad, ami érthető, hiszen a különböző szélességeken elhelyezkedő foltok kissé eltérő rotációs jelet

adnak. Ilyen többszörös csúcsok keresésére és statisztikai vizsgálatára mutattak példát Reinhold és mtsai. (2013), akik *Kepler*-adatok alapján közel húszezer csillag differenciális rotációját becsülték meg. A vizsgálat során azokra a fénygörbékre fókuszáltak, amelyek periodogramjában az elsődleges rotációs csúcshoz (P_1) viszonylag közel ($\pm 30\%$) egy további rotációs csúcsot (P_2) is találtak. Ezek után a differenciális rotációs együtthatót az $\alpha = |P_2 - P_1| / \max\{P_1, P_2\}$ összefüggés szerint becsülték. A vizsgálat eredménye az 1.13 ábrán látható, amelyből kitűnik, hogy a differenciális rotációs együttható értéke a rotációs periódussal nő (vö. Barnes és mtsai., 2005; Weber, 2007; Kővári és Oláh, 2014).

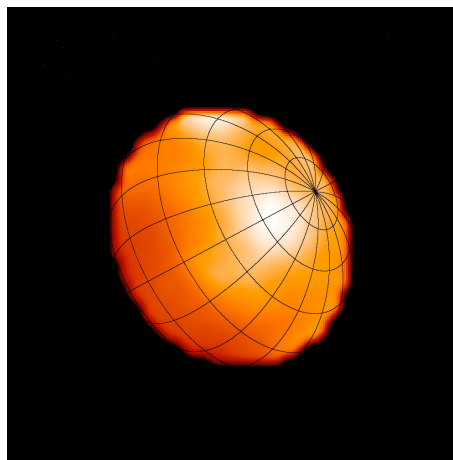


1.13. ábra. A differenciális rotációs együttható (α) függése a rotációs periódustól közel húszezer *Kepler*-fénygörbe alapján. Az ábra vízszintes tengelyén a feltételezett egyenlítői periódust a $P_{\min} = \min\{P_1, P_2\}$ értékkel közelítették (Reinhold és mtsai., 2013). Forrás: www.aanda.org

1.2.2. Spektroszkópiai megfigyelések, a Doppler-leképezés

A csillagok – kevés kivételtől eltekintve – a nagy távolságuk miatt gyakorlatilag pontszerű források az égen, emiatt felszínüket *direkt* módon nem tudjuk vizsgálni. Egy optikai távcső diffrakcióhatárolt elméleti szögfelbontása körapertúra esetén $\Delta\theta \approx 1,22 \frac{\lambda}{D}$, ahol λ a fény hullámhossza, D pedig a fénygyűjtő apertúra átmérője. Mivel a látható fény hullámhossza nagyjából adott, nagyobb felbontást D növelésével érhetünk el. Egy 8 m átmérőjű távcső – amilyen pl. a Very Large Telescope (VLT) négy egysége az Európai Déli Observatóriumban (European Southern Observatory, ESO) – elméleti felbontóképessége

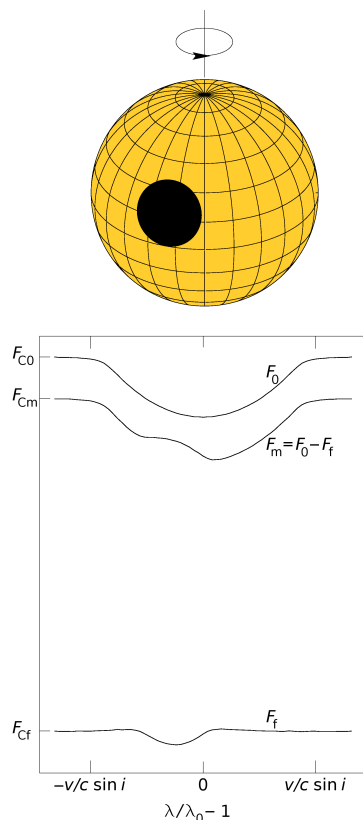
V színben ($\lambda=540$ nm) kb. 0,01 ívmásodperc. Azonban, ha valamilyen módon nem csökkentjük a légkör mindenkori zavaró hatását („seeing”), akkor a gyakorlatban elérhető legjobb felbontás kb. 0,5-1 ívmásodperc. A légkörön kívül, a Föld körül keringő legnagyobb távcső a 2,4 m átmérőjű Hubble-űrtávcső, amelynek optikai felbontóképessége 0,06 ívmásodperc. Létezik azonban egy mérés technikai eljárás, az interferometria, amelynek segítségével az optikai és a közeli infravörös hullámhosszakon is lehetséges a csillagászati képalkotás. A Hubble-űrtávcső a Fine Guidance Sensors (FGS) műszerével optikai interferometriával akár 0,001 ívmásodperces felbontásra is képes. Ez nagyjából megegyezik az ESO VLT interferometrikus üzemmódba helyezett távcsöveivel (VLTI) a közeli infravörös hullámhosszon elérhető felbontással. A 6 távcsőből álló Mount Wilson-i Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) interferométer határfelbontása azonban még ennél is jobb, elérheti a 0,3 ezred ívmásodpercet. Ilyen felbontás mellett már direkt módon vizsgálható egy közeli csillag felszínének hőmérséklet-eloszlása (ld. az 1.14 ábrát). Persze az interferometriával vizsgálható objektumok száma korlátozott. Ugyanakkor az alábbiakban bemutatásra kerülő Doppler-leképezés – *indirekt* módon – akár 0,000001 ívmásodperces elméleti felbontásra is képes, ami két nagyságrenddel meghaladja az optikai interferometriával jelenleg elérhető határt. És mindehhez elegendő egy megfelelő spektrográffal felszerelt 2 m apertúrájú optikai távcső. (Itt jegyezzük meg, hogy az interferometrikus képalkotás e számunkra is fontos alkalmazására a 3.1 részben még visszatérünk.)



1.14. ábra. Az Altair felszíni hőmérséklet-eloszlása a CHARA interferométerrel előállított, ezred ívmásodpercnél is jobb felbontású képen (Monnier és mtsai., 2007). A gyorsan forgó, emiatt erősen lapult törpecsillag pólusának közelében látható kifényesedés gravitációs eredetű. Forrás: John Monnier (University of Michigan)

A foltos csillagról rögzített fotometriai idősor lényegében a csillagfelszín egydimenziós lenyomata, a foltok fázis (asztrografikus hosszúság) szerinti eloszlásán kívül csak néhány kivételes esetben mondhatunk bármit is a foltok szélesség szerinti elhelyezkedéséről. Ilyen kivételes lehetőség egy fedési kettőscsillag, amikor a foltos csillag felszínét a másik csillag fedése segít „letapogatni” (Collier Cameron, 1997). Ezzel szemben nagy felbontású

spektroszkópiai adatok segítségével – kihasználva, hogy a forgó csillag felszínéről eredő spektrumvonalak a Doppler-effektus miatt kiszélesednek – lehetővé válik a csillagfelszín rekonstrukciója. Az eljárás „Doppler-leképezés” (Doppler imaging, Vogt és Penrod, 1983) néven vált ismertté. Azonban az elvi alapokat Deutsch (1958) már évtizedekkel korábban lefektette, Khokhlova (1976) pedig a felszínükön kémiai inhomogenitást mutató Ap csillagok esetében demonstrálta, hogy alkalmas spektrumvonalak sorozatából az inhomogenitások (foltok) rekonstruálhatók, a módszer tehát valóban működik.



1.15. ábra. Hideg folt nyoma az abszorpciós spektrumon. A forgó csillag felszínén egy környezeténél hidegebb folt a rotációsán kiszélesedett abszorpciós spektrumvonalon egy kitüremkedést hoz létre, még hozzá a foltnak megfelelő radiális sebességű (Doppler-eltolódású) helyen. Az ábrán F_m jelű eredő spektrumvonal a folt nélküli, rotációsán kiszélesedett F_0 monokromatikus fluxus és a folt F_f járulékának a különbsége.

1.2.2.1. A Doppler-leképezés alapelve

A Doppler-leképezés módszere azon a megfigyelésen nyugszik, hogy egy gyorsan forgó csillag felszínén megjelenő folt minden pillanatban a pozíciójára, a méretére és a hőmérsékletére jellemző nyomot hagy a fotoszferikus eredetű abszorpciós spektrumvonalakon. Ennek magyarázatához tekintsük az 1.15 ábrát! Az ábrán F_0 jelöli a folt nélküli, tisztán rotációsán kiszélesedett monokromatikus fluxust, amelyhez F_{C0} kontínuumszint tartozik.

A foltnak megfelelő felületelem járuléka a pozíciójából adódó Doppler-eltolódással F_f , amelynek kontínuumát F_{Cf} jelöli. Feltételezve, hogy a folt tökéletesen fekete (onnan nulla fluxus érkezik), a foltos csillag eredő F_m fluxusa F_0 és F_f különbsége lesz. Az ábrán jól látható, hogy a folt által okozott abszorpció hiánya a spektrumvonalon a foltnak megfelelő radiális sebességnél meghatározott méretű kitüremkedést kelt. Az is nyilvánvaló, hogy a Doppler-leképezésnek miért alapvető feltétele a csillag elegendően gyors forgása. Ugyanis így a látszó csillagfelszínről eredő integrált spektrumvonal rotáció miatti Doppler-szélesedése jóval nagyobb lesz, mint a folt okozta kitüremkedés – vagy általánosságban: a csillag tetszőleges pontjából eredő lokális vonalprofil – szélessége.

A csillag felszínén tehát egy környezeténél hidegebb folt a rotációsán kiszélesedett vonalon „látszólagos emissziós” kitüremkedést okoz, ami nem tökéletesen fekete folt esetén is igaz, hiszen a fluxus a hőmérséklet negyedik hatványával csökken, így a hideg folt fluxusa a zavartalan felszínhez képest nem lesz jelentős (a napfoltok esetében kb. 18%). Az 1.15 ábra alapján az új kontínuumra normált $R_m(\lambda)$ vonalalak az alábbi összefüggéssel adható meg (Collier Cameron, 1992):

$$R_m(\lambda) = \frac{F_0(\lambda) - F_f(\lambda)}{F_{C0} - F_{Cf}}. \quad (1.23)$$

Ennek megfelelően a deformáció nagysága λ hullámhosszon:

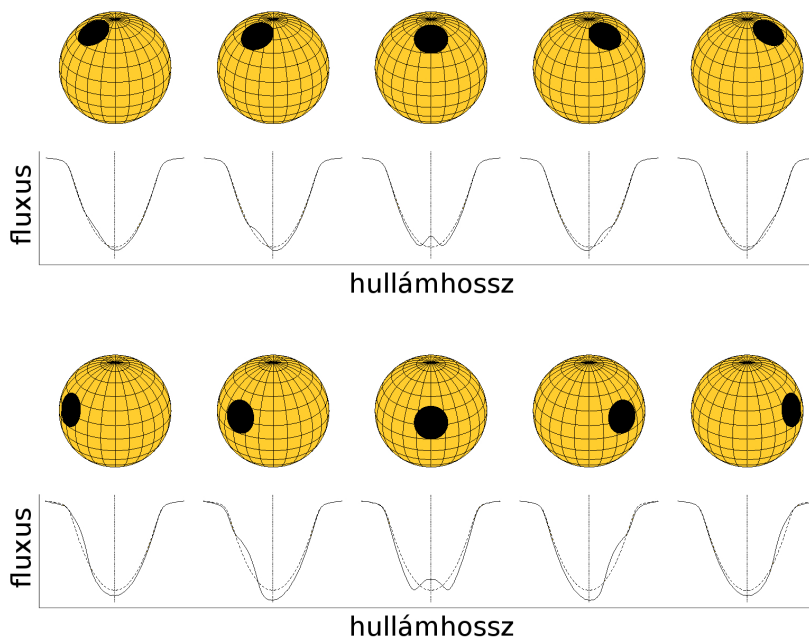
$$R_{\text{def}} = \frac{F_{Cf} - F_f(\lambda)}{F_{C0} - F_{Cf}}. \quad (1.24)$$

A Doppler-leképezés szükséges feltétele a deformáció R_{def} felismerhetősége, amely a gyakorlatban úgy fogalmazható meg, hogy a deformáció nagysága nagyobb legyen a spektrumvonalra jellemző szórás háromszorosánál, azaz

$$R_{\text{def}} \geq 3\sigma_{\text{profil}}, \quad (1.25)$$

ahol az adatokra jellemző szórás számos összetevőtől függ, így pl. a detektorba jutó fotonok számától, a detektor érzékenységétől, az integrációs idő nagyságától, a CCD-panel méretétől, a mért spektrumvonal kontínuumszinthez viszonyított mélységétől stb.

Az előzőekben láttuk, hogy az egyedi spektrumvonalak lényegében a csillag felszínének pillanatnyi egydimenziós vetületei. A kétdimenziós csillagfelszín akkor rekonstruálható, ha ezekből a „spektrális pillanatképekből” egy teljes rotációs fázist lefedő sorozat áll rendelkezésre. Ennek illusztrálására tekintsük az 1.16 ábrát, amelyen két sorozat látható! A felső sorozat egy pólusközeli, az alsó pedig egy alacsony szélességen elhelyezkedő folt hatását mutatja. A kitüremkedés mindkét esetben a spektrumvonal kék oldalán jelenik meg és a vörös oldal felé halad, ám a vonal centrumától mért maximális Doppler-eltolódás a felső sorozat pólusközeli foltja esetében kisebb, mint amit az egyenlítőhöz közelebbi foltnál tapasztalunk. Vagyis a spektrális pillanatképek sorozata nem csak a folt fázis szerinti megjelenéséről nyújt információt – tehát arról, hogy a folt melyik hosszúsági körön foglal helyet –, hanem általános esetben arról is, hogy melyik szélességi kör mentén található.



1.16. ábra. Pólusközeli és egyenlítőhöz közeli foltok nyomainak összehasonlítása. A forgás különböző fázisaiban rögzített pillanatképek sorozatán megfigyelhető, hogy a pólusközeli folt (felső sorozat) nyomának Doppler-eltolódása a vonal centrumához képest kisebb, mint amit az egyenlítőhöz közeli folt esetében látunk (alsó sorozat).

1.2.2.2. Az eredő vonalalak számítása

Egy tetszőleges φ forgási fázisban megfigyelhető R_{calc}^* vonalalak az I lokális vonalintenzitások és az I_C lokális kontínuumintenzitások ismeretében az alábbi felszíni integrállal számítható ki (Piskunov és Rice, 1993):

$$R_{\text{calc}}^*(\lambda, \varphi) = \frac{\iint I(M, \theta) R[M, \theta, \lambda + \Delta\lambda(M, \varphi)] \cos \theta \, dM}{\iint I_C(M, \theta) \cos \theta \, dM}, \quad (1.26)$$

ahol M a dM felületelem pozíciója a csillag felszínén (hosszúság és szélesség), θ az M pontban állított felszíni normálvektor és a látóirány által bezárt szög, R a lokális vonalalak az M pontban, $\Delta\lambda(M, \varphi)$ pedig az M pontbeli Doppler-eltolódás a csillag forgása miatt. A lokális vonalprofil leggyakrabban numerikus úton spektrumszintézissel számítják modellatmoszférából, lokális termodinamikai egyensúlyt (LTE, Gray, 1992) feltételezve. Ehhez a radiatív transzfer egyenletét kell numerikusan megoldani külön a vonal és külön a kontínuum sugárzására:

$$\cos \theta \frac{dI(M, \theta, \lambda, \tau_\lambda)}{d\tau_\lambda} = I(M, \theta, \lambda, \tau_\lambda) - S(M, \lambda, \tau_\lambda), \quad (1.27)$$

ahol τ_λ az optikai mélység, $S(M, \lambda, \tau_\lambda)$ a forrásfüggvény. A megoldás a felszíni $I_C(M, \theta)$ kontínuum- és $I(M, \theta, \lambda, \tau_\lambda = 0)$ vonalintenzitást szolgáltatja, feltételezve, hogy mélyen az atmoszférában $I = S$ teljesül.

1.2.2.3. Az inverz feladat megoldása

Amennyiben az észlelési adatsort egy $R_{\text{obs}}^*(\lambda, \varphi)$ spektrumsorozat alkotja, a Doppler-kép előállításához az illesztés jóságára jellemző

$$\chi^2 = \sum_{\varphi} \sum_{\lambda} \left[\frac{R_{\text{calc}}^*(\lambda, \varphi) - R_{\text{obs}}^*(\lambda, \varphi)}{\sigma_{\lambda, \varphi}} \right]^2 \quad (1.28)$$

mennyiség minimalizálása szükséges. Ugyanakkor az inverz feladat megoldása véges jel/zaj viszony esetén nem lesz egyértelmű, emellett az adatok kedvezőtlen fáziseloszlása is problémát jelent. Az egyértelműsítés miatt szükséges egy γ Lagrange-multiplikátorral bevezetett S_r regularizációs függvény alkalmazása.

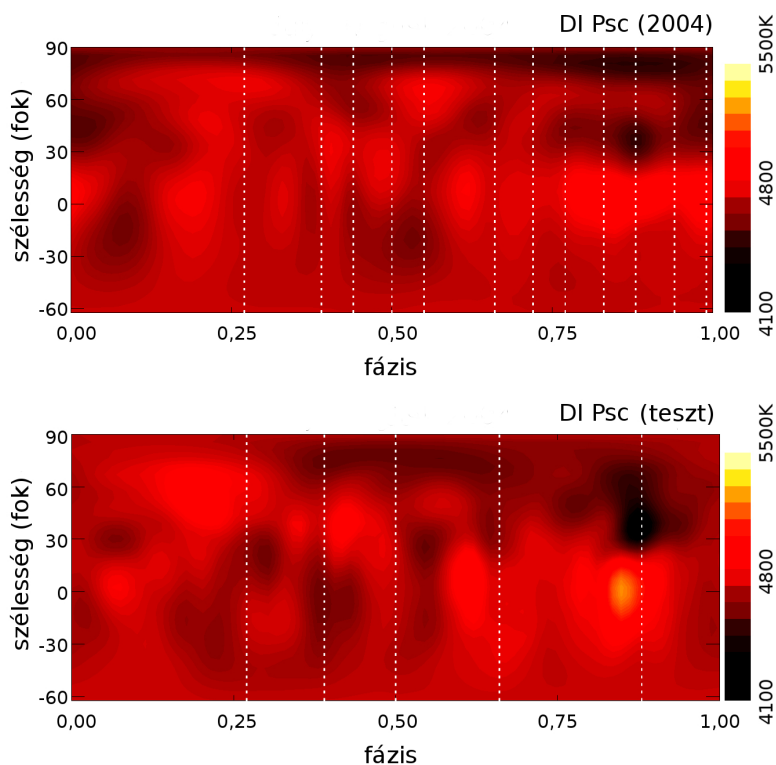
$$E = \chi^2 + \gamma S_r, \quad (1.29)$$

ahol S_r általában az 1.2.1 pontban bemutatott 1.19 összefüggés szerinti információs entrópia vagy az 1.20 összefüggés szerinti Tikhonov-függvény. A regularizációval E hibafüggvény minimalizálása matematikailag már egyértelmű. A képelemek intenzitás-eloszlására jellemző információs entrópia maximalizálásával az egyes képelemek közötti korrelációt állítjuk be akkorára, amekkorát az adatsor formális hibája még megenged, míg a Tikhonov-függvény alkalmazásával a lehetséges legsimább képet keressük, amelyből az észlelt vonalprofilok sorozata még hibán belül reprodukálható. Kimutatható, hogy a kétféle regularizációs függvény használata megfelelő fázisfedettség és elegendően nagy jel/zaj viszony esetén lényegében hasonló eredményre vezet (Piskunov és mtsai., 1990).

A Doppler-leképezés technikai megvalósítására az elmúlt évtizedek során többféle kód született, amelyek létjogosultságát a szerzők minden részletre kiterjedő tesztekkel igazolták (pl. Vogt és Penrod, 1983; Vogt és mtsai., 1987; Rice és mtsai., 1989; Kürster, 1993; Unruh, 1996; Unruh és Collier Cameron, 1997; Rice és Strassmeier, 2000). A dolgozat további fejezeteiben a Rice és mtsai. (1989) által kifejlesztett **TempMap** inverziós kód alkalmazásaiból született eredményekkel foglalkozunk.

1.2.2.4. A Doppler-leképezés korlátai

A Doppler-leképezés alkalmazhatóságát több körülmény is korlátozza. Ezek egy része a csillag fizikai tulajdonságaival kapcsolatosak, más részük a csillagról mért adatok minőségével. Ez utóbbihoz sorolható a fázisfedettség, amely a tapasztalat szerint akkor optimális, ha a rotációs fázis mentén közelítőleg egyenletesen elosztva legalább 10–12 spektrumunk van (Vogt és mtsai., 1987). Ezt azonban nem mindig könnyű elérni. Ha pl. egy 12 napos forgási periódusú csillagról szeretnénk megfelelő fázisfedettségű adatsort, akkor egy teljes rotáció alatt minden éjszaka legalább egy spektrum rögzítése szükséges, amelyet néhány felhős nap könnyen ellehetetlenít. A néhány napos forgási periódusú csillagok esetén a fázisfedettség a nappalok miatt alakulhat kedvezőtlenül – ilyenkor a megfelelő fázisfedettség érdekében több rotációs periódust kell végigmérni. Ekkor azonban további problémát jelenthet, ha időközben a csillag felszínén a foltok eloszlása jelentősen módosul. Az adathiányos ún. „fázisárkok” nagyságuktól függően a Doppler-képeken különböző mértékű torzításokhoz vezetnek, ahogyan azt az 1.17 ábra is mutatja.



1.17. ábra. A fázisárkok hatása a Doppler-leképezésre. A felső kép a DI Psc óriás-csillag felszíni hőmérséklet-eloszlásáról készített Doppler-rekonstrukció 2004-ből (Lindborg és mtsai., 2014). A felhasznált 12 spektrum fázisait a képen függőlegesen végigfutó szaggatott vonalak jelölik. Az alsó tesztképen a Doppler-rekonstrukcióhoz az eredeti adatsorból csupán 5 spektrumot használtak fel. A rossz fázisfedettség hatására a tesztképen az eredetihez képest jelentős különbségeket figyelhetünk meg, különösen a 0,9 fázisnál és a póluson elhelyezkedő folt esetében (az alkalmazott Mercator-projekció az északi pólust a téglalap felső élére képezi). Forrás: www.aanda.org

A torzulások relatív nagyságrendjéből ($\approx 1\%$) levezethető további fontos követelmény az észlelési adatok megfelelő minősége: a spektrumok $\lambda/\Delta\lambda$ felbontása a Doppler-leképezéshez leggyakrabban használt 6400 Å körüli tartományban legalább $R = 30\,000$, a jel/zaj értéke pedig legalább 150–200 kell legyen (Vogt, 1988).

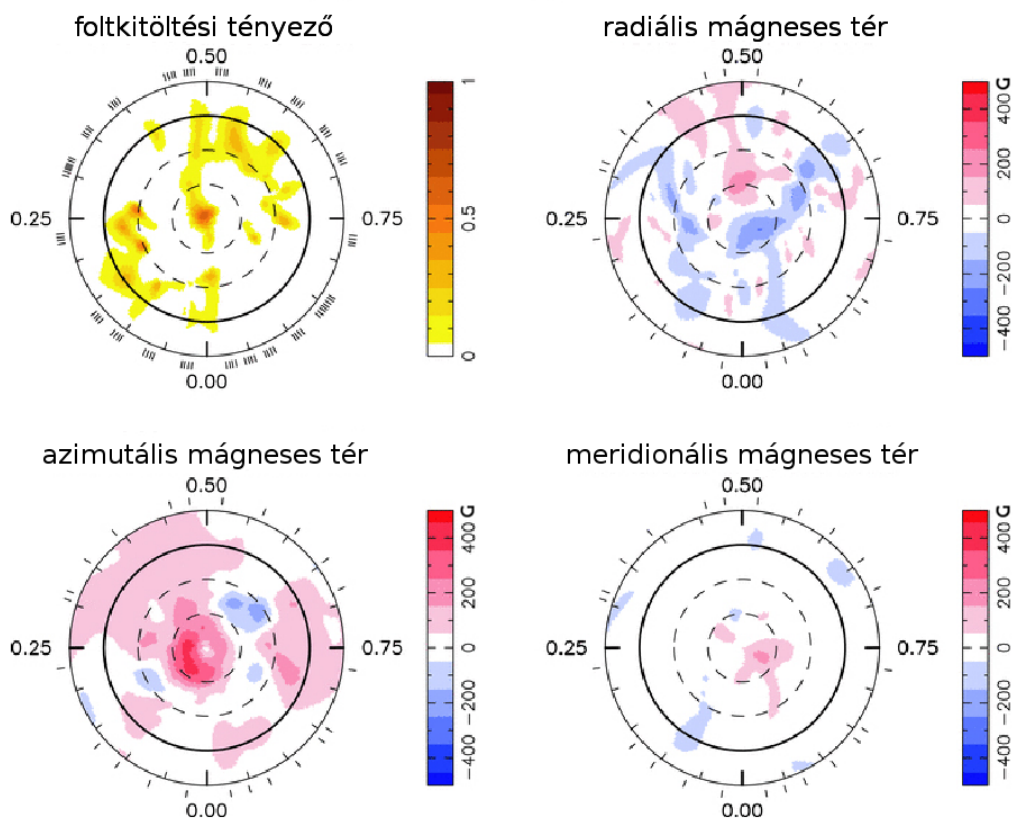
A Doppler-leképezés alkalmazhatóságának további korlátai a csillag fizikai tulajdonságaival hozhatók összefüggésbe. Ahhoz, hogy a felszíni struktúrák a spektrumvonalon felbonthatók legyenek, az egyenlítői rotációs sebesség látóirányú vetületének ($v \sin i$) legalább 20–25 km/s nagyságúnak kell lennie, bár a minimum érték némileg függ a spektrális felbontástól. Piskunov és Wehlau (1990) szerint $R = 50\,000$ esetén 15 km/s egyenlítői vetületi sebesség is elegendő lehet. Ugyanakkor nem szerencsés, ha a $v \sin i$ meghaladja a 100 km/s értéket, ugyanis ekkor a túlzottan kiszélesedett vonalprofilok mélysége már annyira kicsi, hogy rajtuk a felszíni foltok miatti (néhány százalékos nagyságrendbe eső) torzulások nem különíthetők el más hatásoktól, pl. blendektől, teresztikus vonalaktól, vagy a zajtól (Vogt, 1988). A $v \sin i$ értékére vonatkozó feltétel a

késői típusú csillagok közül lényegében két jól meghatározott csoportot jelöl ki: az egyik a gyors forgású (néhány napos rotációs periódusú) fősorozati és közvetlenül a fősorozat előtti fejlődési állapotban levő törpék, míg a másik csoportba az elfejlődött, ám viszonylag még gyorsan – kb. 10–25 napos periódussal – forgó szubóriások és óriások tartoznak. Ez utóbbiak gyakran ún. RS CVn típusú szoros kettősrendszerek tagjai, ugyanis a szoros kettősrendszerekben kialakuló kötött keringés (szinkronizáció) révén a gyors forgás az elfejlődés után is megmarad. Márpedig a késői típusú csillagok esetében a gyors forgás szoros kapcsolatban van a mágneses aktivitással. A dinamómechanizmus ismertetése során (az 1.1.3 részben) már láttuk, hogy a szoláris mágneses tér felépítésében és a napfoltok létrejöttében a Nap tengely körüli forgása alapvető fontosságú. Modelleink és a tapasztalatok (pl. Wilson, 1963; Skumanich, 1972; Noyes és mtsai., 1984; Hartmann és Noyes, 1987; Gunn és mtsai., 1998) is alátámasztják, hogy minél gyorsabb a csillag rotációja, annál látványosabb a mágneses aktivitás felszíni megnyilvánulása. Meg kell azonban jegyezni, hogy sem a Napot, sem a hozzá hasonló forgási periódusú fősorozati törpecsillagok felszínét nem lehet Doppler-leképezéssel vizsgálni, és nem elsősorban a kevésbé látványos foltaktivitás miatt, hanem azért, mert esetükben nem teljesül a rotációs Doppler-szélesedés szükséges minimumfeltétele. A Nap esetében az egyenlítői forgási periódus kb. 25 nap, ami $v \sin i \approx 2$ km/s-nak felel meg, míg egy Napnál 20-szor nagyobb vörös óriás esetében ugyanez a forgási periódus $i \approx 90^\circ$ esetén $v \sin i \approx 40$ km/s értéket eredményez, így a csillagra elvileg alkalmazható a Doppler-leképezés. Nem mindegy azonban, mekkora a csillag forgástengelyének i inklinációja, azaz a látóiránnyal bezárt szöge. Míg $i = 0^\circ$ esetén nincs rotációs Doppler-szélesedés, $i = 90^\circ$ esetén a csillag északi és déli féltékéje a Doppler-leképezés szempontjából egyenértékű, azaz nincs mód a két féltéke közötti esetleges különbségek felderítésére, a Doppler-kép az egyenlítői síkra nézve szimmetrikus lesz. Szerencsés esetben tehát az inklináció értéke $\approx 20^\circ$ és $\approx 70^\circ$ közé esik.

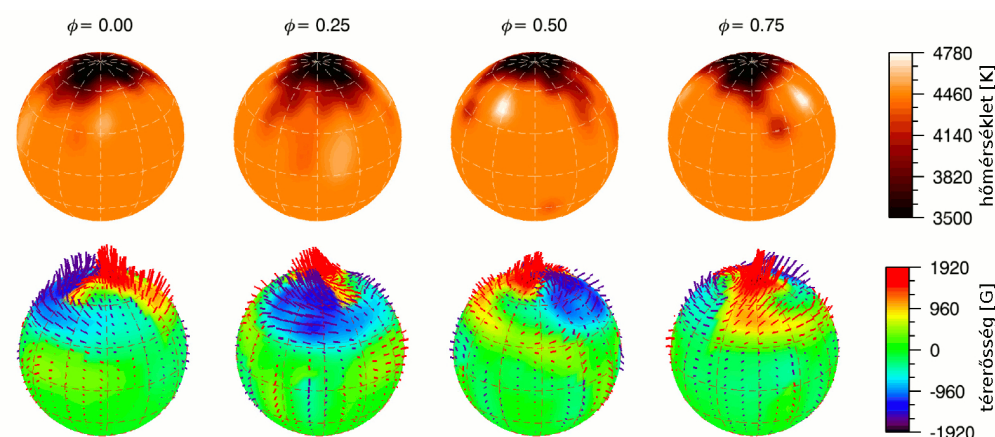
1.2.3. Spektropolarimetria, a Zeeman–Doppler-leképezés

Az 1.1.1 részben láttuk, hogy a napaktivitás jelenségek köre szoros kapcsolatban áll a Nap mágneses terével. A szoláris paradigma alapján pedig azt várjuk, hogy a napfoltokhoz hasonlóan egy késői típusú csillag felszínén megjelenő hideg folt is közvetlen kapcsolatban van a csillag mágneses terével. Azonban a foltos csillagok esetében a mágneses tér rekonstrukciójára az előzőekben bemutatott klasszikus Doppler-leképezés nem alkalmas, mivel az aktív csillagok esetén a mágneses terek hatása a spektrumvonalakra elenyésző, nagyságrendje nem éri el a zaj szintjét. Ám a spektropolarimetria segítségével ezt a rendkívül csekély hatást megfelelő módszerrel az arra érzékeny spektrumvonalakon ki lehet mutatni (Babcock, 1947), sőt spektropolarimetrikus észlelésekből elvileg a felszíni mágneses tér háromdimenziós struktúrája is rekonstruálható. Az eljárás neve Zeeman–Doppler-leképezés (Semel, 1989; Donati és mtsai., 1989; Semel és mtsai., 1993), amely a Doppler-leképezéshez hasonló elven működik, azzal a különbséggel, hogy a Zeeman–Doppler-leképezés a képalkotáshoz a Zeeman-felhasadás polariméterrel mérhető Stokes-paramétereit (a polarizálatlan I intenzitást, a cirkulárisan polarizált V, valamint a lineárisan polarizált Q és U paramétereket) használja. A klasszikus Doppler-leképezéshez hasonlóan a lokális vonalprofil kiszámításához az 1.27 transzferegyenletet kell megoldani, azonban jelentősen nehezíti a feladatot, hogy az intenzitás ezúttal a Stokes-vektor függvé-

nye, ami a gyakorlatban rendkívül megnehezíti a lokális profilok kiszámítását (ld. pl. Rees és mtsai., 1989). Ezt részben áthidalva a Zeeman–Doppler-leképezés kezdeti formájában a „gyenge tér közelítéssel” élve feltételezték, hogy a cirkulárisan polarizált jel (Stokes V) arányos a polarizálatlan intenzitás (Stokes I) hullámhossz szerinti deriváltjával (pl. Donati és mtsai., 1997). További nehézséget jelentett a zajszint alatti, jellemzően 10^{-3} relatív intenzitású polarizációs jelek észlelése, amely komoly műszerezettséget kívánó feladat. A Stokes-paraméterek mérésére Donati és mtsai. (1997) kidolgozták az ún. „sokvonalas legkisebb négyzetes dekonvolúciót”, amely egyszerre több ezer fotoszferikus vonal felhasználásával volt képes a jel/zaj viszonyt a sokszorosára növelni (ld. Tkachenko és mtsai., 2013). Az így feljavított Stokes-paramétereket felhasználva a Zeeman–Doppler-leképezéssel a felszíni folteloszlás mellett rekonstruálni lehetett a mágneses tér radiális, azimutális és meridionális komponensének az eloszlását (1.18 ábra).



1.18. ábra. Zeeman–Doppler-rekonstrukció a G2 spektráltípusú NZ Lup (HD 141943) felszíni fényességeloszlásáról (jobbra fent), valamint a mágneses tér radiális (balra fent), azimutális (jobbra lent) és meridionális (balra lent) komponenséről (Marsden és mtsai., 2011). A képeket a pólus irányából kiterítve látjuk, a mágneses térerősség mértékegysége a skálán gauss. Forrás: *mras.oxfordjournals.org*



1.19. ábra. Az *iMap* kóddal előállított Zeeman–Doppler-rekonstrukció a V_{410} Tau felszínéről (Carroll és mtsai., 2012). A felső sorban ortogonális nézetben látható a csillag hőmérséklettérképe a rotáció négy fázisában, az alsó sorban pedig a mágneses tér szerkezete. Az erővonalak hossza arányos a térerősséggel, a színskála kék oldala negatív, vörös oldala pozitív polaritású. Forrás: www.aanda.org

A kezdetektől fogva ismert volt, hogy általános esetben a felszíni mágneses tér szerkezetének pontos rekonstruálásához mind a négy Stokes-paraméterre szükség van (Piskunov és Khokhlova, 1984; Piskunov, 1985). Viszont a Stokes Q és U paraméterek intenzitása a V paraméteréhez képest további egy nagyságrenddel kisebb, ezért a lineárisan polarizált vonalak észlelésére sokáig nem volt lehetőség. Így azonban jogos kétség merült fel a Zeeman–Doppler-leképezés eredményeinek megbízhatóságát illetően (pl. Wehlau és Rice, 1993; Berdyugina, 2005; Rosén és Kochukhov, 2012), hiszen ebben a formájában a rekonstrukció belülről fakadóan és szükségképpen határozatlan maradt. Ezzel a nem elhanyagolható problémával úgy próbáltak megbirkózni, hogy a tér konfigurációjára vonatkozóan *a priori* egyszerűsítő feltételezéssel éltek. Fontos előrelépés volt a megbízhatóság irányába egy új generációs Zeeman–Doppler-leképező kód, az *iMap* (Carroll, 2007; Carroll és mtsai., 2008, 2012) kifejlesztése, amely iteratív úton egyidejűleg képes rekonstruálni a csillag felszíni hőmérséklet-eloszlását, valamint a radiális, azimutális és meridionális térkomponenseket, azaz gyakorlatilag összekapcsolja a klasszikus Doppler-leképezést és a Zeeman–Doppler-leképezést (ld. az 1.19 ábrát). Ismert ugyanis, hogy a felszíni hőmérsékleti anomáliák elhanyagolása a mágneses tér rekonstrukcióját megbízhatatlanná teszi (Rosén és Kochukhov, 2012).

2. fejezet

A működő dinamó megfigyelése foltos csillagokon

Az aktív csillagok tanulmányozásával alapvető célunk, hogy minél inkább bővítsük a mágneses dinamó elméleti megalapozásához szükséges észlelési adatbázist. Ugyanakkor a napaktivitással rokon jelenségek tanulmányozása egyes aktív csillagokon abban is segít, hogy közelebb kerüljünk a napdinamó működésének megértéséhez, feltárjuk Napunk múltbeli állapotát, vagy megjósoljuk jövőbeli fejlődését.

Vegyük hát számba, melyek azok a dinamóműködéssel kapcsolatba hozható markáns aktivitási jegyek, amelyek megfigyelése a csillagokon reális célként fogalmazható meg! A legalapvetőbb észlelési lehetőségek közé tartozik (*i.*) a hosszabb idősorokban megnyilvánuló ciklikusság – pl. fotometriai idősorokban, a Ca II H&K emissziós vonalaiból származtatott *S*-index idősoraiban (Baliunas és mtsai., 1998), vagy egyéb aktivitási indikátorok idősoraiban; (*ii.*) a fotometriai rotációs periódusban mutatkozó szezonális változások, amelyek a foltaktivitás változásával vagy a felszíni differenciális rotációval hozhatók kapcsolatba; (*iii.*) a csillagfoltok pozícióinak rövid időskálán jelentkező változásai, amelyekből lokális és globális felszíni sebességmezők (pl. differenciális rotáció, meridionális cirkuláció) jelenlétére következtethetünk; valamint (*iv.*) a felszíni foltok pozíciójában hosszabb időskálán tapasztalható szabályszerűségek, amelyek a Napon is megfigyelt pillangó-diagramhoz hasonló jelenségre, vagy éppen a tengelyszimetriát sértő ún. aktív hosszúságok (pl. Bumba és mtsai., 2000; Berdyugina és Usoskin, 2003; Obridko, 2010; Zhang és mtsai., 2011; Mantere és mtsai., 2013) létére utalhatnak. A felsoroltak egy része éveket, évtizedeket átfogó megfigyelési adatbázist feltételez, más részük pedig a legmodernebb észlelési és adatfeldolgozási eszközök használatát igényli – jellemzően rotációs időskálán (nagyfelbontású spektroszkópia, spektropolarimetria). Tény azonban, hogy e két eltérő megfigyelési stratégia együttes alkalmazása nyújthatja a legteljesebb képet.

A mágnesesen aktív csillagok közül ebben a fejezetben négy objektummal foglalkozunk részletesen. A bemutatásra kerülő objektumok mindegyikére teljesül az 1.2.2 részben tárgyaltak szerinti $v \sin i \gtrsim 20\text{--}25 \text{ km/s}$ kritérium, azaz vizsgálatukhoz a fotometriai idősorok analízise mellett a Doppler-leképezést is segítségül fogjuk hívni. A négy objektum közül kettő magányos, fősorozati törpecsillag (LQ Hya, V889 Her), kettő

pedig RS CVn típusú rendszerbeli elfejlődött óriáscsillag (σ Gem, ζ And). A foltos felszín rekonstrukciójával mind a négy csillag esetében lehetőség nyílik a felszíni differenciális rotáció meghatározására, sőt némely esetben egyéb felszíni árammezők detektálására is. A kiválasztott példákat a napaktivitással összevetve azonban nemcsak hasonlóságokat fogunk látni, de alapvető különbségeket is, amelyek értékelésére az elméleti vizsgálatok tükrében teszünk kísérletet.

2.1. Az LQ Hydrae felszíni struktúráinak időbeli fejlődése

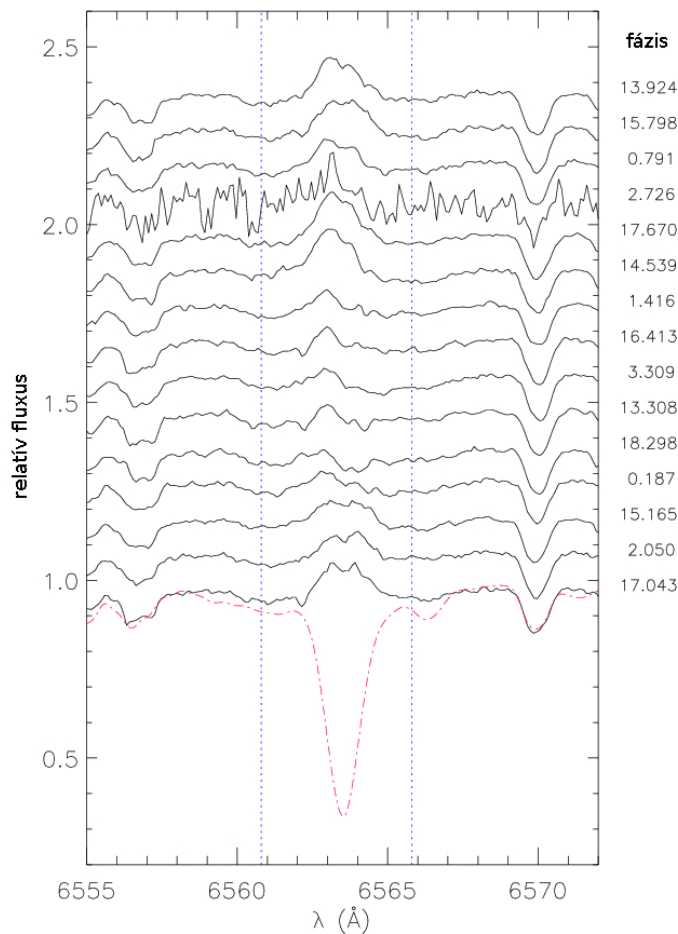
Az LQ Hydrae (HD 82558, Gl 355) egy fiatal, gyorsan forgó ($P_{\text{rot}} = 1,6$ nap) fősorozati K2 törpecsillag, amelynek mágneses aktivitása régóta ismert (Bidelman, 1981; Heintz, 1981). A lítiumabundancia magas értéke és a csillag sajátmozgása alapján Fekel és mtsai. (1986a) arra a következtetésre jutottak, hogy az LQ Hya kora néhányszor 10^7 év, ami összhangban van a HIPPARCOS katalógus (Perryman és mtsai., 1997; van Leeuwen, 2007) adatai alapján becsült $(51,9 \pm 17,5) 10^6$ éves értékkel (Tetzlaff és mtsai., 2011). A magányos, viszonylag fényes ($V=7,75$ mag) törpecsillag tömege a Napénál valamivel kisebb ($\approx 0,8 M_{\odot}$, Tetzlaff és mtsai. 2011), ezzel együtt felszíni aktivitásának vizsgálata kiváló lehetőség arra, hogy a Nap korábbi állapotát jellemző folyamatokra következtessünk, amikor központi csillagunk még jóval gyorsabban forgott.

2.1.1. Aktivitási jegyek a fotoszférától a koronáig

Az LQ Hya erős kromoszferikus aktivitását a Ca II H&K vonalon mért emissziója nyomán fedezték fel (Bidelman, 1981; Heintz, 1981). Az optikai spektrum H α -vonalán tapasztalt emissziós kitöltés (Fekel és mtsai., 1986b) alapján a csillagot a BY Dra típusú foltos változók közé sorolták. A 6 cm-en mért 0,25 mJy rádiófluxus (Drake és mtsai., 1990) erős koronaaktivitásra utalt, amelyet a ROSAT műhold lágyröntgen-mérései is alátámasztottak (Sterzik és Schmitt, 1997). A $\log L_X/L_{\text{bol}} = -3,06$ érték alapján az LQ Hya a hasonló tömegű csillagok között az egyik legaktívabb. Közismert, hogy a Nap-típusú csillagok mágneses aktivitása (valamely mérhető indikátorán, pl. a $\log L_X/L_{\text{bol}}$ értékén keresztül) a rotációval egy darabig nő, majd szaturálódik (Wright és mtsai., 2011; Kitchatinov és Olemskoy, 2015). Ez alapján feltételezhető, hogy az LQ Hya belsejében működő dinamó a szaturációs tartományban van (Randich, 2000).

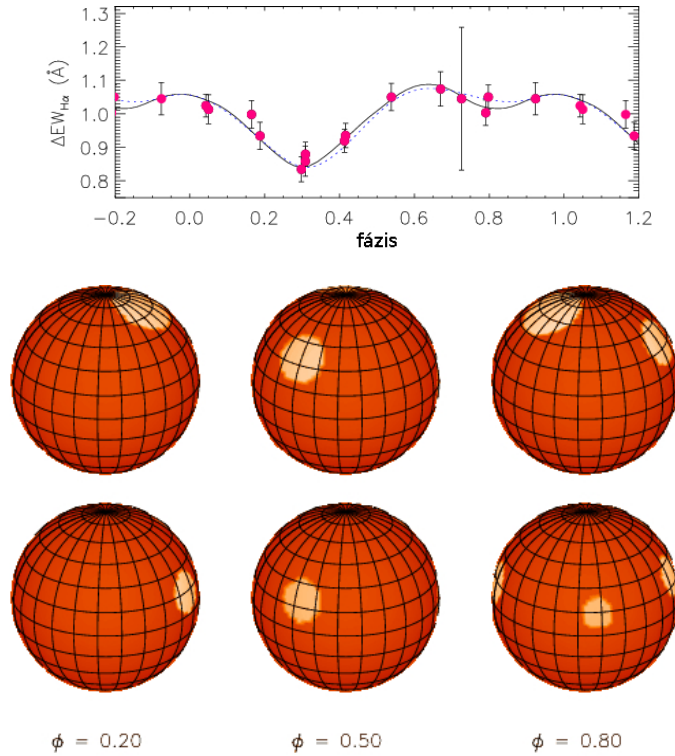
A K és M törpecsillagokon észlelt flerek eredetük és fejlődésük tekintetében is emlékeztetnek a Napon megfigyelt flerekre. Az alapvető különbség, hogy a csillagflerek energiája 2–4 nagyságrenddel felülmúlja a legnagyobb napflerekét. Ilyen nagyenergiájú flereket az LQ Hya-n is sikerült már észlelni optikai-, UV- és röntgentartományban (Ambruster és Fekel, 1990; Montes és mtsai., 1999; Covino és mtsai., 2001), de a csillagon az alacsonyabb energiájú flerek is gyakoriak (Saar és Bookbinder, 1998).

A kromoszferikus fáklyamezők, más néven plázsok feltérképezésének hatékony eszköze a Balmer H α -vonal mérése. A 2.1 ábrán az LQ Hya 15 H α -vonalprofilja látható a 2000. április 4.–május 9. közötti időszakból (Frasca és mtsai., 2008). A profilok jellemzője az abszorpciós szárny és közepén az emissziós kitöltés. (A Nap esetében a H α -vonal jellemzően abszorpciós, csak a plázsok belsejében fordul emisszióba.) Az emissziós mag



2.1. ábra. Az LQ Hya 2000. április 4.–május 9. közötti időszakban mért $H\alpha$ -profiljai a rotációs fázisértékek törtrészei szerint sorba rendezve. Alul piros színnel egy lassú forgású, mágneselesen inaktív csillag (HD 3765) $H\alpha$ -vonala látható (az összehasonlítás kedvéért mesterségesen kiszélesítve). Forrás: www.aanda.org

rotációsán modulált, kevésbé aktív fázisokban ($\{\phi\}=0,2-0,4$) egycsúcsú, míg máskor, aktívabb fázisokban kettős csúcsot mutat. Ekkor általában a kék oldali csúcs erősebb, bár látunk példát arra is, hogy a csúcsok egyformák, vagy éppen a vörös oldali dominál. A 2.2 ábra az LQ Hya $H\alpha$ -profiljai alapján rekonstruált kromoszférikus plázs-térképet mutatja (Frasca és mtsai., 2008). Az alkalmazott eljárás a fotometriai foltmodellezéshez hasonlít, amennyiben a $H\alpha$ -profilokból számolt ekvivalens szélesség rotációs változását a kromoszférikus háttéren 2-3 forró folttal (plázzsal) illesztik. Itt érdemes megjegyezni, hogy a $H\alpha$ -spektrumok esetében a vonalszélesedési mechanizmusok között igen jelentős a kromoszférikus fűtés szerepe, ezért a $H\alpha$ -vonalakra nem alkalmazható a Doppler-leképezés (amelynek feltétele a rotációs szélesedés dominanciája). A 2.2 ábrán bemutatott modellben a plázs/kromoszférikus háttér fluxusaránya szabad paraméter. A Napon az $F_{\text{pl}}/F_{\text{chr}}$ értéke átlagosan ≈ 2 (Ellison, 1952; Labonte, 1986), ugyanakkor a jóval aktívabb LQ Hya esetében a megfelelő modellillesztéshez $F_{\text{pl}}/F_{\text{chr}} = 5$ arány feltételezésére volt



2.2. ábra. Az LQ Hya kromoszférájának sematikus képe a 2000. április 4.–május 9. közötti időszakból (Frasca és mtsai., 2008). A felső panel a $H\alpha$ -vonal ekvivalens szélességének rotációs modulációját mutatja, az alsó két sorban pedig a $\Delta EW_{H\alpha}$ rotációs görbe alapján rekonstruált kromoszfératérkép látható két plázs (középső sor) ill. három plázs (alsó sor) feltételezésével. A felső panelen a kétplázs-modellt szaggatott vonal, a háromplázs-modellt folytonos vonal jelöli. Forrás: www.aanda.org

szükség. Ekkora értékkel a Napon legfeljebb a plázsok (és flerek) legfényesebb tartományaiban találkozunk (pl. Zirin, 1988).

2.1.2. Fotometriai tulajdonságok, aktivitási ciklusok

Az LQ Hya fotometriai rotációs periódusát elsőként Fekel és mtsai. (1986a) határozták meg ($P_{\text{rot}} = 1,6603$ nap), és tapasztalatuk szerint a csillag fotometriai fénygörbéje a vizsgált 300 periódus alatt viszonylag stabil volt. Azonban hosszabb távon a csillag felszíne fotometriailag már jóval változékonyabb. Strassmeier és mtsai. (1997) 1991–1996 közötti időszakra kiterjedő vizsgálatai szerint a fénygörbék alakja szezonálisan jelentős változást mutatott, a V színben mért legkisebb amplitúdó 0,03 magnitúdó volt (az 1995/96-os szezonban), a legnagyobb pedig 0,15 magnitúdó (az 1994/95-ös szezonban). Az öt egymást követő észlelési szezonban a leghosszabb fotometriai periódus $P_{\text{rot}} = 1,6154 \pm 0,0045$ nap volt (1992/93), míg a legkisebb érték $P_{\text{rot}} = 1,6033 \pm 0,0014$ nap (1994/95). Ilyen jellegű periódusváltozások kézenfekvő magyarázata lehet a felszín dif-

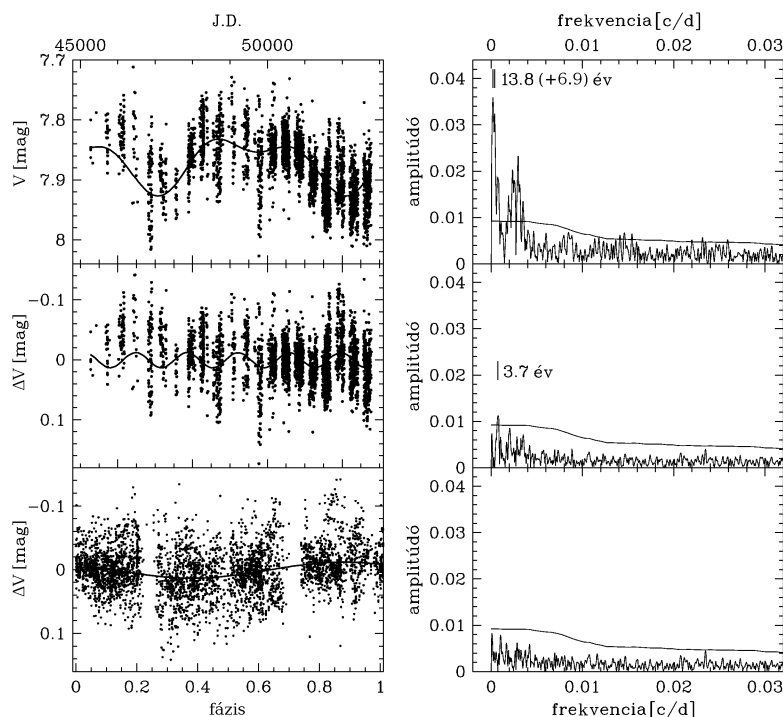
ferenciális rotációja. Az egyes időszakokban a csillag domináns foltjai más-más szélességeken foglalnak helyet, ennek megfelelően a különböző fotometriai adatsorok periódusanalízise eltérő rotációs jelet ad. Amennyiben a csillag felszínén a Nap differenciális rotációjához hasonló rotációs profilt tételezünk fel, a differenciális rotációs együttható, vagy más néven a felszíni nyírás paraméter értékét az alábbiak szerint definiálhatjuk:

$$\alpha = (P_{\text{pol}} - P_{\text{eq}})/P_{\text{eq}}, \quad (2.1)$$

ahol P_{pol} és P_{eq} a póluson és az egyenlítőn mérhető rotációs periódusok. Nyilvánvaló, hogy pusztán fotometriai adatokból a differenciális rotációs együttható értékére csupán alsó becslést tudunk adni (ld. az 1.2.1.1 részt), hiszen a domináns foltok valódi helyét nem ismerjük, azaz $\alpha \geq \Delta P/\bar{P}$, ahol ΔP a rotációs periódusok szezonális változása, \bar{P} pedig egy hosszabb időszakra megállapított átlagos periódus. Ez alapján a fotometriai mérésekből becsülhető differenciális rotációs együttható értéke az LQ Hya felszínén $\alpha \geq 0,0076 \pm 0,0037$, ami a Napon tapasztalt $\alpha \approx 0,2$ átlagos felszíni nyíráshoz (Balthasar és mtsai., 1986) képest szinte jelentéktelen. Ugyanakkor a nyírás paraméter és az egyenlítői rotációs sebesség viszonya alapján határozható meg az Ω -effektushoz köthető T_L karakterisztikus időskála, amely alatt az egyenlítő „lekörözi” a pólust. Ez az érték a Nap esetében kb. 126 nap, míg az LQ Hya esetében a fotometriai mérések alapján becsült érték $T_L \approx 210$ nap.

Az LQ Hya hosszú távú aktivitási tulajdonságait Strassmeier és mtsai. (1997) 14 évet átfogó fotometriai adatsor alapján vizsgálták, és kb. 7 éves szinuszoidális változást találtak. Újabb fotometriai adatokat felhasználva, összesen 21 évet lefedő adatsor Fourier-analíziséből Kővári és mtsai. (2004) a csillag fényességének kvázi-ciklikus változását tapasztalták, amelyet $13,8 \pm 2,8$ éves főperiódussal és annak $6,9 \pm 0,8$ éves első felharmonikusával jellemeztek. Az adatsort ezzel kiegészítve a szerzők egy további $3,7 \pm 0,3$ év hosszúságú ciklust találtak (ld. a 2.3 ábrát). Az ilyen hosszú időskálán tapasztalható multiciklikus viselkedés az aktív csillagok esetében nem ismeretlen (Oláh és mtsai., 2009), amit a Nap különböző hosszúságú aktivitási ciklusaival – tehát a nagyjából 10^1 éves foltciklus mellett a $0,6$ – 4 év hosszúságú oszcillációkkal (Forgács-Dajka és Borkovits, 2007; Bazilevskaya és mtsai., 2014), valamint a 10^2 éves nagyságrendű Gleissberg-ciklussal (Gleissberg, 1939) – lehet párhuzamba állítani. E sajátosságot magyarázhatják a dinamóműködést kísérő és azt befolyásoló sztochasztikus vagy nemlineáris folyamatok, rezonanciák (pl. Ossendrijver és Hoyng, 1996; Tobias, 2002; Moss és Sokoloff, 2013).

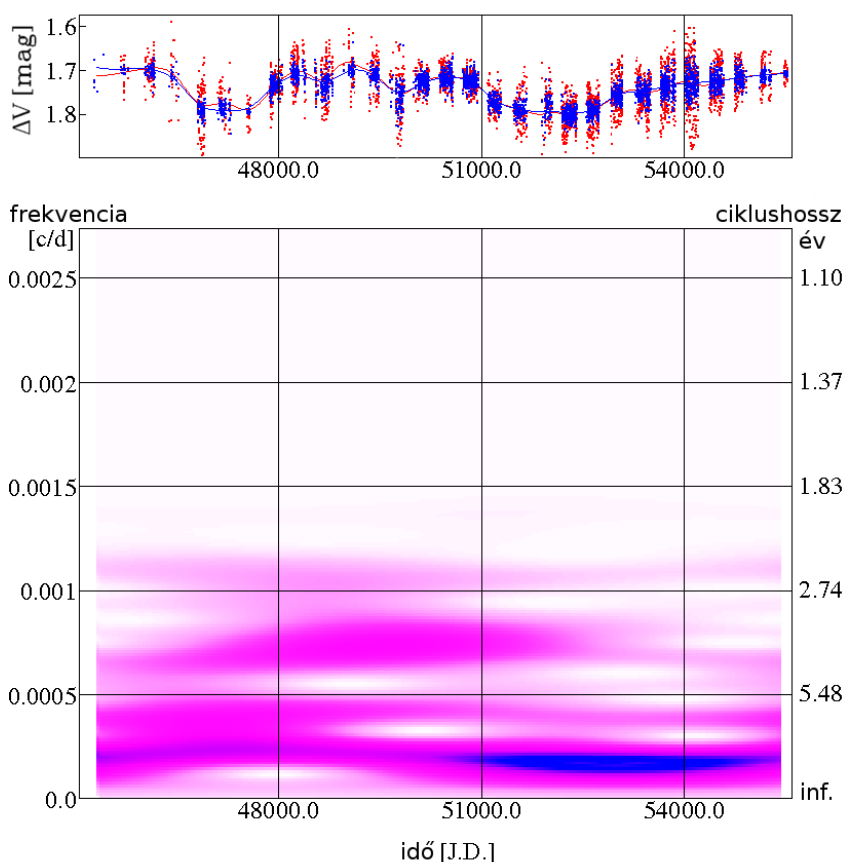
Az LQ Hya-ról rendelkezésre álló, közel 28 évet lefedő fotometriai adatsor alapján készült idő-frekvencia diagram (Kővári és Oláh, 2014) szerint komplex kép tárul elénk: a 2.4 ábrán két rövidebb és két hosszabb ciklust lehet azonosítani. A rövidebb ciklusok közül a kb. 2,5 év hosszúságú végig jelen van, bár kisebb az amplitúdója, mint a kb. 3,6 évesnek, amely a vizsgált időszak utolsó harmadában jelentősen gyengül. Két hosszabb ciklus is látható, egy kb. 7 éves és egy kb. 13 éves. Az utóbbi a vizsgált időszak második felében erősödik, amivel párhuzamosan a 7 éves jel valamelyest gyengül. Olsperth és mtsai. (2015) az 1982–2014 között rögzített fotometriai adatsorban szintén találtak egy kb. 6,94 éves periódust. Más frekvenciákat azonban nem sikerült kimutatniuk, aminek a szerzők állítása szerint az oka, hogy módszerük, az ún. „vivőfrekvencia-illesztés” (Pelt és mtsai., 2011) nem igazán alkalmas többszörös, valamint időben változó frekvenciák kezelésére. A



2.3. ábra. Az LQ Hya fotometriai adatainak Fourier-analízise (Kóvári és mtsai., 2004). A felső sorban a bal oldali panel 21 év összegyűjtött fotometriai méréseit ábrázolja V színben, a jobb oldali panel a teljes idősor Fourier-spektrumában egy 13,8 éves főperiódussal és annak 6,9 éves első felharmonikusával jellemzett hosszú távú kváziperiódus csúcsait mutatja. A középső sorban a bal oldali panelben az előbbi kváziperiódussal kifehérített adatokat látjuk, jobbra pedig a hozzá tartozó Fourier-spektrumot, amelyben a 3σ zajszint felett egy további 3,7 éves ciklust találunk. Az alsó sorban a tovább fehérített adatok és a megfelelő Fourier-spektrum látható zajszint feletti csúcsok nélkül.

képet tovább árnyalja Lehtinen és mtsai. (2015) újabb tanulmánya, amelyben a szerzők az 1987–2014 között rögzített fotometriai adatokat felhasználva arra jutottak, hogy a csillag átlagfényessége a legszignifikánsabban kb. 14–18 éves időskálán mutat ciklikusságot, miközben 2–3 éves kis amplitúdójú oszcillációk is jelen vannak.

Az eddigi tapasztalatokat összefoglalva, az LQ Hya hosszabb távon mutatott fényességváltozásaival kapcsolatban nem beszélhetünk jól definiált ciklusról vagy ciklusokról. A csillag fényességében (vagy egyéb aktivitási indikátoraiban) jelentkező ciklikusság egyszerre több periódussal írható le, amelyek időben változnak. Az LQ Hya multiciklikus viselkedése azonban nem egyedülálló, e tekintetben sok más aktív csillaggal mutat rokonságot (Oláh és mtsai., 2009).



2.4. ábra. Az *LQ Hya* fotometriai adatainak idő-frekvencia-analízise (Kővári és Oláh, 2014). A felső panelben a csillagról összegyűjtött 28 évet átfogó fotometriai idősor látható *V* színben. Az alsó panel az idősből készített idő-frekvencia-diagramot ábrázolja. A különböző frekvenciáknak megfelelő jelek lilás-kékes sávokként jelennek meg, amelyek kontrasztja a mindenkoros amplitúdóval arányos.

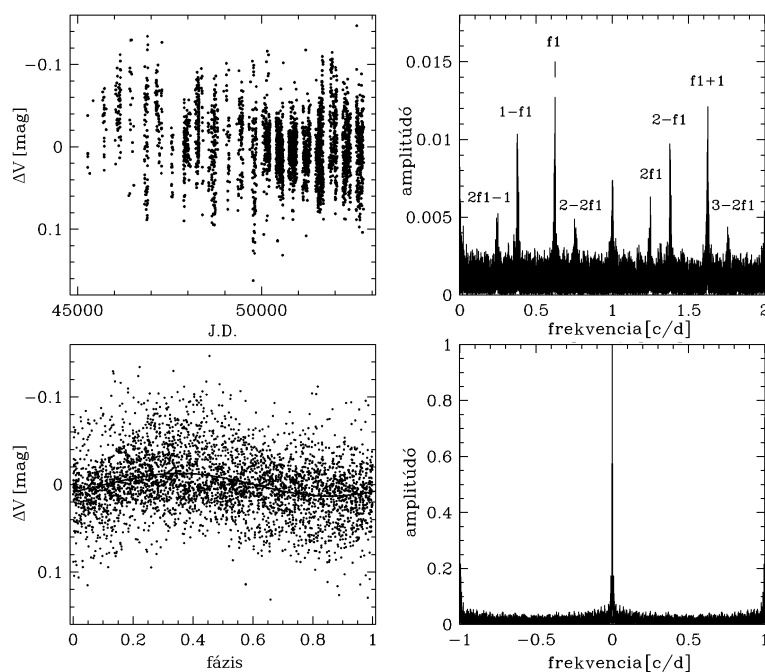
2.1.2.1. A rotációs periódus meghatározása fotometriai adatokból

Egy differenciálisan rotáló foltos csillag esetében nem határozható meg egyetlen jól definiált rotációs periódus, hacsak nem kötjük azt valamely meghatározott gömbi szélességhez (pl. az egyenlítőhöz). Azonban a foltok szélességi koordinátájának pontos meghatározása fotometriai adatokból nem lehetséges, így a magányos foltos csillagok fotometriai rotációs periódusa mindig valamely időszakra vonatkozó átlagot jelent. Célszerű minél hosszabb időszakot választani, hogy a rotációs periódusban jelentkező szezonális ingadozások és más hatások (pl. mintavételbeli különbségek, különböző amplitúdók, eltérő zaj stb.) kiegyenlítődjenek. A Jetsu (1993) által az *LQ Hya*-re meghatározott 1,60114 napos fotometriai rotációs periódus valamivel több mint 8 évet lefedő adatsorból származik. Az ennél jóval nagyobb időszakot, kb. 21 évet lefedő fotometriai adatok alapján $P_{\text{rot}} = 1,60066$ nap adódott (Kővári és mtsai., 2004, ld. a 2.5 ábrát). Ennek megfelelően a továbbiakban az

LQ Hya esetében az alábbi efemeriszt használjuk:

$$\text{HJD} = 2448270,0 + (1,60066 \pm 0,00013) \times E, \quad (2.2)$$

ahol a $\text{HJD}_0 = 2448270,0$ érték egy önkényesen választott nullpont (vö. Strassmeier és mtsai., 1993b; Rice és Strassmeier, 1998). Itt jegyezzük meg, hogy a rotációs periódus meghatározásában jelentkező kismértékű eltéréseknek a Doppler-leképezésre (ld. a 2.1.3 részt) nincs hatása, ugyanis a Doppler-képekhez felhasznált spektrumok legfeljebb néhány rotációt lefedő időintervallumból származnak, és ennyi idő alatt az eltérő periódusok miatti fáziscsúszás gyakorlatilag elhanyagolható.



2.5. ábra. Az LQ Hya fotometriai rotációs periódusának meghatározása Fourier-analízissel (Kövári és mtsai., 2004). A felső sorban a bal oldali panel a hosszabb időskálájú változásokkal kiegészített fotometriai adatsort ábrázolja V színben (ld. a 2.3 ábrát). A jobb oldali panel a Fourier-spektrumot mutatja, az $f_1 = 1,60066$ napos rotációs csúcs mellett számos lineáris kombinációval és egyéb hamis csúccsal. A bal alsó panelben az f_1 periódus szerint „feltekert”, 21 évet átfogó adatok figyelemre méltó fáziskohereciát mutatnak (a folytonos illesztés egy szinuszfüggvény). Jobbra lent a spektrális ablak látható.

2.1.3. Az LQ Hya felszínének Doppler-rekonstrukciója

2.1.3.1. Spektroszkópiai adatok

A Doppler-leképezéshez felhasznált spektrumok első része a National Solar Observatory (NSO) nagy felbontású csillagászati spektrográfjával szerelt 1,5 m-es McMath-Pierce távcsövével készült 1996 novemberében és decemberében. Ezen időszak alatt összesen 37

éjszakán történt mérés, amelyből végül 35 felhasználható spektrum született. Az elérhető $\lambda/\Delta\lambda$ spektrális felbontás 42 000 (7,5 km/s), a spektrumok jellemző jel/zaj értéke kontínuumban 150–200 volt. A lefedett hullámhossztartomány közepe 6400 Å, szélessége 50 Å. Ebben a tartományban található a Doppler-leképezésre alkalmas vonalak közül a két legerősebb, a neutrális vas Fe I–6430 Å, és a neutrális kalcium Ca I–6439 Å vonala, amelyek környezete ismeretlen blendektől mentes, jól modellezhető, így nem véletlen, hogy ezek a leggyakrabban használt térképezővonalak. (Itt jegyezzük meg, hogy a 6400 Å körüli spektrális ablak viszonylag „tisztá”, zavaró blendektől mentes tartomány, miközben néhány száz angströmnyire kék irányban a vonalak egyre sűrűsödnek, keletkezési magasságuk is egyre inkább a kromoszféra mélyébe megy át, míg vörös irányban egyre több molekulaszárvval találkozunk, és a tellurikus vonalak is egyre zavaróbbak.)

A további két észlelési időszakra két hét különbséggel, 2000 áprilisában és májusában került sor 6, ill. 9 egymást követő éjszakán. Az eszköz ezúttal a Kitt Peak National Observatory (KPNO) 0,9 m-es coudé-távcsövéhez kapcsolt coudé-spektrográf volt. A műszeregyüttessel lefedett spektrális tartomány közepe 6500 Å, szélessége 300 Å, az elérhető spektrális felbontás 27 000 (11,1 km/s), a jel/zaj viszony pedig 250. A mérésekből végül 5, ill. 8 spektrum volt felhasználható.

Az 1996-os észleléseket kétféle módon használjuk fel. Az első esetben az idősorba rendezett spektrumok öt, időben egymást követő csoportba („A”, „B”, „C”, „D”, „E”) lettek szétosztva, ezek mindegyikéből egy-egy Doppler-kép készült, amelyek tehát egymástól *független* észlelésekből születtek.

A második vizsgálat során a csillagfelszín rövid idejű változásait követjük nyomon. Ehhez a 35 idősorba rendezett spektrum 28 csoportba került oly módon, hogy az első csoportba az 1–8. sorszámú spektrumok kerültek, a második csoportba a 2–9. sorszámúak, a harmadikba a 3–10. és így tovább, az n -edikbe az n és az $n+7$ közötti sorszámú spektrumok, végül a 28. csoportba a 28–35. sorszámúak. A 28 csoport mindegyikéből egy-egy Doppler-kép készült. Az egymás után idősorba rendezett 28 Doppler-kép segítségével filmszerűen, folyamatában tanulmányozhatjuk a foltos felszín változásait. Fontos azonban megjegyezni, hogy a 28 kép egymástól *nem független* abban az értelemben, hogy az egyes képekhez felhasznált spektrumok között lehetséges átfedés.

2.1.3.2. A TempMap és az LQ Hya asztrofizikai paraméterei

A jelen dolgozatban szereplő Doppler-leképezések mindegyike a TempMap vonalprofil-inverziós kód felhasználásával készült. A kód felépítéséről, működéséről, annak teszteléséről számos publikáció született (Rice és mtsai., 1989; Rice, 1991; Piskunov és Rice, 1993; Unruh és Collier Cameron, 1995; Rice és Strassmeier, 2000; Rice, 2002), így ehelyütt csupán az eljárás alapvető lépéseit ismertetjük nagy vonalakban.

A nyers észlelések a szokásos redukálási folyamat után ún. FITS (Flexible Image Transport System) formátumban kerülnek további feldolgozásra. Első lépésben a spektrumokon a szükség szerint radiális korrekciókat kell végrehajtani, ezután következhet a megfelelő térképezővonalak kijelölése és további finom korrekciók elvégzése mind radiális irányban, mind az intenzitás tengely mentén (ez utóbbira a pontatlan kontínuumillesztések miatt lehet szükség). A spektrumvonalakból ezután dekonvolúcióval történik az instrumentális profil kivonása. A térképezővonal kiválasztása után a TempMap bemeneti

2.1. táblázat. *Az LQ Hya asztrofizikai paramétereire (Kővári és mtsai., 2004)*

spektrálklasszifikáció	K2V
$(B - V)_{\text{Hipparcos}}$ [magnitúdó]	$0,933 \pm 0,021$
$(V - I)_{\text{Hipparcos}}$ [magnitúdó]	$1,04 \pm 0,02$
effektív hőmérséklet, T_{eff} [K]	5070 ± 100
sugár, $[R_{\odot}]$	$0,97 \pm 0,07$
tömeg, $[M_{\odot}]$	$\approx 0,8$
távolság, d [pc]	$18,62 \pm 0,30$
felszíni gravitációs gyorsulás, $\log g$	$4,0 \pm 0,5$
rotációs periódus, P_{rot} [nap]	$1,60066 \pm 0,00013$
inklináció, i [°]	65 ± 10
$v \sin i$ [km/s]	$28,0 \pm 1,0$
mikroturbulencia, ξ [km/s]	0,5
makroturbulencia, $\zeta_{\text{R,T}}$ [km/s]	1,5

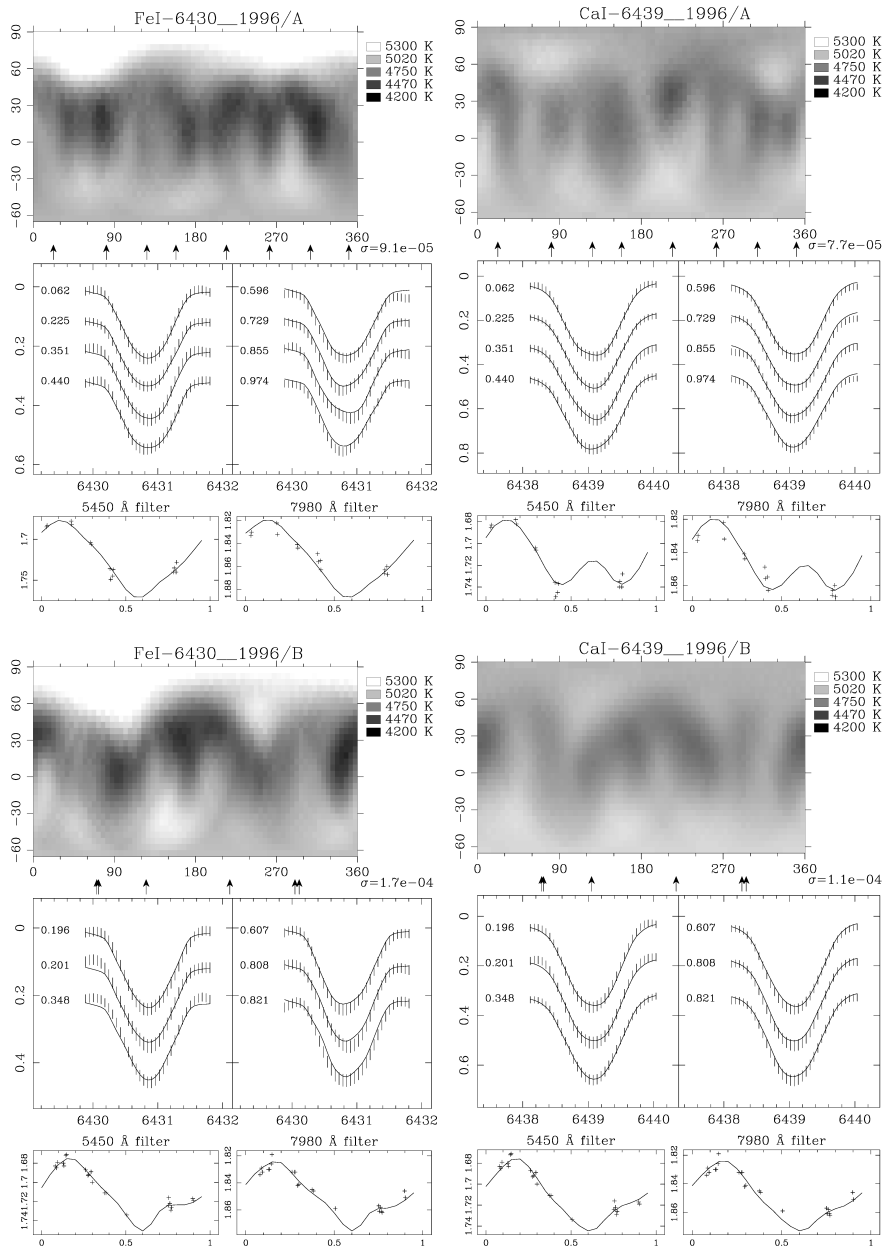
adatokhoz szükség van a csillag asztrofizikai paramétereire, modellatmoszférákra (Kurucz, 1993), a kémiai elemgyakoriságokra, a térképezővonal és a körülötte található blendék atomi paramétereire, valamint – amennyiben rendelkezésre áll – a spektroszkópiai észlelésekkel egyidejű fotometriai adatokra. A fotometriai adatok figyelembevétele oly módon történik, hogy az 1.2.2 részben közölt 1.29 összefüggéssel leírt hibafüggvényt egy újabb taggal bővítjük:

$$E = \chi_{\text{spec}}^2 + \beta \chi_{\text{phot}}^2 + \gamma S_r, \quad (2.3)$$

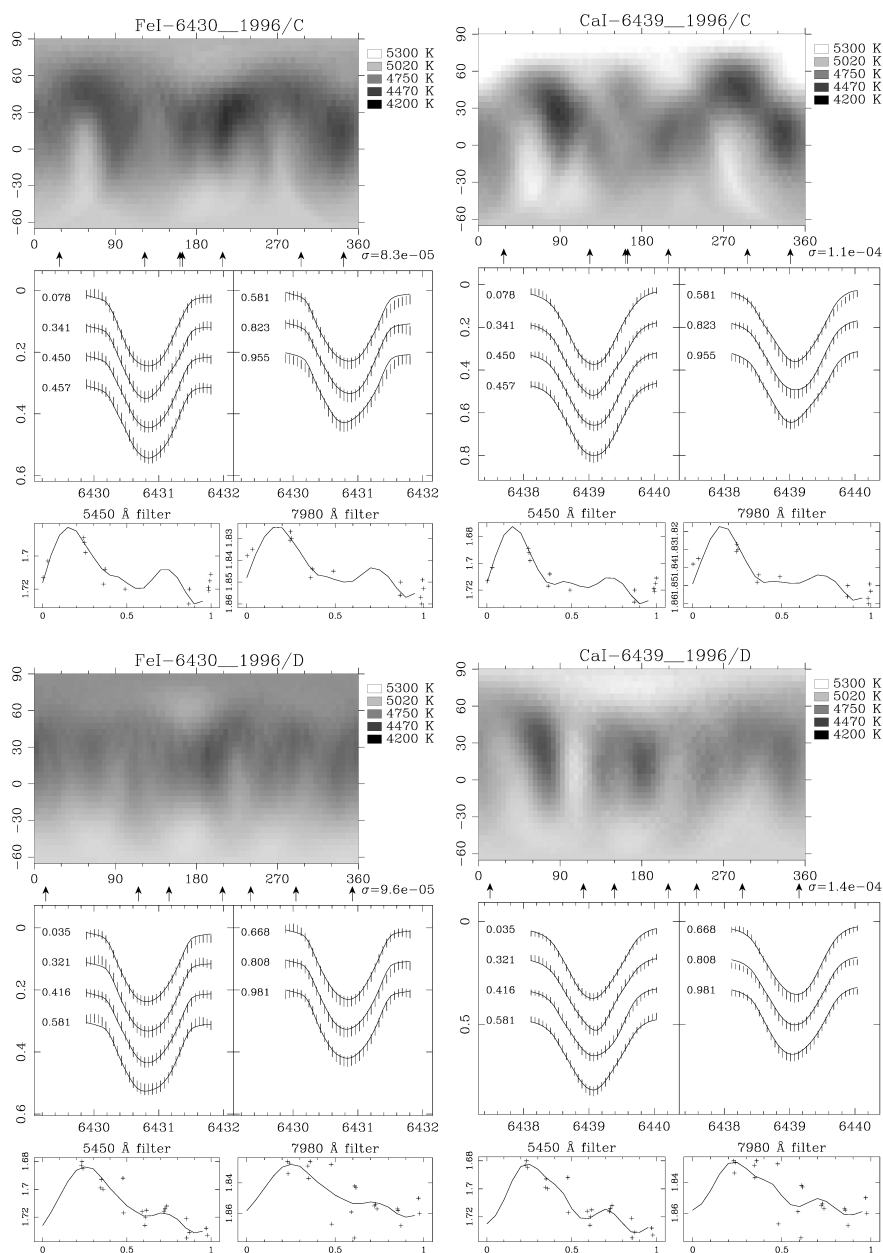
ahol χ_{spec}^2 a vonalprofil-illesztések jóságát jellemzi, χ_{phot}^2 a csillagfelszín felületi elemeinek integráljából kalibrált fotometriai fénygörbe illeszkedése a fotometriai adatokhoz, γS_r pedig a Lagrange-multiplikátorral szorzott regularizációs függvény. A $0 < \beta < 1$ súlyfaktor használatára azért van szükség, mert a spektrumokhoz képest a fotometriai észlelések jóval pontatlanabbak, azaz $\chi_{\text{spec}}^2 < \chi_{\text{phot}}^2$, ezért az iterációs lépések konvergenciáját a fotometriai illesztés dominálná.

A kód futtatásához meg kell adni néhány további technikai paramétert, így az iterációk számát, a fotometriai adatok súlyparaméterét és a regularizáció Lagrange-együtthatóját. Az LQ Hya felszínének Doppler-leképezéséhez közvetve vagy közvetlenül felhasznált asztrofizikai paramétereket a 2.1 táblázat tartalmazza.

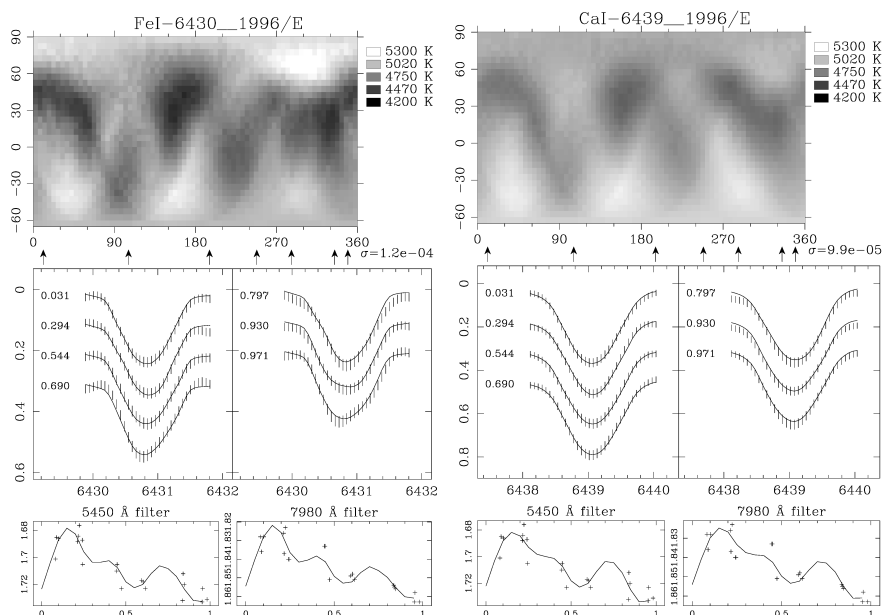
A kód az első lépésben a lokális vonalprofilokat számítja ki adott hőmérséklet-, hullámhossz- és polárszög értékek hálózatán az 1.27 transzferegyenlet numerikusan integrálva, spektrumszintézissel, lokális termodinamikai egyensúlyt (LTE) feltételezve (Gray, 1992). Ezután következik az iterációs szakasz, amely során az 1.29 összefüggés szerinti (fotometria esetén a kibővített 2.3 összefüggéssel megadott) hibafüggvény minimalizálása történik. A folyamat végeredménye a csillag hőmérséklettérképe $5^\circ \times 5^\circ$ -os felbontású koordinátahálózaton.



2.6. ábra. Doppler-képek az LQ Hya felszínéről az 1996-os „A” (felső mezők) és „B” jelű (alsó mezők) adatszorgalmakra. A bal oldali mezők a FeI-6430 Å vonalra, a jobb oldaliak a CaI-6439 Å vonalra kapott eredményeket mutatják. Az egyes mezők felső paneljeiben a csillagfelszín hőmérsékletképe látható Mercator-vetületben, a vízszintes tengelyen a hosszúsági, a függőleges tengelyen a szélességi koordinátákkal, jobbra pedig a hőmérsékletskala. A Doppler-képek alsó éle mentén a nyilak a spektroszkópiai észlelések fázisait jelölik. Középen az illesztett vonalprofilok láthatók a megfelelő rotációs fázisértékekkel, alul pedig a fotometriai adatok és a Doppler-képekből számolt fénygörbeillesztések Strömgren b és y színekben. Az egyes mezőkben feltüntetett σ értékek az illesztések jóságát jellemzik.



2.7. ábra. Doppler-képek az LQ Hya felszínéről az 1996-os „C” (felső mezők) és „D” jelű (alsó mezők) adatszorgmensekre. A bal oldali mezők a FeI-6430 Å vonalra, a jobb oldaliak a CaI-6439 Å vonalra kapott eredményeket mutatják. Az egyes mezők felső paneljeiben a csillagfelszín hőmérséklettérképe látható Mercator-vetületben, a vízszintes tengelyen a hosszúsági, a függőleges tengelyen a szélességi koordinátákkal, jobbra pedig a hőmérsékletskala. A Doppler-képek alsó éle mentén a nyilak a spektroszkópiai észlelések fázisait jelölik. Középen az illesztett vonalprofilok láthatók a megfelelő rotációs fázisértékekkel, alul pedig a fotometriai adatok és a Doppler-képekből számolt fénygörbeillesztések Strömgren b és y színekben. Az egyes mezőkben feltüntetett σ értékek az illesztések jóságát jellemzik.



2.8. ábra. Doppler-képek az LQ Hya felszínéről az 1996-os „E” jelű adatszegmensre. A bal oldali mező a FeI-6430 Å vonalra, a jobb oldali a CaI-6439 Å vonalra kapott eredményt mutatja. Az egyes mezők felső paneljében a csillagfelszín hőmérséklettérképe látható Mercator-vetületben, a vízszintes tengelyen a hosszúsági, a függőleges tengelyen a szélességi koordinátákkal, jobbra pedig a hőmérsékletskala. A Doppler-képek alsó éle mentén a nyilak a spektroszkópiai észlelések fázisait jelölik. Középen az illesztett vonalprofilok láthatók a megfelelő rotációs fázisértékekkel, alul pedig a fotometriai adatok és a Doppler-képekből számolt fénygörbeillesztések Strömgren b és y színekben. Az egyes mezőkben feltüntetett σ értékek az illesztések jóságát jellemzik.

2.1.3.3. Doppler-képek az 1996-os adatokból

A 2.6–2.8 ábrákon az LQ Hya felszínének 1996-os észlelési adatok alapján készített Doppler-rekonstrukciói láthatók. Az „A”, „B”, „C”, „D” és „E” jelű képekhez felhasznált spektrumok időben egymást követő csoportokba lettek szétosztva. A képekhez rendelt közepes Julián dátumok (JD) értékei rendre (2 450 000+) 401,5, 415,6, 426,0, 435,4, és 446,3, miközben az egyes képekhez tartozó spektrumok időben 8,0, 7,4, 5,0, 4,4, és 6,2 rotációs periódust fognak át. Lényegében tehát az egyes Doppler-képek „időfelbontása” átlagosan ≈ 10 nap, miközben a közepes JD értékek közötti különbség átlagosan 11,2 nap. A 10 napnál rövidebb idő alatt bekövetkező változások hatása legfeljebb 1-2 spektrumvonalon látható, így ezek hatása a rekonstrukció során leginkább zajként jelentkezik.

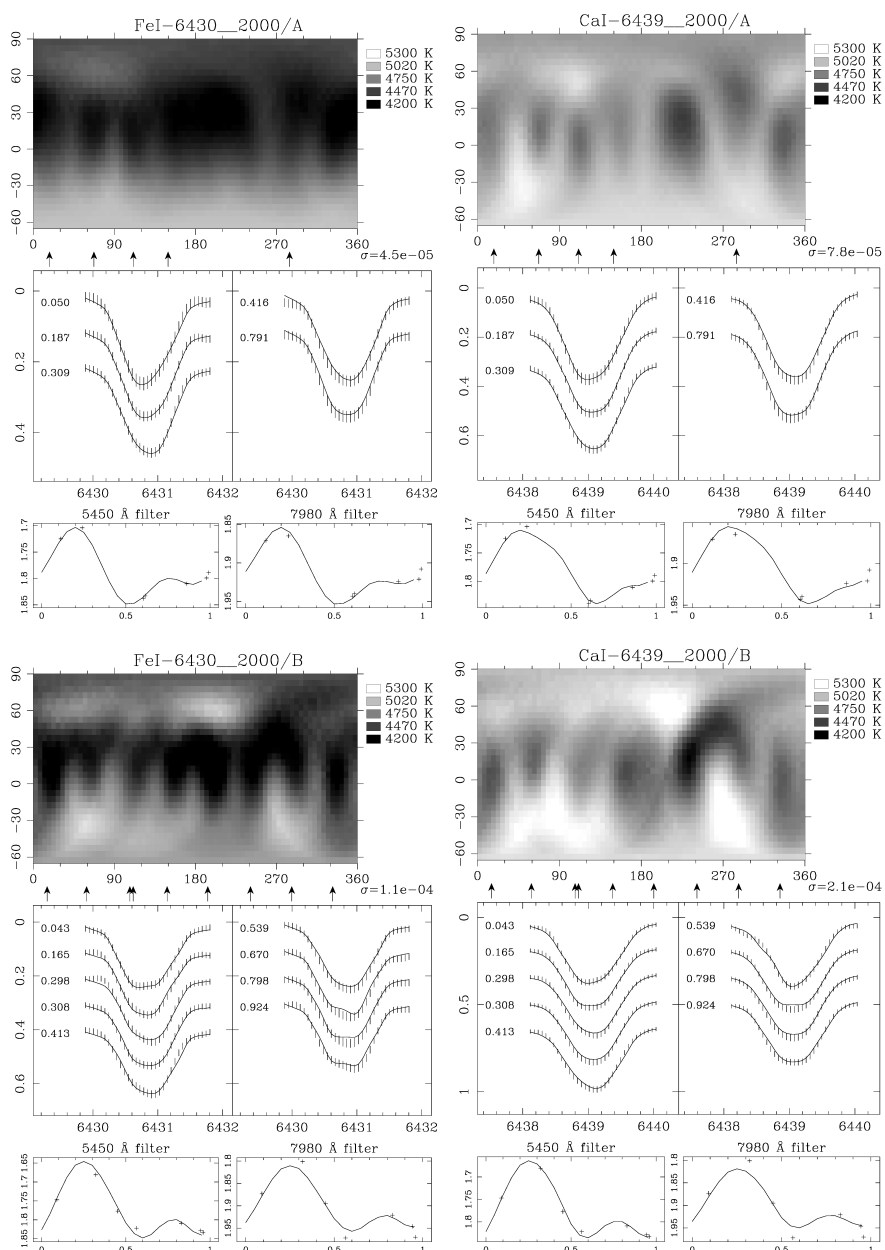
Az öt képpárból álló sorozaton a korlátozott időfelbontás ellenére is szembeszökő a csillag felszínének gyors változása. Általánosságban elmondható, hogy a felszínnél jellemzően ≈ 1000 K fokkal hidegebb foltok egy viszonylag jól definiált, alacsony-közepes szélességekre kiterjedő zónában vannak, nagyjából -20° és $+50^\circ$ között, hasonlóan az LQ Hya-re kapott korábbi eredményekhez (Rice és Strassmeier, 1998). Itt jegyezzük meg, hogy a felszíni alakzatok rekonstrukciója a látszó pólus féltékén mindig pontosabb, mint

az egyenlítő alatt. A takart pólushoz közelítve a leképezés egyre bizonytalanabb, az alsó mentén a kép „kisimul”. Ezt a jelenséget tehát hiba lenne úgy értelmezni, mintha a csillag hemiszférái ily módon különböznének, pusztán arról van szó, hogy a Doppler-leképezés a láthatósági határon szükségszerűen használhatlanná válik. Az is megfigyelhető, hogy a kalcium és a vas vonalaira kapott, egymásnak megfelelő Doppler-rekonstrukciókon a felszíni struktúrák viszonylag jó egyezést mutatnak. Ugyanakkor a Fe I–6430 Å vonalára kapott Doppler-képek általában részletgazdagabbak, mint a Ca I–6439 Å vonalára kapott képek, miközben a kontrasztosság is eltérő. Ilyen jellegű különbségek különböző vonalakra kapott Doppler-képek kapcsán más csillagok esetében is ismertek (pl. Kővári és mtsai., 2001; Weber és Strassmeier, 2001; Kővári és mtsai., 2007a; Korhonen és mtsai., 2010; Kővári és mtsai., 2013). A különbség oka, hogy a kalcium lokális vonalprofiljának nagyobb a természetes eredetű szélessége, másrészt a kalcium vonala sokkal inkább érzékeny a hőmérsékletre, ezért egy kisebb hiba az atomi vagy asztrofizikai paraméterekben nagyobb hatással lesz a Doppler-rekonstrukcióra, mint a keskenyebb és a hőmérsékletre kevésbé érzékeny Fe I–6430 Å vonal használata esetén.

2.1.3.4. Doppler-képek a 2000-es adatokból

A 2.9 ábrán az LQ Hya felszínének Doppler-rekonstrukciói láthatók a 2000 áprilisában („A”) és májusában („B”) rögzített észlelési adatok alapján. A két képhez rendelt közepes Julián dátumok értékei (2 451 000+) 641,9 és 664,9, vagyis a két Doppler-rekonstrukció közötti formális időkülönbség 23 nap. Ennek megfelelően van is némi átrendeződés a foltstruktúrában, amit a fotometriai fénygörbe változása is alátámaszt. A képekről ismét elmondható, hogy a foltok leginkább az alacsony-közepes szélességekre kiterjedő zónában bukkannak fel, az egyenlítőt is beleértve. Az egyidejű, de különböző vonalakra kapott felszíni struktúrák hasonlósága ugyancsak kielégítő, bár itt is megfigyelhetők a vonalak eltérő atomi tulajdonságai miatti jellegzetes különbségek. Ugyanakkor nem szabad figyelmen kívül hagyni, hogy az áprilisi adatsorban csupán 5 spektrum van, emellett a fázislefedettség is kedvezőtlen (a legnagyobb fázisárok 135° széles). Emiatt azonban jelentősen romlik a Doppler-leképezés megbízhatósága (ld. az 1.17 ábrát), ezért a 2000-es „A” és „B” Doppler-képek összehasonlításából a foltok időfejlődésére vonatkozó következtetés sem lehet kellően megalapozott.

Végül a 2000-es Doppler-képeket érdemes összevetni a 2.2 ábrán bemutatott H α -vonalakra kapott kromoszferikus térképpel. A Doppler-leképezéshez felhasznált spektrumokkal egyidejűleg észlelt H α -vonal erőssége antikorrrelációt mutat a fotometriai fényességgel: az előbbinek $\phi \approx 0,0$ és $\phi \approx 0,65$ fázisokban vannak a maximumai, a fotometriai fényesség minimumait pedig $\phi \approx 0,0$ és $\phi \approx 0,6$ fázisokban találjuk. Vagyis a kromoszféra legfényesebb helyei (a plázsok) jól korrelálnak a foltok által okozott legnagyobb fényességcsökkenés fázisaival. Ez az eredmény a szoláris paradigmát látszik erősíteni: a fotoszferikus foltok fizikai kapcsolatban vannak a felettük kifényesedő kromoszferikus plázsokkal, ahogyan az a Nap esetében megfigyelhető (ld. az 1.1 ábrát).



2.9. ábra. Doppler-képek az LQ Hya felszínéről a 2000-es „A” (felső mezők) és „B” jelű (alsó mezők) adatszatzemensekre. A bal oldali mezők a FeI-6430 Å vonalra, a jobb oldaliak a CaI-6439 Å vonalra kapott eredményeket mutatják. Az egyes mezők felső paneljeiben a csillagfelszín hőmérséklettérképe látható Mercator-vetületben, a vízszintes tengelyen a hosszúsági, a függőleges tengelyen a szélességi koordinátákkal, jobbra pedig a hőmérsékletskala. A Doppler-képek alsó éle mentén a nyilak a spektroszkópiai észlelések fázisait jelölik. Középen az illesztett vonalprofilok láthatók a megfelelő rotációs fázisértékekkel, alul pedig a fotometriai adatok és a Doppler-képekből számolt fénygörbeillesztések Strömgren b és y színekben. Az egyes mezőkben feltüntetett σ értékek az illesztések jóságát jellemzik.

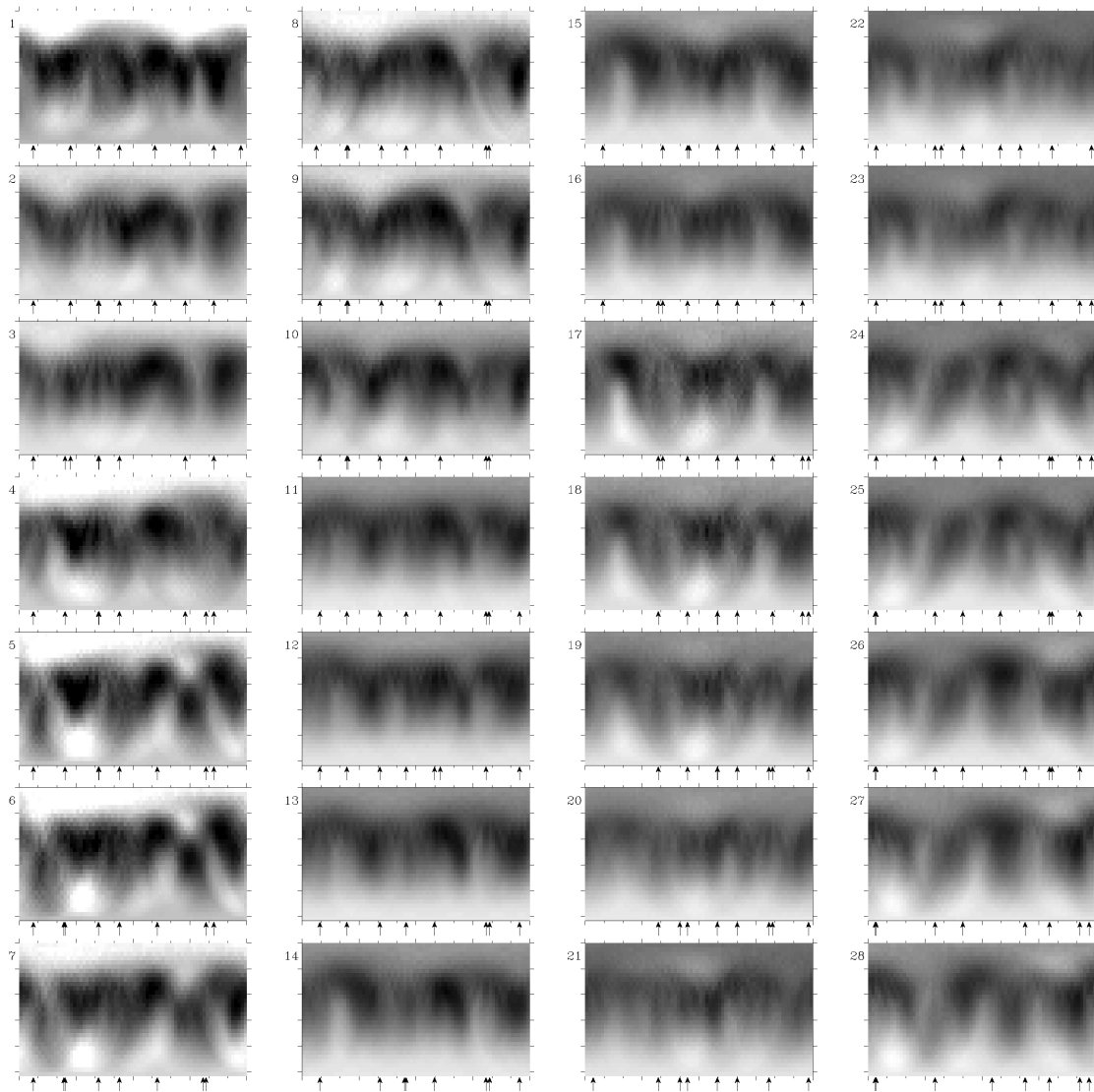
2.1.4. Az LQ Hya felszíni differenciális rotációja Doppler-képekből

A 2.6–2.8 ábrákon bemutatott eredmények szerint az 1996 november–decemberi időszakban az LQ Hya felszínén egyértelműen látszanak a foltstruktúra viszonylag rövid ($\approx P_{\text{rot}}$) időskálán jelentkező változásai. A Nap analógiáját követve a változások egy része új foltok megjelenésével, ill. a régebbiek eltűnésével kapcsolatos, más részük a differenciális rotáció (esetleg további globális felszíni plazmamozgások, pl. meridionális cirkuláció) hatásának tulajdonítható. Az alábbiakban a felszíni differenciális rotáció okozta változás kvantitatív vizsgálatára kidolgozott módszert és annak eredményét ismertetjük.

A vizsgálathoz az 1996-os 56 napot átfogó észlelési időszak során nyert 35 spektrumból a részletgazdagabb felszíni rekonstrukciót kínáló Fe I–6430 Å vonalakat használtuk fel. A spektrumokat ezúttal is csoportokba rendezzük, méghozzá oly módon, hogy az időrendbe rakott 35 spektrumból végeredményül 28 Doppler-rekonstrukció készüljön. Ennek megfelelően az első Doppler-képhez az első nyolc spektrumot (tehát az 1–8. sorszámúakat) használjuk fel, a másodikhoz a 2–9., a harmadikhoz a 3–10. sorszámúakat – és így tovább, egészen a 28. Doppler-képig, amely a 28–35. spektrumok alapján készül. Tapasztalat szerint 8 spektrum már elegendő a rotációs fázis viszonylag egyenletes lefedéséhez, így elkerülhetők a nagy ($\Delta\phi \gtrsim 0,25$) fázisárkok miatt a Doppler-képeken keletkező hamis struktúrák. Viszont esetünkben egy képhez nyolcnál több spektrumot azért nem érdemes felhasználni, mert – bár javulna a fázislefedettség – a Doppler-kép időfelbontása romlana. Az eredményül kapott 28 Doppler-kép (2.10 ábra) egyfajta sorozatfelvétel az LQ Hya felszínéről, hangsúlyozva, hogy egy-egy „pillanatfelvétel” valójában kb. 11 napos időátlagot jelent, továbbá, hogy a közvetlenül egymást követő képek *nem függetlenek*, hiszen a felhasznált 8 spektrumból 7 közös. Ugyanakkor minden n -edik és a rákövetkező $n+8$ -adik kép (ahol $1 \leq n \leq 20$) már független.

2.1.4.1. Idősoros Doppler-képek átlagolt keresztkorrelációja

Két, időben egymást követő Doppler-kép összehasonlításával ideális körülmények esetén lehetőség nyílik a felszíni differenciális rotáció kimutatására. Ennek matematikai eszköze a képek rotáció irányú keresztkorrelációja, amely során a képeket 5° széles vízszintes csíkokra bontjuk (mivel 5° a kép térbeli „felbontása”), majd a képekből kivett, egymásnak megfelelő (azonos szélességi koordinátájú) csíkokat egydimenziós függvényekként egymással keresztkorreláltatva megkeressük a legjobb illeszkedést. Ezáltal minden szélességértékhez rendelhető egy vízszintes irányú eltolódás, amely a szélességi koordináta függvénye. A különböző szélességértékekhez tartozó vízszintes keresztkorrelációs függvényekből összeállított keresztkorrelációs térkép mintázata ideális esetben megmutatja a csillag felszíni differenciális rotációját. A módszert először Donati és Collier Cameron (1997) alkalmazta egy ultragyors forgású K0 törpecsillag, az AB Dor két egymástól 4 nap időkülönbségre eső Doppler-képre, és sikerült kimutatni, hogy a 0,5 napos rotációs periódusú csillag egyenlítője – a Naphoz hasonlóan – gyorsabban forog, mint a pólusközeli tartományok. Ugyanakkor, az AB Dor $\alpha = \Delta\Omega/\Omega_{\text{eq}}$ differenciális rotációs együtthatója rendkívül kicsi, csupán 0,0045 (a Napon $\alpha = 0,2$). Az AB Dor esetében a keresztkorrelációs módszer sikerének fontos feltétele a csillag gyors forgása, ugyanis így volt biztosítható a képek *jó időfelbontása* és a két kép közötti *kis időkülönbség*. Ez utóbbinak

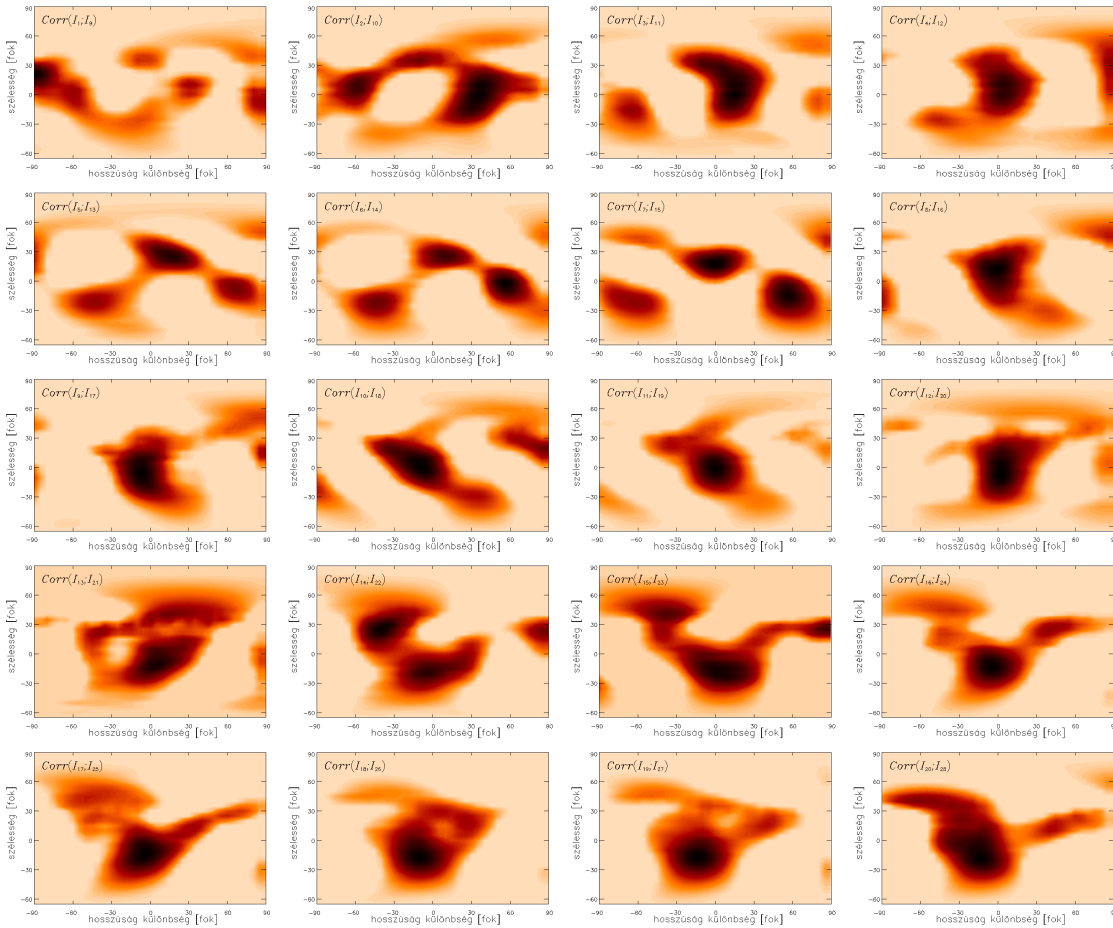


2.10. ábra. Az LQ Hya felszínéről készített idősoros Doppler-képek az 1996-os észlelési adatokból. Az egyes képek a csillagfelszín hőmérséklettérképét mutatják Mercatorvetületben. A 28 kép kb. 35 rotációt átfogó időszakot reprezentál. A képeken vízszintesen balról jobbra a 0° – 360° közötti hosszúsági tartomány, függőlegesen alulról felfelé a -65° és a $+90^\circ$ közötti szélességi tartomány látható (a szomszédos beosztások között a különbség mindkét irányban 30°). A képek mellett bal oldalon a sorszám szerepel, a felhasznált spektrumok észlelési fázisait pedig az alsó élek mentén nyilak jelölik.

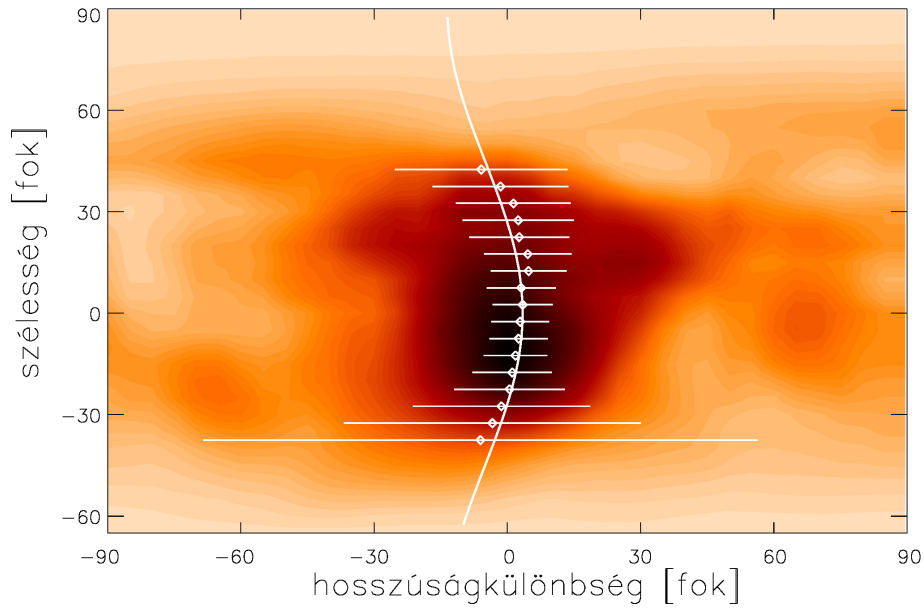
azért van jelentősége, mert minél nagyobb az időkülönbség, annál több esélye van annak, hogy a foltstruktúrát a differenciális rotáció mellett más hatások (új foltok megjelenése, foltok véletlenszerű sajátmozgása, összeolvadása, eltűnése stb.) is alakítják, megzavarva a differenciális rotáció keresztkorrelációs mintázatát.

Az LQ Hya 1,6 napos rotációs periódusa és az észlelési adatok eloszlása sem a 2.6–2.8 ábrákon bemutatott képek esetében, sem a kedvezőbb fázislefedettséget adó idősoros esetben (2.10 ábra) nem tesz lehetővé ≈ 10 –12 napnál jobb időfelbontást. Ám a 28 képből álló idősor nagy előnye, hogy számos lehetőség van keresztkorrelációkra. Ezek közül azonban csak az egymástól *független* képek keresztkorrelációi vehetők figyelembe, hiszen a spektrumok egymással átfedő sorozataiból rekonstruált Doppler-képek részben önazonosok, autokorrelációt mutatnak. Továbbmenve, az egymástól időben távoli képek korrelációit is érdemes kizárni, ugyanis az ilyen esetekben már feltételezhető a foltstruktúra olyan jellegű megváltozása, amelyet nem a differenciális rotáció okoz. Azaz a keresztkorreláció sikerének szükséges feltétele, hogy az összehasonlítandó képek között eltelt idő rövidebb legyen a foltok átlagos élettartamánál. A 28 idősoros Doppler-kép 20 olyan keresztkorrelációt tesz lehetővé, amely során *független* de időben egymáshoz legközelebb eső képeket hasonlíthatunk össze. Várakozás szerint az így előálló keresztkorrelációs térképek mintázata minden esetben hordozni fog magában információt a differenciális rotációra vonatkozóan, igaz, az elégtelen időfelbontás, valamint a keresztkorrelált képek közötti átlagosan 12,8 napos időkülönbség miatt eltérő mértékben hamis korrelációs minták is megjelennek. Viszont ez utóbbi, véletlenszerűnek tekinthető hamis mintákat a keresztkorrelációs térképek megfelelő átlagolásával csökkenteni lehet, miközben a differenciális rotációs mintázatot – amely minden korrelációs térképen közös – az átlagolás felerősíti.

A 2.11 ábrán a 28 idősoros Doppler-kép alapján készített 20 keresztkorrelációs térkép látható. Mivel a Mercator-vetítés a pólusok felé egyre jobban torzít, a pólus körül megjelenő korrelációs mintázatokat nem lehet az egyenlítői struktúrákkal azonos súllyal kezelni. Ezért a keresztkorrelációs térképeken a mintázatok erősségét a szélességi koordináta szerint súlyoztuk oly módon, hogy egy adott β szélességi fokon körbefutó korrelációs függvényt megszoroztuk $\cos \beta$ -val. A 20 térkép mintázataiban észrevehető némi hasonlóság, pl. a képek legalább felén látszik az egyenlítőtől kb. $\pm 30^\circ$ -ra kiterjedő erősebb korreláció, amelynek a súlypontja a függőleges középvonaltól kissé jobbra tolódik, bár önmagában egyik ábra sem mutat olyan meggyőző mintázatot, mint amelyet pl. az AB Dor esetében láttunk (Donati és Collier Cameron, 1997), amely tehát egyértelműen a differenciális rotációra utalna. Ahhoz, hogy a 20 kép átlagolásával a differenciális rotációs mintázatot felerősítsük, a képeken előbb el kell végezni az egymással keresztkorrelált képpárok Δt időkülönbsége szerinti normalizálást, hiszen az időkülönbségek nem egyformák, így – feltételezve, hogy a differenciális rotáció erőssége a vizsgált időszak alatt nem változik – a korrelációs térképen egy adott szélességi körön a differenciális rotáció által okozott $\Delta \lambda$ hosszúsági eltolódás egyenesen arányos az időkülönbséggel: $\Delta \lambda \sim \Delta t$. Tehát egy olyan – a zérus eltolódásnak megfelelő függőleges középvonalat helybenhagyó – vízszintes irányú nyújtásra (vagy azzal ellentétes összenyomásra) van szükség, amely az összes keresztkorrelációs térképet ugyanarra az időkülönbségre – célszerűen az átlagos $\overline{\Delta t}$ értékre – normalizálja. E transzformáció végrehajtása után következhet a korrelációs képek



2.11. ábra. Az LQ Hya 28 idősoros Doppler-képe (2.10 ábra) alapján készített 20 keresztkorrelációs térkép. A felső sorban balról kezdve a $\text{Corr}(I_1; I_9)$ jelű (az 1. és a 9. Doppler-képek keresztkorrelációs térképe), valamint a $\text{Corr}(I_2; I_{10})$, a $\text{Corr}(I_3; I_{11})$ és a $\text{Corr}(I_4; I_{12})$ térképek láthatók. A második sorban balról jobbra a $\text{Corr}(I_5; I_{13})$, $\text{Corr}(I_6; I_{14})$, $\text{Corr}(I_7; I_{15})$ és a $\text{Corr}(I_8; I_{16})$ térképek szerepelnek. És így tovább, egészen az ötödik sor utolsó, $\text{Corr}(I_{20}; I_{28})$ térképéig. A mintázatokon minél sötétebb egy adott terület, annál erősebb a korreláció. A panelek alján vízszintesen a hosszúsági koordináta különbsége (eltolódása) van feltüntetve -90° és $+90^\circ$ között, bal oldalt függőlegesen pedig a szélességi koordináta -65° -től $+90^\circ$ -ig.



2.12. ábra. Az LQ Hya átlagolt keresztkorrelációs térképe. A sötétebb tartományok erős, a világosak gyengébb korrelációt jelentenek. 5° -onként minden szélességi csíkon a korrelációs függvény maximumát és annak lokalizálhatóságát Gauss-függvény-illesztéssel jellemeztük. A Gauss-maximumokat apró körök, a hozzájuk tartozó félérték-szélességeket („hibákat”) vízszintes vonalak jelzik. A maximumokra illesztett \sin^2 -es rotációs függvény (folytonos vonal) az LQ Hya differenciális rotációjáról árulkodik, amely a Napéhoz hasonlóan az egyenlítőn a leggyorsabb.

összeadása úgy, hogy a függőleges középvonalak minden esetben egymásra illeszkedjenek. Az eredményül kapott átlagos korrelációs térkép a 2.12 ábrán látható. A képen 5° -onként minden szélességi csíkon Gauss-függvény-illesztéssel megkerestük a korrelációs függvény maximumát és félérték-szélességét. A maximumhelyeket apró körök jelölik, a félérték-szélességeket pedig a körökhöz tartozó vízszintes szakaszok. A maximumokra legjobban illeszkedő differenciális rotációt a Nap rotációját is leíró \sin^2 -es függvény formájában keressük:

$$\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - \Delta\Omega \sin^2 \theta, \quad (2.4)$$

ahol $\Omega(\theta)$ a θ szélességen mért szögsebesség, Ω_{eq} az egyenlítői szögsebesség, míg $\Delta\Omega = \Omega_{\text{eq}} - \Omega_{\text{pol}}$ az egyenlítő és a pólus szögsebességének a különbsége. Felhasználva, hogy a felszíni nyírás együttható $\alpha = (P_{\text{pol}} - P_{\text{eq}})/P_{\text{eq}} = \Delta\Omega/\Omega_{\text{eq}}$, a rotációs függvény az alábbi alakra hozható:

$$\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}}(1 - \alpha \sin^2 \theta). \quad (2.5)$$

A legjobb illesztés szerint az LQ Hya jóformán merev testként forog, hiszen az α nyírás együttható csupán $0,0059 \pm 0,0010$ ($\Omega_{\text{eq}} = 225,177 \pm 0,037^\circ/\text{nap}$, $\Delta\Omega = 1,33 \pm 0,22^\circ/\text{nap}$). Ugyanakkor a Doppler-képek alapján meghatározott α hibahatáron belül megegyezik a

fotometriai adatok alapján becsült értékkel (ld. a 2.1.2 részt), de az elméleti számítások jóslataival is összhangban van (Kitchatinov és Rüdiger, 1999; Kitchatinov és Olemskoy, 2011).

A Doppler-képeken a foltok az alacsony és közepes szélességeken fordulnak elő, nagyjából a 60° -os szélességig bezárólag. Ha a dinamót a konvektív zóna alján egy vékony határrétegben működőnek képzeljük, akkor az onnan felemelkedő fluxuscövek a gyors forgás következtében fellépő Coriolis-erő miatt a rotációs tengellyel közel párhuzamosan haladva magasabb szélességeken törnek a felszínre. Vagyis a foltok megjelenését az alacsony és közepes szélességek helyett a pólushoz közelebb váránk (Schüssler és mtsai., 1996; Granzer és mtsai., 2000). Mindez arra enged következtetni, hogy az LQ Hya esetében a mágneses dinamóműködés nem korlátozódik egy vékony határrétegre, hanem kiterjed a konvektív zóna egészére. Az átlagtér-elméletben (ld. az 1.1.4 részt) modellszámítások szerint (Paternò és mtsai., 2002) a toroidális és a poloidális terek erősségének az aránya (B_t/B_p) a gyors forgással egyre csökken, vagyis a dinamóműködésben az α -effektus egyre inkább dominánssá válik. Az α^2 -típusú dinamókban a toroidális tér felerősítéséhez nincs szükség nagyléptékű árammezőkre, az α -effektus egyszerre forrása a toroidális és a poloidális térnek. Ugyanakkor az LQ Hya-n a 2.12 ábra szerinti csekély mértékű felszíni nyírás ellenére a gyors forgási periódus miatt az egyenlítő $T_L \approx 270$ nap alatt „lekörözi” a pólust, vagyis a toroidális tér felerősítésében az Ω -effektus hatása továbbra is számottevő lehet, ami az $\alpha^2\Omega$ -típusú dinamók sajátossága. Ezt támasztja alá Kitchatinov és mtsai. (2000) modelleredménye is, amely szerint az LQ Hya gyenge differenciális rotációja a gyors forgással együtt többször hatékonyabban képes toroidális mágneses teret generálni, mint a Nap kb. harmincszor erősebb differenciális rotációja.

2.1.4.2. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer („ACCORD”) tesztje

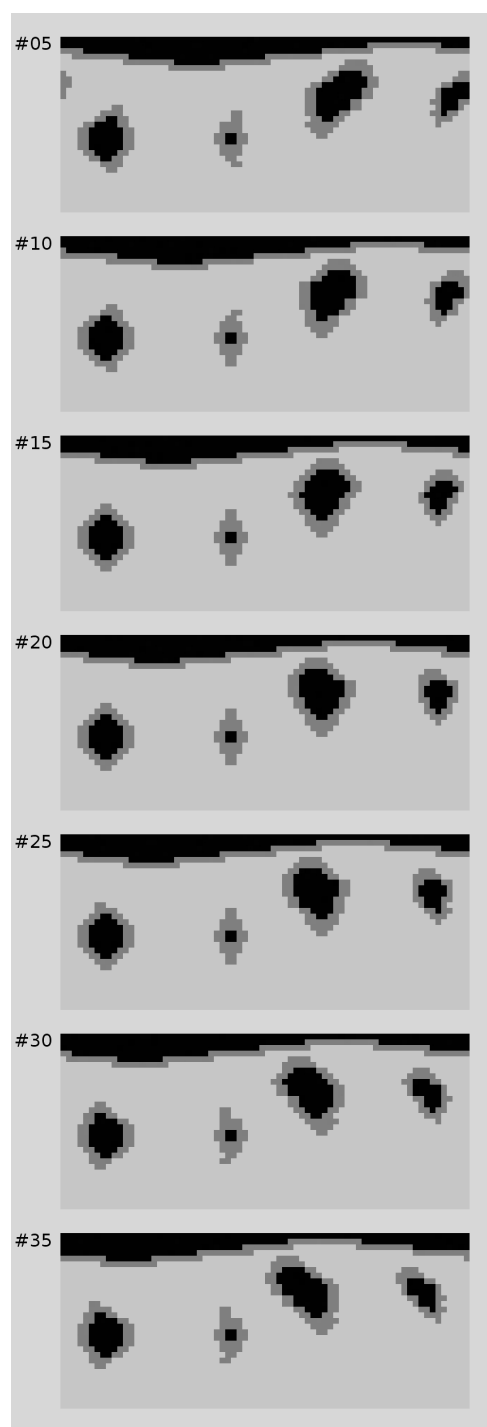
Az előző részben bemutatott átlagolt keresztkorrelációs módszerrel (Average Cross-CORrelation of consecutive Doppler-images, azaz „ACCORD”, Kóvári és mtsai. 2007b, 2012b, 2014b, 2015) kapcsolatban nyomban felmerülhet, hogy mennyire nyújt megbízható eredményt, hiszen az eljárás két pontján is problémát jelenthet a nem megfelelő időfelbontás. Az első ilyen pont maguknak a Doppler-képeknek az előállítására, ugyanis a megfelelő fázislefedettség érdekében az egy-egy képhez felhasznált spektrumok az ideális $1P_{\text{rot}}$ intervallumhoz képest átlagosan $7,29P_{\text{rot}}$ intervallumból származnak (a minimum $4,97P_{\text{rot}}$, a maximum $11,26P_{\text{rot}}$). Ez kényszerű *átlagolást* jelent, ami nem csak az intervallumokon belül zajló esetleges foltfejlődést mossa el, de a differenciális rotáció miatti eltolódásokat is. Ez utóbbi hatására a foltok kontúrjai $\Delta\Omega/\Omega_{\text{eq}} = 0,0059$ esetén a legnagyobb nyírási zónában a rotáció irányában kb. 2–3 pixelnyit (10 – 15°) elmosódnak (itt 1 pixel az 5° -os elméleti térbeli felbontási határnak felel meg). A másik kritikus pont az egymással keresztkorreláltatott képek közötti Δt időkülönbség, ami átlagosan 12,77 nap (a minimum 10,61, a maximum 16,99 nap). Ennyi idő alatt a gyors foltfejlődés következtében már olyan változások is végbemehetnek, amelyek a differenciális rotáció korrelációs mintázatát jelentősen megzavarják. További problémát okozhatnak a Doppler-leképezésben jól ismert tökéletlenségek, mint pl. a túl nagy fázisárcok által létrehozott torzítások, egyes domináns foltok alatt megjelenő mesterséges „árnyékok”, a zajos spektrumok hatása, vagy az egyenlítő alatt, a takart pólus féltekéjének eleve tökéletlenebb rekonstrukciója, amelyek

a keresztkorreláció során mind zavaró tényezőként hatnak. Mindezen hatások együttes vizsgálatára az alábbi tesztet végeztük el.

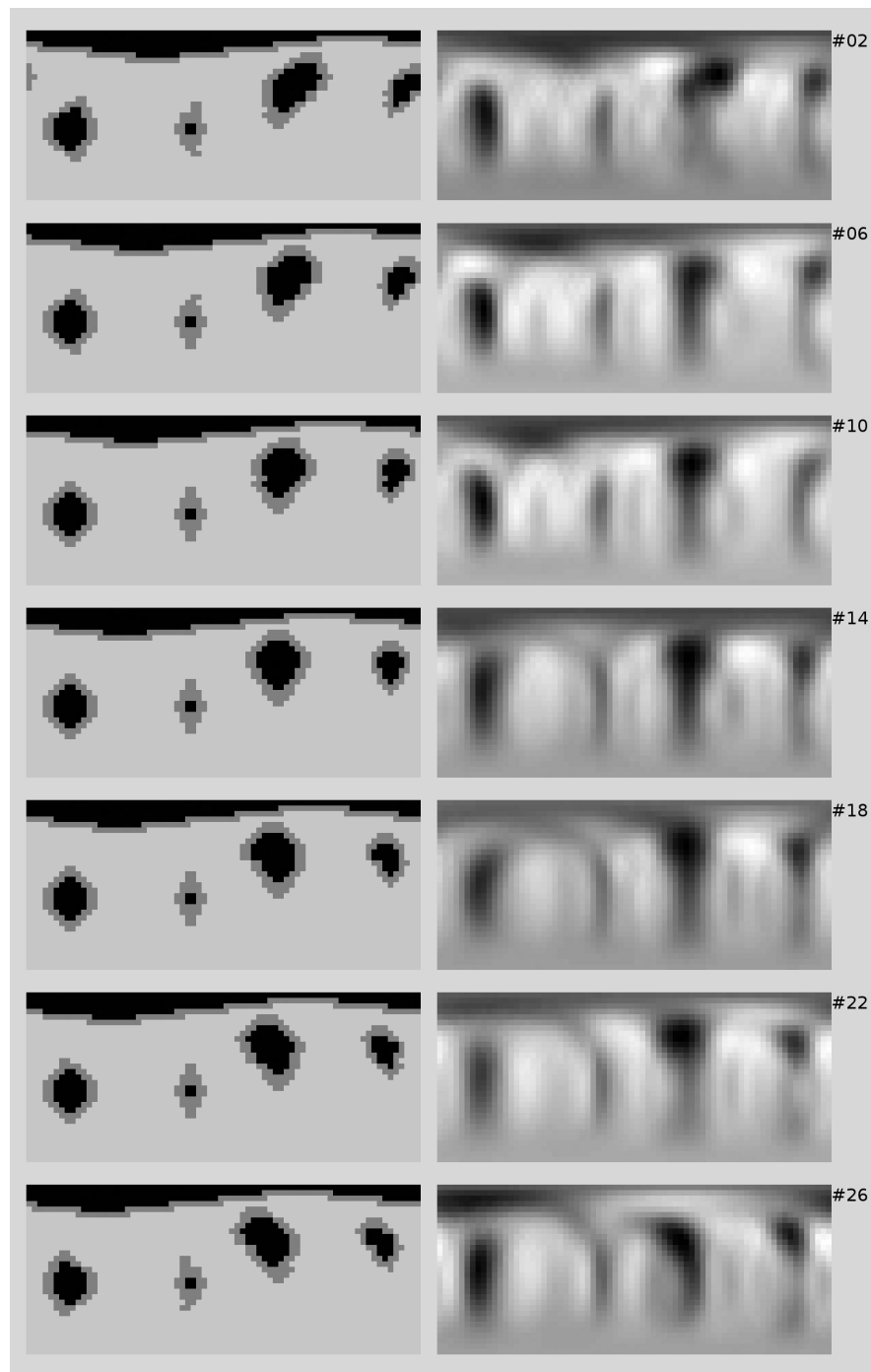
Kiindulásként elkészítettük a csillagfelszín tesztképét, amelyen egyaránt található egyenlítői, közepes szélességen fekvő és poláris folt. A felszín homogén háttérének a hőmérséklete megegyezik az LQ Hya effektív hőmérsékletével (5200 K), a foltok felépítése pedig a napfoltok kétkomponensű struktúráját imitálja, a foltokon belüli umbra hőmérséklete 4400 K, a penumbráé 4800 K. A képek térbeli felbontása megegyezik az 5°-os gyakorlati határral. Ezután $P_{\text{rot}} = 1,6$ napos egyenlítői forgási periódust (ami $\Omega_{\text{eq}} = 225^\circ/\text{nap}$ szögsebességnek felel meg) és $\alpha = 0,006$ felszíni nyírást feltételezve az LQ Hya 1996-november-decemberi 35 spektroszkópiai észlelésének megfelelő időpontokra elkészítettük a differenciális rotáció által nyírt 35 képet. A 2.13 ábrán a 35 képből példaként 8 látható (minden ötödik). Ezt követően a 35 különböző képet az időpontjaiknak megfelelő fázisba forgatva a TempMap inverziós kód *direkt* irányú változatával, a TempMap-forward alkalmazásával minden képhez előállítottuk a szintetikus Fe I-6430 Å profilokat – tehát a mesterséges észlelési adatsort. A 35 mesterséges spektrumból – az LQ Hya 1996-os idősoros Doppler-képeivel kapcsolatban leírtak szerint – képenként 8-8 spektrumot felhasználva elkészítettük a 28 idősoros Doppler-képet. A 2.14 ábrán az idősorban megfelelő eredeti mesterséges képeket és a hozzájuk tartozó Doppler-rekonstrukciókat hasonlítjuk össze. Mivel az adatokhoz nem adtunk zajt, a Doppler-leképezések tökéletlensége – az inverzió jellegéből adódó belső hibákon túlmenően – két dologból fakad. Egyrészt abból, hogy a Doppler-leképezés során valójában 8 különböző csillagfelszínből vett „mintát” (spektrumot) használunk fel egyetlen kép előállításához, vagyis a felszíni differenciális rotáció hatását szükségszerűen összemossuk. A másik tényező a 8 spektrum fáziseloszlása, amely sem kellően sűrű, sem kellően egyenletes, ezért minden 8-as spektrumsorozatban előfordulnak kisebb-nagyobb fázisárkok, amelyek rontják a rekonstrukciót.

A 28 tesztkép alapján készített 20 keresztkorrelációs térkép a 2.15 ábrán látható. Az egyes korrelációs mintázatokra kapott illesztésekből a legtöbb esetben sikerült jól visszakapni a differenciális rotációt leíró eredeti függvényt. Az egyenlítői szögsebesség 20 illesztésből számolt átlagértéke és szórása $\bar{\Omega}_{\text{eq}} = 225,12^\circ/\text{nap}$ valamint $\sigma_{\Omega_{\text{eq}}} = 0,11^\circ/\text{nap}$ míg a felszíni nyírást átlagértéke és szórása $\bar{\alpha} = 0,0055$ és $\sigma_{\alpha} = 0,0014$. Az átlagolt keresztkorrelációk módszerét („ACCORD”) alkalmazva, az együttes keresztkorrelációs mintázat illesztéséből a 2.16 ábra tanúsága szerint szinte pontosan visszakapjuk az eredeti rotációs függvényt: $\Omega_{\text{eq}} = 225,20 (\pm 0,01)^\circ/\text{nap}$, $\alpha = 0,0058 (\pm 0,0002)$ (a zárójelben szereplő hibák a korrelációs mintázat struktúrájától függő, abból származtatott „relatív” értékek, amelyek csak ugyanarra a mintázatra illesztett különböző rotációs görbék paramétereinek hibáival vethetők össze, de nem hasonlíthatók más korrelációs mintázatokra alkalmazott illesztések hibáival). Eszerint tehát az egymással keresztkorrelált képek közötti különbségekből – az átlagolások és a rekonstrukciók tökéletlenségei ellenére – a differenciális rotációra vonatkozó információt biztonsággal vissza lehet nyerni.

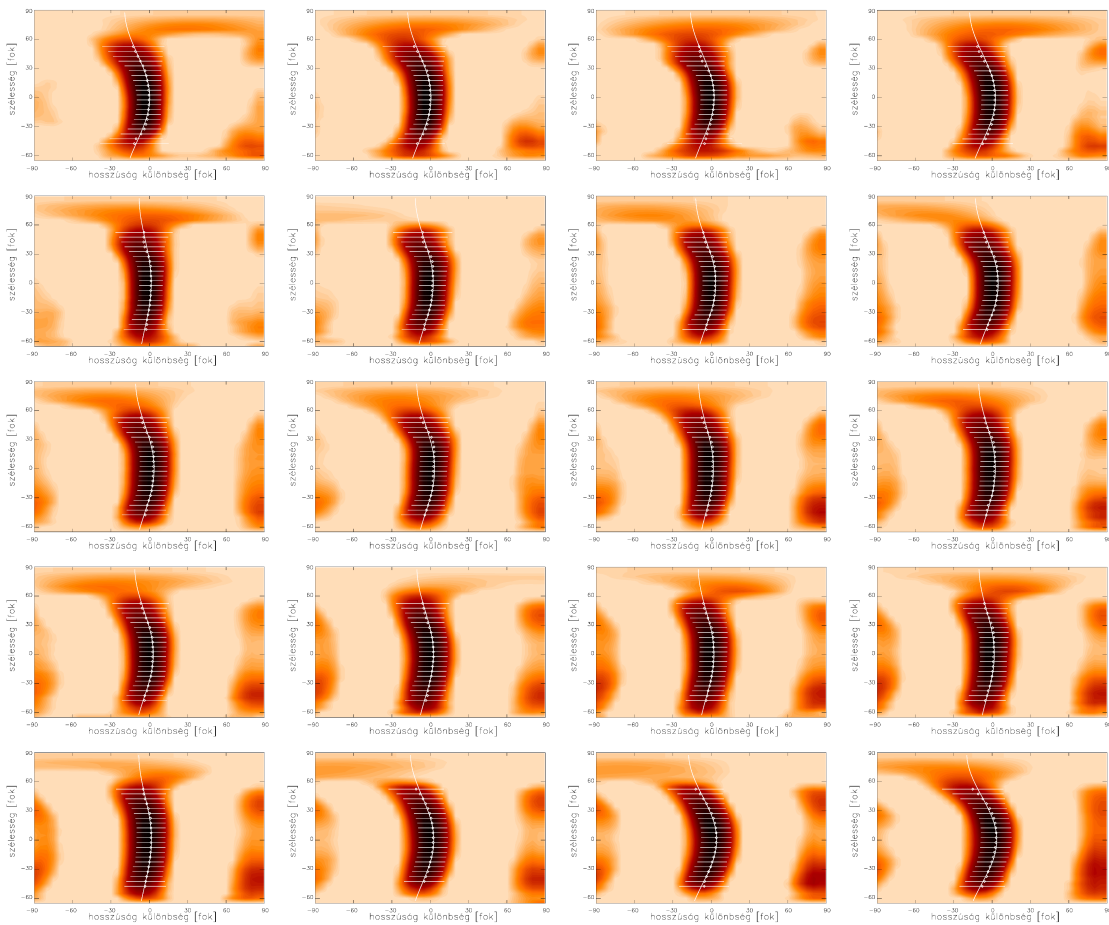
A következő lépésben a reális adatokhoz közelítve a mesterséges spektrumok sorozatát 200-as jel/zaj értéknek megfelelően elrontottuk. Az így kapott rekonstrukciókat a 2.17 ábrán mutatjuk. A leképezés a zajmentes esethez képest észrevehetően romlott, a képeken feltűnnek a jellegzetes, körívszerű, hamis struktúrák, a domináns foltok árnyékai erősebbek, a legkisebb folt rekonstrukciója itt-ott már bizonytalan. A Doppler-képek alapján



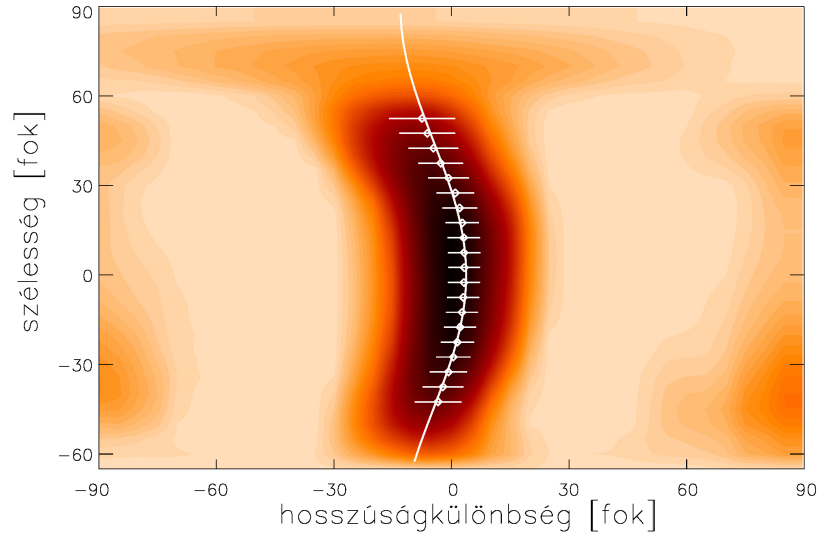
2.13. ábra. A differenciális rotáció hatása tesztképek sorozatán (az eredetileg elkészített 35 képből példaként csak minden ötödik). A csillagfelszín Mercator-vetületben látható (vízszintesen balról jobbra a 0° – 360° közötti hosszúsági tartomány, függőlegesen alulról felfelé a -65° és a $+90^\circ$ közötti szélességi tartomány). További magyarázat a szövegben.



2.14. ábra. Bal oldalon a tesztképek idősorban, mellettük jobbra a hozzájuk tartozó Doppler-rekonstrukciók (a 28 képből csak minden negyedik látható). A képek a csillagfelszínt Mercator-vetületben mutatják, vízszintesen balról jobbra a 0° – 360° közötti hosszúsági tartományt, függőlegesen alulról felfelé a -65° és a $+90^\circ$ közötti szélességi tartományt. További magyarázat a szövegben.



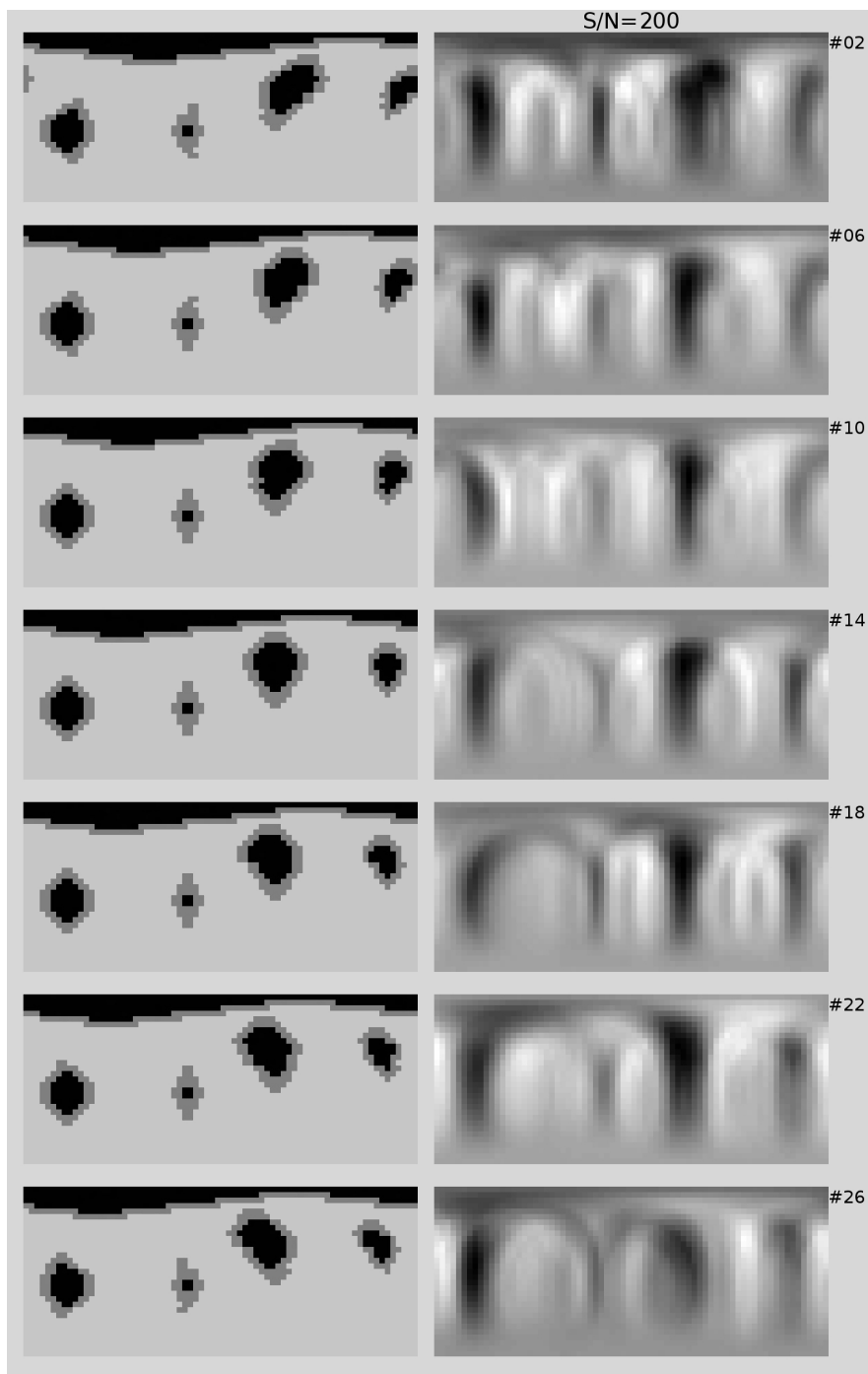
2.15. ábra. Keresztkorrelációs térképek zaj nélküli tesztadatok felhasználásával. A 20 keresztkorrelációs mintázat mindegyikét külön-külön differenciális rotációs függvénnyel illesztettük. Az eredmények statisztikáját a 2.2 táblázat tartalmazza. További magyarázat a szövegben.



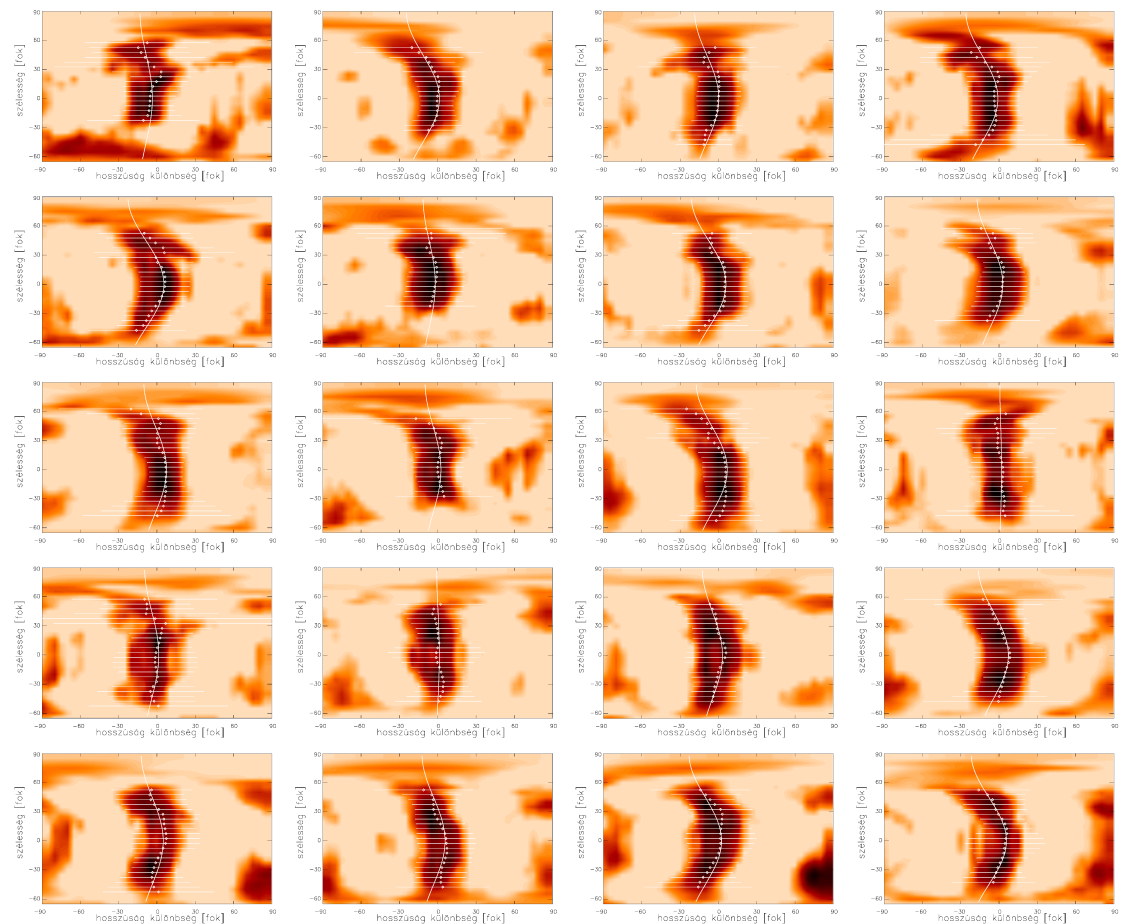
2.16. ábra. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer („ACCORD”) alkalmazása zaj nélküli mesterséges adatokra. A keresztkorrelációs mintázat maximumait Gauss-függvény-illesztésekkel jellemeztük (a maximumhelyeket apró körök jelölik, a hozzájuk tartozó félérték-szélességeket vízszintes vonalak). A maximumokra illesztett \sin^2 -es rotációs függvény (folytonos vonal) paramétereit: $\Omega_{\text{eq}} = 225,20^\circ/\text{nap}$ és $\alpha = 0,0058$.

elkészített 20 keresztkorrelációs térkép a 2.18 ábrán látható. Az egyenlítői szögsebesség 20 illesztésből számolt átlagértéke és szórása $\overline{\Omega}_{\text{eq}} = 225,17^\circ/\text{nap}$ valamint $\sigma_{\Omega_{\text{eq}}} = 0,26^\circ/\text{nap}$, a felszíni nyírás átlagértéke és szórása pedig $\overline{\alpha} = 0,0063$ és $\sigma_{\alpha} = 0,0029$. Az átlagolt keresztkorrelációk módszerét alkalmazva az együttes keresztkorrelációs mintázat illesztéséből a 2.19 ábrán látható eredményt kapjuk. A módszerrel ismét sikerült visszakapni az eredeti rotációs függvényt, bár a zaj nélküli esethez képest a relatív hiba valamennyit nőtt: $\Omega_{\text{eq}} = 225,26 (\pm 0,01)^\circ/\text{nap}$, $\alpha = 0,0067 (\pm 0,0001)$. Mindezzel együtt megállapítható, hogy a módszer a 200-as jel/zaj ellenére hasonlóan jól működik.

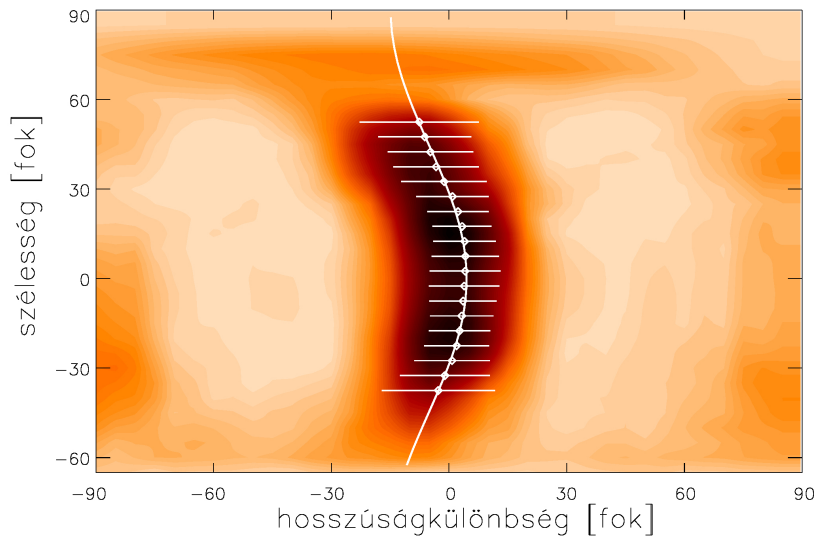
A teszt során a foltok időfejlődésével – tehát olyan változásokkal, amelyek eredete nem a felszíni differenciális rotáció – eddig nem foglalkoztunk. Az ilyen változások (pl. új folt kialakulása, meglévő folt közös áramlási mezőtől eltérő sajátmozgása, közeli foltok összeolvadása, régebbi foltok diffúziója, eltűnése stb.) végeredményben szintén a zajt növelik. A következő lépésben ezt oly módon vesszük figyelembe, hogy a mesterséges spektrumok zaját tovább növeljük: a jel/zaj értékét 100-ra csökkentjük. Az eredményül kapott Doppler-képek a 2.20 ábrán láthatók. A várakozásoknak megfelelően ilyen feltételek mellett jóformán csak a legnagyobb foltokat sikerült rekonstruálni, sok képrészlet viszont alig, vagy egyáltalán nem lehet az eredeti struktúrákkal azonosítani. A 20 keresztkorreláció egyenkénti illesztéséből (2.21 ábra) számolt átlagértékek és szórások: $\overline{\Omega}_{\text{eq}} = 225,12^\circ/\text{nap}$, $\sigma_{\Omega_{\text{eq}}} = 0,66^\circ/\text{nap}$, valamint $\overline{\alpha} = 0,0051$ és $\sigma_{\alpha} = 0,0096$, vagyis – ahogy a 2.21 ábra is mutatja – egyes esetekben még a differenciális rotáció nyírásának az irányát sem sikerült helyesen megállapítani. Váratlan eredmény viszont, hogy az átlagolt



2.17. ábra. Bal oldalon a tesztképek idősorban, mellettük jobbra a 200-as jel/zaj értékű adatokból készített megfelelő Doppler-rekonstrukciók (a 28 képből csak minden negyedik látható). A képek a csillagfelszínt Mercator-vetületben mutatják, vízszintesen balról jobbra a 0° - 360° közötti hosszúsági tartományt, függőlegesen alulról felfelé a -65° és a $+90^\circ$ közötti szélességi tartományt. További magyarázat a szövegben.



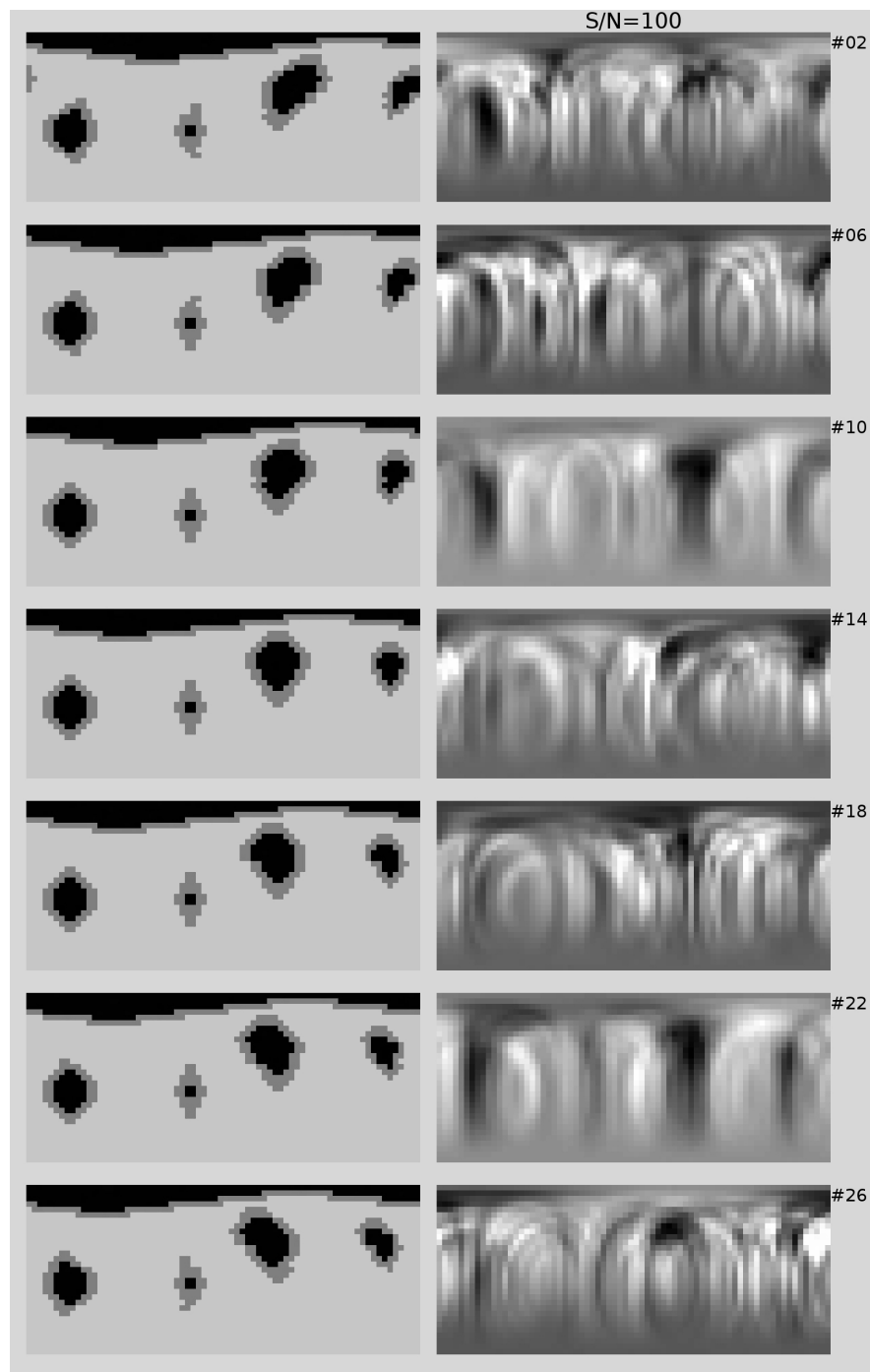
2.18. ábra. Keresztkorrelációs térképek 200-as jel/zaj értékű tesztadatok felhasználásával. A 20 keresztkorrelációs mintázat mindegyikét külön-külön differenciális rotációs függvénnyel illesztettük. Az eredmények statisztikáját a 2.2 táblázat tartalmazza. További magyarázat a szövegben.



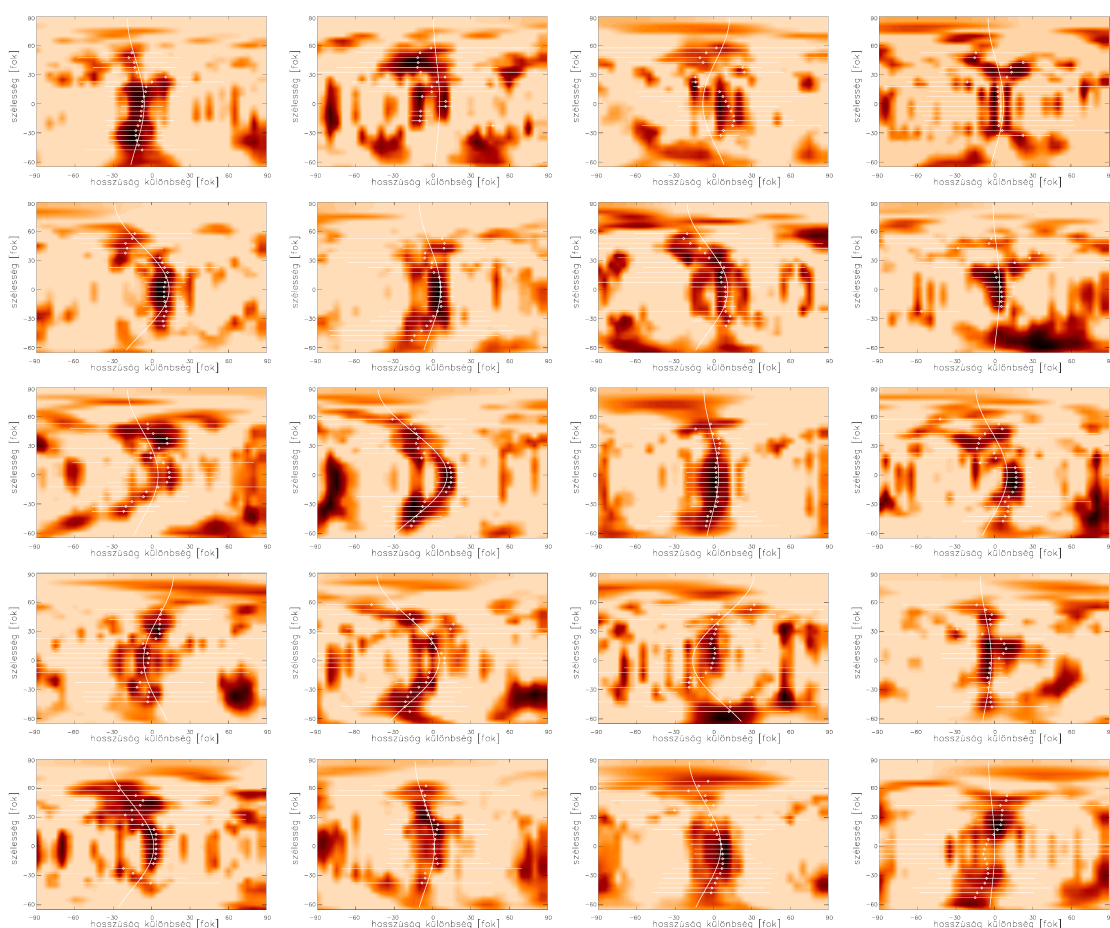
2.19. ábra. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer („ACCORD”) alkalmazása 200-as jel/zaj értékkel terhelt mesterséges adatokra. A keresztkorrelációs mintázat maximumait Gauss-függvény-illesztésekkel jellemeztük (a maximumhelyeket apró körök jelölik, a hozzájuk tartozó félérték-szélességeket vízszintes vonalak). A maximumokra illesztett \sin^2 -es rotációs függvény (folytonos vonal) paramétereit: $\Omega_{\text{eq}} = 225,26^\circ/\text{nap}$ és $\alpha = 0,0067$.

keresztkorrelációk módszere a nagyobb zajszint ellenére ismét jól működik. A 2.22 ábrán az illesztett rotációs függvénygörbe paramétereit: $\Omega_{\text{eq}} = 225,27 (\pm 0,03)^\circ/\text{nap}$, $\alpha = 0,0068 (\pm 0,0005)$.

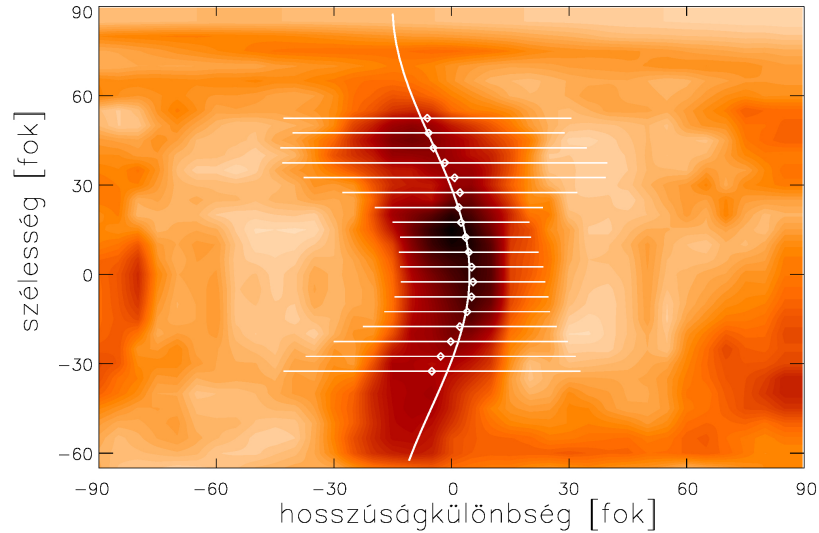
Az eredeti és a teszteredmények értékeit a 2.2 táblázatban foglaltuk össze. A táblázat oszlopaiban feltüntettük a három alapesetbe tartozó 20-20 keresztkorrelációs ábra alapján készített statisztikákat, amiből jól látható, hogy a rotációs függvények illesztett paramétereinek a szórása a zaj növekedésével egyre nagyobb. Sőt a 100-as jel/zaj esetén $|\alpha| < \sigma_\alpha$, vagyis bizonyos keresztkorrelációk illesztése már annyira bizonytalan, hogy a differenciális rotáció nyírásának az iránya sem helyes. Ugyanakkor a keresztkorrelációs mintázatok átlagára illesztett nyírás paraméter minden esetben jól közelíti az eredeti $\alpha = 0,006$ értéket. Véggövetkeztetésként megállapítható, hogy az átlagolt keresztkorrelációk módszere megbízható és kellően robusztus, amely alapján az LQ Hya esetében kapott rotációs profil reálisnak tekinthető. A későbbiekben azt is látni fogjuk, hogy a felszíni differenciális rotáció mérésére szolgáló másik Doppler-technikán alapuló eljárás, az ún. *nyírt kép rekonstrukció* korántsem ennyire megbízható.



2.20. ábra. Bal oldalon a tesztképek idősorban, mellettük jobbra a 100-as jel/zaj értékű adatokból készített megfelelő Doppler-rekonstrukciók (a 28 képből csak minden negyedik látható). A képek a csillagfelszínt Mercator-vetületben mutatják, vízszintesen balról jobbra a 0° - 360° közötti hosszúsági tartományt, függőlegesen alulról felfelé a -65° és a $+90^{\circ}$ közötti szélességi tartományt. További magyarázat a szövegben.



2.21. ábra. Keresztkorrelációs térképek 100-as jel/zaj értékű tesztadatok felhasználásával. A 20 keresztkorrelációs mintázatot mindegyikét külön-külön differenciális rotációs függvényvel illesztettük. Az eredmények statisztikáját a 2.2 táblázat tartalmazza. További magyarázat a szövegben.



2.22. ábra. Az átlagolt keresztkorrelációs módszer („ACCORD”) alkalmazása 100-as jel/zaj értékkel terhelt mesterséges adatokra. A keresztkorrelációs mintázat maximumait Gauss-függvény-illesztésekkel jellemeztük (a maximumhelyeket apró körök jelölik, a hozzájuk tartozó félérték-szélességeket vízszintes vonalak). A maximumokra illesztett \sin^2 -es rotációs függvény (folytonos vonal) paraméterei: $\Omega_{\text{eq}} = 225,27^\circ/\text{nap}$ és $\alpha = 0,0068$.

2.2. táblázat. Az „ACCORD” teszteredményeinek összehasonlítása a kiindulási $\alpha = 0,006$ és $\Omega_{\text{eq}} = 225,00^\circ/\text{nap}$ paraméterekkel. A táblázat bal felében az átlagolt keresztkorrelációk módszerével kapott α és Ω_{eq} értékek szerepelnek a formális hibáikkal (ε), a jobb felében pedig az egyes keresztkorrelációkra külön-külön illesztett rotációs függvények paramétereiből számított számtani középértékek és szórások (σ).

	ACCORD-ból				az egyes keresztkorrelációkból			
	Ω_{eq} [$^\circ/\text{nap}$]	$\varepsilon_{\Omega_{\text{eq}}}$ [$^\circ/\text{nap}$]	α	ε_α	$\bar{\Omega}_{\text{eq}}$ [$^\circ/\text{nap}$]	$\sigma_{\Omega_{\text{eq}}}$ [$^\circ/\text{nap}$]	$\bar{\alpha}$	σ_α
zaj nélkül	225,20	0,01	0,0058	0,0002	225,12	0,11	0,0055	0,0014
S/N=200	225,26	0,01	0,0067	0,0001	225,17	0,26	0,0063	0,0029
S/N=100	225,27	0,03	0,0068	0,0005	225,12	0,66	0,0051	0,0096

2.2. A V889 Herculis differenciális rotációja

A közel naptömegű, nullkorú fősorozati (Zero Age Main Sequence, ZAMS) csillagok vizsgálata kulcsfontosságú annak megértéséhez, hogy miként jönnek létre a Naprendszer bolygóihoz hasonló rendszerek. A csillagkeletkezés során a központi csillaganyag gravitációs kontrakciójából kimaradó protoplanetáris korongban elkezdődik a bolygórendszer kialakulása, miközben a kontrakcióval felpörgetett központi csillag forgási sebessége a kifújt mágneses csillagszél fékező hatása miatt elkezd csökkenni. Az ilyen fiatal rendszerek továbbfejlődése szempontjából lényeges kérdés a csillag és környezetének fizikai kapcsolata, a csillag mágneses aktivitásának szerepe. Mindezekhez pedig alapvető feltétel a csillag fizikai paramétereinek – effektív hőmérsékletének, rotációs sebességének, felszíni gravitációs gyorsulásának, anyagi összetételének, a felszíni aktivitását mérő indikátorainak, differenciális rotációjának stb. – pontos ismerete.

2.2.1. A V889 Herculis fizikai tulajdonságai

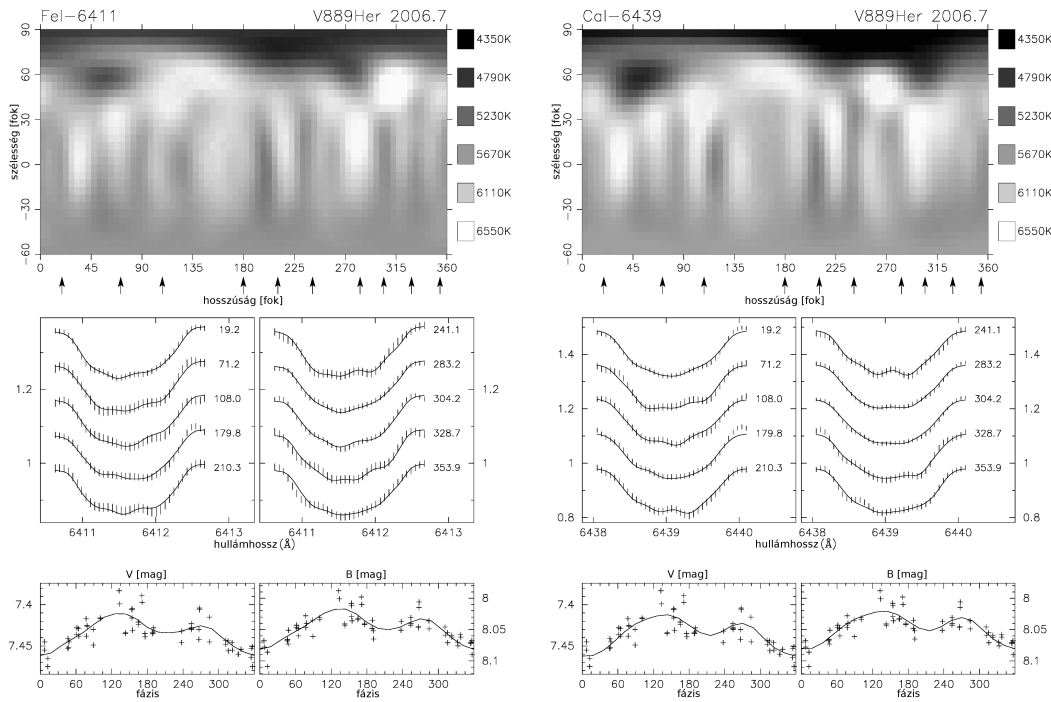
A fiatal, gyors forgású ($P_{\text{rot}} = 1,3371$ nap, Strassmeier és mtsai. 2003b) V889 Herculis (V889 Her, HD 171488) egy Naphoz hasonló (G2) magányos törpecsillag, amely kiváló lehetőséget nyújt a ZAMS csillagok tanulmányozására. A V889 Her a fiatal (20–150 millió éves, Montes és mtsai. 2001) csillagokból álló Lokális Asszociáció nevű kinematikai csoport (más néven Pleiádok-csoport) tagja. A magas lítiumabundancia kb. 50–150 millió éves kort valószínűsít (Chaboyer és mtsai., 1995; Strassmeier és mtsai., 2003b; Frasca és mtsai., 2010). A V889 Her minden bizonnyal a legfényesebb ($V \approx 7,34$ magnitúdó, Strassmeier és mtsai. 2003b) korai G-típusú csillag, amelynek felszínét kellően nagy egyenlítői vetületi sebessége ($v \sin i = 37,1 \pm 1,0$ km/s, Frasca és mtsai. 2010) következtében Doppler-leképezéssel is vizsgálhatjuk.

Az 1998 áprilisából származó spektrumok alapján készített első Doppler-rekonstrukció (Strassmeier és mtsai., 2003b) szerint a V889 Her látszó pólusát egy nagy kiterjedésű, aszimmetrikusan elhelyezkedő folt takarja, amely kb. 1600 K-nel hidegebb a környezeténél, míg az alacsonyabb szélességeken megjelenő, akár az egyenlítőt is elérő foltok kisebbek és csupán 500–800 K-nel hidegebbek a zavartalan fotoszféránál. Újabb, független adatokból nyert további Doppler-képek (Marsden és mtsai., 2006; Jeffers és Donati, 2008; Järvinen és mtsai., 2008; Huber és mtsai., 2009) szerint a poláris folt stabilan jelen van a csillag felszínén. Ugyanakkor, az utóbb idézett munkák ellentmondásos eredményeket közölnek a csillag felszíni differenciális rotációjáról. Marsden és mtsai. (2006) Zeeman–Doppler-képkötésen alapuló eredménye szerint az egyenlítői rész forog a leggyorsabban (szoláris típusú differenciális rotáció), a felszíni nyírási paraméter pedig $\alpha = 0,084$. Jeffers és Donati (2008) hasonló technikával $\alpha \approx 0,1$ értéket kapott, ami 1,34 napos rotációs periódus mellett szokatlanul nagy nyírást jelent. Ezzel szemben Järvinen és mtsai. (2008) csak a differenciális rotáció szoláris jellegét tudták megerősíteni, ám a foltok elmozdulása alapján szerintük kisebb felszíni nyírás adódna. Átfogó vizsgálatukban Huber és mtsai. (2009) sem találták nyomát erős differenciális rotációnak, sőt a legjobb eredményt a merev test jellegű forgás feltételezésével kapták.

2.3. táblázat. *A V889 Her asztrofizikai paramétereit (Frasca és mtsai., 2010)*

spektrálklasszifikáció	G2V
$(B - V)_{\text{Hipparcos}}$ [magnitúdó]	$0,618 \pm 0,009$
$(V - I)_{\text{Hipparcos}}$ [magnitúdó]	$0,69 \pm 0,01$
effektív hőmérséklet, T_{eff} [K]	5800 ± 130
sugár, [R_{\odot}]	$\approx 1,1$
tömeg, [M_{\odot}]	$\approx 1,08$
távolság, d [pc]	$37,2 \pm 1,3$
luminozitás, $\log L/L_{\odot}$	$0,08 \pm 0,03$
felszíni gravitációs gyorsulás, $\log g$	$4,30 \pm 0,15$
rotációs periódus, P_{rot} [nap]	$1,3370 \pm 0,0002$
inklináció, i [°]	60 ± 10
$v \sin i$ [km/s]	$37,1 \pm 1,0$
fém tartalom, [Fe/H]	$0,0 \pm 0,1$
mikroturbulencia, ξ [km/s]	1,6
makroturbulencia, $\zeta_{R,T}$ [km/s]	3,0

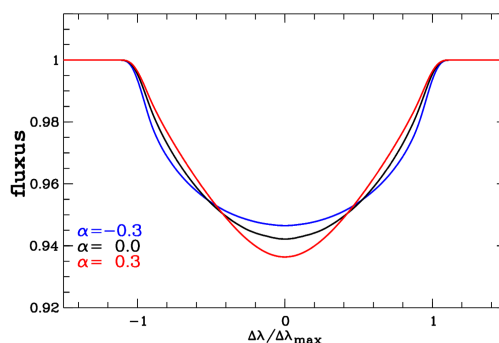
Frasca és mtsai. (2010) átfogó tanulmányt közöltek a V889 Her kromoszférikus és fotoszférikus aktivitásáról, amelyben újabb Doppler-képekkel támasztották alá a poláris folt stabilitását. A Doppler-képek elkészítéséhez a Calar Alto Observatórium 2,2 méteres Cassegrain-teleszkópjára szerelt FOCES spektrográfjával (Pfeiffer és mtsai., 1998) 2006. augusztus 13–16. között, kb. 3 rotációt átfogó időtartam alatt 10 spektrumot sikerült rögzíteni. Az eszközzel elérhető spektrális felbontás $R = 42\,000$, míg a jel/zaj viszony jellemzően 120 körüli érték volt. A lefedett spektrális tartományból a mérsékelt jel/zaj érték alapján a Fe I-6411 Å és a Ca I-6439 Å térképezővonalak bizonyultak alkalmasnak a Doppler-képkészítésre. A spektrumokkal egy időben fotometriai észlelések is készültek Johnson B és V színekben. A TempMap kóddal készített Doppler-képeket a 2.23 ábrán mutatjuk be, a Doppler-leképezés alapjául szolgáló asztrofizikai paramétereket pedig a 2.3 táblázatban közöljük. Az egyes térképezővonalakra kapott eredmények jó egyezést mutatnak: a felszín egyik domináns struktúrája a poláris folt, amely kb. 1500 K-nél hidegebb az effektív hőmérsékletnél. A pólust fedő folt aszimmetrikus, 180° – 300° hosszúsági tartományban akár 60° szélességig is leér. A másik szembevetendő domináns képződmény a 45° hosszúságon és kb. 60° szélességen megfigyelhető hideg folt. A két térképen az alacsonyabb szélességeken megjelenő foltok esetében is jó egyezést tapasztalhatunk, azonban e foltok hőmérsékletkontrasztja jóval kisebb, $\Delta T = T_{\text{eff}} - T_{\text{folt}} \approx 400$ K. Végül megjegyezzük, hogy a térképeken megfigyelhető fényesebb területek legfőképpen a domináns, sötét foltok „tükröződései”, vagyis minden bizonnyal csupán a Doppler-leképezés tökéletlenségei.



2.23. ábra. Doppler-képek a V889 Her felszínéről 2006-ból. Bal oldalon a Fe I-6411 Å vonalra, jobb oldalon a Ca I-6439 Å vonalra kapott eredmény látható. Az egyes mezők felső paneljében a csillagfelszín hőmérsékletképét mutatjuk Mercator-vetületben, jobbra a hőmérsékletskálával. A térképek alsó éle mentén a nyilak a spektroszkópiai észlelések fázisait jelölik. Középen az illesztett vonalprofilok láthatók a megfelelő rotációs fázisértékekkel, alul pedig a fotometriai adatok és a Doppler-képekből számolt fénygörbe-illesztések Johnson V és B színekben.

2.2.2. A V889 Herculis differenciális rotációja a nyírt kép módszerével

A korábbiakban az LQ Hya példáján láttuk, hogy az időben egymást követő Doppler-képek keresztkorrelációja a differenciális rotáció meghatározásának egy alkalmas eszköze lehet. Azonban – ideális feltételek esetén – egyetlen Doppler-képből is meg lehet határozni a differenciális rotációt. Az eljárás neve *nyírt kép módszer* (sheared-image method, Donati és mtsai. 2000), amelynek az az alapja, hogy egy folt okozta kitüremkedés végigvonulása a Doppler-képalkotáshoz felhasznált vonalprofilok sorozatán nem egyszerűen a rotáció szögsebességét követi, hanem differenciális rotációt, azaz a szögsebesség a folt szélességi koordinátájától is függ. Ha a felszíni nyírás kicsi, akkor a rotáció és a differenciális rotáció közötti különbség egy forgási perióduson belül talán észrevehetetlenül kicsi, azonban több forgási periódus alatt már észrevehetően nagyra nőhet. Sőt a rotációs vonalprofilból akkor is el lehet dönteni, hogy a csillag differenciálisan rotál, ha a vonalprofilon nincsenek átvonuló kitüremkedések, azaz a csillagon nincs folt, ugyanis a rotáció miatt kiszélesedett vonalprofil alakja a differenciális rotáció következtében kissé módosul. Amennyiben a Napon megfigyelt szoláris differenciális rotációhoz hasonlóan az

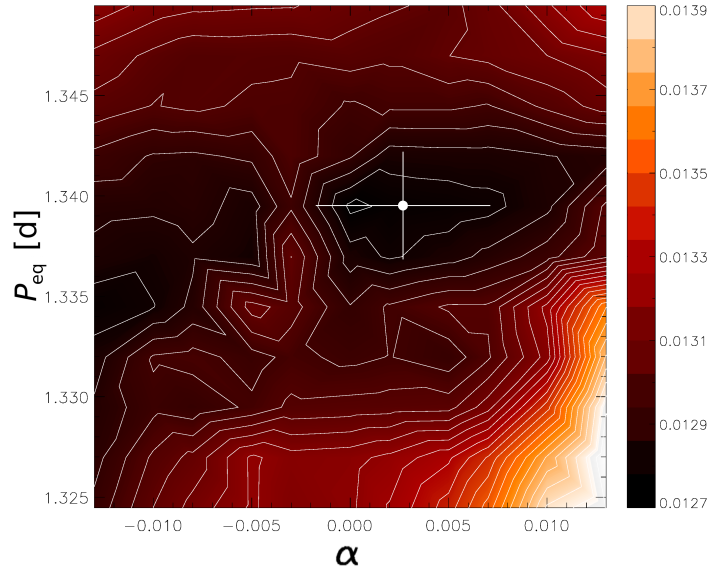


2.24. ábra. Az elméleti rotációs vonalprofil alakjának módosulása a differenciális rotáció hatására (Reiners és Schmitt, 2003). A merevtest-szerű rotációs profilt fekete, a szoláris differenciális rotáció profilját piros, az antiszoláris differenciális rotáció profilját kék vonal jelöli. Forrás: www3.physnet.uni-hamburg.de

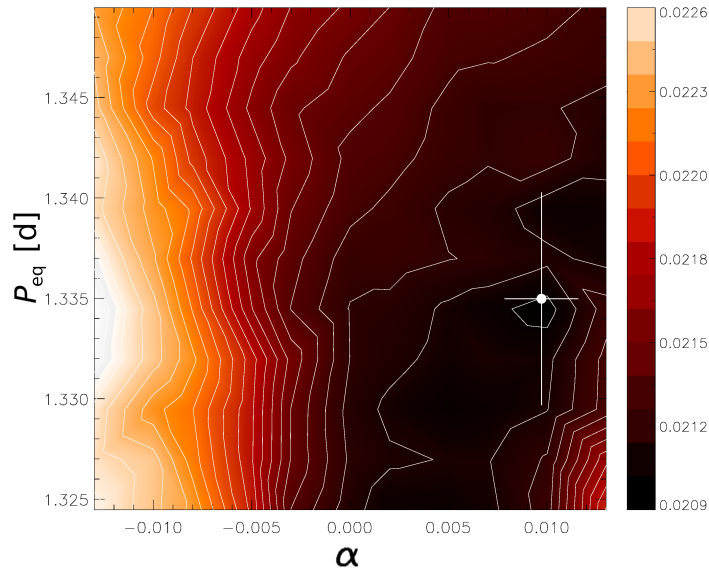
egyenlítői tartomány forog a leggyorsabban, akkor a vonal a szárnyak felé haladva jobban szélesedik, mint a merevtest-szerű rotáció esetében, míg *antiszoláris* differenciális rotáció esetén a vonal alsó része szélesedik a legjobban, emiatt a profil öblösebb lesz (ld. a 2.24 ábrát).

A nyírt kép módszer a gyakorlatban úgy működik, hogy a Doppler-képkötés folyamatában rögzített paraméterként szerepel az Ω_{eq} egyenlítői szögsebesség (vagy a P_{eq} egyenlítői forgási periódus) és az $\alpha = \Delta\Omega/\Omega$ nyírási együttható. Az eredményül kapott Doppler-képhez tartozó vonalprofil-illeszkedések jósága (χ^2 értéke) nyilván függ a differenciális rotációt leíró paramétereiktől. Az $\Omega_{\text{eq}}-\alpha$ sík megfelelő tartománya feletti kellően sűrű rácson végrehajtott inverziókkal előállított χ^2 térképről leolvasható a legjobb illeszkedést adó $\Omega_{\text{eq}}-\alpha$ értékpár. Itt jegyezzük meg, hogy a nyírt kép módszer a Doppler-leképezéshez hasonlóan a Zeeman–Doppler-leképezés során is alkalmazható (sőt, a legelső nyírt kép alkalmazást is Zeeman–Doppler-képkötéssel kombinálták Donati és mtsai. 2000). Az utóbbit szokás *parametrikus Zeeman–Doppler-leképezés* néven is említeni. Ahogy a 2.2.1 részben is láttuk, a kétfajta megközelítés olykor ellentmondó eredményekre vezet. Ennek lehetséges okait a 2.2.2.1 részben tárgyaljuk.

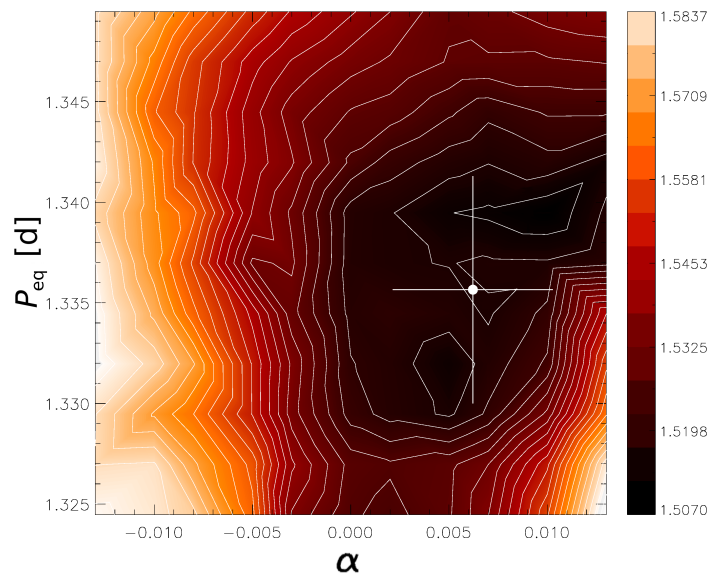
Ahhoz, hogy a V889 Her differenciális rotációját a nyírt kép módszerrel meghatározzuk, a 2.23 ábrán bemutatott Doppler-rekonstrukciókat megismételtük a $P_{\text{eq}} - \alpha$ sík egy alkalmasan választott tartománya felett. Az eredményül kapott χ^2 térképek a 2.25–2.27 ábrákon láthatók (Kövári és mtsai., 2011). A két térképezővonalra egymástól függetlenül kapott eredmények (2.25 és 2.26 ábrák) egyaránt gyenge szoláris differenciális rotációt mutatnak, bár a χ^2 térképeken a minimumok (a Fe I–6411 Å vonalra $P_{\text{eq}} = 1,3395 \pm 0,0027$ nap, $\alpha = 0,0027 \pm 0,0044$; a Ca I–6439 Å vonalra $P_{\text{eq}} = 1,3350 \pm 0,0053$ nap, $\alpha = 0,0097 \pm 0,0019$) nem fedik teljesen egymást. Ugyan a Fe I–6411 Å vonal χ^2 térképén megjelenő másodlagos minimumhely $\alpha < 0$ érték felé mutat (antiszoláris rotáció), azonban a Ca I–6439 Å vonalára kapott χ^2 térképen ez egyértelműen kizárható. A 2.27 ábrán a két χ^2 térkép súlyozatlan átlagának közös minimuma viszonylag jól behatárolható minimumtartományt valószínűsít, amely alapján a rotációs függvény becsült paraméterei $P_{\text{eq}} = 1,3357 \pm 0,0056$ nap és $\alpha = 0,0061 \pm 0,0040$.



2.25. ábra. A *V889 Her* differenciális rotációjának meghatározása a nyírt kép módszerrel. Az ábrán a $P_{\text{eq}}-\alpha$ sík feletti χ^2 térkép látható a $\text{Fe I}-6411 \text{ \AA}$ vonalra készített Doppler-inverziók alapján. Minél sötétebb az árnyalat, annál jobb az illeszkedés. A legjobb illesztést adó értékpárt ($P_{\text{eq}} = 1,3395 \pm 0,0027$ nap; $\alpha = 0,0027 \pm 0,0044$) fehér pont mutatja. A vízszintes és függőleges vonalakkal jelölt hibákat kétdimenziós Gauss-függvény-illesztéssel becsültük. Forrás: articles.adsabs.harvard.edu



2.26. ábra. A *V889 Her* differenciális rotációjának meghatározása a nyírt kép módszerrel. Az ábrán a $P_{\text{eq}}-\alpha$ sík feletti χ^2 térkép látható a $\text{Ca I}-6439 \text{ \AA}$ vonalra készített Doppler-inverziók alapján. A legjobb illesztést adó értékpár a becsült hibákkal: $P_{\text{eq}} = 1,3350 \pm 0,0053$ nap és $\alpha = 0,0097 \pm 0,0019$. Forrás: articles.adsabs.harvard.edu



2.27. ábra. A V889 Her differenciális rotációjának meghatározása a nyírt kép módszerrel. Az ábrán látható χ^2 térkép a 2.25 és a 2.26 ábrákon bemutatott χ^2 térképek súlyozatlan átlaga. Az eredő minimumhely alapján a differenciális rotációt leíró függvény paramétereit és becsült hibáit: $P_{\text{eq}} = 1,3357 \pm 0,0056$ nap; $\alpha = 0,0061 \pm 0,0040$. Forrás: articles.adsabs.harvard.edu

A V889 Her differenciális rotációjára a nyírt kép módszerrel kapott nyírási paraméter összeegyeztethető az elméleti várakozásokkal, ugyanis Kitchatinov és Rüdiger (1999) szerint az egyenlítő és a pólus közötti $\Delta\Omega$ szögsebesség különbség csak minimális mértékben függ a rotációtól, így a Napra és a Napnál sokkal gyorsabban forgó törpecsillagokra is hasonló becslés alkalmazható (Küker és mtsai., 2011):

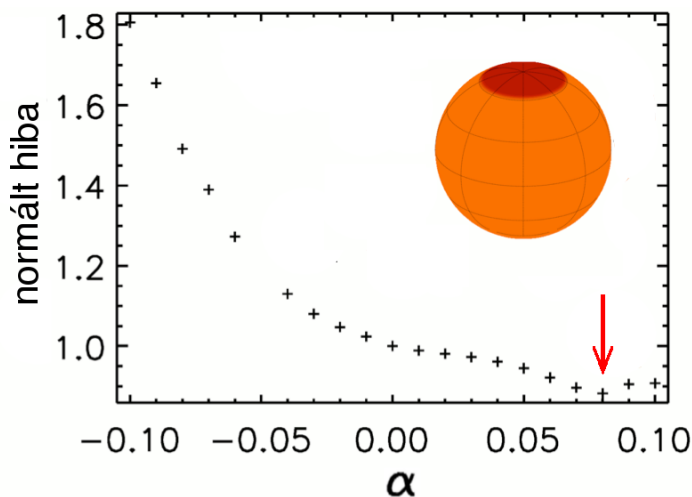
$$\alpha \approx \frac{P_{\text{eq}}}{100 \text{ nap}}, \quad (2.6)$$

amely alapján adódó $\alpha \approx 0,0133$ érték nagyságrendileg jól közelíti a nyírt kép módszerünk eredményét. Barnes és mtsai. (2005) a differenciális rotáció effektív hőmérséklettől való függését vizsgálva felállítottak egy empirikus összefüggést. Bár az illesztett hatványfüggvényhez képest az adatok szórása jelentős, a reláció szerint egy G2 csillag esetében nagyjából $\alpha \approx 0,02$ értéket kapnánk, amely – nagyságrendileg mindenképpen – jó egyezés a nyírt kép módszer eredményével. Azonban Marsden és mtsai. (2006) és különösen Jeffers és Donati (2008) a parametrikus Zeeman–Doppler-képpalkotáson alapuló eredményei ($\alpha = 0,084$ és $0,1$) nehezen egyeztethetők össze az elméleti és az empirikus becslésekkel (vö. Küker és mtsai. 2011). A jelentős különbség egy lehetséges magyarázata, hogy a V889 Her nagy kiterjedésű, hideg poláris foltja a nyírt kép módszert bizonyos körülmények között hamis eredményre vezetheti, hiszen más módszerrel kapcsolatban is bebizonyosodott már, hogy egyes foltkonfigurációk miatt félrevezető eredmény születhet (Reiners és Schmitt, 2002). A kérdést tesztadatok segítségével vizsgáljuk (Kővári és mtsai., 2014a).

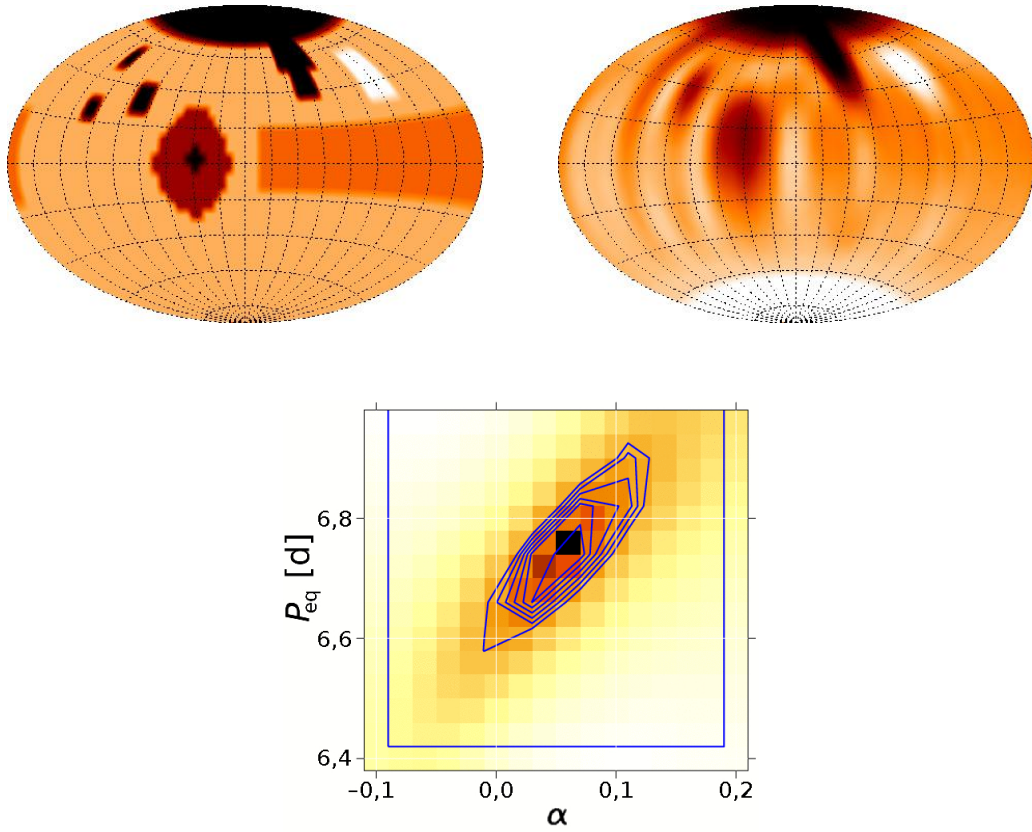
2.2.2.1. Poláris folt hatása a nyírt kép módszer eredményére

Alapfeltevésünk, hogy egy poláris folt és/vagy az egyenlítői öv mentén egyenletesen eloszló foltok jelenléte esetén a nyírt kép módszer a differenciális rotációra vonatkozóan hamis eredményre vezethet. Ennek demonstrálására tesztcsillagunk (amelynek alapvető paraméterei megegyeznek a 2.1.4.2 részben használt tesztcsillagéval) látszó pólusára egy forgásszimmetrikus, homogén foltot helyezünk, amelynek sugara 30° , hőmérséklete a zavartalan felszín 5200 K-es hőmérsékletéhez képest $\Delta T_{\text{folt}} = 800$ K-nel hidegebb. Ezután a TempMap inverziós kód *direkt* változatával (TempMap-forward) – feltételezve, hogy a csillag merev testként rotál – szintetikus vonalprofilokat készítünk. Ezek felhasználásával, realisztikus körülményeket (fázismintavételt, zajt) feltételezve, a nyírt kép módszerrel feltérképezzük a differenciális rotációt. Az eredménynek optimális esetben zérus nyírást kellene visszaadnia, hiszen tesztcsillagunk a kiinduló feltevés szerint merev testként rotál.

A teszteredmény a 2.28 ábrán látható. Eszerint tehát a nyírt kép módszer alapján a legjobb illesztéshez tartozó felszíni nyírás $\alpha = 0,08$, azaz a nyírt kép módszer ebben az egyszerű esetben hamis eredményt ad. Ez azonban nem feltétlenül teljesen váratlan eredmény, hiszen a 2.24 ábra szerint a szoláris differenciális rotáció hasonló vonaltorzulást okoz, mint egy poláris folt. Ha megvizsgáljuk a legjobb illesztéshez tartozó Doppler-képet, akkor észrevehetjük, hogy az inverzió során a kód a tesztcsillagéhoz képest valamivel hidegebb ($\Delta T_{\text{folt}} \approx 1000$ K) poláris foltot eredményezett, amelynek a vonalprofilon megnyilvánuló hatását a kód szoláris differenciális rotációval kompenzálta. Ennek fényében mindenképpen érdemes elgondolkodni azon, hogy a módszer mennyire ad megbízható eredményt olyan esetben, amikor a csillagon történetesen egy domináns poláris folt található.



2.28. ábra. A differenciális rotáció hamis detektálása a nyírt kép módszerrel. A lényegében merev testként ($\alpha = 0$) forgó, pólusán folttal borított tesztcsillagra a legjobb illesztést (a legkisebb χ^2 értéket) $\alpha = 0,08$ értéknél (piros nyíl) kapjuk (Kóvári és mtsai., 2014a). Forrás: journals.cambridge.org



2.29. ábra. A nyírt kép módszer tesztjéhez használt eredeti foltkonfiguráció (felül balra) és a nyírt kép módszerrel rekonstruált Doppler-kép (felül jobbra). Alul látható a χ^2 térkép, amelyen a legjobb illesztést adó minimumhely jól visszaadja az eredetileg feltételezett ($P_{\text{eq}} = 6,724$ nap; $\alpha = 0,05$) értékpárt (Kövári és Weber, 2004).

Ugyanakkor általánosabb foltkonfigurációt feltételezve, amikor a csillag felszínén alacsonyabb és közepes szélességeken is található foltok, kellően nagy jel/zaj érték és kedvező fázislefedettség esetén a nyírt kép módszer még poláris folt megléte esetén is helyes eredményre vezet. Ennek alaposabb vizsgálatát Weber (PhD dolgozat, 2004) végezte el a 2.29 ábrán bemutatott tesztcsillag segítségével. A tesztadatok elkészítéséhez felhasznált differenciális rotációt leíró függvény paraméterei $P_{\text{eq}} = 6,724$ nap és $\alpha = 0,05$ voltak. Ehhez képest a teszt során visszakapott egyenlítői rotációs periódus $P_{\text{eq}} = 6,74 \pm 0,04$ nap, a felszíni nyírási együttható pedig $\alpha = 0,05 \pm 0,02$ volt (ld. még Kövári és Weber, 2004).

2.2.2.2. A parametrikus Zeeman–Doppler-képképzés kritikája

Az előző rész teszteredménye és a V889 Her differenciális rotációjára kapott eltérő értékek – különösen a parametrikus Zeeman–Doppler-leképezéssel kapott extrém nagy felszíni nyírást (Jeffers és Donati, 2008) – kapcsán jogosan merül fel a kérdés, hogy vajon mennyire

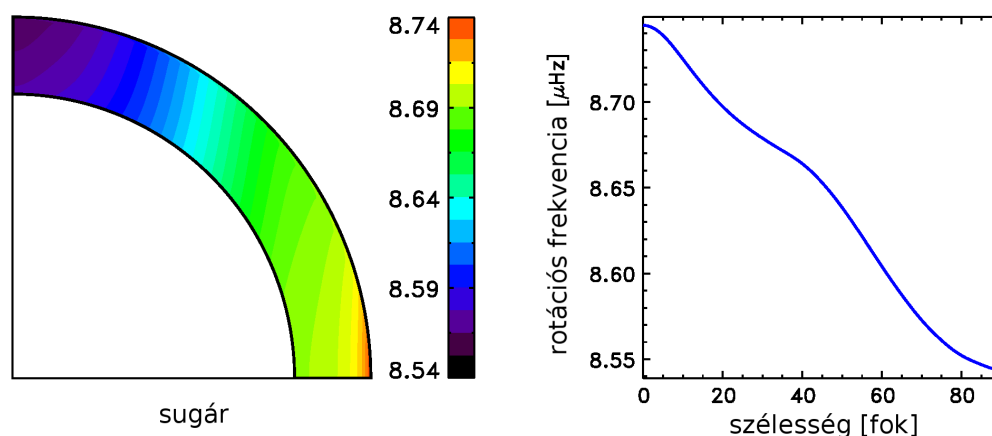
megbízható a parametrikus Zeeman–Doppler-leképezés módszere a csillagok differenciális rotációjának meghatározásával összefüggésben. A parametrikus Zeeman–Doppler-leképezéssel kapcsolatban Petit és mtsai. (2002) közöltek teszteredményeket különböző feltevésekből kiindulva – igaz, javarészt egyetlen leegyszerűsített (kétfoltos) foltkonfiguráció feltételezésével. Az idézett cikkben számos teszteredmény szerepel annak illusztrálására, hogy a módszer adott körülmények között mennyire viselkedik robusztusan, mennyire ad megbízható eredményt. A teszt során a differenciális rotáció kiindulási értéke $\alpha = 0,0059$ volt. Az idézett cikk 1. táblázatában szereplő összefoglaló eredmények alapján feltűnő, hogy a visszakapott α értékek a 12 vizsgált esetből (pl. zajos adatok, az elvártnál gyengébb spektrális felbontás, kedvezőtlen fázislefedettség, különböző $v \sin i$ érték, eltérő inklináció stb.) 9-ben az eredetinél *nagyobbak* voltak. A legnagyobb eltérést ($\alpha = 0,0128$, ami 117%-os relatív hibát jelent) akkor tapasztalták, amikor hiányos fázislefedettséget feltételeztek, de jelentős különbség adódott akkor is, amikor a spektrális felbontást az eredetileg feltételezett $R = 100\,000$ értékről 30 000-re csökkentették ($\alpha = 0,0082$), illetve, amikor a jel/zaj értékét 2000-ről 500-ra csökkentették ($\alpha = 0,0078$). Itt emlékeztetünk arra, hogy a Zeeman–Doppler-képalkotáshoz használt kis intenzitású polarizációs jelek feljavítása rendszerint az ún. „sokvonalas legkisebb négyzetes dekonvolúció” (Donati és mtsai., 1997) segítségével történik, amelynek során a jel/zaj viszonyt többeszer fotoszferikus vonal felhasználásával növelik a szükséges szintre.

A parametrikus Zeeman–Doppler-képalkotással kapcsolatban megfogalmazódó kritika alátámasztására az alábbiakban egy további példát idézünk. Marsden és mtsai. (2007) az IMPeg differenciális rotációjának a mérését végezték el az Automatic Spectroscopic Telescope (AST) segítségével, amely egy échelle-spektrográffal ($R = 90\,000$) felszerelt 2 méter tükörátmérőjű automata távcső az arizonai Fairborn Observatóriumban. A kb. 24,6 napos forgási periódusú óriáscsillagról 1,4 évet (!) átfogó észlelési adatsor alapján a parametrikus Zeeman–Doppler-leképezés módszerével 22 egymást követő rotációs ciklusra külön-külön meghatározták a differenciális rotációt leíró függvény Ω_{eq} és $\Delta\Omega$ paramétereit. Az eredmények azonban jelentős szórást mutattak, a $\Delta\Omega/\Omega_{\text{eq}}$ nyírási paraméterre kapott egyik szélsőérték $-0,047$ volt (azaz antiszoláris differenciális rotáció), míg a legnagyobb nyírást $0,141$ volt (ami erős soláris differenciális rotációt jelent). Mindeközben a foltstruktúra meglehetősen stabil volt, mindvégig megfigyelhető *poláris folttal* és jellemzően lassú átmenetekkel, azaz nem mutatkoztak olyan gyors változások, amelyek olykor esetleg magyarázhatnák a differenciális rotáció hamis detektálását. Sőt általában a fázislefedettség is megfelelő volt, így annak elégtelen volta sem lehet magyarázat. Ugyanakkor a differenciális rotáció időfejlődésére utaló jeleket sem találtak, a változások egyik rotációról a másikra gyakorlatilag véletlenszerűek voltak. A differenciális rotáció ilyen mértékű fluktuációjának – ennyire rövid időn belül – nyilvánvalóan nincs semmilyen reális alapja, így az egyetlen lehetséges magyarázat, hogy a parametrikus Zeeman–Doppler-képalkotás bizonyos esetekben eredendően hamis differenciális rotációt eredményez.

A fentiek következményeképpen a parametrikus Zeeman–Doppler-képalkotás módszerével kapcsolatban súlyos kritika fogalmazható meg. Jó okunk van feltételezni, hogy a V889 Her felszíni nyírására a parametrikus Zeeman–Doppler-leképezéssel kapott kirívóan nagy értékek (Marsden és mtsai., 2006; Jeffers és Donati, 2008) hibásak. A differenciális rotáció hamis detektálásában közrejátszhat az a körülmény, hogy a csillag felszínén –

hasonlóan az IM Peg előbb idézett esetéhez – poláris folt található, azonban további (ismeretlen) hatások is valószínűsíthetők, mint például a különböző Stokes-profilok (I, V) eltérő viselkedése a parametrikus Zeeman–Doppler-képzéskor. Ugyanis a mágneses képzéskor (Stokes V) nyert felszíni nyírás a Stokes I profilokra kapott felszíni fényességeloszlásból származó eredményekhez képest szisztematikusan erősebb, egyes esetekben csupán néhány százalékkal, máskor viszont $\approx 30\text{--}80\%$ -kal meghaladva azt, ám a legkiválóbb esetben a különbség hatszoros (Donati és mtsai., 2003). A különös eredményt látva a szerzők azzal a lehetséges magyarázattal álltak elő, hogy a mágneses struktúrák és a felszíni fényesség a konvektív burok más-más rétegeinek a mozgását tükrözik. Ezzel kapcsolatban megalapozott kételyt ébreszt, hogy az LQ Hydrae differenciális rotációjára a Stokes V profilokból 1996 végi adatok alapján $\alpha = -0,012 \pm 0,006$ nyírási paramétert kaptak (tehát antiszoláris differenciális rotációt), míg a 2000 év végi és a 2001 végi adatokra $0,051 \pm 0,019$ és $0,022 \pm 0,002$, azaz erősebb, ám soláris irányt tükröző értékeket.

2.2.2.3. A V889 Her differenciális rotációjának közelítő numerikus modellje



2.30. ábra. A V889 Her differenciális rotációjának közelítő numerikus modellje. Bal oldalon a csillag konvektív zónájának keresztmetszetében a szögsebesség eloszlása látható színkódos ábrázolással. A jobb oldali grafikon pedig a felszíni szögsebességet mutatja a szélességi koordináta függvényében. A felszíni nyírási paraméter értéke a fősorozati csillagszerkezetből számolt modell szerint $\alpha = 0,023$ (L. Kitchatinov személyes közlése).

A 2.30 ábrán a fősorozati törpecsillagok differenciális rotációjának numerikus modellje (Kitchatinov és Olemskoy, 2011) alapján a V889 Her paramétereiből számolt közelítő modell látható (Kitchatinov, személyes közlés). Pontosabb (ZAMS) modellhez a V889 Her belső struktúráját – többek között a sűrűség és hőmérséklet sugártól való függését – leíró szerkezeti modellre lett volna szükség, amely azonban nem állt rendelkezésre. Ugyanakkor a felhasznált paraméterek ($M = 1,09M_{\odot}$, $\log L/L_{\odot} = 0,05023$, $\log T_{\text{eff}} = 3,7721$) hibahatáron belül közelítik a 2.3 táblázatban felsorolt értékeket. Megjegyezzük, hogy a ZAMS korú V889 Her luminozitása valójában nagyobb, felszíni hőmérséklete pedig valamivel alacsonyabb, mint az azonos tömegű, de már „klasszikus” fősorozati csillagé. A

közelítő modell szerint a fősorozati csillagra kiszámolt felszíni differenciális rotáció értéke $\alpha = 0,023$, ami valamivel erősebb nyírást feltételez, ám még mindig jóval kisebb, mint a korábban idézett parametrikus Zeeman–Doppler-leképezésből származó eredmények.

Mindezek fényében – tekintetbe véve a 2.2.2 rész utolsó bekezdésében felsorolt elméleti és empirikus alapokon nyugvó jóslatokat, valamint egyéb független vizsgálatok eredményeit – a V889 Her felszíni nyírására a tradicionális Doppler-leképezéssel kombinált nyírt kép módszerrel kapott saját eredmény ($\alpha = 0,006 \pm 0,004$) tűnik reális becslésnek, hangsúlyozva, hogy a módszerben rejlő bizonytalanság a keresztkorrelációs technikához képest jóval nagyobb.

2.3. A σ Geminorum antiszoláris differenciális rotációja és felszíni áramai

Megfigyelési tapasztalatok (pl. Korhonen és mtsai., 2007; Weber, 2007) és elméleti vizsgálatok (pl. Kitchatinov és Rüdiger, 2004; Küker és Rüdiger, 2012) egyaránt arra mutatnak, hogy a főszorozat utáni aktív óriáscsillagok esetében a differenciális rotáció jelentősen különbözik a Naphoz hasonló főszorozati törpékhez – így pl. az előzőekben tárgyalt LQ Hyához és a V889 Her-hez – képest. Míg a főszorozat előtti csillagok és a főszorozati törpék esetében azt tapasztaljuk, hogy a differenciális rotáció az effektív hőmérséklet növekedésével csökken (Barnes és mtsai., 2005), addig a főszorozat utáni fejlődési állapotban a helyzet sokkal bonyolultabbá válik. A főszorozat utáni fejlődés során a csillag belső szerkezete alapvetően megváltozik: azzal, hogy a magban elfogy a hidrogén, a csillag magja egymást követő fázisokon keresztül hol összehúzódik, hol kitágul, miközben a nukleáris energiatermelő folyamatok vagy leállnak, vagy épp ellenkezőleg, a magfúzió „magasabb fokozatba kapcsol”, hogy egy újabb, a korábbiaknál nehezebb elem fúziója vegye kezdetét. Eközben a hidrogén fúziója a mag körül egyre táguló külső héjban folytatódik. Egy idő után pedig a különböző elemek fúziója a mag körüli koncentrikus héjakban zajlik („hagymamodell”), ami teljesen felborítja a konvektív burok korábbi dinamikáját. A burok a benne folyó energiatermelés miatt felfúvódik, miközben a belső és a külső rétegek között a konvekció és a keveredés teremt kapcsolatot. A képet tovább bonyolíthatja egy közeli kísérő objektum (csillag, óriásbolygó) gravitációja, amely a lazán kötött burokkal az árapályerők révén hat kölcsön. E folyamat együttes óhatatlanul hatással van a konvektív burokra, így annak differenciális rotációjára is. Előfordul, hogy a korábban tapasztalt szoláris rotációs profil (amikor az egyenlítő forog a leggyorsabban) teljesen megváltozik, antiszolárisrá válik, amely jellemzője, hogy a pólusok körüli tartományok szögsebessége a legnagyobb, az egyenlítői pedig a legkisebb (Vogt és Hatzes, 1991; Strassmeier és mtsai., 2003a; Kővári és mtsai., 2013). Mivel e munkával az alapvető célunk, hogy a mágneses dinamó külső jegyeit az aktív csillagok minél nagyobb mintáján feltérképezzük, így a főszorozatról elfejlődött vörös óriáscsillagok esetében is ezt a célt követjük. Elsőként egy RS CVn típusú kettősrendszer vörös óriáskomponensét, a σ Geminorumot fogjuk vizsgálni.

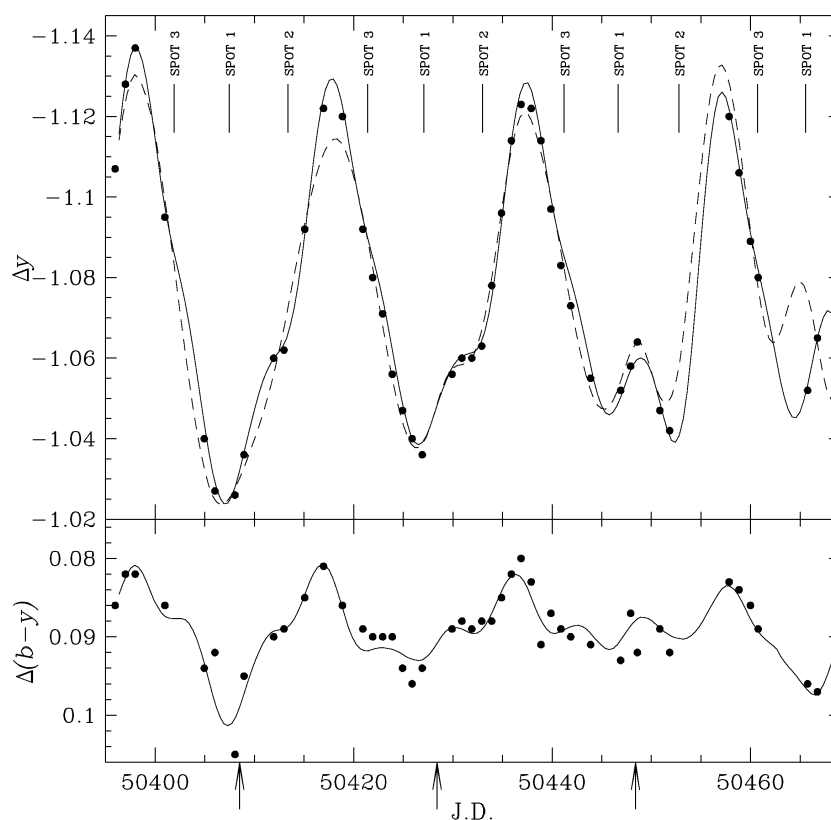
2.3.1. σ Geminorum – egy RS CVn-rendszer fényes, vörös óriáscsillaga

A σ Geminorum (σ Gem, 75 Gem, HR 2973, HD 62044) egy RS CVn típusú szoros kettőscsillag vörös óriáskomponense, amelynek spektráltípusa K1III, rotációs periódusa $P_{\text{rot}} = 19,6$ nap. A halvány másodkomponens, amely nem látható sem a fotometriai adatokban, sem az optikai spektrumokban, feltehetőleg egy G vagy K spektráltípusú főszorozati csillag (Ayres és mtsai., 1984). A vörös óriás a mágneses csillagaktivitás szinte valamennyi jegyével rendelkezik: erős Ca II H&K emissziója régóta ismert (Eberhard és Schwarzschild, 1913), a kromoszférikus aktivitásra utaló H α vonalprofil központi emissziója rotációs modulációt mutat (Eker, 1986; Bopp és mtsai., 1988), éppen úgy, ahogy a lágyröntgenben mért koronális emissziója (Singh és mtsai., 1987; Engvold és mtsai., 1988), amely aktív inhomogén koronáról árulkodik.

A kettősrendszer keringési periódusának és a vörös óriáscsillag rotációs periódusának meghatározására irányuló kutatások (Strassmeier és mtsai., 1988; Henry és mtsai., 1995; Jetsu, 1996; Strassmeier és mtsai., 1999) 1%-on belüli különbséggel ugyanarra az eredményre jutottak. A vörös óriás tehát kötött keringést végez. A rotációs vonalszélesedés következtében az egyenlítői sebesség ($v \sin i$) értéke $27,5 \pm 1$ km/s (Eaton, 1990; Duemmler és mtsai., 1997; Kóvári és mtsai., 2001). A pályaelemek meghatározását Duemmler és mtsai. (1997) végezték el, eszerint a gyakorlatilag nulla excentricitású pálya mérete $a \sin i = 13,445 R_{\odot}$. A szerzők az óriáskomponens felszíni gravitációjára $\log g = 2,5$ értéket adtak, ami megfelel a K-óriás besorolásnak. Hosszú időskálájú fotometriai adatok és interferometriai mérések alapján Roettenbacher és mtsai. (2015) pontosították a pályaelemeket és a komponensek abszolút fizikai paramétereit, továbbá felvetették annak lehetőségét, hogy az óriáskomponens ellipszoidális változást mutat. Ugyanakkor, más vizsgálatok (Henry és mtsai., 1995; Jetsu, 1996; Berdyugina és Tuominen, 1998; Kajatkari és mtsai., 2014; Kóvári és mtsai., 2015) szerint az ellipszoidálishoz hasonló fotometriai változásokat inkább a pályához kötött aktív hosszúságok magyarázzák, bár kisebb mértékű elliptikusság lehetséges: $\varepsilon \leq 0,12$, ahol a közelítő forgási ellipszoid a nagytengelye és b kistengelye (2.44 ábra) ismeretében az elliptikusságot jellemző paramétert az $\varepsilon^2 = 1 - (a/b)^2$ összefüggés szerint definiáljuk (Kóvári és mtsai., 2012a).

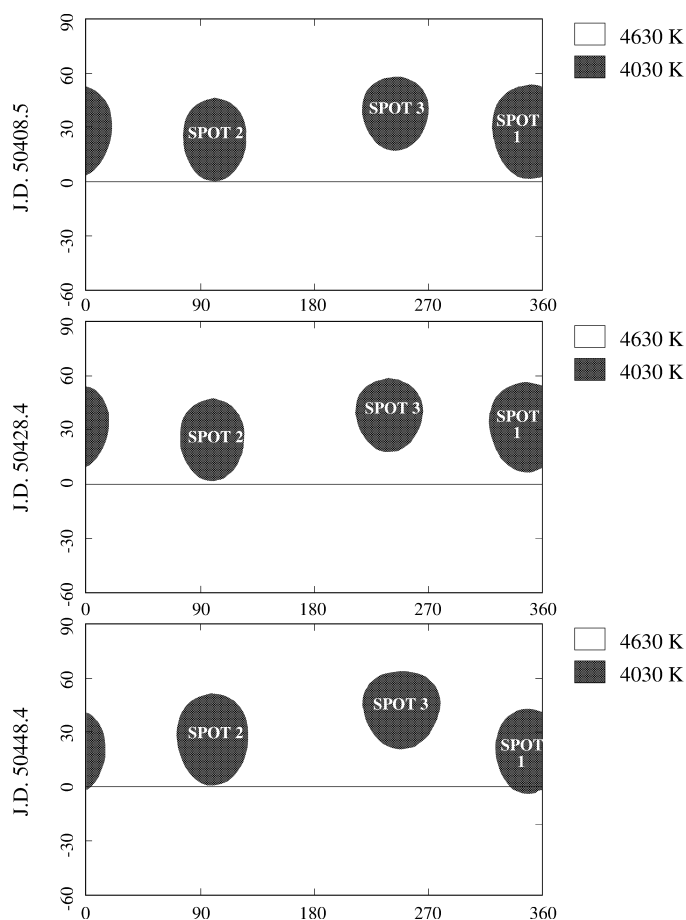
2.3.2. A σ Gem fotometriai foltmodellje

Az 1980-as évek óta folyamatosan jelennek meg a csillag fotometriai vizsgálatával foglalkozó tanulmányok (Fried és mtsai., 1983; Strassmeier és mtsai., 1988; Oláh és mtsai., 1989; Dempsey és mtsai., 1992; Henry és mtsai., 1995; Jetsu, 1996; Berdyugina és Tuominen, 1998; Zhang és Zhang, 1999; Kajatkari és mtsai., 2014), amelyek – többnyire egybehangzóan – kétfoltos modellel írják le a rotációs fénygörbe változásait. A viszonylag nagyméretű foltok (amelyeket a szoláris analógiából kiindulva inkább aktív területeknek nevezhetnénk) hosszabb időszakokon át voltak megfigyelhetők. Az 1996. november 8. és 1997. január 21. közötti időszakban az arizonai Fairborn Observatóriumban működő 0,75 méteres tükörátmérőjű Wolfgang automata fotoelektromos távcső (APT) segítségével rögzített fotometriai adatok alapján Kóvári és mtsai. (2001) idősoros fotometriai foltmodellt készítettek, amely 3,6 rotáción keresztül mutatta a lassan, de folyamatosan változó foltos felszínt. A 2.31 ábra a fotometriai fényváltozást és az illesztett modelleket mutatja Strömgren Δb -színben és $\Delta(b - y)$ színindexben. A foltmodellezés a TISMO idősoros foltmodellező programmal (Bartus, 1996) készült, amely képes követni a foltok folyamatos időbeli változását. A program kimenete a foltok geometriai paramétereit adja az idő függvényében. A szabad paraméterként kezelt T_{folt} folt hőmérsékletre a legvalószínűbb értéket a $\Delta(b - y)$ színindex-görbét legjobban illesztő $T_{\text{folt}} = 4030$ K adta. Mivel az ábrán szaggatott vonallal jelölt kétfoltos modell a vizsgált időszak utolsó harmadára már nem nyújtott kielégítő megoldást, ezért háromfoltos modellre volt szükség (az ábrán ld. a folytonos vonalillesztést). A foltos felszín időbeli változását a 2.32 ábra mutatja. A foltok a hosszúság mentén nagyjából egyenletesen oszlanak el, és a foltok méretei is hasonlóak (sugaruk kb. 20° – 30°). Noha a foltmodellezés leginkább bizonytalan paramétere a foltok szélességi koordinátája, a modell szerint a foltok többnyire alacsonyabb szélességeken ($\beta < 60^{\circ}$) fordulnak elő, a póluson nincs folt. Ha egyetlen



2.31. ábra. A σ Gem fotometriai mérési adatai (pontok) 1996. november 8. és 1997. január 21. között Strömgren Δb fotometriai sávbán (felső panel), és Strömgren $\Delta(b - y)$ színindexben (alsó panel). A felső panelben a szaggatott vonal egy kétfoltos idősoros modellillesztés eredménye, míg a felső és az alsó panelben a folytonos vonal egy háromfoltos idősoros foltmodellnek felel meg. A 2.32 ábrán bemutatott háromfoltos idősoros foltmodell három pillanatképehez tartozó időpontokat az alsó skála mentén nyilak jelzik. Forrás: www.aanda.org

rotációs ciklust vizsgálunk, akkor a tengelyforgás miatt a folttal fedett területek aránya kb. 10–20% között változik. A három egymást követő rotációs ciklus során a foltok nagyobb változások nélkül, viszonylag stabilan helyben maradnak. Enyhe retrográd eltolódást lehet látni a SPOT 1 és talán a SPOT 2 jelű foltok esetében. A SPOT 3 folt először a forgásnak megfelelően előfelé, majd a következő ciklusban hátrafelé mozdul, miközben a mérete kissé nő. Noha a hosszúsági koordináták változásainak nagyságrendje ciklusonként csupán néhány fok – vagyis összemérhetők a foltmodellezés bizonytalanságával (vö. Kővári és Bartus, 1997) –, az elmozdulások akár a felszín differenciális rotációjára is utalhatnak.



2.32. ábra. A σ Gem fotometriai foltmodellje három egymást követő rotációs ciklusban (a 2.31 ábra alsó éle mentén nyilakkal jelölt időpontokban). A panelek Mercator-vetületben mutatják a csillagfelszín két hőmérséklet-komponensű háromfoltos modelljét. A vízszintes élek mentén a hosszúsági koordináták, a függőleges élek mentén a szélességi koordináták láthatók fokokban kifejezve. Bal oldalon az aktuális foltmodellhez tartozó időpont látható Julián dátumban ($-2400\,000$). Forrás: www.aanda.org

2.3.3. A csillagfelszín idősoros Doppler-analízise

2.3.3.1. Spektroszkópiai adatok

A Doppler-analízis alapjául szolgáló spektrumok a National Solar Observatory (NSO) McMath-Pierce távcsövével készültek 1996. november 9. és 1997. január 9. között, azaz átfedésben a 2.3.2 ábrán bemutatott fotometriai adatokkal. A 70 napos észlelési időszak alatt összesen 51 spektrum született. A $\lambda/\Delta\lambda$ spektrális felbontás 42 000 (7,5 km/s), a spektrumok jel/zaj értéke kontínuumban jellemzően 400 ± 100 volt. A lefedett hullámhossztartomány 6410–6460 Å, amely tartalmazza a Doppler-leképezésre gyakran használt neutrális vas Fe I–6430 Å, és a neutrális kalcium Ca I–6439 Å vonalakat.

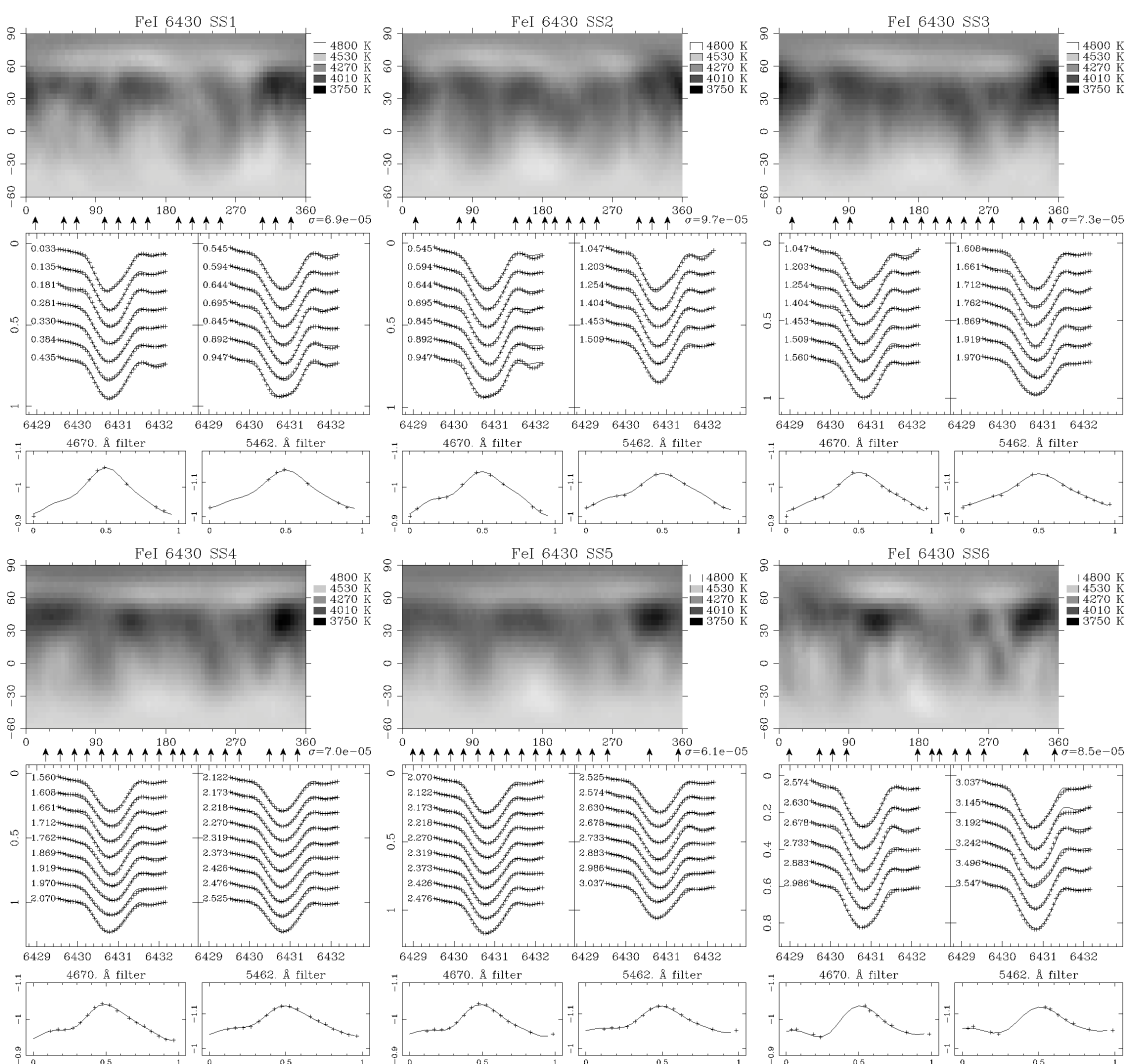
2.4. táblázat. *A σ Gem asztrofizikai paramétereit Kővári és mtsai. (2001) és Roettenbacher és mtsai. (2015)* alapján*

spektrálklasszifikáció	K1III
$(B - V)_{\text{Hipparcos}}$ [magnitúdó]	$1,118 \pm 0,006$
$(V - I)_{\text{Hipparcos}}$ [magnitúdó]	$1,12 \pm 0,05$
effektív hőmérséklet, T_{eff} [K]	4630 ± 100
sugár*, $[R_{\odot}]$	$10,1 \pm 0,04$
óriáskomponens tömege*, $[M_{\odot}]$	$1,28 \pm 0,07$
kísérő tömege*, $[M_{\odot}]$	$0,73 \pm 0,03$
távolság*, d [pc]	$38,8 \pm 0,6$
luminozitás*, L_{\odot}	39 ± 2
felszíni gravitációs gyorsulás*, $\log g$	$2,54 \pm 0,02$
rotációs periódus, $P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$ [nap]	$19,60447 \pm 0,00007$
inklináció, i [°]	60 ± 15
$v \sin i$ [km/s]	$27,5 \pm 1,0$
mikroturbulencia (Fe), ξ_{Fe} [km/s]	1,0
mikroturbulencia (Ca), ξ_{Ca} [km/s]	0,7
makroturbulencia, $\zeta_{\text{R,T}}$ [km/s]	3,0

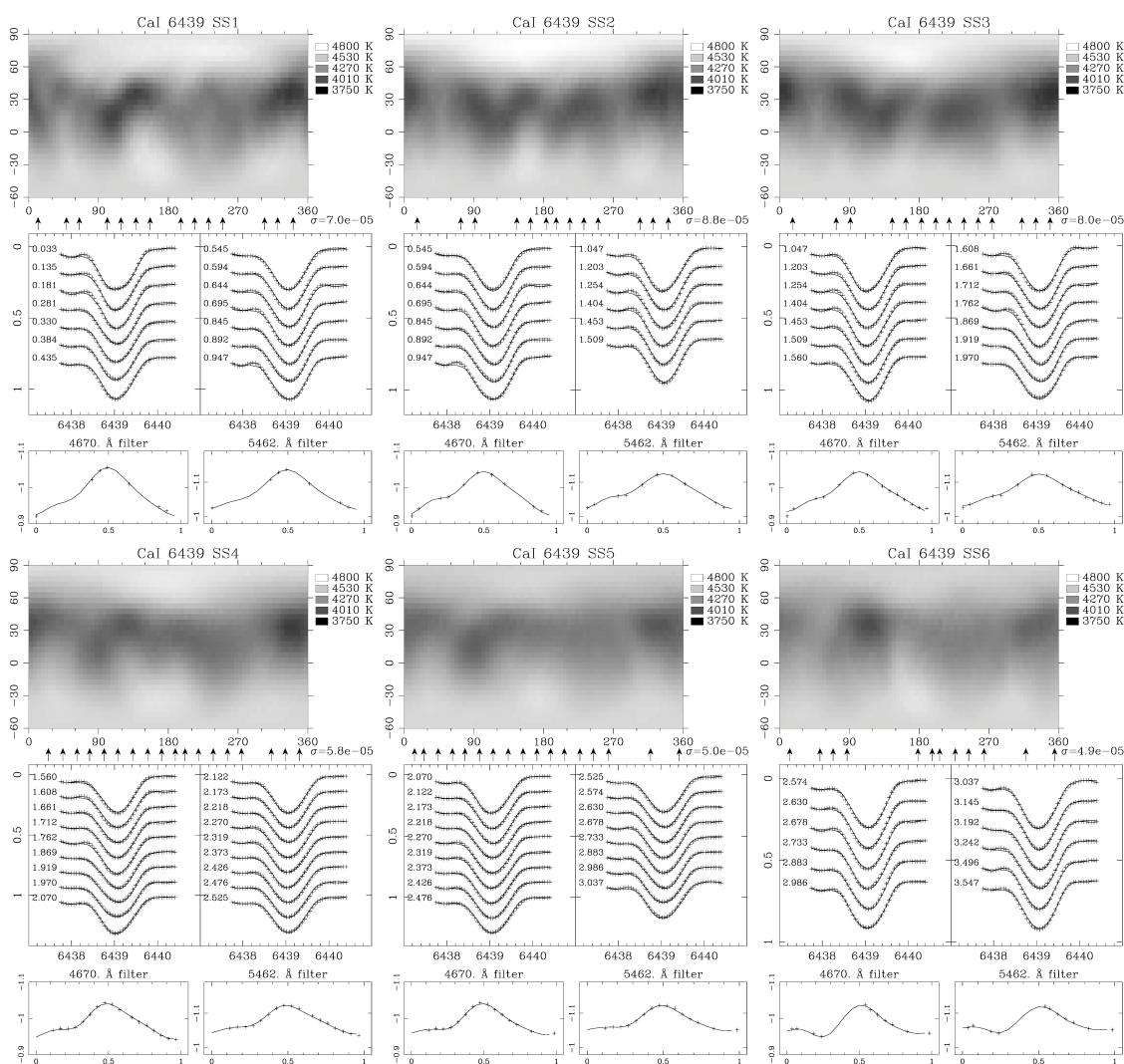
A kb. 3,6 rotációs ciklust lefedő spektrumok időben viszonylag egyenletes eloszlásúak, azaz kedvező fázislefedettséggel időben három egymást követő Doppler-kép készíthető. Így azonban több mint fél rotációs ciklust lefedő spektrumsorozat maradna felhasználatlan. Ezért az idősoros analízishez az adatokat oly módon csoportosítottuk (SS1–SS6), hogy végeredményül összesen 6 Doppler-képet kapjunk. Ennek megfelelően mindegyik csoport kb. egy rotációs ciklust fed le, minden második spektrumsorozat egymáshoz képest időben folytatólagos, de független spektrumokból áll, az időben egymást követő spektrumsorozatok pedig egymással átfedésben vannak. Tehát az SS1, SS3 és az SS5 jelű, *egymástól független* spektrumsorozatok (Doppler-képek) időben folytonosan követik egymást, hasonlóan az SS2, SS4 és SS6 jelűekhez, miközben az SS i és SS($i + 1$) ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) adatsorok (Doppler-képek) egymással időben $\approx 0,5$ rotációs ciklusnyi átfedésben vannak. Az egyes spektrumsorozatoknak (Doppler-képeknek) megfelelő közepes Julián dátumok a következők: 2 450 397,980 (SS1), 2 450 408,505 (SS2), 2 450 417,935 (SS3), 2 450 428,410 (SS4), 2 450 438,435 (SS5), 2 450 448,365 (SS6).

2.3.3.2. Doppler-képek az 1996/97-es spektroszkópiai észlelésekből

A Doppler-képek elkészítéséhez ezúttal is a TempMap inverziós kódot használtuk. A Doppler-képalkotáshoz szükséges asztrofizikai paramétereket a 2.4 táblázatban foglaltuk össze. A Fe I–6430 Å vonalára kapott felszíni rekonstrukciók eredményeit a 2.33 ábrán, a Ca I–6439 Å vonalára kapott Doppler-képeket a 2.34 ábrán mutatjuk be. A különböző tér-



2.33. ábra. Doppler-képek a σ Gem felszínéről az 1996/97-es adatok alapján a Fe I-6430 Å vonalra. A felső sorban balról jobbra az SS1, SS2, SS3, alattuk az SS4, SS5, és SS6 jelű adatszegmenseknek megfelelő mezők láthatók. Egy mezőben a felső panel a csillagfelszín Doppler-képét mutatja Mercator-vetületben, a vízszintes tengelyen a hosszúsági, a függőleges tengelyen a szélességi koordinátákkal, jobbra pedig a hőmérsékletszála. A hőmérséklettérkép alsó éle mentén a nyilak a spektroszkópiai észlelések fázisait jelölik. A nyilaktól jobbra az egyes mezőkben feltüntetett σ értékek az illesztések jóságát jellemzik. A Doppler-kép alatt az illesztett vonalprofilok láthatók a rotációs fázisértékekkel, legalul pedig a fotometriai adatok és a Doppler-képből számolt fénygörbeillesztések Strömgren b (4670 Å) és y (5462 Å) sávokban. Forrás: www.aanda.org



2.34. ábra. Doppler-képek a σ Gem felszínéről az 1996/97-es adatok alapján a Ca I-6439 Å vonalra. A felső sorban balról jobbra az SS1, SS2, SS3, alattuk az SS4, SS5, és SS6 jelű adatszorgmenseknek megfelelő mezők láthatók. Egy mezőben a felső panel a csillagfelszín Doppler-képét mutatja Mercator-vetületben, a vízszintes tengelyen a hosszúsági, a függőleges tengelyen a szélességi koordinátákkal, jobbra pedig a hőmérséklet-skála. A hőmérséklettérkép alsó éle mentén a nyilak a spektroszkópiai észlelések fázisait jelölik. A nyilaktól jobbra az egyes mezőkben feltüntetett σ értékek az illesztések jóságát jellemzik. A Doppler-kép alatt az illesztett vonalprofilok láthatók a rotációs fázisértékekkel, legalul pedig a fotometriai adatok és a Doppler-képből számolt fénygörbeillesztések Strömgren b (4670 Å) és y (5462 Å) sávokban. Forrás: www.aanda.org

képezővonalakra kapott eredmények hasonló felszíni alakzatokat mutatnak, azzal együtt, hogy a Ca I-6439 \AA vonal lokális vonalprofiljának nagyobb ekvivalens szélessége miatt a kalciumtérképek a vasvonalra kapott Doppler-képekhez képest kevésbé részletgazdagok.

A képek alapján a leghidegebb területek jellemzően a 20° – 60° szélességi tartományban figyelhetők meg, míg az egyenlítő mentén a $\pm 30^\circ$ szélességi övben kevésbé kontrasztos foltokat láthatunk, a pólust azonban nem fedi folt. A leginkább kontrasztos területek a zavartalan fotoszféránál kb. 800 K-nel hidegebbek, a halványabb foltokra jellemző hőmérséklet-különbség pedig ≈ 350 K. Elsősorban a vastérképeken, a leghidegebb foltokkal azonos hosszúságokon, ám magasabb ($>60^\circ$) szélességeken a fotoszferikus háttérhez képest ≈ 100 K-nel melegebb területeket is láthatunk, amelyek nem valódi struktúrák, hanem a Doppler-leképezés tökéletlenségének ismert következményei.

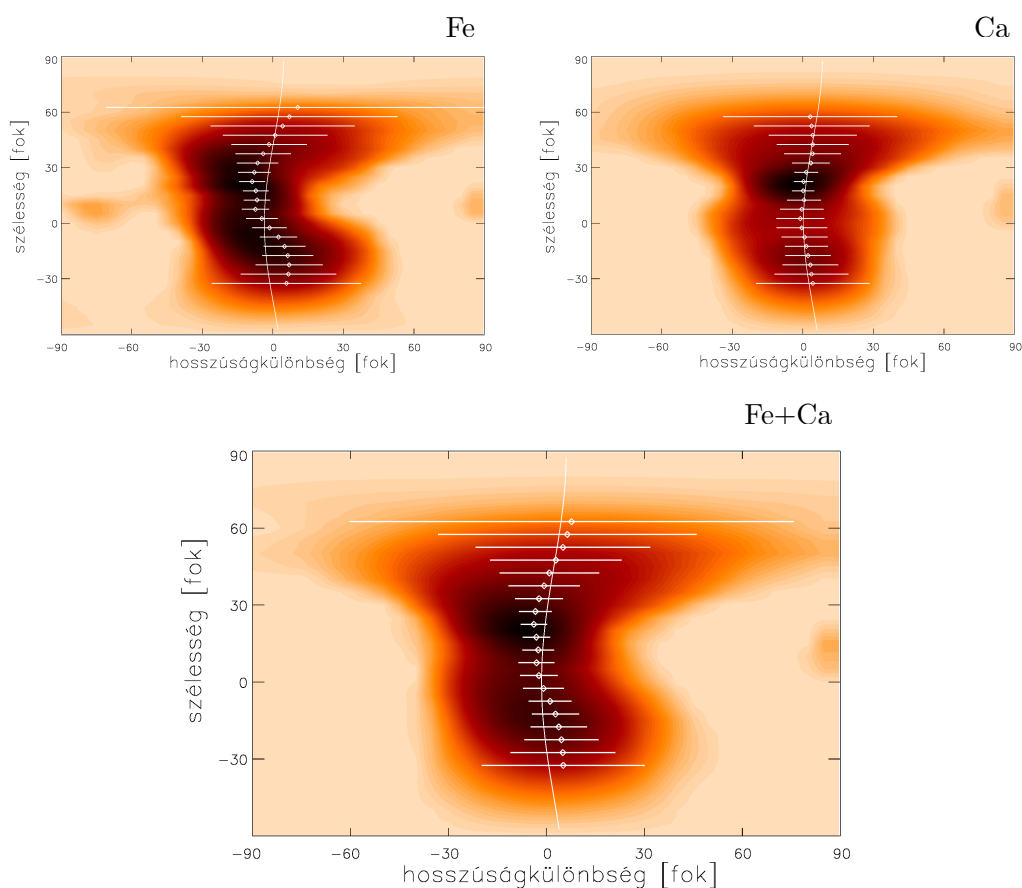
A fotometriai foltmodellezés 2.32 ábrán bemutatott eredménye a foltos felszín lassú változására engedett következtetni. Ez az lassú változás az SS1–SS6 jelű Doppler-képek sorozatán is nyomon követhető. Ennek alaposabb vizsgálatával a következő részben foglalkozunk.

2.3.3.3. Idősoros Doppler-képek átlagolt keresztkorrelációja

A korábbiakban láttuk, hogy az átlagolt keresztkorrelációs módszer („**ACCORD**”) segítségével a felszíni alakzatok változásaiból kimutatható a felszín differenciális rotációja. Ehhez azonban minél több – idősorban egymást követő, azaz korrelálható – Doppler-rekonstrukcióra van szükség. Esetünkben az 1996/97-es észlelési időszak különböző időintervallumokra bontott részeiből származó 6 Doppler-képből (SS1–SS6) elsőként az egymást közvetlenül követő képpárokból (SS1–SS3, SS2–SS4, SS3–SS5, SS4–SS6) alkottunk korrelációs térképeket. A korrelációs térképeket a 2.1.4.2 részben leírt módon átlagolva kaptuk a 2.35 ábrán látható eredményeket. Az ábrán három átlagolt korrelációs térkép látható, a bal felső a Fe I-6430 \AA vonalára, a jobb felső a Ca I-6439 \AA vonalára kapott Doppler-képek alapján készült. A harmadikat, az alsó panelen úgy kaptuk, hogy előzetesen az összetartozó Fe és Ca Doppler-képeket átlagoltuk, majd az átlagokból formáltunk korrelációs párokat. A keresztkorrelációkból kapott korrelációs térképeket a már ismertetett módon átlagoltuk. A 2.35 ábrán látható korrelációs mintázatok egybehangzóan antiszoláris nyírást mutatnak, tehát a szögsebesség az egyenlítő mentén a legkisebb. A korrelációs mintázatokra legjobban illeszkedő rotációs függvényt a 2.5 összefüggés szerinti alakban kerestük. Az illesztett sebességprofilok paramétereit a 2.5 táblázatban foglaljuk össze.

2.3.3.4. A keresztkorrelációk számának növelése

A 2.35 ábrán bemutatott átlagolt keresztkorrelációs ábrákhoz (térképezővonalanként) 6 Doppler-képet, azaz 4 keresztkorrelációs térképet használtunk fel. Azonban az „**ACCORD**” módszere lényegénél fogva annál megbízhatóbb, minél több korrelációs térképet tudunk átlagolni. Ezért a σ Gem felszíni differenciális rotációjának meghatározását a 2.1.4 részben leírtak szerint megismételjük. Azonban az 1,6 napos forgási periódusú LQ Hya-vel szemben jelen esetben egy Doppler-kép elkészítéséhez nem lesz elég 8 spektrum, hiszen a σ Gem forgási periódusa kb. 20 nap. Mivel a 70 napos észlelési időszak alatt 51



2.35. ábra. A σ Gem 4 keresztkorrelációból átlagolt korrelációs térképei. A bal felső panelen a FeI-6430 Å vonalára kapott Doppler-képekből, a jobb felsőn a CaI-6439 Å vonalára kapott Doppler-képekből számított átlagolt keresztkorrelációs térképet mutatjuk. Az alsó képen a két térképezővonalra kapott Doppler-képek átlagából számított keresztkorrelációs térképek átlaga látható. A sötétebb tartományok erős, a világosak gyengébb korrelációt jelentenek. 5° -onként minden szélességi csíkon a korrelációs függvény maximumát és annak lokalizálhatóságát Gauss-függvény-illesztéssel jellemeztük. A Gauss-maximumokat apró körök, a hozzájuk tartozó félérték-szélességeket („hibákat”) vízszintes vonalak jelzik. A maximumokra illesztett \sin^2 -es rotációs függvény (folytonos vonal) a σ Gem felszínének antiszoláris differenciális rotációjáról árulkodik, vagyis a szögsebesség az egyenlítőn a legkisebb. Forrás: www.aanda.org

2.5. táblázat. A σ Gem differenciális rotációját leíró függvény paraméterei 4 átlagolt keresztkorreláció alapján. A táblázat oszlopaiban szereplő Ω_{eq} és Ω_{pol} az egyenlítői és a poláris szögsebességet jelölik, α az $(\Omega_{\text{eq}} - \Omega_{\text{pol}})/\Omega_{\text{eq}}$ nyírási együttható, míg LT jelöli azt az időt, amely ahhoz szükséges, hogy az Ω_{pol} szögsebességgel forgó részek eggyel több rotációt tegyenek meg, mint a leghalványabban forgó egyenlítő („átlapolási idő”).

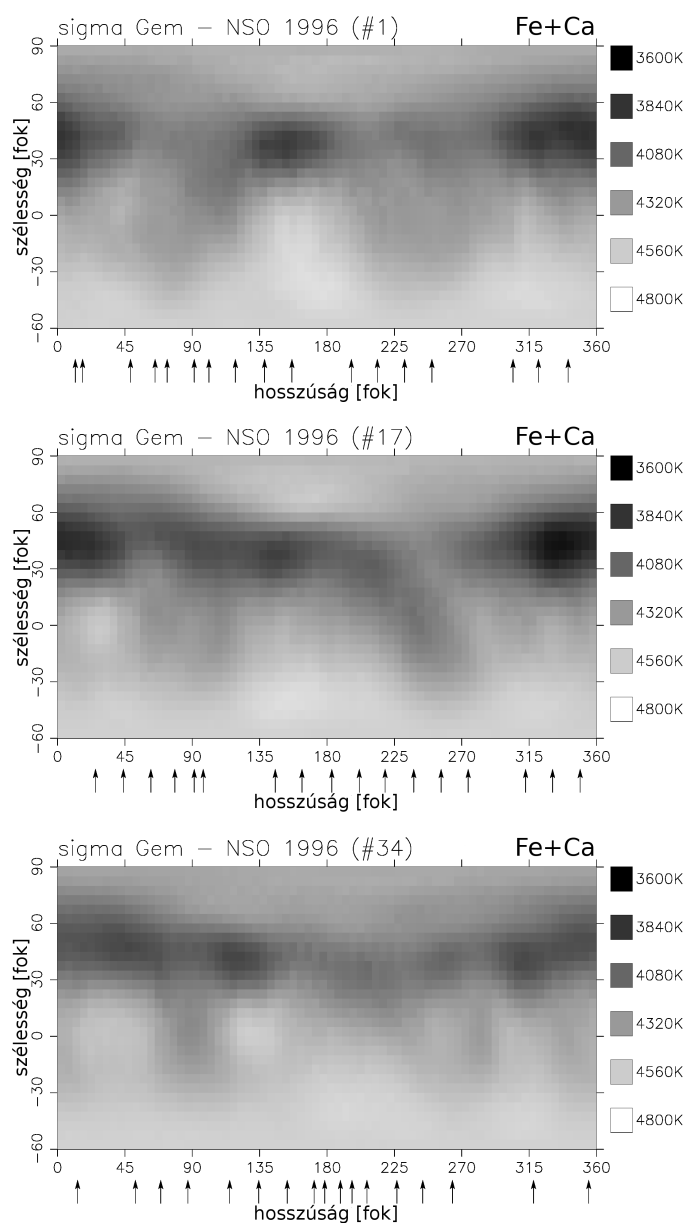
térképező- vonal	Ω_{eq} [°/nap]	$\Omega_{\text{eq}} - \Omega_{\text{pol}}$ [°/nap]	α	LT [nap]
Fe I-6430 Å	18,18±0,09	-0,41±0,18	-0,022±0,010	≈880
Ca I-6439 Å	18,38±0,02	-0,40±0,07	-0,022±0,004	≈900
Fe+Ca	18,29±0,05	-0,38±0,08	-0,021±0,005	≈950

használható spektrumot sikerült rögzíteni – a spektrumok időbeli eloszlását is figyelembe véve – a fázisfedettség optimalizálásához Doppler-képenként legalább 17 egymást követő spektrumra van szükség. Ebből adódóan térképezővonalanként összesen 34 idősoros Doppler-kép elkészítésére van lehetőség. Az elkészített Doppler-rekonstrukciókból a 2.36 ábrán példaként három képet mutatunk be, amelyek sorszám szerint az 1., a 17. és a 34. Fe- és Ca-képek átlagai. Ezekből vonalanként 17 olyan egymástól független képpár alkotható, amelyek időben egymást folytatólagosan követő spektrumsorozatokról készültek (tehát időben egymáshoz a legközelebbiek): minden i -edik Doppler-képet az $i + 17$ -edik Doppler-képpel keresztkorreláltatva (ahol $0 < i < 18$) 17 keresztkorrelációs térképet kapunk. Ezeket megfelelően normálva (ld. a 2.1.4.1 részt), majd átlagolva a 2.37 ábrán bemutatott korrelációs mintázatokat kapjuk.

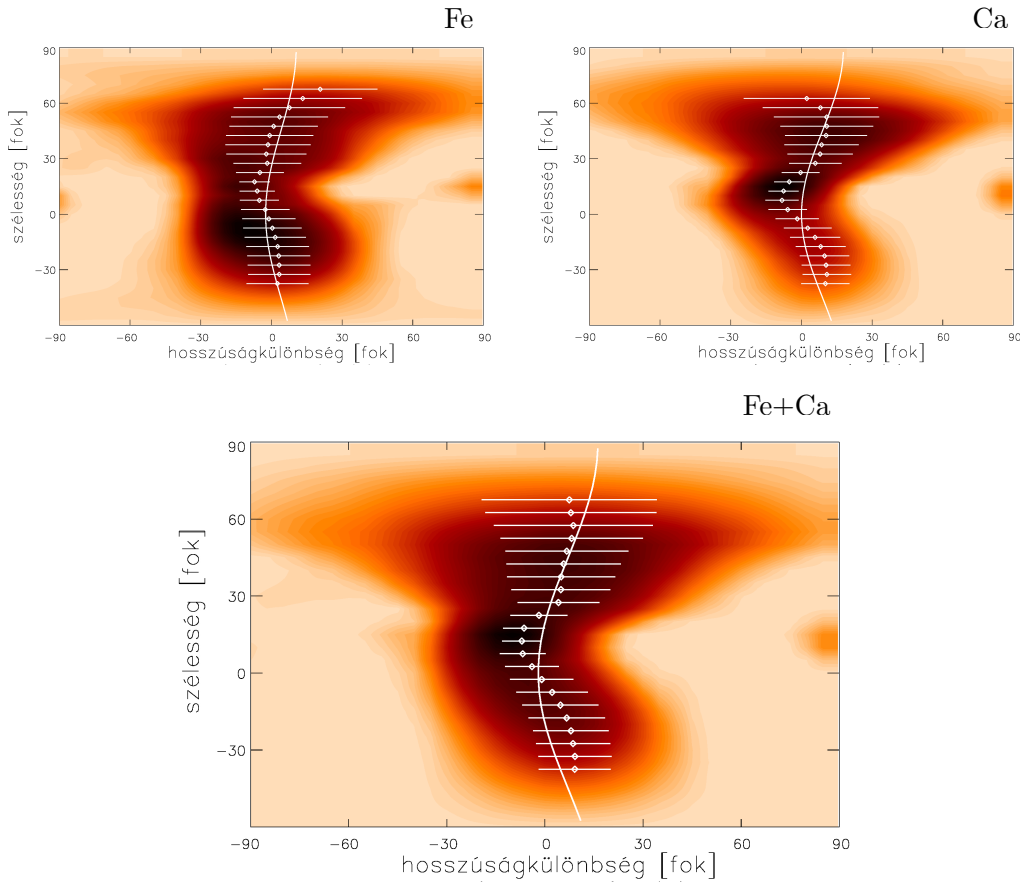
A 2.37 ábrán látható korrelációs mintázatok – hasonlóan a 2.35 ábrához – antiszoláris nyírást mutatnak. Bár a feltételezett \sin^2 -es rotációs függvényprofil sem a 2.35 ábrára, sem a 17 átlagolt keresztkorrelációra nem ad igazán jó illesztést (a legnagyobb negatív irányú eltolódás az egyenlítő felett, $\approx 15^\circ$ szélességen jelentkezik), az utóbbi erőteljesebb differenciális rotációt sugall, amelynek nyírási paramétere nagyjából kétszerese a korábbi becslésnek. A 2.6 táblázatban összefoglaltuk a szokásos $\Omega(\beta) = \Omega_{\text{eq}}(1 - \alpha \sin^2 \beta)$ alakban felírt, legjobban illeszkedő rotációs függvények paramétereit. Megjegyezzük, hogy az erősebb felszíni nyírást valószínűsíti egy új, az eddigiektől eltérő, független vizsgálat eredménye (Kövári és mtsai., 2015), amelyben a σ Gem 2006/2007-es észlelési időszakából származó spektrumok alapján az *iMap* új generációs Doppler-leképező kód (Carroll, 2007) segítségével elkészített, idősorban három egymást követő Doppler-kép keresztkorrelációból megállapított felszíni nyírást $\alpha = 0,04 \pm 0,01$, vagyis hibahatáron belül megegyezik a 2.6 táblázatban szereplő értékekkel.

2.3.3.5. Az antiszoláris differenciális rotáció elméleti háttere

Az elmúlt évtizedek során egyre több aktív csillagról derült ki, hogy felszínén antiszoláris differenciális rotáció működik (Vogt és Hatzes, 1991; Strassmeier és mtsai., 2003a; Oláh



2.36. ábra. Idősoros Doppler-képek a σ Gem felszínéről az 1996/97-es adatok alapján. Az ábrán példaként a FeI-6430 \AA és a CaI-6439 \AA vonalak alapján rekonstruált 34-34 Doppler-képből készített átlagképekből mutatunk be hármat. A felső panel az 1. Fe+Ca átlagképet, a középső a 17., míg az alsó panel a 34. átlagképet mutatja. A csillagfelszín Mercator-vetületben ábrázoltuk, a vízszintes tengelyen a hosszúsági, a függőleges tengelyen a szélességi koordinátákkal, jobbra pedig a hőmérsékletskálával. A képek alsó éle mentén a nyilak a spektroszkópiai észlelések fázisait jelölik.



2.37. ábra. A σ Gem 17 keresztkorrelációból átlagolt korrelációs térképei. A bal felső panelen a FeI-6430 Å vonalára, a jobb felsőn a CaI-6439 Å vonalára kapott átlagolt keresztkorrelációs térképek láthatók. Az alsó képen a Fe- és a Ca-vonalakra kapott Doppler-képek átlagából számított keresztkorrelációs térképek átlaga látható. A sötétebb tartományok erős, a világosak gyengébb korrelációt jelentenek. 5° -onként minden szélességi csíkon a korrelációs függvény maximumát (apró körök) és annak lokalizálhatóságát, azaz a formális hibákat (vízszintes vonalak) Gauss-függvény-illesztéssel jellemeztük. A legjobb illesztést adó \sin^2 -es rotációs függvény (folytonos vonal) antiszoláris differenciális rotációt mutat. Forrás: www.aanda.org

2.6. táblázat. A σ Gem differenciális rotációját leíró függvény paraméterei 17 átlagolt keresztkorreláció alapján. A táblázatban szereplő Ω_{eq} és Ω_{pol} az egyenlítői és a poláris szögsebesség, a nyírási együttható $\alpha = (\Omega_{\text{eq}} - \Omega_{\text{pol}})/\Omega_{\text{eq}}$, LT pedig az ún. átlapolási idő.

térképező- vonal	Ω_{eq} [°/nap]	$\Omega_{\text{eq}} - \Omega_{\text{pol}}$ [°/nap]	α	LT [nap]
Fe I-6430 Å	18,25±0,06	-0,60±0,19	-0,033±0,011	≈600
Ca I-6439 Å	18,36±0,09	-0,82±0,26	-0,045±0,015	≈440
Fe+Ca	18,26±0,07	-0,84±0,13	-0,046±0,008	≈430

és mtsai., 2003; Kővári és mtsai., 2007b, 2013, 2015; Kriskovics és mtsai., 2014). Az eddigi Doppler-képalkotáson alapuló megfigyelések szerint úgy tűnik, hogy a Naptól alapvetően különböző antiszoláris rotációs sebességprofil leginkább óriáscsillagokra jellemző. Ennek persze egyszerű kiválasztási effektus is lehet a magyarázata, ugyanis a Nap-típusú konvekciót vizsgálva Featherstone és Miesch (2015) 3D-s nemlineáris szimulációi szerint a differenciális rotáció akkor szoláris jellegű, ha a konvekciót a rotáció a Coriolis-erő révén korlátozza, ellenkező esetben, ha a konvekcióra a Coriolis-erőnek nincs számottevő hatása, a differenciális rotáció antiszoláris. Ezek szerint a Nap forgási periódusa alapján valahol annak határán lehet, ahol a differenciális rotáció iránya megváltozik. Azonban ennek igazolása Doppler-képalkotással nem lehetséges, ugyanis a Naphoz hasonló, vagy annál lassúbb forgású törpecsillagok spektrumvonalainak rotációs szélesedése már messze nem elegendő a Doppler-képalkotáshoz, másrészt pedig a forgás lassulásával csökken a mágneses aktivitás, így várhatóan a felszíni foltok területaránya is jelentősen kisebb lesz, méretük pedig az elvi felbontási küszöb alatt maradhat.

Az antiszoláris differenciális rotáció elméleti megalapozására elsőként Kitchatinov és Rüdiger (2004) tett kísérletet. Több lehetséges mechanizmus működését feltételezték, amely felelős lehet bizonyos erősségű meridionális cirkuláció fenntartásában, ugyanis hidrodinamikai modelljükben az erős meridionális áramlás antiszoláris differenciális rotációt eredményezett. Az erős meridionális cirkuláció hajtómotorja lehet pl. a poláris vidék és az egyenlítői öv közötti nagy hőmérséklet-különbség, vagy egy közeli kísérő által keltett árapályhatás. A σ Gem esetében mindkét lehetőséggel számolhatunk. Kitchatinov és Rüdiger (2004) modellje becslést is ad az antiszoláris differenciális rotáció fenntartásához szükséges meridionális irányú felszíni sebesség alsó küszöbértékére:

$$u_{\text{min}}^m \approx 30 \frac{l^2}{\tau R}, \quad (2.7)$$

ahol l a konvektív zónára jellemző keveredési hossz, τ a hozzá tartozó karakterisztikus átfordulási idő, R pedig a csillag sugara. Ez utóbbi értéke a 2.4 táblázat alapján $R = 7,1 \times 10^9$ m. Felhasználva, hogy a H_p nyomási skálamagasság és a sugár aránya $H_p/R = 0,04$ (Paternò és mtsai., 2002), továbbá, hogy $l/H_p \approx 1,6$ (Rucinski és Vandenberg, 1986), kapjuk, hogy $l \approx 4,5 \times 10^8$ m. Az átfordulási idő Gunn és mtsai. (1998) szerint

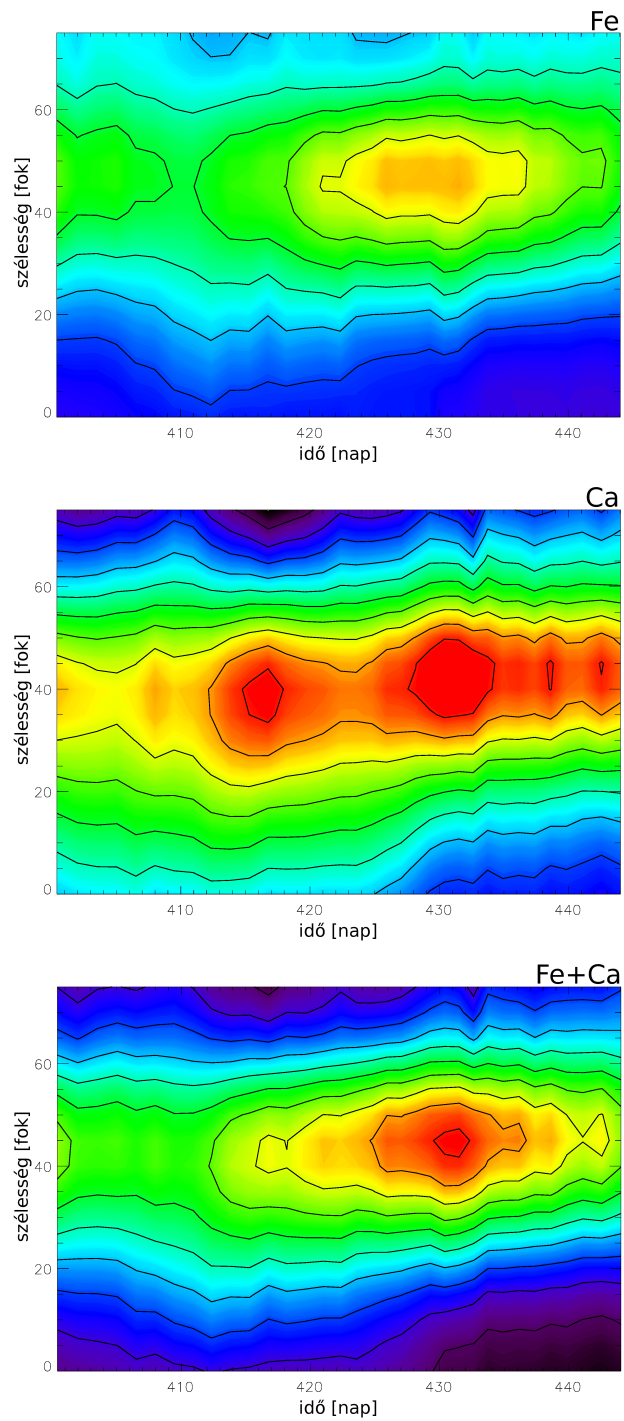
$\log \tau = 1,8$, azaz 63,1 nap. Mindezek behelyettesítésével $u_{\min}^m = 158$ m/s adódna. Ugyanakkor megjegyezzük, hogy a felhasznált paramétereknek nagy a bizonytalansága, így a becslésünk kapcsán kb. 75–100%-os relatív hiba vehető számításba.

Gastine és mtsai. (2014) 3D-s numerikus modellje szerint (Featherstone és Miesch 2015 eredményeivel összhangban) a szoláris és az antiszoláris differenciális rotációt fejlesztő dinamók között az $Ro = P_{\text{rot}}/\tau$ Rossby-szám alapján lehet különbséget tenni. Gyors rotáció esetén $Ro \ll 1$, ami szoláris differenciális rotációt eredményez, míg lassú rotáció, azaz $Ro \gg 1$ esetén a differenciális rotáció antiszoláris. Kb. $0,5 \lesssim Ro \lesssim 2$ értékek esetén, az átmeneti tartományban mindkét típus lehetséges. A σ Gem rotációs periódusának ($P_{\text{rot}} = 19,6$ nap) és átfordulási idejének ($\tau = 63,1$ nap, Gunn és mtsai. 1998) behelyettesítésével $Ro = 0,31$ adódik, ami valamivel az átmeneti tartomány alatt van, azonban itt is igaz a becslés bizonytalanságára vonatkozó megállapítás.

2.3.3.6. Pólusirányú meridionális áramlás

A differenciális rotáció mellett a meridionális cirkuláció a másik olyan dinamóműködéssel összekapcsolt globális mozgásforma, amely felszíni megnyilvánulását Doppler-képek alapján elvileg detektálni lehet. A meridionális cirkuláció a napdinamó esetében is jelentős szerepet játszik (pl. Choudhuri és mtsai., 1995; Dikpati és Gilman, 2001; Bonanno és mtsai., 2002, 2006; Miesch, 2005; Jouve és Brun, 2007; Pipin és Kosovichev, 2011; Featherstone és Miesch, 2015). A Nap esetében a meridionális áramlás belső struktúrája a helioszeizmológia eszközeivel vizsgálható (Zhao és mtsai., 2013). Hasonló módszerek alkalmazása a csillagok esetében jelenleg még nem lehetséges. Azonban – ahogy a foltos csillagok felszínén a foltok rotáció irányú relatív eltolódásaiból következtetni lehet a differenciális rotációra, úgy elvileg a foltok meridionális irányú elmozdulásaiból is következtethetünk a meridionális áramlásra. Azonban, mint ismert, a Nap esetében a differenciális rotáció miatti zonális áramok kb. hússzorosan meghaladják a meridionális áramlás átlagos felszíni értékét. Ráadásul a napfoltok mozgása nem is feltétlenül tükrözi a globális léptékű meridionális áramlást, aminek oka, hogy a lokális áramok, pl. konvekció, geosztrofikus áram (Spruit, 2003), vagy a felszínre törő fluxusköteg elhajlása miatt a foltok sajátmozgásában jelentkező aszimmetriák (van Driel-Gesztelyi, 1997) összességében felülmúlhatják a felszíni meridionális áramlás hatását. Ennek ellenére már született néhány biztató eredmény (Komm és mtsai., 1993; Wöhl, 2002). Mindezekkel együtt a Doppler-leképezésen alapuló, körültekintően elvégzett vizsgálatokból bizonyos esetekben csillagokon is lehetséges a meridionális irányú elmozdulások kimutatása (Strassmeier és Bartus, 2000; Weber és Strassmeier, 2001; Kővári és mtsai., 2007a,b, 2014b), még akkor is, ha a Naphoz hasonlóan a foltok pozíciójában jelentkező meridionális irányú elmozdulások jelentősen kisebbek a zonális elmozdulások nagyságrendjénél.

A σ Gem idősoros Doppler-képeinek felhasználásával a meridionális cirkuláció felszíni nyomainak kimutatására többféle megközelítésben teszünk kísérletet. Az első, legegyszerűbb vizsgálat abból áll, hogy a 2.3.3.4 részben leírtak szerint elkészített 34 idősoros Doppler-kép mindegyikén szélességi körönként (a gyakorlatban 5° -onként) átlagoljuk a hőmérsékletértékeket, azaz minden képből egy szélesség szerinti átlagos hőmérséklet-eloszlás függvényt készítünk. Ezeket a függvényeket (csak az egyenlítő-től a látszó pólusig terjedő tartományt) időrendben egymás mellé rendezve a 2.38 ábrán bemutatott

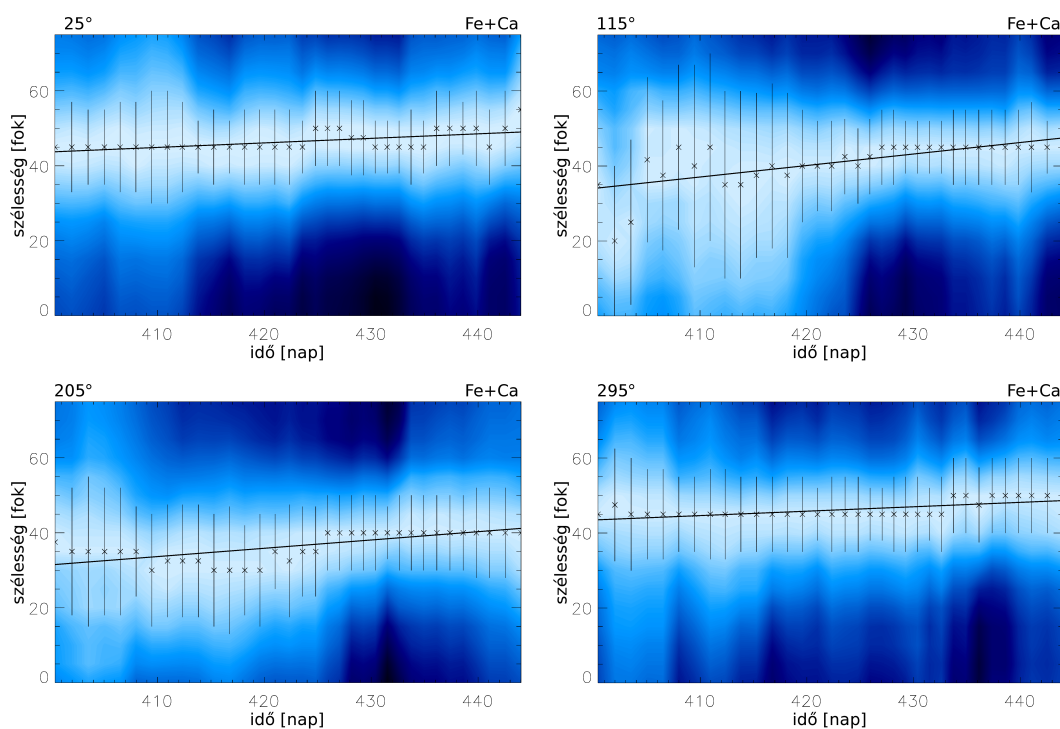


2.38. ábra. A σ Gem felszínének szélesség szerinti hőmérséklet-eloszlása szélességi körökre átlagolt szinoptikus térképeken, felül a Fe I–6430 Å vonalára készített Doppler-képekből, középen a Ca I–6439 Å vonalára kapott Doppler-képekből, alul pedig a Fe- és a Ca-vonalakra kapott Doppler-képek átlagából.

szinoptikus térképekhez jutunk. Az izoterm kontúrok rajzolata alapján mindhárom térképen az látszik, hogy az azonos hőmérsékletű területek többnyire a pólus irányába mozdulnak el. Ez alól kivétel a vizsgált időszak első negyede, amelynek során az egyenlítőhöz közelebbi területek kontúrjai inkább az egyenlítő felé hajlanak, míg magasabb szélességeken az irányt nem lehet egyértelműen eldönteni. A szinoptikus térképek alapján végzett durva becslés szerint a vizsgált időszakban, közepes szélességeken $4-7^\circ$ pólusirányú eltolódás látható (egy rotációs periódus alatt kb. $2-3^\circ$), ami a csillag sugarának ismeretében nagyjából 180 ± 40 m/s felszíni sebességnek felel meg. A módszer egyszerűsége mellett hátránya lehet, hogy a szélességi körök mentén elvégzett átlagolás esetleg lényeges részleteket eltüntet, összemos, ezáltal az eredmény nem feltétlenül tükrözi a valós viszonyokat.

A következő eljárás során ismét a 34 idősoros Doppler-képből indulunk ki, ám ezúttal a szélességi körök menti átlagolás helyett a Doppler-képeket (az egyenlítő felett) 72 darab 5° -os hosszúsági csíkra vágjuk szét. Egy adott hosszúságértéknek megfelelő 34 csíkot idősorban egymás mellé rendezve megkapjuk az adott meridián időfejlődését mutató szinoptikus térképet. Ilyen térképből összesen 72 darabot tudunk készíteni mind a Fe-vonalra, mind a Ca-vonalra, mind pedig a Fe és Ca Doppler-képek átlagára (Fe+Ca). A 2.39 ábrán példaként négy képet mutatunk be, amelyek a Fe+Ca Doppler-képek alapján készültek. A négy panelen a 25° -os, a 115° -os, a 205° -os és 295° -os hosszúsági csíkokból összeállított szinoptikus térképeket láthatjuk. A szélesség szerinti hőmérséklet-eloszlás minimumát minden egyes csíkon Gauss-illesztéssel kerestük meg, hibának pedig az illesztés félérték-szélességét tekintettük. Feltevésünk szerint a leghidegebb helyek szélességi koordinátáinak időbeli változásai mutatják leginkább az adott hosszúságra jellemző meridiionális irányú mozgást. E vizsgálat tehát az előző módszer kiterjesztése annak érdekében, hogy elkerüljük a körátlagolásokból eredő esetleges információvesztést. A minimumhelyekre illesztett lineáris függvények mind a négy bemutatott esetben pólusirányú mozgásra utalnak, ami nem véletlen, ugyanis a 3×72 illesztésből származó meredekségek túlnyomó többségben (kb. 84%) pólusirányú elmozdulást tükröznek, és csupán 16%-uk mutat egyenlítő felé irányuló elmozdulást. A legkisebb mértékű pólusirányú elmozdulást a Fe-képek alapján kapjuk, ahol a lineáris illesztések meredekségeiből számított átlagos elmozdulás nagysága egy rotációs periódus alatt $0,8^\circ$ (szórása $1,5^\circ$), a Ca-képek alapján ugyanez $3,9^\circ$ (szórása $3,5^\circ$), míg a Fe+Ca átlagképekből $2,4^\circ$ (szórása $1,8^\circ$). Amennyiben figyelembe vesszük az illesztések hibáit, és a meredekségeket azokból számítva súlyozzuk, úgy a Fe+Ca átlagképek alapján becsült pólusirányú meridiionális áram sebességére 168 ± 22 m/s értéket kapunk, ami jó egyezésben van az előző módszer eredményével.

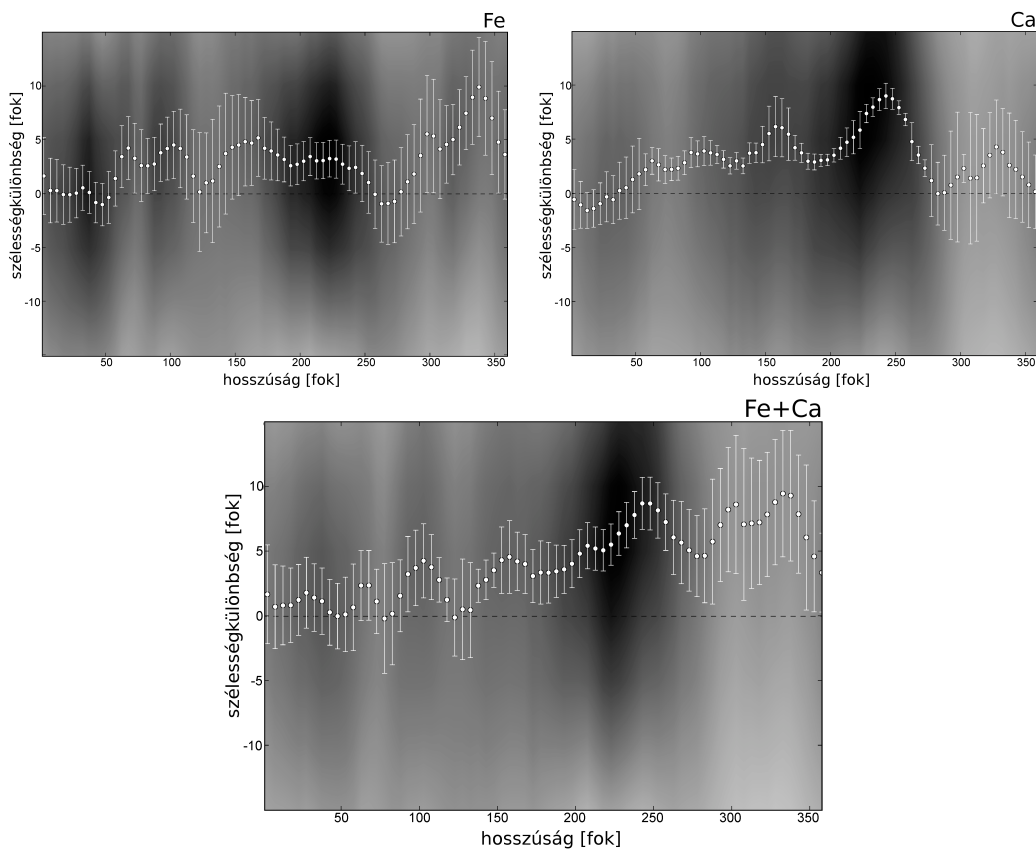
A harmadik módszer sok tekintetben hasonlít a differenciális rotáció detektálásának átlagolt keresztkorrelációs módszeréhez. Feltételezzük, hogy – a Naphoz hasonlóan – a meridiionális cirkuláció az egyenlítői síkkal mint szimmetriasíkkal elválasztva a két féltéken egymástól függetlenül zajlik. A konvektív zóna keresztmetszetében egyetlen „banáncellát” feltételezve, a meridiionális cirkuláció következtében közepes szélességeken várjuk a maximális felszíni áramot. A feladat tehát, hogy az időben egymást követő Doppler-képeket keresztkorreláltatva ismét mintázatokat keressünk, ám ezúttal a keresztkorrelációs függvények meridiionális irányúak. Azonban egy ilyen vizsgálat a zonális irányú keresztkorrelációs analízishez képest két lényeges ponton különbözik. Az egyik,



2.39. ábra. A σ Gem felszínének szélesség szerinti hőmérséklet-eloszlása átlagolás nélküli szinoptikus térképeken. Az ábrán a hidegebb területeket világosabb, a melegebbeket sötétebb árnyalatok jelölik. Példaként négy képet választottunk ki, amelyek a Fe- és a Ca-vonalakra kapott Doppler-képek átlagaiból készültek. A négy kép négy különböző hosszúsági csík esetén mutatja a meridionális irányú hőmérsékleti átrendeződéseket a vizsgált 43,5 napos időszakban. A példaként bemutatott csíkok hosszúsági koordinátáit (25° , 115° , 205° és 295°) úgy választottuk, hogy az egymástól való távolságuk a csillag felszínén éppen negyed fordulat (90°) legyen. Forrás: www.aanda.org

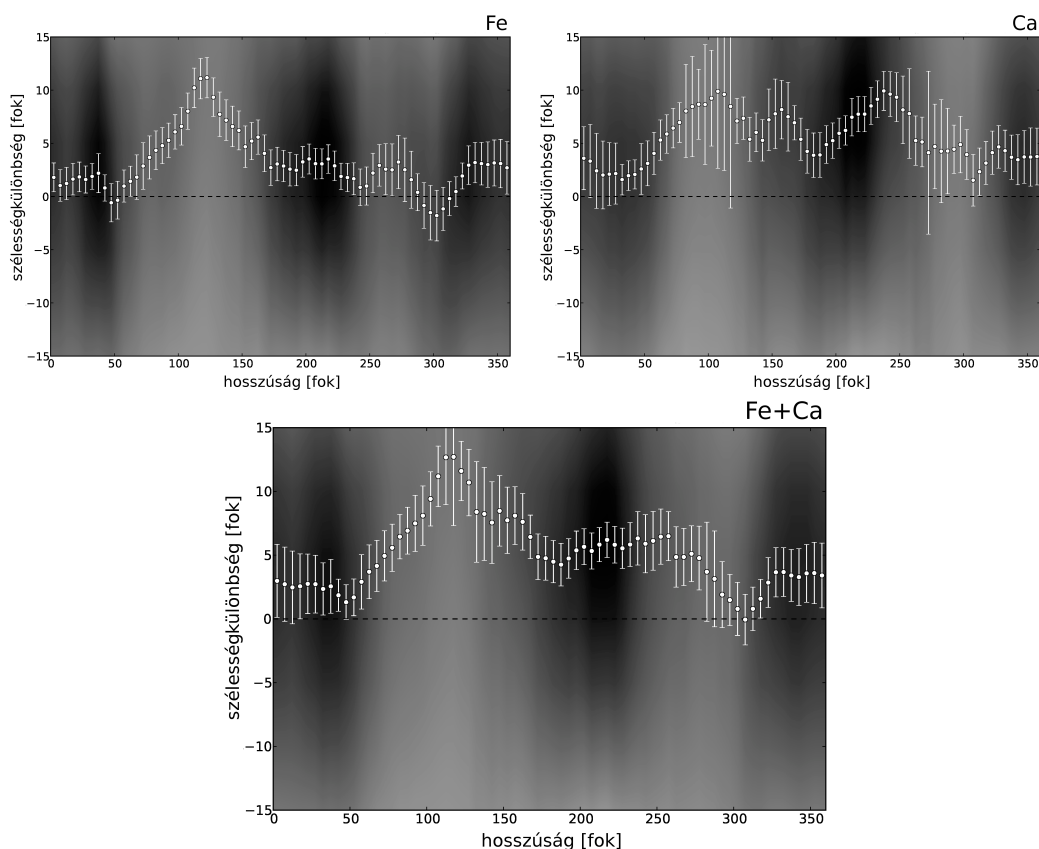
hogy a keresztkorrelációkat csak a látszó pólus féltekéjére korlátozzuk, mivel a takart pólus féltekéjén a Doppler-leképezés által visszaadott szélességi információ általában jóval pontatlanabb. Vagyis a korrelálandó függvények értelmezési tartományai nem teljes szélességi körök, hanem csak negyed körívek. A másik fontos különbség abból ered, hogy a banáncellás modellben (de más, komplexebb modellek esetén is) az egyenlítő és a pólus közelében a meridionális cirkuláció miatti áramlás befelé vagy kifelé irányul, így ezeken a részeken szélességi irányban nem várható jelentős mozgás.

A meridionális irányú keresztkorrelációs vizsgálat a gyakorlatban az alábbiak szerint zajlik. Adva van két, időben egymást követő Doppler-kép, amelyeket össze akarunk hasonlítani. Tekintsük most az első Doppler-kép egy adott meridiánján a látszó pólustól az egyenlítőig terjedő negyed körívet! Ennek közepéről kivágunk egy alkalmas korrelációs szakaszt („ablakot”), amelynek középpontja 45° szélességen van, hossza pedig szükség szerint valamivel kisebb, mint maga a negyed körív. A kivágott szakaszt keresztkorrelál-tjuk a másik Doppler-kép ugyanazon meridiánjának az egyenlítőtől a pólusig terjedő



2.40. ábra. Szélességi irányú keresztkorrelációs vizsgálat a σ Gem 2.33 és 2.34 ábrákon bemutatott SS1–SS6 jelű idősoros Doppler-képei alapján. A felső panelen a Fe I–6430 Å vonalára, a középsőn a Ca I–6439 Å vonalára kapott átlagolt keresztkorrelációs térképek láthatók. Az alsó képen a Fe- és a Ca-vonalakra kapott Doppler-képek átlagából számított keresztkorrelációs térképek átlaga látható. A sötétebb tartományok erős, a világosak gyengébb korrelációt jelentenek. 5° -onként minden hosszúsági csíkon apró körrel jelöltük a korrelációs függvény maximumát, függőleges vonallal pedig annak lokalizálhatóságát (formális hibáját). Az eltolódások súlyozott átlaga minden esetben pozitív, ami pólusi-rányú áramlást mutat. Forrás: www.aanda.org

szakaszával. A műveletet az összes meridiánra (5° -os felosztást feltételezve 72 hosszúsági csíkra) elvégezve, az így nyert keresztkorrelációs függvények seregéből egy szélességi irányú keresztkorrelációs térképet kapunk, amelynek mintázatából elvileg következtetni lehet a meridionális irányú mozgásokra. Meg kell jegyezni, hogy a korrelációs ablak méretének megválasztása nyilvánvalóan befolyásolja az eredményt. Túl hosszú szakasz választása esetén ugyanis csak kismértékű csúsztatást (a negyedkörív és a korrelációs ablak hosszának különbsége) lehet végrehajtani, ezért nem biztos, hogy megtaláljuk a valódi korrelációs maximumot. Ha azonban túl rövid szakaszt választunk, annak struktúrája már nem biztos, hogy hordoz annyi jellemzőt, amely alapján a másik képből vett meridiánon biztonsággal beazonosítható a neki leginkább megfelelő pozíció. Az op-



2.41. ábra. Szélességi irányú keresztkorrelációs vizsgálat a σ Gem 34 idősoros Doppler-képe alapján. A felső panelen a FeI-6430 Å vonalára, a középsőn a CaI-6439 Å vonalára kapott átlagolt keresztkorrelációs térképek láthatók. Az alsó képen a Fe- és a Ca-vonalakra kapott Doppler-képek átlagából számított keresztkorrelációs térképek átlaga látható. A sötétebb tartományok erős, a világosak gyengébb korrelációt jelentenek. 5° -onként minden hosszúsági csíkon apró körrel jelöltük a korrelációs függvény maximumát, függőleges vonallal pedig annak lokalizálhatóságát (formális hibáját). Az eltolódások súlyozott átlaga ismét minden esetben pozitív, ami pólusirányú áramlást mutat.

timális ablakméret próbálgatással történő behatárolása arra a (nem meglepő) felismerésre vezetett, hogy akkor járunk el helyesen, ha a kivágott szakasz hossza nagyjából megegyezik a karakterisztikus foltmérettel. Itt jegyezzük meg, hogy a póluson a meridionális irányú keresztkorrelációs függvények szingulárisak, így ezzel a módszerrel a pólus szűkebb környezete (és hasonló okok miatt az egyenlítő egy szűkebb sávja) nem vizsgálható.

A 2.33 és 2.34 ábrákon bemutatott SS1–SS6 jelű Doppler-képekből – külön a Fe- és a Ca-képekre, valamint az azokból készített átlagképekre – elkészítettük a 4-4 szélességi keresztkorrelációs térképet, amelyek átlagolásából a 2.40 ábrán bemutatott eredményeket kaptuk. A meridionális eltolódások kevés kivételtől eltekintve pozitív előjelűek, ami jellemzően pólusirányú elmozdulást jelent. Az elmozdulások súlyozott átlagát véve a Fe-képekből $3,2^\circ \pm 0,3^\circ$, a Ca-képekből $3,4^\circ \pm 0,2^\circ$, a Fe- és Ca-képek átlagaiból pedig

$4,3^\circ \pm 0,2^\circ$ átlagos eltolódás adódna egy rotációs periódusra. Ezek alapján a csillag sugarának ismeretében a Fe-képekből 230 ± 19 m/s, a Ca-képekből 248 ± 13 m/s, a Fe+Ca átlagképekből pedig 311 ± 13 m/s sebességű felszíni meridionális áram következne.

Az előző vizsgálatot megismételve a 34 idősoros Doppler-képre – ezáltal a keresztkorrelációk számát 17-re növelve – a 2.41 ábrán látható eredményt kapjuk. Ahogyan várható, az egyes korrelációk erőssége általában nagyobb lett. A súlyozott átlagok szerint a Fe-képekből $2,7^\circ \pm 0,2^\circ$ (194 ± 13 m/s), a Ca-képekből $4,8^\circ \pm 0,3^\circ$ (348 ± 17 m/s), a Fe- és Ca-képek átlagaiból pedig $4,2^\circ \pm 0,3^\circ$ (307 ± 16 m/s) átlagos eltolódást (sebességet) kapunk. Végül érdemes összehasonlítani a 2.41 ábra alsó paneljén a 25° -os, a 115° -os, a 205° -os és a 295° -os hosszúsági koordinátákhoz tartozó eltolódásértékeket a 2.39 ábra megfelelő paneljeivel. Láthatjuk, hogy ahol a 2.39 ábrán az illesztett lineáris függvény meredeksége a legnagyobb (115° -nál és 205° -nál), ott a 2.41 ábra alsó paneljén valóban nagyobb eltolódásértékeket találunk, míg 25° -nál és 295° -nál kisebb meredekséghez mérsékeltabb eltolódások tartoznak, vagyis az eltérő módszerek eredményei összhangban vannak.

A meridionális irányú elmozdulásokat vizsgáló eredményeket összegezve kijelenthetjük, hogy a becsült sebességértékek – mind az egyszerűbb, 6 Doppler-kép alapján elvégzett vizsgálatból, mind a kibővített, 34 Doppler-képet felhasználó vizsgálatokból – nagyon hasonló eredményre vezetnek: a közepes szélességeken előforduló foltos területek az idő előrehaladtával nagyságrendileg kb. 200–250 m/s sebességgel a pólus felé sodródnak. Ez a sebességérték nagyságrendileg megegyezik a 2.3.3.5 részben elméleti alapokon becsült u_{\min}^m kritikus értékkel, amely az idézett modellel összhangban megmagyarázza a differenciális rotáció antiszoláris jellegét.

2.4. A ζ Andromedae elliptikussága és differenciális rotációja

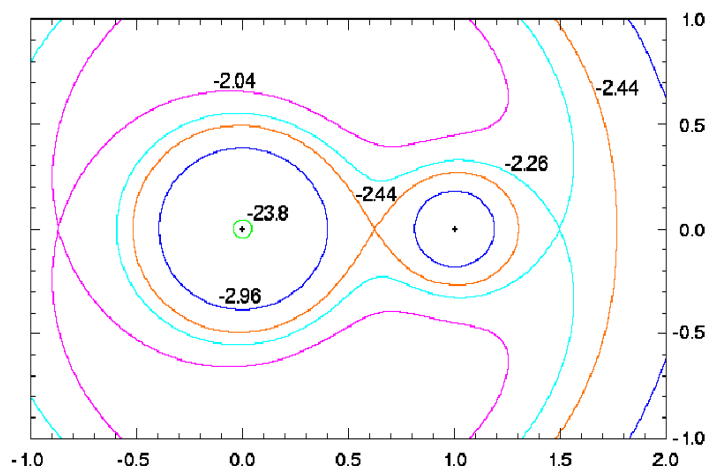
2.4.1. A ζ Andromedae általános aktivitási jegyei

A ζ Andromedae (ζ And, HD 4502, HR 215) egy 17,8 napos keringési periódusú RS CVn típusú spektroszkópiai kettős, amelynek vonalaiban csak a fényes óriáskomponens látszik (Campbell és mtsai., 1911; Cannon, 1915). Az óriás komponens spektrálasszifikációja Strassmeier és mtsai. (1993a) szerint K1III, a kísérő pedig vélhetően F. Jelen munkában a Fekel és mtsai. (1999) által meghatározott pályaelemekre támaszkodunk – eszerint a pálya cirkuláris, a pályaperiódus pedig $P_{\text{orb}} = 17,769426 \pm 0,000040$ nap.

A ζ And erős és változékony Ca II H&K emissziója (Joy és Wilson, 1949; Gratton, 1950; Hendry, 1980) köztudottan a mágneses eredetű kromoszférikus aktivitás bizonyítéka. Ezzel összhangban, az IUE által észlelt ultraibolya spektrumok (Reimers, 1980), az *Einstein* műhold lágyröntgen-észlelései (Schrijver és mtsai., 1984), valamint a ROSAT műhold extrém ultraibolya és lágyröntgen-mérései (Voges és mtsai., 1999) alapján a ζ And kromoszférája és koronája is rendkívül aktív. Ugyanakkor egy másik klasszikus aktivitás-indikátor, a Balmer $H\alpha$ vonala abszorpcióban van (Fernandez-Figueroa és mtsai., 1994), ami elsőre furcsán hangzik, hiszen pl. a szintén aktív LQ Hya esetében tisztán emissziót láttunk (vö. 2.2 ábra). Azonban a hasonlóan aktív RS CVn-csillagokon végzett $H\alpha$ -megfigyelések általában abszorpciót mutatnak, részleges emisszióval a vonal magjában, tisztán emisszió pedig általában erős rádióflerek során, rövidebb ideig tapasztalható, gyakran rotációs moduláció nélkül (Bopp, 1983). Ezzel összefüggésben Drake és mtsai. (1989) átfogó vizsgálatában a ζ And rádióforrásként szerepel, bár további megállapításokhoz kevés adat áll rendelkezésre. A $H\alpha$ -moduláció (részleges) hiányának lehetséges magyarázata, hogy az emisszió nem a csillag felszínén keletkezik, hanem (részben) cirkumsztelláris eredetű. Itt jegyezzük meg, hogy a σ Gem esetében a $H\alpha$ abszorpcióját Schrijver és mtsai. (1984) „kiterjedt anyagfelhő” (protuberancia) jelenlétével magyarázták. A cirkumsztelláris anyag jelenlétére megnövekedett infravörös emisszió utal, amit a ζ And esetében IRAS-mérésekkel sikerült alátámasztani (Friedemann és mtsai., 1996).

2.4.2. Elliptikusság és foltaktivitás a fotometriai adatokban

A fényes ($V \approx 4$ mag) óriáscsillag fotometriai tulajdonságait elsőként Stebbins (1928) vizsgálta, megállapítva, hogy a fényváltozást jelentős részben az óriáscsillag elliptikussága okozza, továbbá, hogy ha van is fedés, annak mértéke igen csekély. Az elliptikusság nagyságára Hall (1990) adott becslést, amely szerint a csillag kb. 80–100%-ban tölti ki a Roche-felszínét. A csillag másodlagos fényváltozásaira Strassmeier és mtsai. (1989) hívták fel a figyelmet, amelyet a csillagfelszín foltjaival magyaráztak. Az elliptikussággal és a foltokkal kapcsolatos vizsgálatokat azonban nehéz különválasztani. Ennek oka, hogy RS CVn típusú szoros kettősrendszerekben több esetben megfigyelték (pl. Lanza és mtsai., 2001; Oláh és mtsai., 2002; Ribárik és mtsai., 2003; Kozhevnikova és Alekseev, 2014; Kajatkari és mtsai., 2014), hogy az aktív óriáskomponens felszínén a foltok a keringés bizonyos fázisaihoz (statisztikai értelemben) „kötötten” jelennek meg. Ennek oka, hogy a konvektív burok aljáról felemelkedő fluxussövek mozgását a közeli kísérő jelenléte perturbálja (közvetlenül, vagy közvetett módon, a foltos csillag aszferikusságát előidézve), ezáltal sértve a forgásszimmetriát (Holzwarth és Schüssler, 2003a,b).

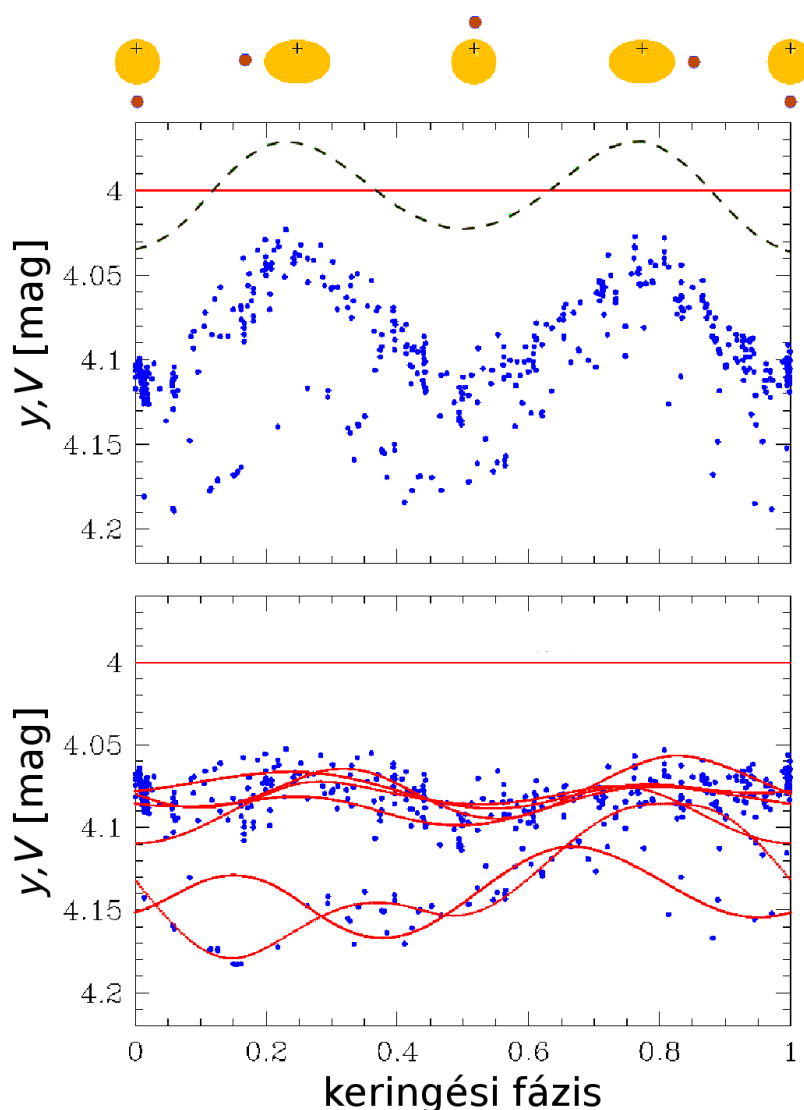


2.42. ábra. Nevezetes ekvipotenciális felületek a ζ And kettősrendszerben a *Nightfall* (Wichmann, 2011) kettősrendszer-modellező program segítségével készített modell szerint, amelyek közül a leglényegesebbek az óriáskomponens $(-2,96)$ felszíni potenciálja, valamint az $L1$ $(-2,44)$ és az $L2$ $(-2,26)$ Lagrange-potenciálok. A modell alapján az óriáskomponens Roche-felületének 82%-át tölti ki, ellipszoidális torzultsága nem elhanyagolható. Forrás: www.aanda.org

Az elliptikusság és a foltok hatásának szétválasztását iteratív úton végeztük, amelyhez – egy konzisztens modell reményében – felhasználtuk a későbbiekben (a 2.4.3 részben) bemutatandó Doppler-képkalkotás eredményét is (Kóvári és mtsai., 2007a). A 2.42 ábra a kettősrendszer nevezetes ekvipotenciális felületeit („Roche-potenciálok”) mutatja. A modell a *Nightfall* (Wichmann, 2011) programmal készült – eszerint az óriáskomponens torzultsága (Roche-kitöltési hányada) 82%. Az elliptikusságból számított fényváltozást a 2.43 ábrán szaggatott vonallal jelöltük, feltüntetve a rendszerről rendelkezésre álló Johnson V és Strömgren y fotometriai méréseket. A fázisszámításhoz az alábbi összefüggést használtuk, amelynek alapján a nulla fázis a másodkomponens alsó konjunkciójának felel meg (Kóvári és mtsai., 2007a):

$$HJD = 2\,449\,997,223 \pm 0,017 + (17,769426 \pm 0,000040) \times E. \quad (2.8)$$

A 2.43 ábra tetején referenciaként a kettősrendszer komponenseinek kölcsönös helyzete látható negyedfázisonként. Az ábra alsó paneljében az elliptikusságot kivonva a foltok okozta fényváltozás látható a különböző észlelési időszakokra (1984, 1985, 1988, 1996, 1997) alkalmazott foltmodell-illesztésekkel. Az illesztések többsége fáziskohereciát mutat az elliptikusság miatti fényváltozással, ami – más RS CVn típusú rendszerekhez hasonlóan – arra utal, hogy egyes aktivitási területek pozíciói a keringés fázisában jellemzően kötöttek.



2.43. ábra. A ζ And elliptikussága és foltok miatti fényváltozásai Johnson V és Strömgren y fotometriai adatokban. A felső panelben a fotometriai mérések (pontok) felett a 4 magnitúdónál húzott vízszintes vonal a rendszer feltételezett foltalan (maximális) fényességét jelöli, rajta szaggatott vonallal a 2.42 ábra modellje szerint kiszámított elliptikusság miatti relatív fényváltozás látható. Az ábra tetején a rendszer konfigurációját mutatjuk negyedfázisonként. Az alsó panelben az elliptikusság miatti fényváltozást kivonva a foltok okozta (maradék) fényváltozásokat látjuk az egyes észlelési időszakokban külön-külön foltmodellekkel illesztve. A felső négy illesztés adatai 1984-ből, 1985-ből és 1988-ból valók, míg az alsó két illesztéshez tartozó mérési pontok 1996-ból és 1997-ből származnak. Forrás: www.aanda.org

2.4.3. A ζ And felszínének vizsgálata Doppler-leképezéssel

2.4.3.1. Spektroszkópiai adatok

A Doppler-analízis alapjául szolgáló spektroszkópiai adatok első része a National Solar Observatory (NSO) McMath-Pierce távcsövével született 1996. november 3. és 1997. január 9. között, 67 egymást követő éjszakán. A spektrális felbontás $\lambda/\Delta\lambda = 42\,000$ (7,5 km/s), a jellemző jel/zaj érték kontínuumban kb. 250 volt. A lefedett hullámhossztartomány 6410–6460 Å, amely tartalmazza a neutrális vas és kalcium (Fe I–6430 Å, Ca I–6439 Å) már ismert, gyakran használt térképezővonalait.

A második adatsor 1997. december 27. és 1998. január 15. között született a Kitt Peak National Observatory (KPNO) 0,9 m-es coude-távcsövével és a hozzá kapcsolt coude-spektrográffal. A lefedett spektrális tartomány 6381–6465 Å, amely magában foglalja tk. a Fe I–6411 Å, a Fe I–6430 Å, és a Ca I–6439 Å térképezővonalakat. Az elérhető spektrális felbontás 30 000, a jellemző jel/zaj viszony pedig 130 volt. A 19 egymást követő éjszakán 14 észlelés volt sikeres. Az adatok szerencsés eloszlásának köszönhetően a 14 spektrum kedvező fázislefedettséget biztosít egy Doppler-kép elkészítéséhez az említett három térképezővonalra.

2.4.3.2. Doppler-leképezés geometriailag torzult csillag esetén

A korábbi Doppler-leképezésen alapuló vizsgálatok során kimondva-kimondatlanul feltételeztük, hogy a csillag gömbszimmetrikus. Azonban a ζ And fotometriai adatai arról tanúskodnak, hogy a szoros kettősrendszerbeli óriáscsillag ellipszoidális változó. A 2.43 ábra szerinti modell 82%-os Roche-kitöltési hányada alapján a pólus felé mutató R_{pol} sugár és a másodkomponens felé mutató R_{point} sugár (ld. a 2.44 ábrát) arányára kb. 0,94 adódna.

A torzultság hatását a Doppler-leképezésre geometriai alapon tárgyaljuk, azaz első közelítésben a gravitációs sötétedést elhanyagoljuk. Ennek lehetőségét az alábbiakban vizsgáljuk. A gravitációs sötétedés abból ered, hogy a rotáló (keringő) csillag felszínén bizonyos helyeken (pl. a másodkomponenshez legközelebbi pontban) a centrifugális erő következtében csökken a felszíni gravitációs gyorsulás (g), ami egyrészt előidéz a torzulást, másrészt az adott pontban a sűrűség (és nyomás) csökkenése miatt a hőmérséklet is alacsonyabb. A gravitációs sötétedést az alábbi összefüggésből becsülhetjük:

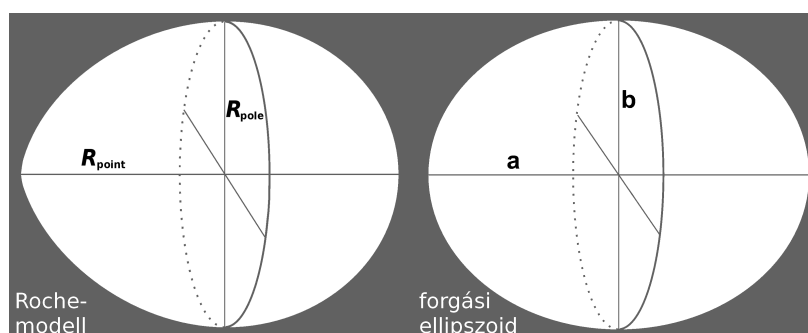
$$\frac{T_{\text{point}}}{T_{\text{pol}}} = \left(\frac{g_{\text{point}}}{g_{\text{pole}}} \right)^{\beta^*}, \quad (2.9)$$

ahol T_{point} és T_{pol} a 2.44 ábra szerinti R_{point} és R_{pol} sugarak felszíni végpontjaiban mért effektív hőmérsékletek, ugyanott g_{point} és g_{pol} az effektív felszíni gravitációs gyorsulások, a kitevő értéke pedig $\beta^* = 0,08$ (Lucy, 1967). A lokális gravitációs gyorsulások arányára a rendszer abszolút paramétereinek ismeretében (2.7 táblázat) Newton gravitációs törvényéből a dinamikai hatások figyelembevételével $g_{\text{point}}/g_{\text{pole}} = 0,91$ adódik. Ebből a gravitációs eredetű hőmérséklet-gradiens nagysága legfeljebb $T_{\text{pole}} - T_{\text{point}} = 35$ K, ami a Doppler-leképezéssel történő felszíni hőmérséklet-meghatározás pontossági határán van. Tehát első közelítésként a gravitációs sötétedés elhanyagolása valóban nem okoz jelentős hibát. További egyszerűsítésként a (nem túl nagy mértékben) torzult csillag

alakját matematikailag egy olyan forgási ellipszoiddal közelítjük, amelynek forgástengelye a kettősrendszer csillagainak tömegközéppontjain áthaladó egyenes. A 2.44 ábra értelmében tehát a forgási ellipszoidunk a saját forgástengelye mentén megnyúlt, a keringés síkjára merőlegesen pedig kontrahált. Az ε torzultságot az

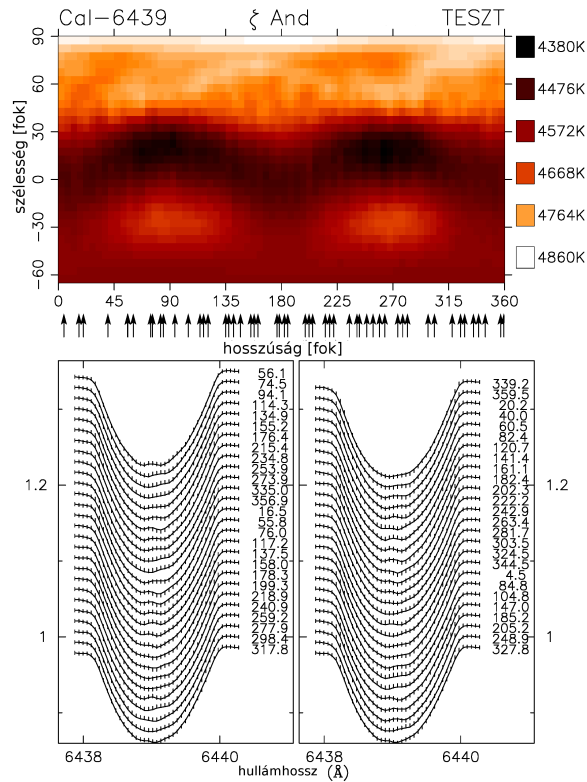
$$\varepsilon^2 = 1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2 \quad (2.10)$$

összefüggéssel definiáljuk, ahol a és b a forgási ellipszoid nagy- és kistengelye. A csillagfelszín Doppler-rekonstrukciójához a továbbiakban a TempMap inverziós kód egy továbbfejlesztett változatát (TempMap $_{\varepsilon}$, Kóvári és mtsai. 2006, 2007a) fogjuk felhasználni, amely képes figyelembe venni a (nem túl nagy mértékű) geometriai torzultságot.

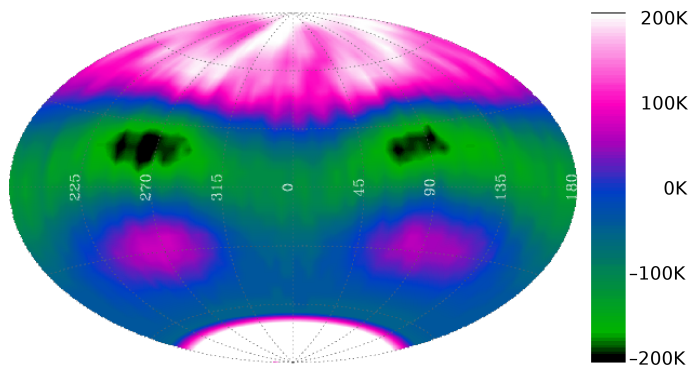


2.44. ábra. A Roche-alak és a helyettesítő forgási ellipszoid-modell összehasonlítása

Mielőtt a TempMap $_{\varepsilon}$ kódot a ζ And valós adatainak feldolgozására használnánk, egy egyszerű teszttel demonstráljuk, hogy mekkora járuléka van a torzult alaknak a Doppler-leképezésre. Ehhez először az inverziós kód direkt változatával (TempMap $_{\varepsilon}$ -forward) szintetikus vonalprofilokat állítottunk elő egy olyan csillagról, amelynek fizikai paramétereire megegyeznek a ζ And paramétereivel (ld. a 2.7 táblázatot), feltételezett alakja forgási ellipszoid, amelynek torzultsági paramétere $\varepsilon = 0,20$, homogén felszíne pedig 4600 K hőmérsékletű. Az így kapott vonalprofilokból egy a rotációs fázis mentén kellően sűrűn mintavételezett spektrumsorozatot állítottunk össze, amely alkalmas arra, hogy lefuttassuk rajta a TempMap kódot, vagyis a mesterséges adatokra szferikus alakot feltételezve megkerestük a legjobban illeszkedő hőmérsékletterképet. Az eredményt a 2.45 ábrán mutatjuk be, amelyen példaként a Ca I–6439 Å vonalára kapott rekonstrukció látható. A kód a torzult, aszferikus geometriát csekély, de nem elhanyagolható mértékű ($\approx \pm 220$ K) hőmérséklet-eltérésekkel kompenzálja: a 90° és 270° hosszúságokon (tehát azokban a fázisokban, amikor az ellipszoidális csillagot éppen a legnagyobb kiterjedésében, „oldalról” látjuk) az egyenlítőhöz közel egy-egy kb. 75° átmérőjű, átlagosan 150–180 K-nel hidegebb folttal, a látszó póluson pedig egy kb. 45° sugarú, átlagosan 100–150 K-nel magasabb hőmérsékletű poláris folttal. A 2.46 ábra a rekonstruált hőmérsékletterkép és a kiindulásként feltételezett 4600 K-es homogén felszín különbségét mutatja. Az ábra alapján megállapítható, hogy már kismértékű ellipszoidális torzulás (az $\varepsilon = 0,20$ értéknek $b/a = 0,9798$ arány felel meg) elhanyagolása is számottevő szisztematikus hibát okoz a felszíni hőmérséklet-eloszlás Doppler-rekonstrukciójában.



2.45. ábra. Eredetileg homogén felszíni hőmérsékletű ($T_{\text{eff}} = 4600 \text{ K}$) ellipszoidálisan torzult ($\epsilon = 0,20$) tesztcsillag felszíni hőmérséklet-eloszlásának Doppler-rekonstrukciója szferikus alakot feltételezve. A felső panel a csillagfelszín hőmérséklettérképét mutatja Mercator-vetületben, az alsó panel pedig a mesterséges spektrumok sorozatát és a rájuk illesztett szferikus modelleket. Forrás: www.aanda.org



2.46. ábra. A szferikus közelítés hibája ellipszoidálisan torzult csillag Doppler-rekonstrukciója esetén. A 2.45 ábrán bemutatott hőmérséklettérkép és az eredeti $T_{\text{eff}} = 4600 \text{ K}$ -es homogén hőmérséklet-eloszlás különbségét Aitoff-vetületben ábrázoltuk. Forrás: journals.cambridge.org

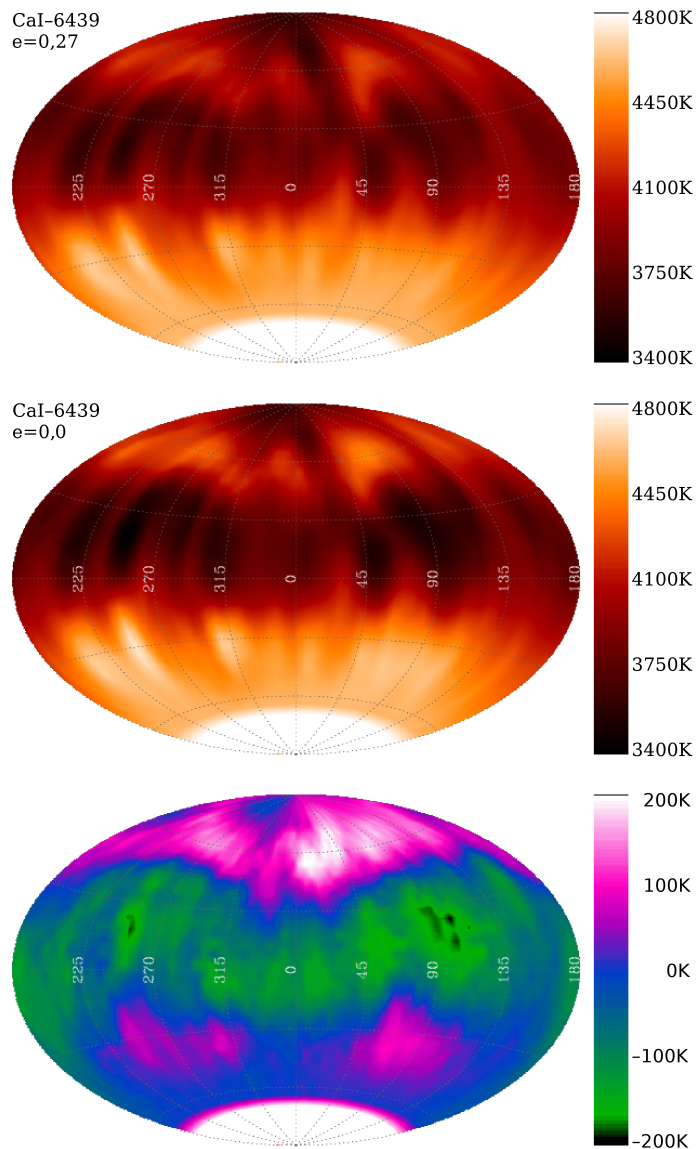
2.7. táblázat. A ζ And asztrofizikai paramétereit Kővári és mtsai. (2007a) alapján

spektrálklasszifikáció	K1III+K?V
$(B - V)_{\text{Hipparcos}}$ [magnitúdó]	$1,100 \pm 0,004$
$(V - I)_{\text{Hipparcos}}$ [magnitúdó]	$1,06 \pm 0,01$
effektív hőmérséklet, T_{eff} [K]	4600 ± 100
óriáskomponens sugara, $[R_{\odot}]$	$16,0 \pm 0,2$
óriáskomponens tömege, $[M_{\odot}]$	$2,6 \pm 0,4$
óriáskomponens elliptikussága, ε	$0,27 \pm 0,04$
kísérő tömege, $[M_{\odot}]$	$\approx 0,75$
távolság, d [pc]	$55,6 \pm 2,7$
luminozitás, $\log(L/L_{\odot})$	$1,98 \pm 0,04$
óriáskomponens felszíni gravitációs gyorsulása, $\log g$	$2,8 \pm 0,5$
rotációs periódus, $P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$ [nap]	$17,769426 \pm 0,000040$
inklináció, i [°]	65 ± 5
$v \sin i$ [km/s]	$41,4 \pm 0,2$
fém tartalom, [Fe/H]	$-0,30 \pm 0,05$
mikroturbulencia, ξ [km/s]	1,0
makroturbulencia, $\zeta_{\text{R,T}}$ [km/s]	2,0

Ugyanezt a vizsgálatot immár valódi adatokra elvégezve nagyon hasonló eredményre jutunk. A ζ And Doppler-leképezéshez használt alapvető asztrofizikai paramétereit a 2.7 táblázatban foglaljuk össze (ld. Kővári és mtsai., 2007a). A táblázat tartalmazza az óriáskomponens elliptikusságára vonatkozó $\varepsilon = 0,27 \pm 0,04$ (azaz ennek megfelelően $b/a = 0,962 \pm 0,012$) értéket is, amelynek meghatározását a 2.4.3.3 pontban részletesen tárgyaljuk. Előzetesen annyit megjegyezzünk, hogy az érték jó összhangban van a 2.42 ábrán bemutatott, fotometriából nyert modellel. A 2.47 ábrán bemutatott Doppler-rekonstrukció az 1997/98-as KPNO-adatokból született. Az ábra segítségével valós adatokon hasonlíthatjuk össze az elliptikusság elhanyagolásának Doppler-leképezésre gyakorolt hatását. A felső panelen a Ca I–6439 Å vonalra készített rekonstrukció a TempMap $_{\varepsilon}$ kóddal született $\varepsilon = 0,27$ elliptikusságot feltételezve. A középső panel ugyanarra az adatsorra készített rekonstrukció szferikus modell ($\varepsilon = 0,0$) feltételezésével, az alsó panelen pedig a két rekonstrukció különbsége látható. Ez utóbbi – várakozásainkkal összhangban – lényegében megegyezik a 2.46 ábrán bemutatott teszt eredményével.

2.4.3.3. A ζ And egyes paramétereinek finomhangolása

Az ε torzultsági paraméter és a $v \sin i$ egyenlítői sebesség vetülete, továbbá a forgástengely i inklinációja egymással szorosan összefüggő mennyiségek. $\varepsilon > 0$ esetén, szferikus közelítést alkalmazva a vonalprofil-illesztések jósága általában ($i \neq 0$) a rotációs fázistól függően változni fog, hiszen $v \sin i$ értéke akkor éri el a maximumát, amikor az ellipszoidot

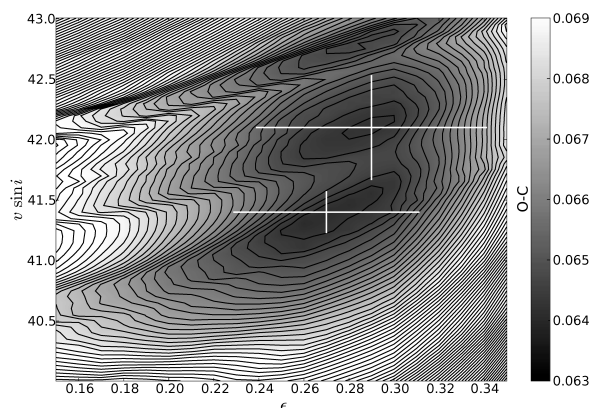


2.47. ábra. A felső panel a ζ And Doppler-rekonstrukcióját mutatja az 1997/98-as spektroszkópiai adatokból a Ca I-6439 \AA vonalára, $\varepsilon = 0,27$ ellipszoidális torzultságot feltételezve. A középső panel ugyanarra az adatsorra készített Doppler-rekonstrukciót mutatja, de a torzultság figyelembevétele nélkül ($\varepsilon = 0,0$). Az alsó panelen az előbbi két hőmérséklettérkép különbsége látható. A csillagfelszín ábrázoló térképeket Aitoff-vetületben látjuk. Forrás: journals.cambridge.org

„oldalról” látjuk, míg negyed fázissal később, vagy ugyanannyival korábban, amikor a csillag vetületi kiterjedése a legkisebb, $v \sin i$ értéke is minimális. Mivel a $v \sin i$ a rotációs fázistól függ, ezentúl egy rotációs ciklusra vett átlagértéket fog jelenteni. A vonalprofil-illesztések jóságának fázisfüggő voltát az ε torzultsági paraméter finomhangolásával fogjuk eliminálni. A gyakorlatban ez úgy történik, hogy az $\varepsilon - v \sin i$ paramétersík egy ésszerűen megválasztott tartományának elegendően sűrű rácspontjaiban a ζ And adatait felhasználva a `TempMap ε` kóddal Doppler-leképezéseket hajtunk végre, majd megkeressük a legjobb vonalprofil-illesztéseket adó inverziót. Az eljáráshoz a Ca I-6439 Å térképezővonalat használtuk, mivel hőmérséklet-érzékenysége és viszonylagosan nagy ekvivalens szélessége miatt ezen a vonalon a csillagfelszín hidegebb területei (pontosabban: az általuk keltett kitüremkedések a spektrumvonalon) kevésbé lesznek hangsúlyosak (ahogy korábban írtuk, a Ca I-6439 Å vonalnak rosszabb a „felbontóképessége” más, kisebb ekvivalens szélességű vonalokhoz képest). Ugyanakkor, a környező blendekhez képest a Ca I-6439 Å vonalerőssége nagy, így ezen a vonalon a kevésbé hangsúlyos foltok mellett az elliptikusság hatása relatíve jelentősebb, vagyis erre a vonalra jellemző leginkább a robusztusság. A teljes 1996/97-es (NSO) adatsorra készített több száz Doppler-leképezés eredményeként kapott χ^2 térképet a 2.48 ábra mutatja. Az $\varepsilon - v \sin i$ paramétersíkon két minimumhelyet találtunk, a valamivel mélyebb és jobban lokalizált főminimum koordinátái $\varepsilon = 0,27 \pm 0,04$ és $v \sin i = 41,4 \pm 0,2$ km/s, míg a valamivel laposabb mellékminimum koordinátái $\varepsilon = 0,28 \pm 0,05$ és $v \sin i = 42,1 \pm 0,4$ km/s. Hibán belül mind a főminimumnak, mind a mellékminimumnak megfelelő torzultság összhangban van a 2.42 ábrán bemutatott fotometriai modellel. Bár a Roche-geometria és a forgási ellipszoid modell némileg eltér egymástól, és nincs szigorúan vett egyértelmű megfeleltetés, a fotometriai modellből levezethető egy közelítő $\varepsilon_{\text{phot}}$ érték. A modell szerint a csillag hossz tengelye R_{\odot} egységekben $R_{\text{point}} + R_{\text{back}} = 17,20 + 16,03 = 33,23$, amelyet a 2.44 ábra szerint $2a$ -nak megfelelően $a = 16,61$ -et kapnánk. Ha b helyére az $R_{\text{pol}} = 15,93$ értéket írjuk, akkor $\varepsilon_{\text{phot}} = 0,28$ adódik, vagyis gyakorlatilag visszkapjuk a spektroszkópiai adatokból nyert értéket. A további számításokhoz a formálisan kisebb főminimumnak megfelelő ε -t használjuk.

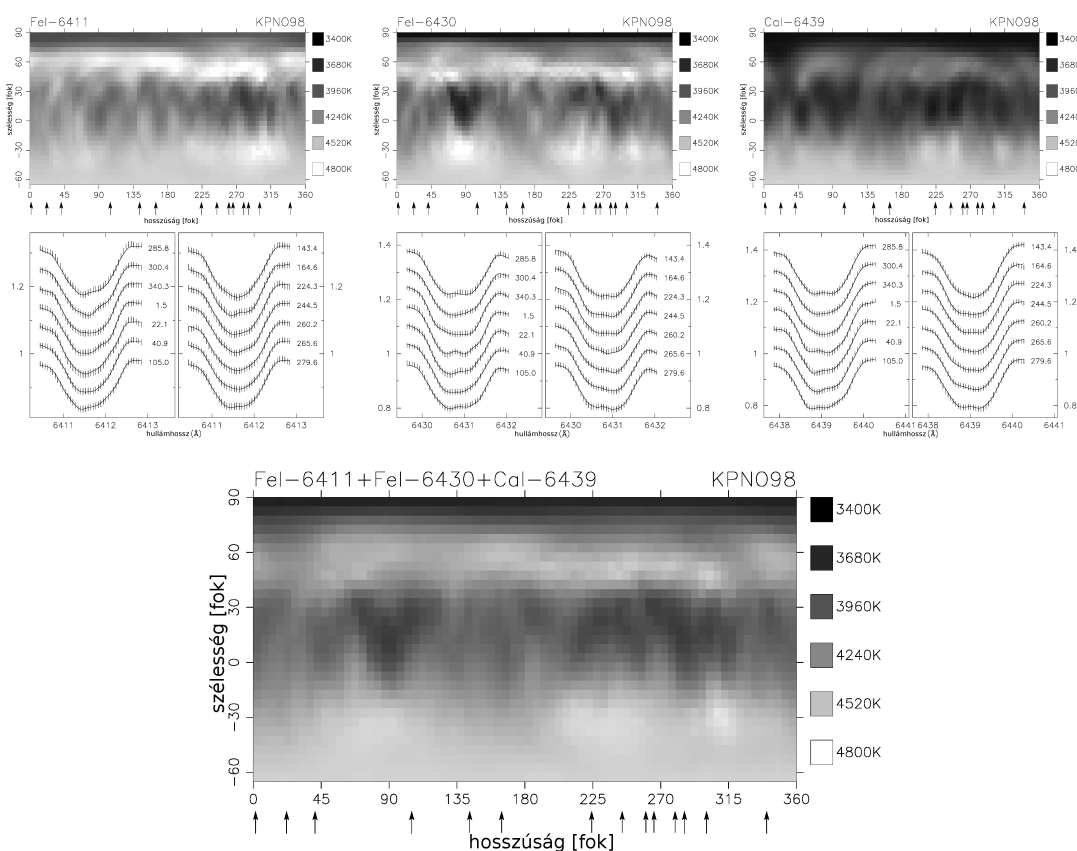
2.4.3.4. A ζ And poláris foltja

Az 1997/98-as spektroszkópiai észlelések egyetlen rotációs ciklust fednek le, így azok alapján csupán egy Doppler-leképezésre van mód, idősoros vizsgálat azonban nem lehetséges. Az észlelt spektráltartományból származó három térképezővonalra (Fe I-6411 Å, Fe I-6430 Å, és Ca I-6439 Å) elkészített Doppler-leképezéseket a 2.49 ábrán mutatjuk be. A csillag látszó pólusát mindhárom képen hideg folt fedi, emellett közepes és alacsony szélességeken övszerű elrendezésben számos kisebb-nagyobb folt látszik. A leghidegebb területek hőmérséklet-különbsége a 4600 K-es foltalan területekhez képest $\Delta T \approx 800 - 1200$ K. A különböző vonalakra kapott hőmérséklettérképek skálái az eltérő atomi tulajdonságok miatt némileg különböznek, de a struktúrák hasonlóak, amit az átlagkép igazol. A poláris folt mellett szembeűnő, hogy az alacsony-közepes szélességeken lévő foltok leginkább a kvadrátúra pozíciókban (a 90° és a 270° hosszúságok környékén) csoportosulnak.



2.48. ábra. Az optimális paraméterkombináció keresése az ε - $v \sin i$ paramétersíkon. A Doppler-leképezések alapján készített χ^2 térkép főminimuma szerint a legvalószínűbb torzultsági paraméter $\varepsilon = 0,27 \pm 0,04$, amelyhez $v \sin i = 41,4 \pm 0,2$ km/s érték tartozik. A közeli – bár kevésbé szignifikáns – másodlagos minimum koordinátái $\varepsilon = 0,28 \pm 0,05$ és $v \sin i = 42,1 \pm 0,4$ km/s. Forrás: www.aanda.org

Egy kör alakú folt, amelynek középpontja a pólus, az abszorpciós vonal alján, közepen egy fázisfüggetlen (mozdulatlan) kitüremkedést okoz, amelynek hatását nagyon könnyű előidézni pontatlan vonalmélység-illesztéssel. De hasonló hatása lehet az erős kromoszferikus aktivitásnak is, amely a fotoszferikus vonalak részleges emissziós kitöltését okozhatja. Éppen ezért a poláris folt léte Doppler-képeken a kezdetektől vita tárgya volt (Piskunov és Wehlau, 1994; Unruh és Collier Cameron, 1995; Bruls és mtsai., 1998). A Doppler-rekonstrukciók alapján poláris foltot láthatunk fiatal, gyorsan forgó, fősorozat előtti, vagy (nullkorú) fősorozati csillagokon, mint pl. a V889 Her (ld. a 2.2 részben) vagy az AB Dor (Jeffers és mtsai., 2007) esetében épp úgy, mint magányos óriáscsillagon, mint pl. az XX Tri (Künstler és mtsai., 2015), sőt – amint a ζ And esete mutatja – RS CVn típusú kettős óriáskomponensén is. Valójában a poláris folttal borított aktív csillagok egyedüli közös vonása a gyors forgás – ami másrészt a mágneses aktivitás hajtóereje. Schüssler és Solanki (1992) fluxuscső-dinamikán alapuló tradicionális elméleti modellje szerint a konvektív zóna aljáról felemelkedő fluxuscső a gyors forgás miatt dominánssá váló Coriolis-erő hatására *törvényszerűen* magas szélességeken bukkan a felszínre. További vizsgálatok (Schüssler és mtsai., 1996) arra is rámutattak, hogy a rotáció mellett a csillag belső szerkezetének is fontos szerepe van. Egy Naphoz hasonló szerkezetű (viszonylag nagy sugárzási zóna, vagyis nem túl mély konvektív zóna) gyorsan forgó csillag esetében a fluxuscső felemelkedő része mindvégig kapcsolatban marad a konvektív zóna aljával, míg viszonylag mély konvektív zóna esetén (relatív kisméretű radiatív mag) az egyensúlyát veszített fluxuscső gyűrűt formálva teljes egészében leválik a radiatív zónát körülölelő határregrégről, és a gyűrűt a felhajtóerő vagy a pólusok felé („tengelyszimmetrikus instabilitás”), vagy az egyenlítői és/vagy közepes szélességek felé viszi (Granzer és mtsai., 2000). Ez utóbbi modell egyben magyarázat arra, hogyan lehetséges a ζ And felszínén foltok megjelenése egyszerre alacsonyabb szélességeken és a póluson. A poláris foltok kérdéskörére a 3.1.1.1 részben még visszatérünk.



2.49. ábra. A ζ And Doppler-képei az 1997/98-as KPNO adatokból. A felső sorban balról jobbra a felszíni hőmérséklet rekonstrukciói láthatók a FeI-6411 Å, a FeI-6430 Å és a CaI-6439 Å vonalára a hozzájuk tartozó vonalprofil-illesztésekkel, alul pedig a három kép súlyozatlan átlaga. Forrás: www.aanda.org

2.4.3.5. Differenciális rotáció időben átfedő Doppler-képekből

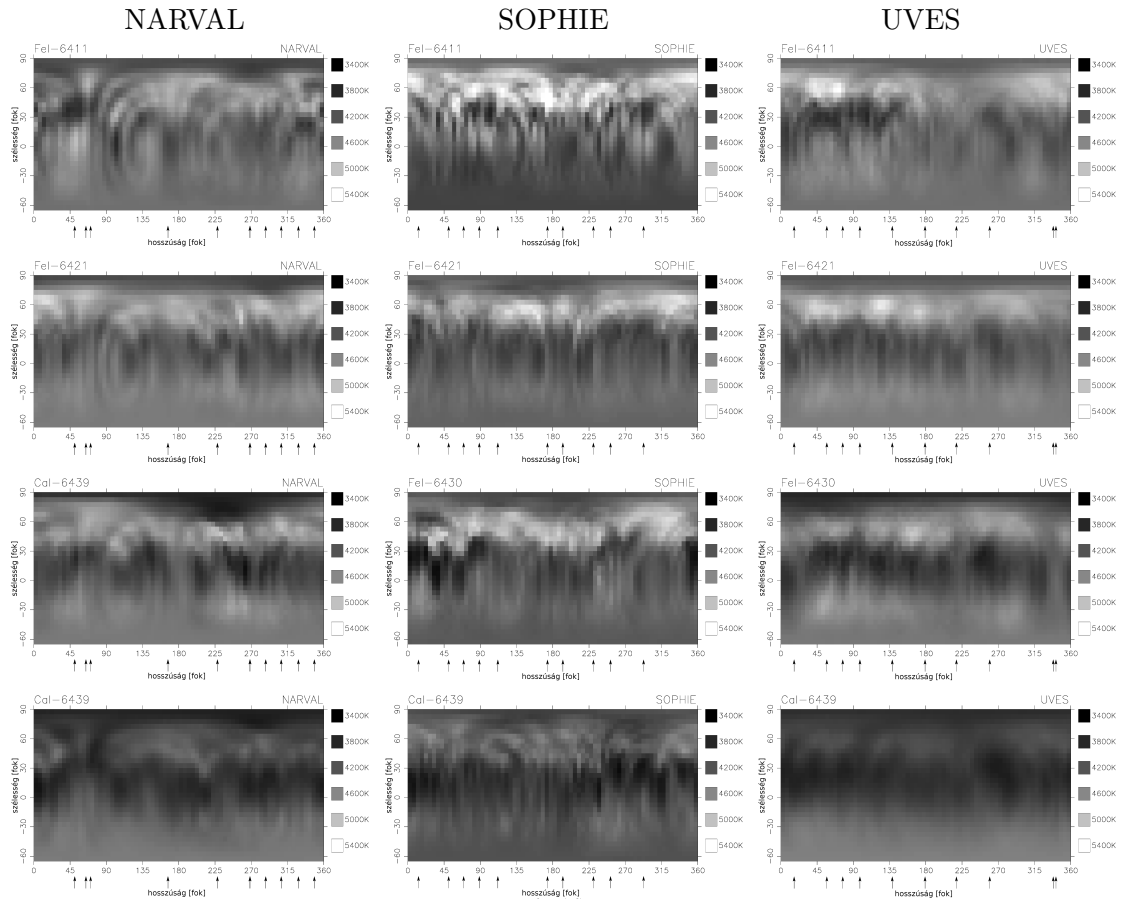
2008 nyarának végén az a szerencsés helyzet állt elő, hogy a ζ And-ról sikerült három helyszínről, összehangoltan, kiváló műszerekkel, egy-egy rotációs periódust lefedő nagyfelbontású spektrumsorozatot rögzíteni. Az ily módon egymástól független adatsorok időintervallumai néhány napos átfedéssel követték egymást. Az adatok felhasználásával három – időben szorosan egymást követő Doppler-kép készülhetett, amelyeket összehasonlítva lehetőség nyílt arra, hogy a már bevált átlagolt keresztkorrelációk módszerével megmérjük a csillag felszíni differenciális rotációját (Kövári és mtsai., 2012b).

Az adatsor első, 10 spektrumból álló része 2008. augusztus 13. és 31. között született a franciaországi Pic du Midi Observatóriumban a 2 méteres tükörméretű Bertrand Lyot-teleszkópra szerelt NARVAL („N”) spektrográf (Aurière, 2003) segítségével. A lefedett hullámhossztartomány 3000–10000 Å, a spektrális felbontás $\lambda/\Delta\lambda = 60\,000$, az éjszakánként négy egymás után rögzített spektrum átlagolásával feljavított jel/zaj

értéke pedig átlagosan 350 volt. A szintén 10 spektrumból álló második sorozatot 2008. augusztus 30. és szeptember 15. között sikerült rögzíteni a franciaországi Haute-Provence Observatórium 1,93 méteres teleszkópjával és a hozzá kapcsolt SOPHIE („S”) échelle-spektrográffal (Perruchot és mtsai., 2008). A műszeregyüttes által lefedett, 3872 Å-tól 6943 Å-ig terjedő hullámhossztartományban az átlagos felbontás kb. 40 000, az átlagos jel/zaj érték 330 volt. A harmadik észlelési időszakra 2008. szeptember 13. és október 1. között került sor az Európai Déli Observatórium (ESO, Chile) VLT-rendszeréhez tartozó 8,2 méteres Kueyen távcsövével és a hozzá kapcsolt UVES („U”, Dekker és mtsai. 2000) échelle-spektrográffal, amelynek 5000 Å és 7000 Å között elérhető spektrális felbontása $\lambda/\Delta\lambda = 110\,000$. Összesen 10 éjszakán 3-3 egymást követő expozíciót átlagolva sikerült 730-as közepes jel/zaj szintet elérni.

Mivel mindhárom adatsor tartalmazza a Fe I-6411 Å, a Fe I-6421 Å, a Fe I-6430 Å és Ca I-6439 Å térképezővonalakat, így lehetőség nyílt vonalanként egy-egy Doppler-rekonstrukció elkészítésére. Végeredményül tehát összesen 12 Doppler-kép készült. A Doppler-leképezéshez ismét a TempMap_e kódot használtuk. Az elkészült rekonstrukciókat a 2.50 ábrán mutatjuk be. A fázislefedettség többnyire kielégítő volt, azonban a NARVAL spektrumokból készült rekonstrukciók esetén mutatkozó íves struktúrák oka egyértelműen a $\approx 105^\circ$ körüli nagyjából 100° széles fázisárók. A három adatsor közül a legzajosabb és a legkisebb spektrális felbontású adatsor a középső (SOPHIE), amelynek megfelelően valóban a középső oszlop képei a legzajosabbak. Az UVES spektrumokból nyert képek egyértelműen a legjobb minőségűek, ami nem meglepő, hiszen az észlelések a világ egyik legjobb asztróklimájú helyén a világ egyik legkorszerűbb műszeregyüttesével készültek. A minőségbeli különbségek ellenére a képek alapvető hasonlóságokat mutatnak, sőt az azonos térképezővonalakra kapott eredmények egymáshoz képest is hasonlóak. A poláris folt valamivel gyengébb, mint a korábbi időszakban, de továbbra is jelen van, ahogy továbbra is jellemző, hogy a pólust leszámítva az alacsonytól a közepes szélességekig terjedő zóna a leginkább folttal fedett. Az egyes adatsorokhoz rendelhető középidők $HJD_N = 2\,454\,702,088$, $HJD_S = 2\,454\,715,177$, és $HJD_U = 2\,454\,730,621$, vagyis – amennyiben a Doppler-képeket pillanatfelvételeknek tekintjük – az első és a második felvétel között $\approx 13,1$ nap különbség van, míg a második és a harmadik kép között kb. 15,4 nap. Az időkülönbség mindkét esetben kisebb a 19,6 napos rotációs periódusnál, ami azért szerencsés, mert így kisebb az esélye, hogy a foltos felszín a differenciális rotáción kívüli okok (új foltok kialakulása, foltok összeolvadása stb.) miatt jelentős mértékben megváltozzon. A különböző észlelőhelyekről származó, egymástól *független* adatsorok akkor is összehasonlíthatók, ha az időkülönbségük kisebb a rotációs periódusnál. (Ezzel szemben egyetlen észlelőhelyről származó adatsor esetén a függetlenség kritériuma ezt kizárja).

A felszíni differenciális rotáció mérését ezúttal is az átlagolt keresztkorrelációk módszerével („ACCORD”) végeztük el. Mivel három Doppler-kép készült 4-4 térképezővonalra, így a korrelációs módszer alkalmazására két megközelítés lehetséges. Elsőként a különböző térképezővonalakra kapott Doppler-rekonstrukciók súlyozatlan átlagából indulunk ki. Adott tehát a 2.51 ábrán látható három átlagkép, amelyekből három korrelációs pár képezhető: N-S, S-U, és N-U. Az így kapott három keresztkorrelációs térképet normalizálás után átlagoltuk, majd megkerestük a korrelációs mintázatra legjobban illeszkedő



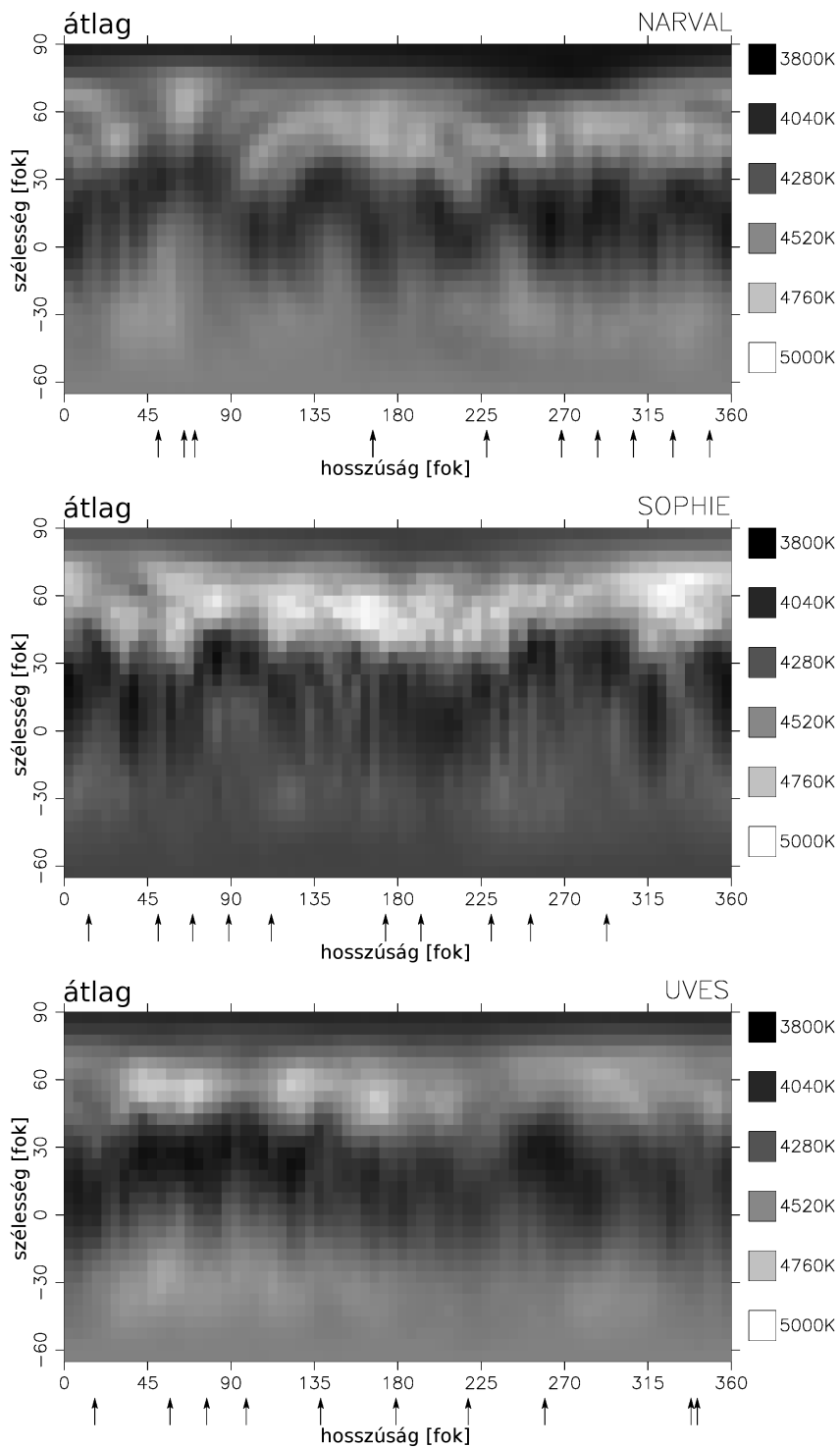
2.50. ábra. A ζ And Doppler-képei a 2008-as NARVAL (bal oldali oszlop), SOPHIE (középső oszlop), és UVES spektrumok (jobb oldali oszlop) alapján. Fentről lefelé haladva az egyes sorokban egymás mellett a Fe I-6411 Å, a Fe I-6421 Å, a Fe I-6430 Å, valamint a Ca I-6439 Å vonalára kapott felszíni hőmérséklet-rekonstrukciók láthatók. A képek alatt a nyilak az észlelések fázisait mutatják.

rotációs függvényt. Az eredményt a 2.52 ábrán mutatjuk be, amely alapján a ζ And differenciális rotációja az irányát tekintve a Napéhoz hasonló. A differenciális rotáció leíró összefüggést a szokásos

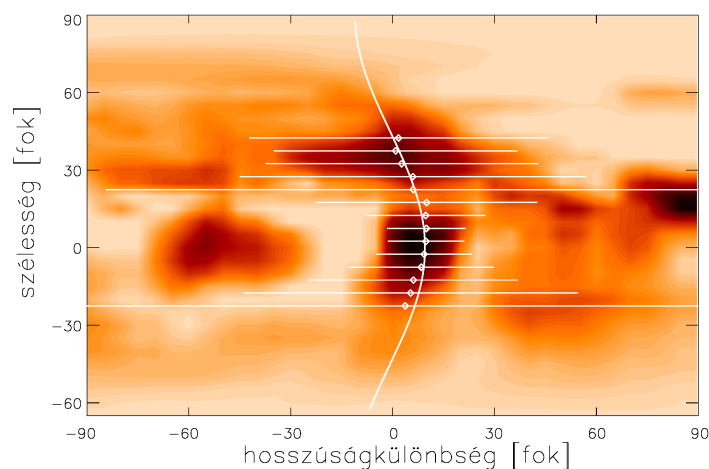
$$\Omega(\beta) = \Omega_{\text{eq}}(1 - \alpha \sin^2 \beta) \quad (2.11)$$

alakban írva az alábbi paramétereket kaptuk: $\Omega_{\text{eq}} = 20,78 \pm 0,04$ és $\alpha = 0,053 \pm 0,006$, vagyis az egyenlítő $T_L \approx 327$ nap alatt „körözi le” a pólust.

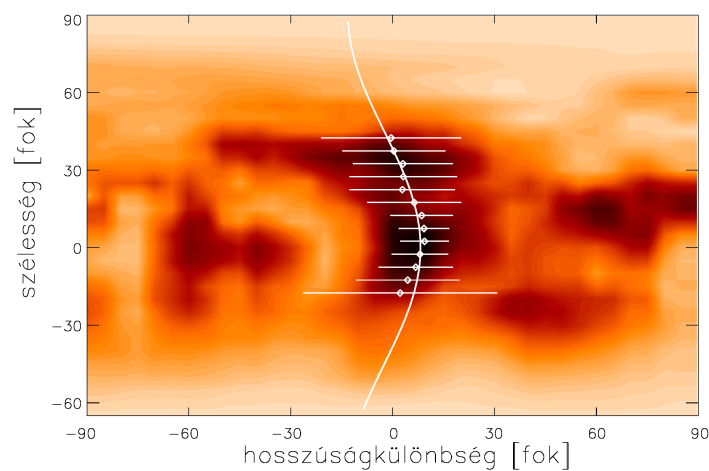
Mivel az ACCORD módszere annál megbízhatóbb, minél több keresztkorrelációs térkép áll rendelkezésre az átlagoláshoz, ezért a második megközelítésben az átlag Doppler-képek helyett az azonos térképezővonalakra kapott Doppler-képeket külön-külön egymással keresztkorreláltattuk, és az így nyert, összesen 4×3 darab keresztkorrelációs térképet normáltuk, majd átlagoltuk. Az eredményül kapott átlagolt keresztkorrelációs térképet



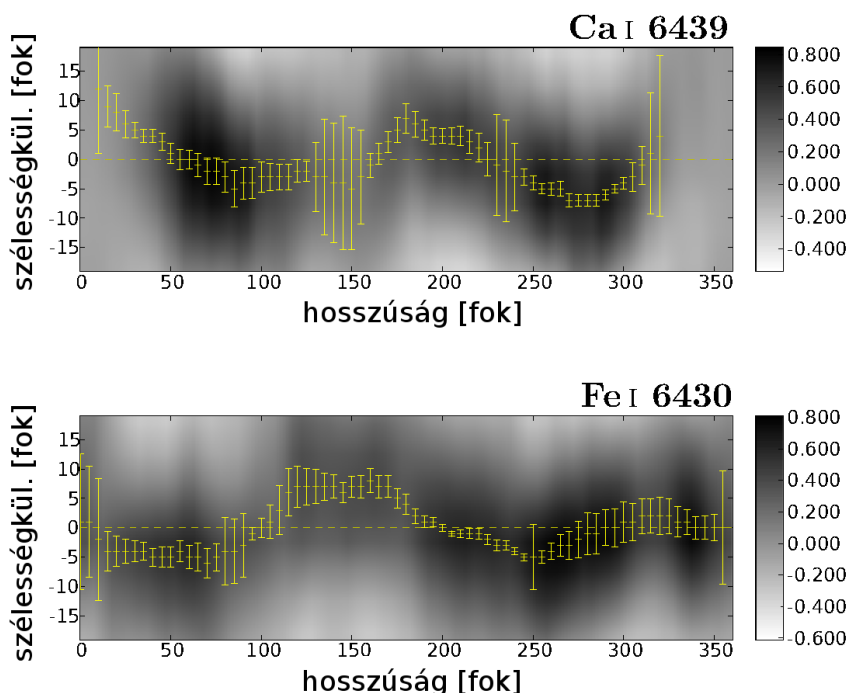
2.51. ábra. A ζ And 2008-as átlagolt Doppler-képei. Időrendben haladva a felső panelen a NARVAL, a középsőn a SOPHIE, az alsón pedig az UVES spektrumok alapján kapott Doppler-képek (2.50 ábra) súlyozatlan átlagai láthatók. Forrás: www.aanda.org



2.52. ábra. A ζ And 2.51 ábrán bemutatott átlagképeiből készített átlagolt keresztkorrelációs térkép. A sötétebb tartományok erős, a világosak gyengébb korrelációt jelentenek. 5° -onként minden szélességi csíkon a korrelációs függvény maximumát és annak lokalizálhatóságát Gauss-függvény-illesztéssel jellemeztük. A Gauss-maximumokat apró körök, a hozzájuk tartozó félérték-szélességeket („hibákat”) vízszintes vonalak jelzik. A maximumokra illesztett \sin^2 -es rotációs függvény (folytonos vonal) alapján a ζ And felszíni nyírásképe a Nap differenciális rotációjára emlékeztet, azaz a szögsebesség az egyenlítőn a legnagyobb. A nyírási paraméter értéke $\alpha = 0,053 \pm 0,006$. Forrás: www.aanda.org



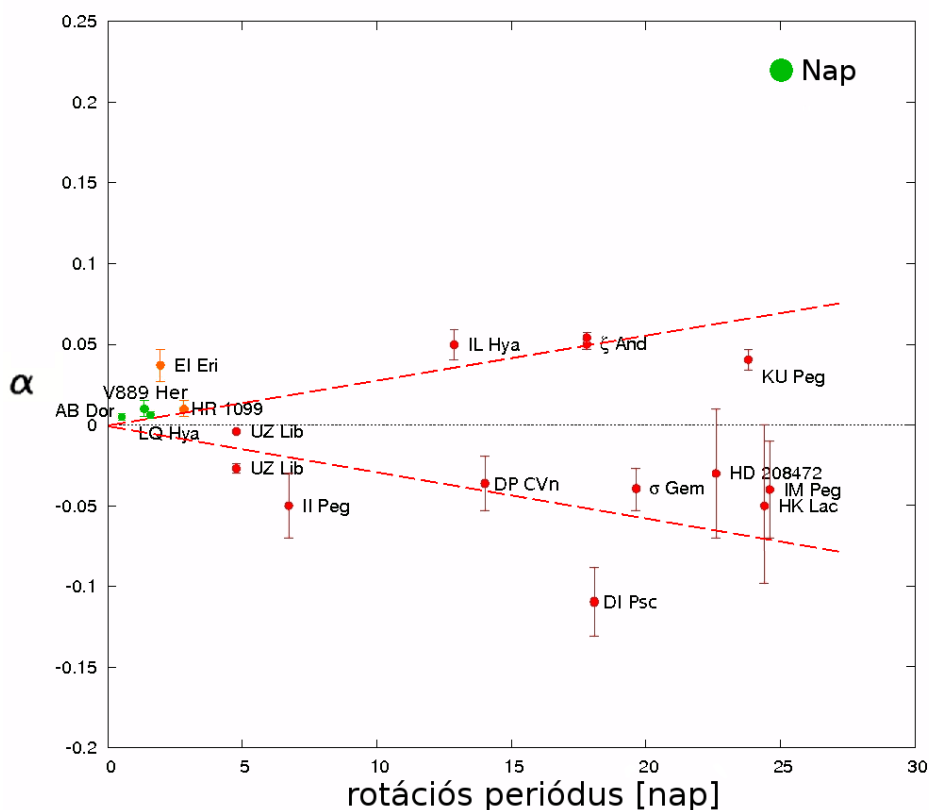
2.53. ábra. A ζ And 2.50 ábrán bemutatott Doppler-képeiből térképezővonalanként külön-külön készített keresztkorrelációkból összeátlagolt térkép. A jelölések leírása megegyezik a 2.52 ábra esetében leírtakkal. A legjobb illesztést adó, folytonos vonallal jelölt rotációs függvény szerint a felszíni nyírás együttható értéke $\alpha = 0,055 \pm 0,006$. Forrás: www.aanda.org



2.54. ábra. A ζ And 1996/97-es idősoros Doppler-képei alapján elkészített szélességi irányú keresztkorrelációs térkép. Minél sötétebb az árnyalat, annál erősebb a korreláció. A két térképezővonalra egymástól függetlenül előállított korrelációs mintázatok illesztéséből arra lehet következtetni, hogy a ζ And felszínén nincs számottevő globális meridionális irányú mozgás. Forrás: www.aanda.org

a mintázatra illesztett legvalószínűbb rotációs függvénnyel a 2.53 ábrán mutatjuk be. Az illesztett rotációs függvény csak kismértékben különbözik a 2.52 ábrán bemutatott függvénytől: $\Omega_{\text{eq}} = 20,69 \pm 0,04$ és $\alpha = 0,055 \pm 0,006$, és ennek megfelelően $T_L \approx 316$ nap. Megjegyezzük, hogy a korrelációs mintázat illesztett „gerincének” maximumra normált relatív magassága a második megközelítésben átlagosan kb. 40%-kal nőtt, azaz a differenciális rotáció jele szignifikánsabb lett.

A ζ And 2008-as, részben átfedő adatsoraiból származtatott differenciális rotáció iránya és nagysága lényegében megegyezik a bő egy évtizeddel korábbi, 54 spektrumból álló 1996/97-es adatsorra elvégzett idősoros Doppler-leképezés eredményével ($\alpha = 0,049$, Kővári és mtsai. 2007a), ami független megerősítésnek tekinthető. Sőt az 1996/97-es, 3,76 rotációt átfogó adatsor hossza azt is lehetővé tette, hogy – a 2.3.3.6 pont alatt a σ Gem kapcsán bemutatott harmadik módszerrel megegyezően – a szélességi irányú keresztkorrelációs módszerrel a felszín rotációra merőleges irányú globális áramait is megvizsgáljuk. Az eredmények alapján (ld. a 2.54 ábrát, Kővári és mtsai. 2007a) – ellentétben a σ Gem pólusirányú meridionális áramával – a ζ And felszínén nincs számottevő mértékű meridionális áramlás. A σ Gem esetén tapasztalt antiszoláris differenciális rotáció összhangban



2.55. ábra. A differenciális rotáció függése a rotációtól Kóvári és Oláh (2014) alapján. A törpecsillagokat zöld, a szubóriásokat sárga, az óriásokat piros színnel jelöltük. A differenciális rotáció meghatározása minden csillag esetében Doppler-leképezés segítségével történt (a Napnak megfelelő pontot az illesztéskor nem vettük figyelembe). A szaggatott piros vonallal jelölt trend alapján gyors rotációhoz általában kisebb α nyírási paraméter tartozik, függetlenül attól, hogy a differenciális rotáció a Napéhoz hasonló előjelű, vagy azzal ellentétes.

állt az elméleti alapon megjósolt, majd a csillag felszínén detektált pólusirányú meridi-onális áramlással (Kóvári és mtsai., 2015). Okkal feltételezhető, hogy a ζ And esetében a jelentősebb árapályerők miatt tapasztalt geometriai torzultság nagymértékben közre-játszik abban, hogy a differenciális rotáció iránya éppen fordított, mint az egyébként hasonló rotációs periódusú RSCVn-kettős σ Gem esetében láttuk (vö. Kitchatinov és Rüdiger, 2004).

Noha a rendelkezésre álló statisztikai minta még túl kicsi ahhoz, hogy a foltos csillagok felszínén működő differenciális rotációról átfogó képet alkossunk, már most felfigyelhetünk egy hasonló összefüggésre, mint amelyet a 2.2.2 részben a G-K törpékkel kapcsolatban már megismertünk (emlékeztetőül: a felszíni nyírás és az egyenlítőn mért rotációs periódus közötti kapcsolat az $\alpha \simeq P_{\text{eq}}/100$ nap elméleti összefüggéssel volt becsülhető). A 2.55 ábrán azokat az aktív csillagokat (törpéket, szubóriásokat és óriásokat) gyűjtöttük össze,

amelyekről sikerült a felszíni differenciális rotációt a Doppler-leképezés alapján megbecsülni. Az ábra szerint a lassú forgáshoz általában nagyobb felszíni nyírás tartozik. Amennyiben a P_{rot} rotációs periódus és az α nyírási paraméter abszolút értéke közötti kapcsolatot az ábrán piros szaggatott vonallal jelölt legjobban illeszkedő lineáris függvénnyel közelítjük, akkor (P_{rot} értékét napban mérve) $\alpha \approx P_{\text{rot}}/360$ nap empirikus reláció adódik. A dolgozatban tárgyalt két óriáscsillag (σ Gem, ζ And) mellett a két törpecsillag (LQ Hya, V889 Her) is egészen jól illeszkedik a lineáris függvényhez. Ugyanakkor a Nap felszíni nyírásának mértéke az ábra szerint jelentősen meghaladja a hasonló rotációs periódusú csillagokon tapasztalt értékeket. Érdeemes azonban végiggondolni, hogy az ábrán piros szaggatott vonallal jellemzett összefüggésben a Nap és a hozzá hasonló lassan forgó törpecsillagok eleve nem szerepelhetnek, aminek két oka van. Az egyik, hogy a Napot távoli csillagként nem tekintenénk klasszikus értelemben foltos csillagnak, hiszen a foltok a látható fény hullámhosszán általában csak igen csekély mértékben okoznak fényváltozást. A másik ok, hogy a lassú (≈ 25 nap) forgás a törpecsillagok esetében túl alacsony $v \sin i$ értéket jelent, ezért az ilyen objektumok Doppler-leképezésre nem alkalmasak. Ilyen értelemben tehát a 2.55 ábra alapján megfogalmazható tapasztalati összefüggés csupán a „klasszikus” foltos változókra lehet érvényes.

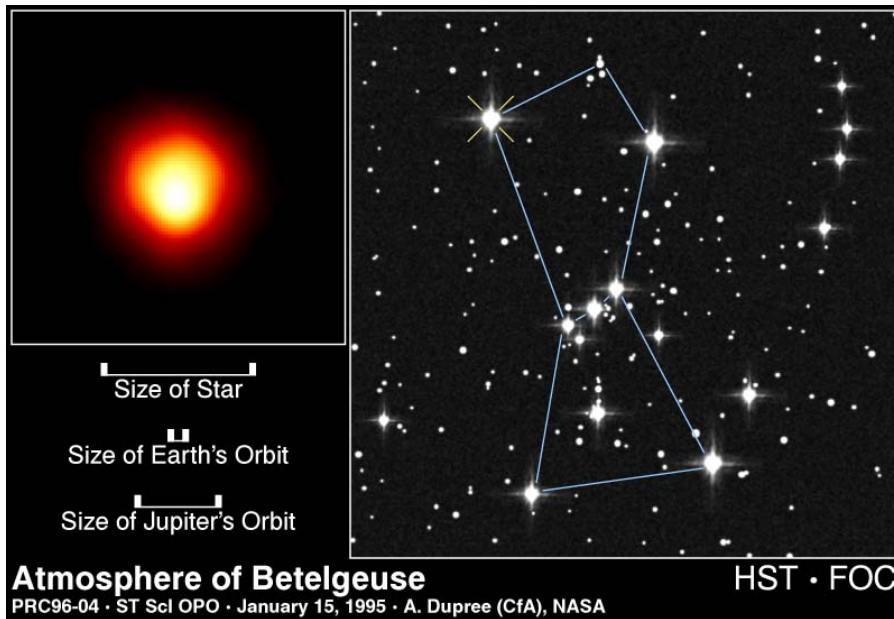
3. fejezet

A csillagok igazi arca

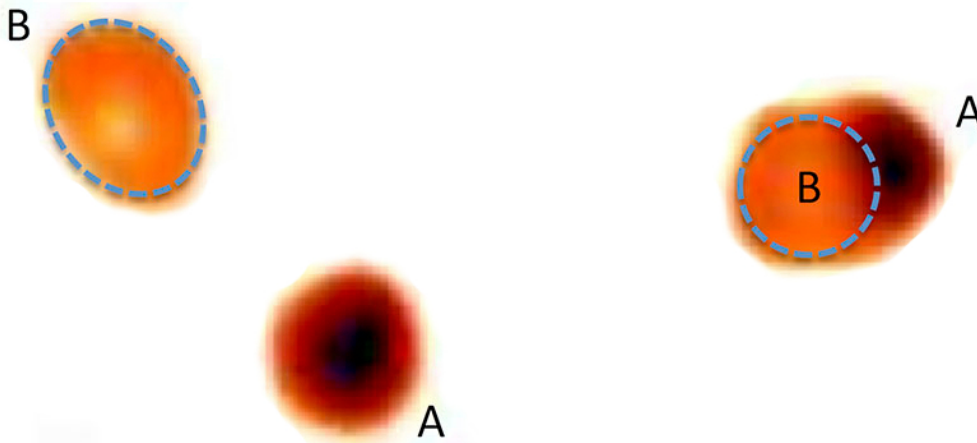
3.1. Csillagkorongok felbontása direkt képalkotással

A nagy távolságuk miatt a csillagokat általában úgy tekintjük, mint pontszerű források, amelyek távcsöveinkkel gyakorlatilag felbonthatatlanok. Ez így is volt egészen 1995 márciusáig, amikor a 2,4 m tükörátmérőjű Hubble-űrtávcső segítségével először készült direkt kép egy csillag, a vörös szuperóriás Betelgeuze (α Ori) külső légköréről, ultraibolya hullámhosszon. A földfelszínről ez nem volna lehetséges a légköri ultraibolya elnyelés és a felbontást $\gtrsim 0,5$ ívmásodpercre korlátozó „seeing” miatt. A 3.1 ábrán a kb. 50 ezred ívmásodperc szögátmérőjű, felbontott korong alsó részén, a centrumtól kb. 16,5 ezred ívmásodpercre látható kifényesedés egy vélhetően pulzációs eredetű folt a rotációs pólus környezetében (Uitenbroek és mtsai., 1998). A következő objektum a sorban a Mira (*o* Ceti) volt, amelynek a Betelgeuze látszó szögátmérőjével szinte megegyező méretű korongját ismét a Hubble-űrtávcsővel sikerült felbontani (Karovska és mtsai., 1997). Ám a „legnagyobb csillag az égen” cím jogos viselője az R Dor (HD 29712), ugyanis az ESO 3,6 méteres New Technology Telescope nevű távcsövével 1999-ben infravörös hullámhosszon készített interferometrikus képén (Bedding és mtsai., 1997) a csillag korongjának 57 ezred ívmásodperces mérete alapján az R Dor a Nap után valóban az eddig ismert legnagyobb látszó átmérőjű csillag. A helyzet azonban nem ennyire egyértelmű, ha arra gondolunk, hogy a látszó méret függhet attól is, hogy milyen hullámhosszon vizsgáljuk a csillagot: a vörös óriáságon jellemző jelentős tömegvesztés a csillag infravörös légkörének számottevő növekedésével jár, míg optikai tartományban ez kevésbé látszik. Sőt a pulzáló vörös óriások esetében az aktuális fázistól függően akár $\pm 10\%$ -os méretbeli eltérés is lehetséges a jellemzően 10^2 napos pulzációs időskálán.

Persze nem a nagyobb, hanem a kisebb látszó méretek jelentik az igazi kihívást. A „felbontási versenyben” fontos mérőföldkőnek számított a Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) interferométer Michigan Infrared Combiner (MIRC, Monnier és mtsai. 2006) műszerének hadrendbe állítása. A direkt képalkotásra tervezett eszközgyűjtés kezdetben 4, majd 6 távcső által egyidejűleg begyűjtött fénynyalábokat interferáltatva optikai-infravörös hullámhosszon az ezred ívmásodperc törtrészének megfelelő felbontásra képes, amivel jelenleg a legjobb felbontóképességű eszköz a világon. A CHARA/MIRC segítségével 2007-ben először sikerült felbontani egy fősorozati csillag, az



3.1. ábra. A Betelgeuze légköre ultraibolya fényben a Hubble-űrtávcső direkt felvételén. A bal oldali felső ábrán a felbontott korong látható, alján egy fényes folttal a rotációs póluson. A korong alatt méreetskálákon hasonlíthatjuk össze a csillag átmérőjét a Nap–Föld és a Nap–Jupiter távolsággal. A kép jobb oldalán láthatjuk a Betelgeuze pozícióját az Orion csillagképben. Forrás: HST/NASA



3.2. ábra. Az Algol (β Per) fedési kettősrendszer CHARA/MIRC interferométerrel készített képe fedés nélküli fázisban (balra) és a fedés fázisában (jobbra). A bal oldali képen a tömegközéppontok szeparációja kb. 4,25 ezred ívmásodperc, a névleges felbontási határ pedig 0,1 ezred ívmásodperc. A 68,75 órás keringési periódusú kettősrendszer forróbb komponense (Algol A) egy B8 spektráltípusú fősorozati csillag, míg az Algol B egy K2-es szubóriás. Forrás: sites.lsa.umich.edu/monnier/

Altair (α Aql) 3,2 ezred ívmásodperces átmérőjű korongját (Monnier és mtsai., 2007, ld. az 1.14 ábrát). A műszeregyüttessel ezt követően még további néhány izgalmas eredmény született, így a CHARA/MIRC korábban elképzelhetetlen felbontásban mutatta meg többek között az ϵ Aur-t (Kloppenborg és mtsai., 2010) és az Algolt (Baron és mtsai. 2012, ld. a 3.2 ábrát). Azonban az első direkt kép egy foltos csillag felszínéről (Roettenbacher és mtsai., 2016, 2016) nem csupán izgalmas, de tanulságos is. A célobjektum pedig éppen a Doppler-leképezéssel korábban többször vizsgált ζ And (ld. a 2.4 részt).

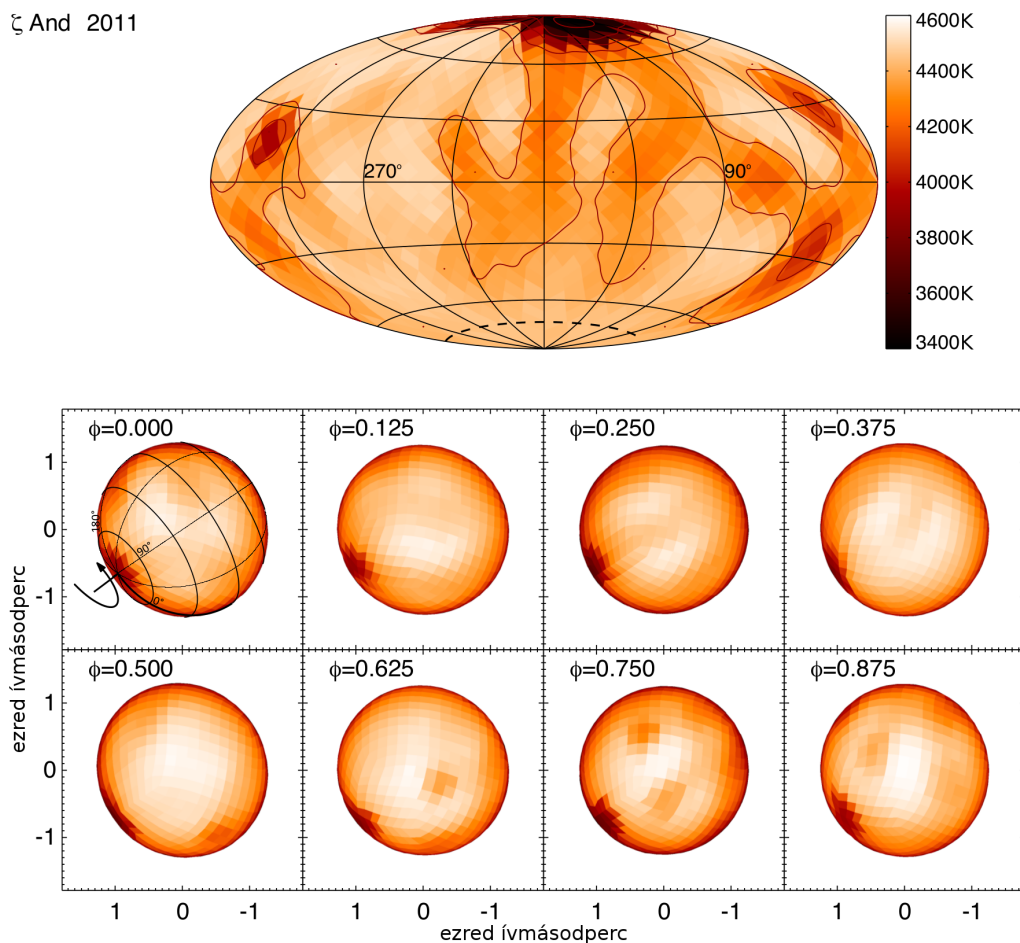
3.1.1. Az első direkt kép egy foltos csillagról – a ζ And felszíne

A ζ And megfigyelésére a CHARA/MIRC interferométerrel (egyszerre mind a 6 távcsővel) két időszakban került sor: a 2011. július 9.–22. közötti intervallumban 11 alkalommal, míg 2013. szeptember 12.–30. között összesen 14 alkalommal. Az információk feldolgozása, maga a képalkotás egy újszerű megközelítéssel történt, amely a Doppler-leképezés alap gondolatát követi. Eszerint a képalkotáshoz fejlesztett kód, a SURFING (SURFace ImagING, Monnier, személyes közlés) az éjszakáról éjszakára készített „pillanatfelvételek” helyett a teljes adatmennyiség felhasználásával (ún. apertúraszintézissel) – a két időszakra külön-külön, egymástól függetlenül – olyan konzisztens modellt állít fel, amely kielégítő módon ad számot a látszó felszín felteloszlásának rotáció miatt történő időbeli változásáról. Az eljárásról fontos megemlíteni, hogy modellfüggetlen, azaz nincs szükség a felszíni struktúrával kapcsolatos *a priori* feltevésekre. Az eredményül kapott képeket – amelyeket a *Nature* c. folyóiratban közzé tettünk (ld. Roettenbacher és mtsai., 2016, 2016) – a 3.3 és 3.4 ábrákon láthatjuk.

A ζ And foltjainak közvetlen megfigyelése mindjárt két lényeges megállapításhoz vezetett: az egyik a póluson látható folttal kapcsolatos, a másik pedig azzal, hogy a felteloszlás mindkét vizsgált időszakban jelentős aszimmetriát mutat az egyenlítői síkra.

3.1.1.1. A poláris folt

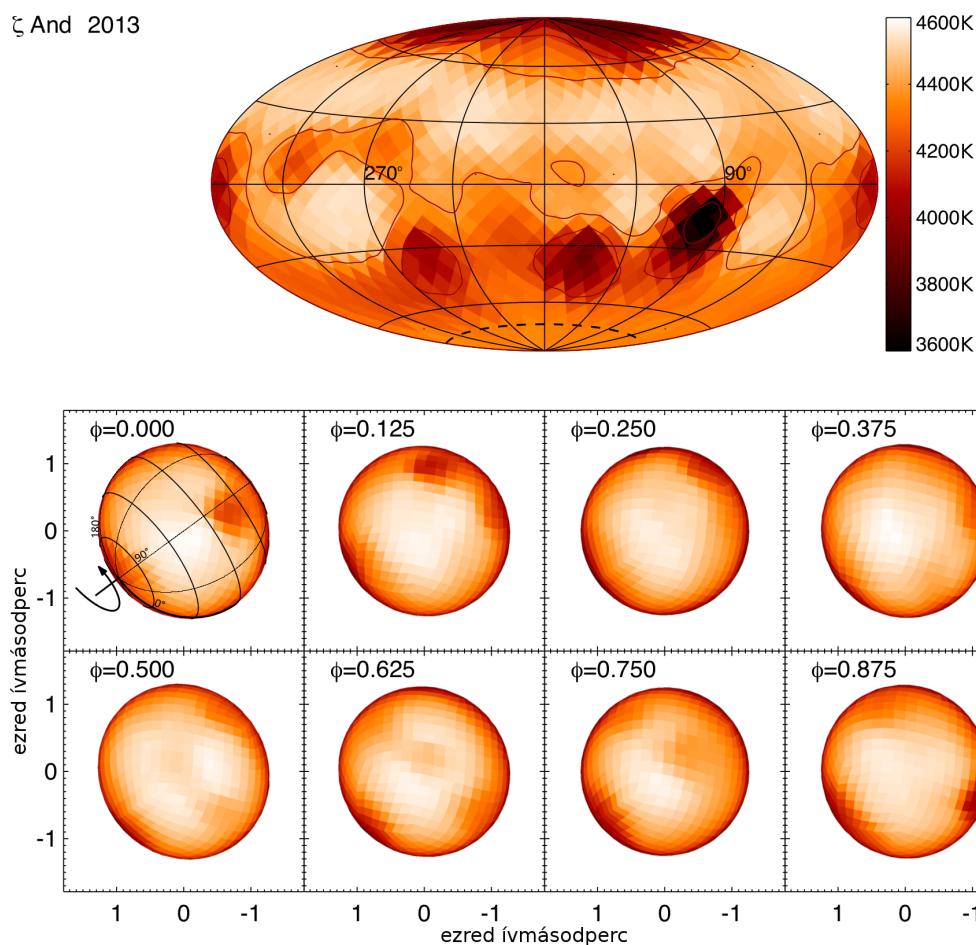
Mivel egy póluson körszimmetrikusan elhelyezkedő folt a spektrumvonalakon nem okoz rotációs modulációt, a különböző Doppler-képek által mutatott poláris foltok valóságában kezdetben sokat vitatott kérdés volt. A szkeptikus hangokat erősítette, hogy a jelenség alapvetően különbözik attól, amit a Napon látunk. Többen úgy gondolták, hogy a poláris folt valójában a Doppler-leképezés tökéletlenségéből (rossz atomi paraméterek használatából, nem megfelelő kontínuumillesztésből stb.) eredő hibás interpretáció. Ezt azonban később tesztekkel sikerült cáfolni (Strassmeier, 1996; Unruh és Collier Cameron, 1997; Rice, 2002). A dolgozat előző fejezetében Doppler-leképezés alapján a rotációs pólust fedő foltot detektáltunk a nullkorú fősorozati törpecsillag, a V889 Her felszínén (ld. a 2.2 részben), valamint az elfejlődött vörös óriás, a ζ And esetében (ld. a 2.4.3.4 részben). Sőt az eddig (kb. 100 csillagról) rendelkezése álló Doppler-képek alapján a foltos csillagok közel felénél találunk poláris foltot (Strassmeier, 2009). Amennyiben tehát a poláris foltok léte mégsem valamilyen hamis detektálás eredménye, akkor olyan általános jelenséggel van dolgunk, amellyel számolni kell a fluxuscsovek dinamikáját leíró modellekben éppúgy, mint a csillagdinamók elméletében (pl. Granzer és mtsai., 2000; Işık

ζ And 2011

3.3. ábra. Az első direkt kép egy foltos csillagról. A ζ And képe a CHARA/MIRC interferométerrel 2011-ből. A felső panel a teljes felszínt mutatja Aitoff-vetületben, jobbra a hőmérsékletskálával. Az alsó panel kereteiben a csillagkorongot láthatjuk a tengelyforgás különböző fázisaiban. Forrás: www.nature.com

és mtsai., 2011; Yadav és mtsai., 2015). Mindezek alapján a csillagfoltok kutatásának történetében példa nélküli eredmény, hogy a ζ And felszínének direkt megfigyelésével sikerült *független* módszerrel megerősíteni, hogy a ζ And pólusát – valószínűleg hosszabb időszakon keresztül, folyamatosan – hideg folt fedi (vö. Kővári és mtsai., 2005, 2006, 2007a; Korhonen és mtsai., 2010; Kővári és mtsai., 2012b).

Azonban a jelenség bizonyító erejű megfigyelésétől annak értelmezéséig még hosszabb út vezet. Ugyanis egyes modellek (Schrijver és Title, 2001; Holzwarth és mtsai., 2006) a poláris foltok kialakulását a pólusirányú meridionális áramlás által szállított felszíni fluxus akkumulálódásával magyarázzák. Másrészt, ha gyorsabb a rotáció, kisebb a meridionális áramlás sebessége (vö. Küker és Stix, 2001), ami viszont némileg ellentmond annak, hogy a poláris foltok többnyire gyorsan forgó csillagokon figyelhetők meg. De az



3.4. ábra. Az első direkt kép egy foltos csillagról. A ζ And képe a CHARA/MIRC interferométerrel 2013-ból. A felső panel a teljes felszínt mutatja Aitoff-vetületben, jobbra a hőmérsékletskálával. Az alsó panel kereteiben a csillagkorongot láthatjuk a tengelyforgás különböző fázisaiban. Forrás: www.nature.com

a kérdés is megválaszolásra vár, hogy van-e összefüggés a Napon nemrégiben felfedezett erős poláris mágneses terek (Petrie, 2015) létrejötté és a csillagokon megfigyelt poláris foltok kialakulása között.

3.1.1.2. A folteloszlás hemiszférikus aszimmetriája

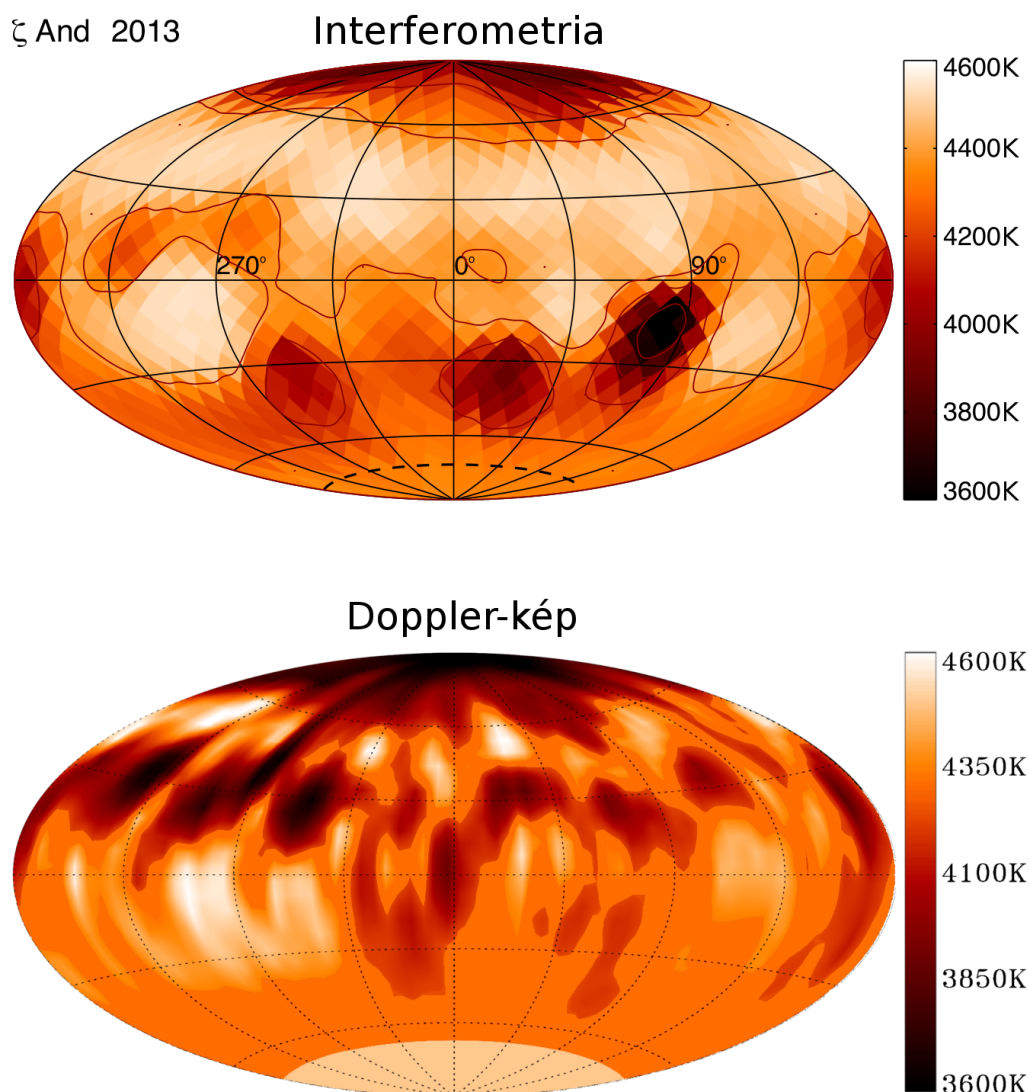
A 3.3 és a 3.4 ábrák tanúsága szerint a ζ And felszínén a póluson kívüli foltok leginkább alacsony-közepes szélességeken vannak jelen, ami nem mond ellent a korábbi Doppler-leképezésekből kapott eredményeknek. Ugyanakkor ismert tény, hogy a Doppler-leképezés a látható pólus féltekéjén nyújt pontosabb szélességi információt, a takart pólus féltekéjén a foltok szélességi pozíciója kevésbé megbízható, különösen akkor, ha a fázis nincs kellően lefedve spektroszkópiai mérésekkel. Ezzel szemben az interferometrián alapuló direkt

képalkotás nem érzékeny arra, hogy a foltok melyik féltekén vannak, a módszer viszonylag pontosan adja vissza a foltok pozícióját. A ζ And felszínén 2011-ben inkább a látszó pólus féltekéje volt jobban folttal fedett, míg 2013-ban – a pólust leszámítva – a foltok lényegében a látszó pólussal szembeni féltekén voltak jelen. Hasonló aszimmetriát a Napon általában nem tapasztalunk: a foltok (statisztikailag) az egyenlítőre szimmetrikusan jelennek meg a Hale-törvénynek megfelelő mágneses polaritással. Azonban a múltban, a Maunder-minimum idején (és valószínűleg korábban többször, vö. „de Vries-ciklus”, Wagner és mtsai. 2001) a lecsökkent foltaktivitás mellett azt is megfigyelték, hogy a napfoltok csak a Nap déli féltekéjén voltak jelen (Sokoloff és Nesme-Ribes, 1994), az északi féltekén a mágneses aktivitás egy időre kioltódott. A jelenség $\alpha\Omega$ átlagterelmélet keretein belüli magyarázata (Bushby, 2003) szerint a mágneses tér szokásos dipól (egyenlítői síkra szimmetrikus) jellege a kvadrupól módus gerjesztődése miatt megváltozik, a módusok kölcsönhatása révén a globális mágneses tér nagymértékben aszimmetrikussá válik. Lehetséges tehát, hogy a ζ And 2011-es és 2013-as felszíni folteloszlásában mutatkozó hemiszférikus különbséget éppen ilyen, ún. „kevert paritású módus” (Sokoloff és Nesme-Ribes, 1994) magyarázza.

3.1.1.3. A direkt képalkotás és az indirekt képrekonstrukció eredményeinek összehasonlítása

2013-ban a CHARA/MIRC megfigyelésekkel párhuzamosan a ζ And-ról nagy felbontású spektroszkópiai megfigyeléseket is gyűjtöttünk a Katholieke Universiteit Leuven által üzemeltetett Kanári-szigeteki 1,2 méter tükörátmérőjű Mercator-távcsővel és a hozzá kapcsolt HERMES échelle-spektrográffal ($R = 85\,000$). A spektroszkópiai megfigyelések 18 napos időtartama alatt összesen 11 éjszakán sikerült adatokat rögzíteni, amelyek már megfelelő fázislefedettséget biztosítottak egy Doppler-rekonstrukció elkészítéséhez. A Doppler-kép elkészítésével az volt az alapvető célunk, hogy független megfigyeléssel segítsük az interferometrikus adatok helyes értelmezését. Itt jegyezzük meg, hogy ez volt az első (és a dolgozat benyújtása pillanatáig egyetlen) alkalom, amikor egy foltos csillagról egy direkt és egy indirekt módszerrel egyidejűleg, egymástól függetlenül sikerült elkészíteni a felszín hőmérsékletképet.

A 3.5 ábrán az interferometrikus kép és a vele egyidőben készített Doppler-rekonstrukció eredménye látható. A képek alapján felismerhető néhány jó egyezés, néhol hasonló alakzatokat látunk kisebb hangsúlybeli eltérésekkel, de emellett vannak nyilvánvaló különbségek is. A legszembeütőbb egyezés a poláris folt, amely mindkét képen dominás és méretüket, struktúrájukat tekintve is hasonlóak. Az interferometrikus képen azonban főleg az alsó féltekén látunk foltokat, ellentétben a Doppler-térképpel, ami nem annyira meglepő, hiszen a Doppler-rekonstrukció általában megbízhatóbban működik a látható pólus féltekéjén. A Doppler-kép alsó féltekéjén kb. a 70° -os hosszúsági kör környékén látható egy gyengébb folt, amely az interferometrikus képen a leginkább domináns. De viszonylag jó egyezést találunk az egyenlítő felett kb. 15° – 30° közötti szélességen és kb. 230° – 300° hosszúságok között megfigyelhető foltok esetében. A Doppler-képen ez a leginkább dominás (leghidegebb) foltcsoport. További viszonylag jó egyezést tapasztalunk a 180° hosszúsági körön az egyenlítőhöz közeli folt esetében. Ha az interferometrikus képen a foltoktól mentes, egyenlítő alatti területeket tekintjük, a Doppler-képen viszony-



3.5. ábra. A ζ And felszíni hőmérséklet-eloszlásáról készült direkt interferometrikus kép (felül) és indirekt Doppler-rekonstrukció (alul). A képek alapjául szolgáló interferometriai és spektroszkópiai megfigyelések gyakorlatilag egyidőben zajlottak, így a képek közvetlenül összehasonlíthatók. A két képen hasonlóságok mellett nyilvánvaló eltérések is felfedezhetők. További diszkusszió a szövegben.

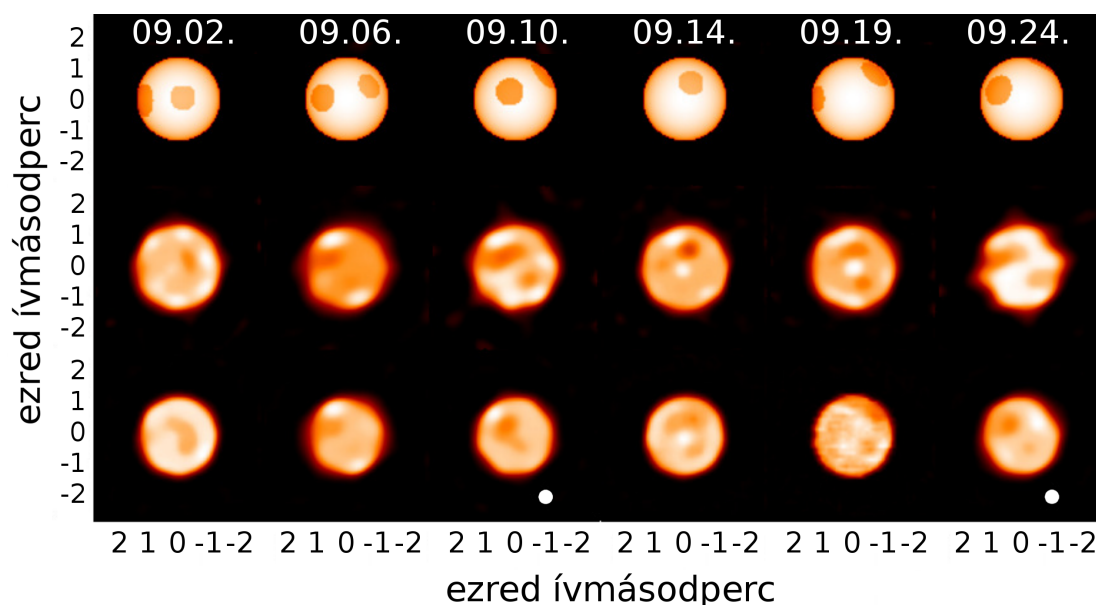
lag könnyen azonosíthatjuk a megfelelő területeket – különösen a kb. 235° – 270° és a 100° – 135° hosszúsági körök közötti tartományokat. Ezzel szemben az interferometrikus képen az egyenlítő alatt kb. -25° és -60° szélességi koordináták közötti hangsúlyos foltok, amelyek kb. a 270° -tól a 45° -ig terjedő hosszúsági tartományban találhatóak, a Doppler-leképezésen az alsó féltéken csak kisebb területen és kisebb kontraszttal láthatók kb. 315° – 0° hosszúságok között, ugyanakkor a felső féltéken megjelennek az egyenlítőre

tükrözött „szellemképek” a 270° – 315° és 0° – 90° hosszúságok között. Mindezekkel együtt kijelenthető, hogy a direkt kép és az indirekt képalkotás eredménye egymással viszonylag jó összhangban van. A nyilvánvaló eltérések oka azonban csak részben a Doppler-leképezés tökéletlensége (nagyobb pontatlanság az alsó féltéken, szellemképek). További magyarázat lehet, hogy a két eltérő módszer „felbontása” jelentősen eltér. A direkt képalkotás felbontási küszöbe esetünkben a látszó korong átmérőjére vetítve jellemzően 6-10 képelem, míg a Doppler-képalkotás *elvi* felbontása ennek többszöröse. Vagyis a két eredmény csak részben hasonlítható össze, ami arra azért elegendő, hogy a két – egymástól merőben eltérő, *független* – módszer létjogosultságát igazolja.

3.2. Mint égen a foltos csillag

Az utóbbi évek eredményeként kijelenthetjük, hogy az optikai-infravörös interferometria bekerült az aktív csillagok kutatásának eszköztárába. S noha jelenleg még a ζ And az egyetlen foltos csillag, amelynek az igazi arcát láthatjuk, a nem túl távoli jövőben biztosan számíthatunk még további néhány hasonlóan izgalmas eredményre (a potenciális célpontok egyike a σ Gem). A Doppler-képalkotással szemben az interferometria kétségtelen előnye, hogy kevésbé támaszkodik *a priori* feltevésekre (pl. nincs szükség a lokális vonalprofil kiszámítására adott légkörmodellből), másrészt nem lép fel a Doppler-leképezésnél jelentkező degeneráció, amikor az inklináció 0° -hoz, vagy 90° -hoz közeli. Sőt az interferometria olyan lassan forgó objektumokra is alkalmazható, amelyek nem teljesítik a Doppler-leképezés feltételeként szabott minimális rotációs vonalszélesedés kritériumát. Ilyen objektum a λ And (HD 222107), amelynek kromoszférikus aktivitása régóta ismert (Eker és mtsai., 2008), de lassú forgása ($v \sin i = 6,5$ km/s) miatt alkalmatlan a Doppler-leképezésre. A csillag felszínéről a közelmúltban készült interferometrikus *rekonstrukció* (Parks és mtsai., 2015), amelyet a 3.6 ábrán mutatunk be. Meg kell azonban jegyezni, hogy a λ And esetében egy *modell-alapú* megközelítésben feltételezték, hogy a felszíni foltok kör alakúak – e tekintetben tehát a ζ And 3.3 és 3.4 ábrákon bemutatott *modellfüggetlen* interferometrikus képe inkább tekinthető direkt képalkotás eredményének, mint rekonstrukciónak.

Ám az interferometriával vizsgálható lehetséges – elegendően nagy ($>1,1$ ezred ívmásodperc) látszó átmérőjű – célobjektumok száma korlátos, így a direkt képalkotás valószínűleg még jó ideig nem lesz képes arra, hogy jelentős számú csillag felszínéről szolgáltatson információt. Ugyanakkor olyan objektumok esetében, ahol a Doppler-leképezésben valamilyen ismert degeneráció lép fel, a jövőben segítségül hívhatjuk az interferometriát – még akkor is, ha az önmagában nem lenne képes a felszínt elegendő részletgazdagsággal felbontani. Az interferometriával elért friss eredmények mellett tehát továbbra is a Doppler-leképezés marad a csillagfoltok vizsgálatának legfontosabb eszköze.



3.6. ábra. A λ And képe a CHARA/MIRC interferométerrel 2011 szeptemberéből. A felső sorban a foltos csillagkorong legjobb illeszkedő modellje látható hat egymást követő időpontban, a középső sorban a rekonstruált képek, alul pedig a legjobb modellekből szimulált rekonstrukciók láthatók. Legalul a fehér korong mérete a 0,4 ezred ívmásodperces felbontási határnak felel meg. Forrás: arxiv.org

3.3. Az indirekt technika új generációs eszközei

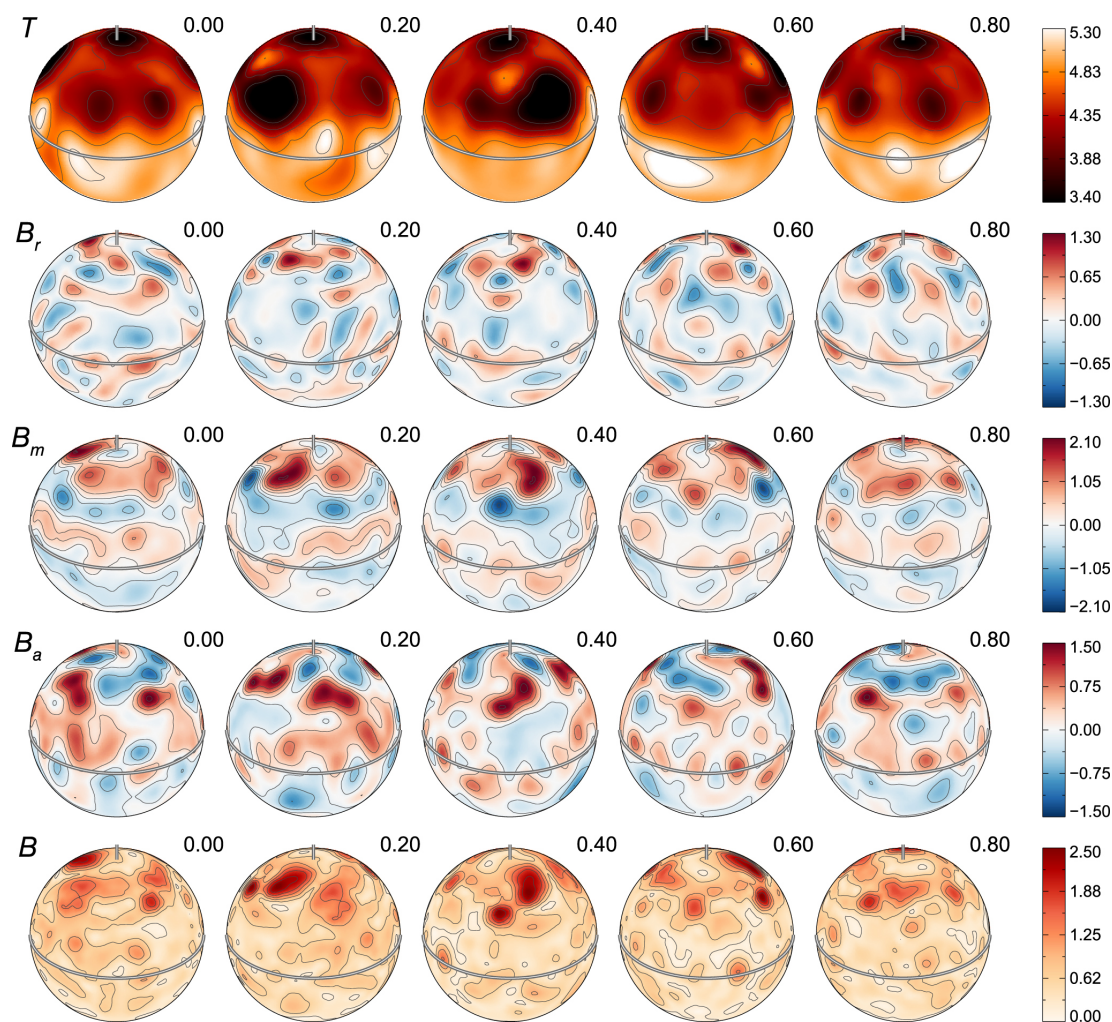
A dolgozat előző fejezetében példák során tekintettük át a csillagok belsejében működő mágneses dinamo közvetett módon történő megfigyelésének lehetőségeit a felszín Doppler-rekonstrukciója alapján. Példáinkban – és általános célként is – arra kerestünk választ, hogy a lehetséges dinamóméchanizmusok közül melyik és milyen feltételek mellett működhet az adott csillagban. Napjainkra a Doppler-képkalkotó technika segítségével nagyságrendileg $\approx 10^2$ aktív csillag felszínét sikerült rekonstruálni (kb. fele-fele arányban magányos és kettősrendszerbeli csillagokét), azonban mindennek csupán kis hányada idősoros vizsgálat.

A statisztikai minta még kicsi ahhoz, hogy a csillagdinamók működésével kapcsolatban általános megállapításokat lehessen megfogalmazni. A törvényszerűségek feltárásához tehát elsősorban a vizsgálandó objektumok mintájának adott szempontok (spektráltípus, kor, forgási periódus, fémesség stb.) szerinti folyamatos bővítése szükséges. Ugyanakkor az is fontos, hogy az egyes objektumok megfigyelési gyakoriságát is növelni tudjuk, azaz minél hosszabb időszakokról álljanak rendelkezésre az észlelési adatsorok. Ha egy foltos csillag esetében a Nap pillangó-diagramjához (1.3 ábra) hasonló jelenség kimutatása a cél, akkor az adott objektumról éveken-évtizedeken át (évente minél többször) spektroszkópiai méréseket kell gyűjtenünk. Sajnos megfelelő adatsorok hiányában még egyetlen csillagról sem készülhetett pillangó-diagram, csupán közvetett úton, fotometriai adatok-

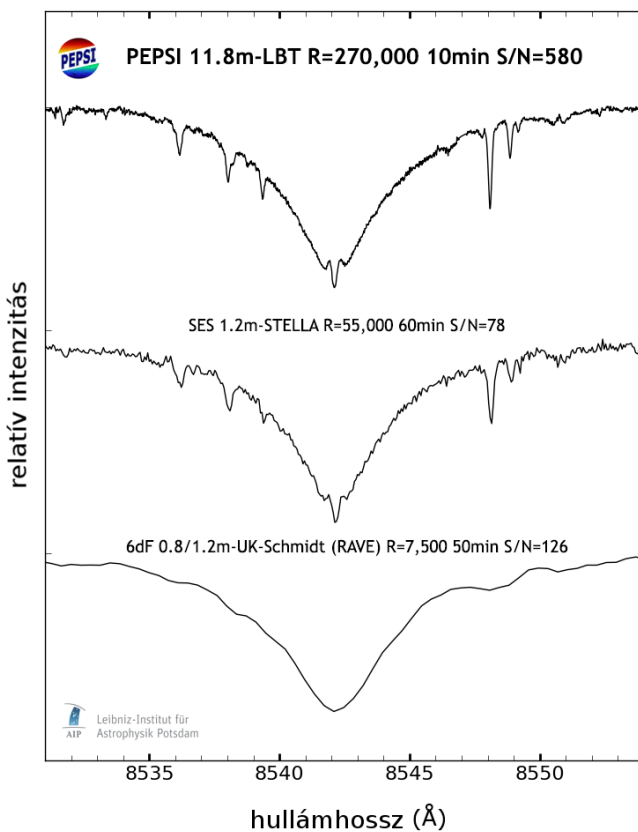
ból következtethettünk arra, hogy a jelenség nem csak a Napon létezik (pl. Berdyugina és Henry, 2007; Katsova és mtsai., 2010; Vida és mtsai., 2014).

A hosszú spektroszkópai idősorok gyűjtése általában nagy nehézségekbe ütközik. A legjobb eszközök esetén elérhető távcsöidő korlátos, a távcsőpályázatok ritkán teszik lehetővé ugyanannak az objektumnak akár több hónapon keresztül történő megfigyelését – nem beszélve arról, hogy mindez hosszabb időszakon át folyamatosan, évről évre ismétlődjék. Ezek ismeretében a National Solar Observatory (NSO) Kitt Peak-i McMath-Pierce naptávcsövet éjszakai módban kihasználó „éjszakai programja” kiemelkedő jelentőségű kezdeményezés volt. A program keretében az 1980-as évek második felétől lehetőség nyílt hosszú időintervallumot lefedő rendszeres megfigyelésekre. Ennek folytatásaként 1996-tól a műszer „látogató” módban vált elérhetővé, hasonlóan a Kitt Peak National Observatory (KPNO) Coudé-rendszerű, 0,9 méteres tükörrel szerelt eszközéhez. Itt jegyezzük meg, hogy a 2.1, a 2.3 és a 2.4 részben is Kitt Peak-i spektroszkópai adatsorokat dolgoztunk fel. Az aktív csillagok napos–hónapos illetve éves–évtizedes változásainak nyomon követésére alkalmas spektroszkópai idősorok rögzítésére jelenleg két dedikált eszköz szolgál: a 2 méteres T13 automata spektroszkópai távcső (Eaton és Williamson, 2004) 2004-ben kezdte meg működését a Fairborn Observatóriumban, Arizonában, két évvel később pedig a Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam STELLA I-II (egyenként 1,2 méter tükörátmérőjű) iker robottávcsöve állt üzembe a Kanári-szigeteki Izaña Observatóriumban (Weber és mtsai., 2012). Szintén a Kanári-szigeteken található a 2014-ben elkészült 1,5 méteres GREGOR naptávcső, amely jelenleg a harmadik legnagyobb ilyen jellegű eszköz a világon. Az új naptávcsőre tervezett éjszakai program koncepciója (GREGOR@night, Strassmeier és mtsai., 2012) megvalósulása esetén méltó folytatása lehetne a Kitt Peak-i hagyományoknak. De jelentős előrelépés lenne a halványabb objektumok elérése érdekében egy legalább 4 méteres átmérőjű fénygyűjtő felületű távcsőre szerelt automata spektroszkópai eszköz is, amely megsokszorozná a Doppler-leképezésre alkalmas, lehetséges célpontok számát.

Csupán az elmúlt néhány évben jutott odáig a műszertechnikai fejlődés, hogy a nagy felbontású spektropolarimetria eszközeivel (HARPSPol, ESPaDOnS, Narval, PEPSI) immár lehetővé váljon a teljes Stokes-vektor mérése, és ezzel a felszíni mágneses tér rekonstrukciója Zeeman–Doppler-leképezéssel (ld. pl. Silvester és mtsai., 2012; Rusomarov és mtsai., 2013). A Zeeman–Doppler-rekonstrukcióhoz szükséges lokális Stokes-profilok kiszámítása a *polarizációs* áramlási egyenlet megoldásával történik, amelynek azonban rendkívül nagy a számítási kapacitásigénye (összehasonlíthatatlanul nagyobb, mint ami a Doppler-leképezéshez általában szükséges). A teljes Stokes-vektor felhasználása tehát az adatgyűjtés és a feldolgozás tekintetében is komoly kihívás. Az elmúlt néhány évben komoly fejlődés volt tapasztalható egyrészt a rendkívül alacsony intenzitású, lineárisan polarizált jelek (Stokes Q és U) jel/zaj értékének növelése terén, másrészt a számítási kapacitás jobb kihasználása érdekében (ld. pl. Martínez González és mtsai., 2008; Carroll és mtsai., 2008, 2012). Ezért talán nem meglepő, hogy csak a közelmúltban (alig fél évvel e kézirat elkészülte előtt) született meg az első olyan Zeeman–Doppler-rekonstrukció, amelyhez már mind a négy Stokes-paramétert felhasználták (3.7 ábra, Rosén és mtsai., 2015).



3.7. ábra. Az első Zeeman–Doppler-rekonstrukció a teljes Stokes-vektor felhasználásával. A rekonstrukció az RS CVn típusú II Pegasi 2013-as észlelési adataiból készült (Rosén és mtsai., 2015). Az ábrán fentről lefelé haladva a csillag hőmérséklettérképe (T), valamint a felszíni mágneses terének radiális (B_r), meridionális (B_m) és azimutális (B_a) komponense látható, míg a legalsó sorban az eredő mágneses tér (B). A hőmérsékletértékek 1000 K-ben, a mágneses fluxussűrűség gaussban van megadva. Forrás: iopscience.iop.org



3.8. ábra. A PEPSI@LBT-t 2015. április 1-jén érte az „első csillagfény”, amikor a Nagy Binokuláris Távcsövet a K3-as spektráltípusú törpecsillag, a HD 82106 felé fordították. Az ábrán látható a csillag Ca II–8542Å kromosferikus vonala három különböző eszköztől. A felső a PEPSI-vel készült $R = 270\,000$ felbontású módban. Forrás: www.aip.de

A spektropolarimetria területén minden bizonyítással forradalmi változások elindítója a Nagy Binokuláris Távcsőre (Large Binocular Telescope, LBT, Mount Graham, Arizona) szerelt PEPSI (Potsdam Echelle Polarimetric and Spectroscopic Instrument, Strassmeier és mtsai., 2015) spektropolariméter. Az LBT két darab 8,4 méter tükörátmérőjű távcső együttese, effektív átmérője 11,8 méter – ezzel jelenleg a legnagyobb optikai távcső a világon. Ennek köszönhetően a PEPSI@LBT-vel akár $R = 270\,000$ -as spektrális felbontás is elérhető (ilyen felbontás korábban csak a Nap esetében volt lehetséges). A PEPSI@LBT – amelyet 2015. április 1-jén ért először csillagfény (ld. a 3.8 ábrát) – a közeljövőben jelentős számú aktív csillagról fog spektropolarimetriai adatokat szolgáltatni. A PEPSI-ről származó adatok feldolgozásában fontos szerep jut majd az 1.19 ábra kapcsán már említett *iMap* Zeeman–Doppler-rekonstrukciós kódnak (pl. Carroll és mtsai., 2008, 2012), amely egyéb előnyei (ld. pl. Rice és mtsai., 2011) mellett képes a teljes Stokes-vektort kezelni.

Irodalomjegyzék

- P. J. Amado, J. G. Doyle és P. B. Byrne. Photometric modelling of starspots - II. The Fortran code spotpic. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 314:489–497, May 2000. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03322.x.
- C. Ambruster és F. Fekel. IUE Observations of a Large Flare on the Pleiades-Age K Dwarf HD 82558. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 22, *Bulletin of the American Astronomical Society*, p. 857, March 1990.
- M. Aurière. Stellar Polarimetry with NARVAL. In J. Arnaud és N. Meunier, szerk., *EAS Publications Series*, vol. 9, *EAS Publications Series*, p. 105, 2003.
- T. R. Ayres, T. Simon és J. L. Linsky. σ Geminorum (K1 III + ?) - Variability of the ultraviolet emission lines near conjunction. *Astrophys. Journ.*, 279:197–201, April 1984. doi: 10.1086/161882.
- H. D. Babcock. The Sun's Polar Magnetic Field. *Astrophys. Journ.*, 130:364, September 1959. doi: 10.1086/146726.
- H. W. Babcock. Zeeman Effect in Stellar Spectra. *Astrophys. Journ.*, 105:105, January 1947. doi: 10.1086/144887.
- H. W. Babcock. The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle. *Astrophys. Journ.*, 133:572, March 1961. doi: 10.1086/147060.
- H. W. Babcock és H. D. Babcock. The Sun's Magnetic Field, 1952-1954. *Astrophys. Journ.*, 121:349, March 1955. doi: 10.1086/145994.
- S. L. Baliunas, R. A. Donahue, W. Soon és G. W. Henry. Activity Cycles in Lower Main Sequence and POST Main Sequence Stars: The HK Project. In R. A. Donahue és J. A. Bookbinder, szerk., *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, vol. 154, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 153, 1998.
- H. Balthasar, M. Vazquez és H. Wöhl. Differential rotation of sunspot groups in the period from 1874 through 1976 and changes of the rotation velocity within the solar cycle. *Astron. Astrophys.*, 155:87–98, January 1986.
- J. R. Barnes, A. Collier Cameron, J.-F. Donati, D. J. James, S. C. Marsden és P. Petit. The dependence of differential rotation on temperature and rotation. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 357:L1–L5, February 2005. doi: 10.1111/j.1745-3933.2005.08587.x.

- F. Baron, J. D. Monnier, E. Pedretti, M. Zhao, G. Schaefer, R. Parks, X. Che, N. Thureau, T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, S. T. Ridgway, C. Farrington, J. Sturmann, L. Sturmann és N. Turner. Imaging the Algol Triple System in the H Band with the CHARA Interferometer. *Astrophys. Journ.*, 752:20, June 2012. doi: 10.1088/0004-637X/752/1/20.
- J. Bartus. TISMO Operation Manual. *Konkoly Observatory Occasional Technical Notes*, 6:1, October 1996.
- G. Bazilevskaya, A.-M. Broomhall, Y. Elsworth és V. M. Nakariakov. A Combined Analysis of the Observational Aspects of the Quasi-biennial Oscillation in Solar Magnetic Activity. *Space Sci. Rev.*, 186:359–386, December 2014. doi: 10.1007/s11214-014-0068-0.
- T. R. Bedding, J. G. Robertson, R. G. Marson, A. A. Zijlstra és O. von der Lühse. R Doradus: the biggest star in the sky. *The Messenger*, 87:34–36, March 1997.
- S. V. Berdyugina. Starspots: A Key to the Stellar Dynamo. *Living Reviews in Solar Physics*, 2:8, December 2005. doi: 10.12942/lrsp-2005-8.
- S. V. Berdyugina és G. W. Henry. Butterfly Diagram and Activity Cycles in HR 1099. *Astrophys. Journ. Lett.*, 659:L157–L160, April 2007. doi: 10.1086/517881.
- S. V. Berdyugina és I. Tuominen. Permanent active longitudes and activity cycles on RS CVn stars. *Astron. Astrophys.*, 336:L25–L28, August 1998.
- S. V. Berdyugina és I. G. Usoskin. Active longitudes in sunspot activity: Century scale persistence. *Astron. Astrophys.*, 405:1121–1128, July 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030748.
- W. P. Bidelman. Objective-prism discoveries in the declination zone 0 deg to –20 deg. *Astron. Journ.*, 86:553–556, April 1981. doi: 10.1086/112913.
- A. Bonanno, D. Elstner, G. Rüdiger és G. Belvedere. Parity properties of an advection-dominated solar $\alpha^2\Omega$ -dynamo. *Astron. Astrophys.*, 390:673–680, August 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20020590.
- A. Bonanno, D. Elstner és G. Belvedere. Advection-dominated solar dynamo model with two-cell meridional flow and a positive α -effect in the tachocline. *Astronomische Nachrichten*, 327:680, August 2006. doi: 10.1002/asna.200610615.
- A. S. Bonomo és A. F. Lanza. Starspot activity and rotation of the planet-hosting star Kepler-17. *Astron. Astrophys.*, 547:A37, November 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201219999.
- B. W. Bopp. RS CVn stars - Chromospheric phenomena. In P. B. Byrne és M. Rodonò, szerk., *IAU Colloq. 71: Activity in Red-Dwarf Stars*, vol. 102, *Astrophysics and Space Science Library*, pp. 363–376, 1983.

- B. W. Bopp, R. C. Dempsey és S. Maniak. H-alpha spectroscopy of active-chromosphere stars. I - Six G-K giants. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 68:803–819, December 1988. doi: 10.1086/191304.
- A.-M. Broomhall, P. Chatterjee, R. Howe, A. A. Norton és M. J. Thompson. The Sun's Interior Structure and Dynamics, and the Solar Cycle. *Space Sci. Rev.*, 186:191–225, December 2014. doi: 10.1007/s11214-014-0101-3.
- J. H. M. J. Bruls, S. K. Solanki és M. Schüssler. Doppler imaging: the polar SPOT controversy. *Astron. Astrophys.*, 336:231–241, August 1998.
- E. Budding. The interpretation of cyclical photometric variations in certain dwarf Me-type stars. *Astrophys. Space Sci.*, 48:207–223, May 1977. doi: 10.1007/BF00643052.
- E. Bullard és H. Gellman. Homogeneous Dynamos and Terrestrial Magnetism. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 247:213–278, November 1954. doi: 10.1098/rsta.1954.0018.
- V. Bumba, A. Garcia és M. Klvaňa. Longitudinal Distribution of Solar Magnetic Fields and Activity during the Ending and Starting Periods of Activity Cycles. *Solar Phys.*, 196:403–419, October 2000. doi: 10.1023/A:1005226228739.
- P. J. Bushby. Strong asymmetry in stellar dynamos. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 338: 655–664, January 2003. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06080.x.
- W. W. Campbell, J. H. Moore, W. H. Wright és J. C. Duncan. Sixty-eight stars whose radial velocities vary. *Lick Observatory Bulletin*, 6:140–154, 1911. doi: 10.5479/ADS/bib/1911LicOB.6.140C.
- J. B. Cannon. Orbit of ζ Andromedae. *Publications of the Dominion Observatory Ottawa*, 2:141–158, 1915.
- T. A. Carroll. Zeeman-Doppler imaging from Stokes IQUV line profiles. *Astronomische Nachrichten*, 328:632, September 2007.
- T. A. Carroll, M. Kopf és K. G. Strassmeier. A fast method for Stokes profile synthesis. Radiative transfer modeling for ZDI and Stokes profile inversion. *Astron. Astrophys.*, 488:781–793, September 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200809981.
- T. A. Carroll, K. G. Strassmeier, J. B. Rice és A. Künstler. The magnetic field topology of the weak-lined T Tauri star V410 Tauri. New strategies for Zeeman-Doppler imaging. *Astron. Astrophys.*, 548:A95, December 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201220215.
- F. Cattaneo és S. M. Tobias. How do dynamos saturate? *ArXiv e-prints, arXiv:0809.1801*, September 2008.
- B. Chaboyer, P. Demarque és M. H. Pinsonneault. Stellar models with microscopic diffusion and rotational mixing. 2: Application to open clusters. *Astrophys. Journ.*, 441:876–885, March 1995. doi: 10.1086/175409.

- P. Charbonneau. Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 7:3, September 2010. doi: 10.12942/lrsp-2010-3.
- P. Charbonneau. Solar Dynamo Theory. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 52:251–290, August 2014. doi: 10.1146/annurev-astro-081913-040012.
- P. F. Chen. Coronal Mass Ejections: Models and Their Observational Basis. *Living Reviews in Solar Physics*, 8:1, April 2011. doi: 10.12942/lrsp-2011-1.
- A. R. Choudhuri. *The physics of fluids and plasmas: an introduction for astrophysicists*. New York: Chambridge University Press, November 1998.
- A. R. Choudhuri. Flux-transport and mean-field dynamo theories of solar cycles. In A. G. Kosovichev, E. de Gouveia Dal Pino és Y. Yan, szerk., *Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity*, vol. 294, *IAU Symposium*, pp. 37–47, July 2013. doi: 10.1017/S1743921313002184.
- A. R. Choudhuri, M. Schüssler és M. Dikpati. The solar dynamo with meridional circulation. *Astron. Astrophys.*, 303:L29, November 1995.
- A. Collier Cameron. Modelling Stellar Photospheric Spots Using Spectroscopy (Invited). In P. B. Byrne és D. J. Mullan, szerk., *Surface Inhomogeneities on Late-Type Stars*, vol. 397, *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, p. 33, 1992. doi: 10.1007/3-540-55310-X_131.
- A. Collier Cameron. Eclipse mapping of late-type close binary stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 287:556–566, May 1997.
- S. Covino, M. R. Panzera, G. Tagliaferri és R. Pallavicini. Quiescent and flare analysis for the chromospherically active star Gl 355 (LQ Hya). *Astron. Astrophys.*, 371:973–985, June 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010454.
- H. Dekker, S. D’Odorico, A. Kaufer, B. Delabre és H. Kotzlowski. Design, construction, and performance of UVES, the echelle spectrograph for the UT2 Kueyen Telescope at the ESO Paranal Observatory. In M. Iye és A. F. Moorwood, szerk., *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, vol. 4008, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 534–545, August 2000.
- R. C. Dempsey, B. W. Bopp, K. G. Strassmeier, A. F. Granados, G. W. Henry és D. S. Hall. Line profile asymmetries in chromospherically active stars. *Astrophys. Journ.*, 392:187–200, June 1992. doi: 10.1086/171417.
- A. J. Deutsch. Harmonic Analysis of the Periodic Spectrum Variables. In B. Lehnert, szerk., *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, vol. 6, *IAU Symposium*, p. 209, 1958.
- M. Dikpati és P. A. Gilman. Flux-Transport Dynamos with α -Effect from Global Instability of Tachocline Differential Rotation: A Solution for Magnetic Parity Selection in the Sun. *Astrophys. Journ.*, 559:428–442, September 2001. doi: 10.1086/322410.

- J.-F. Donati és A. Collier Cameron. Differential rotation and magnetic polarity patterns on AB Doradus. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 291:1–19, October 1997.
- J.-F. Donati, M. Semel és F. Praderie. Zeeman-Doppler imaging of active stars. II - Numerical simulation and first observational results. *Astron. Astrophys.*, 225:467–478, November 1989.
- J.-F. Donati, M. Semel, B. D. Carter, D. E. Rees és A. Collier Cameron. Spectropolarimetric observations of active stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 291: 658, November 1997.
- J.-F. Donati, M. Mengel, B. D. Carter, S. Marsden, A. Collier Cameron és R. Wichmann. Surface differential rotation and prominences of the Lupus post T Tauri star RX J1508.6-4423. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 316:699–715, August 2000. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03570.x.
- J.-F. Donati, A. Collier Cameron és P. Petit. Temporal fluctuations in the differential rotation of cool active stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 345:1187–1199, November 2003. doi: 10.1046/j.1365-2966.2003.07101.x.
- S. A. Drake, T. Simon és J. L. Linsky. A survey of the radio continuum emission of RS Canum Venaticorum and related active binary systems. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 71: 905–930, December 1989. doi: 10.1086/191402.
- S. A. Drake, F. M. Walter és D. R. Florkowski. Radio emission from rapidly-rotating cool giant stars. In G. Wallerstein, szerk., *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, vol. 9, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 148–151, 1990.
- R. Duemmler, I. V. Ilyin és I. Tuominen. A new radial velocity curve for the RS CVn star sigma Gem: Constraints on its physical parameters. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 123:209–218, June 1997. doi: 10.1051/aas:1997349.
- J. A. Eaton. Rotational Velocities of G and K Giants. *Information Bulletin on Variable Stars*, 3460:1, May 1990.
- J. A. Eaton és M. H. Williamson. Managing the operations of the TSU 2-m Automatic Spectroscopic Telescope. *Astronomische Nachrichten*, 325:522–526, October 2004. doi: 10.1002/asna.200410272.
- J. A. Eaton, G. W. Henry és F. C. Fekel. Random Spots on Chromospherically Active Stars. *Astrophys. Journ.*, 462:888, May 1996. doi: 10.1086/177202.
- G. Eberhard és K. Schwarzschild. On the reversal of the calcium lines H and K in stellar spectra. *Astrophys. Journ.*, 38:292–295, October 1913. doi: 10.1086/142037.
- Z. Eker. Spectral-line variations in σ Geminorum. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 221: 947–960, August 1986.

- Z. Eker, N. F. Ak, S. Bilir, D. Dođru, M. Tüysüz, E. Soydugan, H. Bakış, B. Uđraş, F. Soydugan, A. Erdem és O. Demircan. A catalogue of chromospherically active binary stars (third edition). *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 389:1722–1726, October 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13670.x.
- M. A. Ellison. A photometric survey of solar flares, plages and prominences in H α light (summary). *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 112:679, 1952.
- O. Engvold, T. R. Ayres, O. Elgaroy, E. Jensen, P. B. Joras, O. Kjeldseth-Moe, J. L. Linsky, H. W. Schnopper és N. J. Westergaard. Far-ultraviolet and X-ray emission of the long period RS CVn star σ Geminorum. *Astron. Astrophys.*, 192:234–248, March 1988.
- N. A. Featherstone és M. S. Miesch. Meridional Circulation in Solar and Stellar Convection Zones. *Astrophys. Journ.*, 804:67, May 2015. doi: 10.1088/0004-637X/804/1/67.
- F. C. Fekel, B. W. Bopp, J. L. Africano, B. D. Goodrich, L. H. Palmer, R. Quingley és T. Simon. Chromospherically active stars. II - HD 82558, a young single BY Draconis variable. *Astron. Journ.*, 92:1150–1154, November 1986a. doi: 10.1086/114246.
- F. C. Fekel, T. J. Moffett és G. W. Henry. A survey of chromospherically active stars. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 60:551–576, February 1986b. doi: 10.1086/191097.
- F. C. Fekel, K. G. Strassmeier, M. Weber és A. Washuettl. Orbital elements and physical parameters of ten chromospherically active binary stars. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 137:369–383, June 1999. doi: 10.1051/aas:1999252.
- M. J. Fernandez-Figueroa, D. Montes, E. de Castro és M. Cornide. Ca II H and K and H α emissions in chromospherically active binary systems (RS Canum Venaticorum and BY Draconis). *Astrophys. Journ. Suppl.*, 90:433–465, January 1994. doi: 10.1086/191866.
- E. Forgács-Dajka és T. Borkovits. Searching for mid-term variations in different aspects of solar activity - looking for probable common origins and studying temporal variations of magnetic polarities. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 374:282–291, January 2007. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.11167.x.
- A. Frasca, Zs. Kővári, K. G. Strassmeier és K. Biazzo. Chromospheric features of LQ Hydrae from H α line profiles. *Astron. Astrophys.*, 481:229–233, April 2008. doi: 10.1051/0004-6361:20079058.
- A. Frasca, K. Biazzo, Zs. Kővári, E. Marilli és Ö. Çakırlı. Photospheric and chromospheric activity on the young solar-type star HD 171488 (V889 Herculis). *Astron. Astrophys.*, 518:A48, July 2010. doi: 10.1051/0004-6361/201014460.
- R. E. Fried, C. A. Vaucher, J. L. Hopkins, J. D. Sabia, K. Krisciunas, C. R. Chambliss, H. J. Landis, J. A. Eaton, D. S. Hall és G. W. Henry. Five years of photometry of σ Geminorum. *Astrophys. Space Sci.*, 93:305–311, June 1983. doi: 10.1007/BF00648739.

- C. Friedemann, J. Guertler és M. Loewe. Eclipsing binaries as IRAS sources. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 117:205–225, June 1996.
- R. A. García, T. Ceillier, S. Mathur és D. Salabert. Measuring Reliable Surface Rotation Rates from `Kepler` Photometric Observations. In H. Shibahashi és A. E. Lynas-Gray, szerk., *Progress in Physics of the Sun and Stars: A New Era in Helio- and Asteroseismology*, vol. 479, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 129, December 2013.
- T. Gastine, R. K. Yadav, J. Morin, A. Reiners és J. Wicht. From solar-like to antisolar differential rotation in cool stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 438:L76–L80, February 2014. doi: 10.1093/mnrasl/slt162.
- W. Gleissberg. A long-periodic fluctuation of the sun-spot numbers. *The Observatory*, 62:158–159, June 1939.
- T. Granzer, M. Schüssler, P. Caligari és K. G. Strassmeier. Distribution of starspots on cool stars. II. Pre-main-sequence and ZAMS stars between $0.4 M_{sun}$ and $1.7 M_{sun}$. *Astron. Astrophys.*, 355:1087–1097, March 2000.
- L. Gratton. $C\alpha$ II Emission in λ and ζ Andromedae. *Astrophys. Journ.*, 111:31, January 1950. doi: 10.1086/145236.
- D. F. Gray. *The observation and analysis of stellar photospheres*. Camb. Astrophys. Ser., Vol. 20. Cambridge University Press, 1992.
- A. G. Gunn, C. K. Mitrou és J. G. Doyle. On the rotation-activity correlation for active binary stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 296:150–164, May 1998. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01347.x.
- G. E. Hale. On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *Astrophys. Journ.*, 28:315, November 1908. doi: 10.1086/141602.
- D. S. Hall. A T Tauri-Like Star in the Eclipsing Binary RS Canum Venaticorum. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 84:323, April 1972. doi: 10.1086/129291.
- D. S. Hall. Masses and radii for thirteen chromospherically active ellipsoidal variables. *Astron. Journ.*, 100:554–558, August 1990. doi: 10.1086/115537.
- D. S. Hall. The History of the Discovery of Starspots. *International Amateur-Professional Photoelectric Photometry Communications*, 54:1, January 1994.
- L. W. Hartmann és R. W. Noyes. Rotation and magnetic activity in main-sequence stars. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 25:271–301, 1987. doi: 10.1146/annurev.aa.25.090187.001415.
- W. D. Heintz. Radial Velocities of Binary and Proper-Motion Stars. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 46:247, July 1981. doi: 10.1086/190745.

- E. M. Hendry. Recent changes in the Ca II H and K emission lines in the spectrum of ζ Andromedae. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 92:825–828, December 1980. doi: 10.1086/130757.
- G. W. Henry, J. A. Eaton, J. Hamer és D. S. Hall. Starspot evolution, differential rotation, and magnetic cycles in the chromospherically active binaries λ Andromedae, σ Geminorum, II Pegasi, and V711 Tauri. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 97:513–549, April 1995. doi: 10.1086/192149.
- E. Herrero, A. F. Lanza, I. Ribas, C. Jordi és J. C. Morales. Photospheric activity, rotation, and magnetic interaction in LHS 6343 A. *Astron. Astrophys.*, 553:A66, May 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220518.
- V. Holzwarth és M. Schüssler. Dynamics of magnetic flux tubes in close binary stars. I. Equilibrium and stability properties. *Astron. Astrophys.*, 405:291–301, July 2003a. doi: 10.1051/0004-6361:20030582.
- V. Holzwarth és M. Schüssler. Dynamics of magnetic flux tubes in close binary stars. II. Nonlinear evolution and surface distributions. *Astron. Astrophys.*, 405:303–311, July 2003b. doi: 10.1051/0004-6361:20030584.
- V. Holzwarth, D. H. Mackay és M. Jardine. The impact of meridional circulation on stellar butterfly diagrams and polar caps. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 369:1703–1718, July 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10407.x.
- K. F. Huber, U. Wolter, S. Czesla, J. H. M. M. Schmitt, M. Esposito, I. Ilyin és J. N. González-Pérez. Long-term stability of spotted regions and the activity-induced Rossiter-McLaughlin effect on V889 Herculis. A synergy of photometry, radial velocity measurements, and Doppler imaging. *Astron. Astrophys.*, 501:715–728, July 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200810638.
- E. Işık, D. Schmitt és M. Schüssler. Magnetic flux generation and transport in cool stars. *Astron. Astrophys.*, 528:A135, April 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201014501.
- S. P. Järvinen, H. Korhonen, S. V. Berdyugina, I. Ilyin, K. G. Strassmeier, M. Weber, I. Savanov és I. Tuominen. Magnetic activity on V889 Herculis. Combining photometry and spectroscopy. *Astron. Astrophys.*, 488:1047–1055, September 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200809837.
- S. V. Jeffers és J.-F. Donati. High levels of surface differential rotation on the young G0 dwarf HD171488. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 390:635–644, October 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13695.x.
- S. V. Jeffers, J.-F. Donati és A. Collier Cameron. Magnetic activity on AB Doradus: temporal evolution of star-spots and differential rotation from 1988 to 1994. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 375:567–583, February 2007. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.11154.x.

- L. Jetsu. A Decade of Photometry of LQ Hydrae. *Astron. Astrophys.*, 276:345, September 1993.
- L. Jetsu. The active longitudes of λ Andromedae, σ Geminorum, II Pegasi and V711 Tauri. *Astron. Astrophys.*, 314:153–164, October 1996.
- L. Jouve és A. S. Brun. On the role of meridional flows in flux transport dynamo models. *Astron. Astrophys.*, 474:239–250, October 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20077070.
- A. H. Joy és R. E. Wilson. Stars whose Spectra have Bright H and K Lines of Calcium. *Astrophys. Journ.*, 109:231, March 1949. doi: 10.1086/145126.
- P. Kajatkari, T. Hackman, L. Jetsu, J. Lehtinen és G. W. Henry. Spot activity of the RS Canum Venaticorum star σ Geminorum. *Astron. Astrophys.*, 562:A107, February 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201321291.
- B. B. Karak, J. Jiang, M. S. Miesch, P. Charbonneau és A. R. Choudhuri. Flux Transport Dynamos: From Kinematics to Dynamics. *Space Sci. Rev.*, 186:561–602, December 2014. doi: 10.1007/s11214-014-0099-6.
- M. Karovska, W. Hack, J. Raymond és E. Guinan. First Hubble Space Telescope Observations of Mira AB Wind-accreting Binary Systems. *Astrophys. Journ. Lett.*, 482:L175–L178, June 1997. doi: 10.1086/310704.
- M. M. Katsova, M. A. Livshits, W. Soon, S. L. Baliunas és D. D. Sokoloff. Differential rotation of some HK-Project stars and the butterfly diagrams. *New Astronomy*, 15: 274–281, February 2010. doi: 10.1016/j.newast.2009.08.003.
- V. L. Khokhlova. Mapping of „spots” on the surface of Ap stars by means of line profiles. *Sov. Astron.*, 19:576, April 1976.
- L. L. Kitchatinov és S. V. Olemskoy. Differential rotation of main-sequence dwarfs and its dynamo efficiency. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 411:1059–1066, February 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.17737.x.
- L. L. Kitchatinov és S. V. Olemskoy. Dynamo saturation in rapidly rotating solar-type stars. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 15:1801, November 2015. doi: 10.1088/1674-4527/15/11/003.
- L. L. Kitchatinov és G. Rüdiger. Differential rotation models for late-type dwarfs and giants. *Astron. Astrophys.*, 344:911–917, April 1999.
- L. L. Kitchatinov és G. Rüdiger. Anti-solar differential rotation. *Astronomische Nachrichten*, 325:496–500, October 2004. doi: 10.1002/asna.200410297.
- L. L. Kitchatinov, M. Jardine és J.-F. Donati. Magnetic cycle of LQ Hydrae: observational indications and dynamo model. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 318: 1171–1176, November 2000. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03812.x.

- B. Kloppenborg, R. Stencel, J. D. Monnier, G. Schaefer, M. Zhao, F. Baron, H. McAlister, T. ten Brummelaar, X. Che, C. Farrington, E. Pedretti, P. J. Sallave-Goldfinger, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Thureau, N. Turner és S. M. Carroll. Infrared images of the transiting disk in the ϵ Aurigae system. *Nature*, 464:870–872, April 2010. doi: 10.1038/nature08968.
- R. W. Komm, R. F. Howard és J. W. Harvey. Meridional Flow of Small Photospheric Magnetic Features. *Solar Phys.*, 147:207–223, October 1993. doi: 10.1007/BF00690713.
- H. Korhonen, S. V. Berdyugina, T. Hackman, I. V. Ilyin, K. G. Strassmeier és I. Tuominen. Study of FK Comae Berenices. V. Spot evolution and detection of surface differential rotation. *Astron. Astrophys.*, 476:881–891, December 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20041806.
- H. Korhonen, M. Wittkowski, Zs. Kővári, T. Granzer, T. Hackman és K. G. Strassmeier. Ellipsoidal primary of the RS CVn binary ζ Andromedae. Investigation using high-resolution spectroscopy and optical interferometry. *Astron. Astrophys.*, 515:A14, June 2010. doi: 10.1051/0004-6361/200913736.
- A. V. Kozhevnikova és I. Y. Alekseev. Starspot activity of some close binary systems. *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 28:259–264, 2014.
- Zs. Kővári és J. Bartus. Testing the stability and reliability of starspot modelling. *Astron. Astrophys.*, 323:801–808, July 1997.
- Zs. Kővári és K. Oláh. Observing Dynamos in Cool Stars. *Space Sci. Rev.*, 186:457–489, December 2014. doi: 10.1007/s11214-014-0092-0.
- Zs. Kővári és M. Weber. Differential rotation of LQ Hya and IL Hya from Doppler imaging. *Publications of the Astronomy Department of the Eötvös Loránd University*, 14:221–232, June 2004.
- Zs. Kővári, K. G. Strassmeier, J. Bartus, A. Washuettl, M. Weber és J. B. Rice. Doppler imaging of stellar surface structure. XVI. A time-series analysis of the moderately-rotating K1-giant σ Geminorum. *Astron. Astrophys.*, 373:199–210, July 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010594.
- Zs. Kővári, K. G. Strassmeier, T. Granzer, M. Weber, K. Oláh és J. B. Rice. Doppler imaging of stellar surface structure. XXII. Time-series mapping of the young rapid rotator LQ Hydrae. *Astron. Astrophys.*, 417:1047–1054, April 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20034187.
- Zs. Kővári, J. Bartus, K. G. Strassmeier, K. Oláh, J. B. Rice, A. Washuettl és Sz. Csizmadia. First Doppler images of ζ Andromedae. In F. Favata, G. A. J. Hussain és B. Battrick, szerk., *13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, vol. 560, *ESA Special Publication*, p. 727, March 2005.

- Zs. Kővári, K. Oláh, J. Bartus, K. G. Strassmeier, M. Weber, A. Washuettl, J. B. Rice és Sz. Csizmadia. Doppler Images of ζ Andromedae. *Astrophys. Space Sci.*, 304:375–377, August 2006. doi: 10.1007/s10509-006-9145-5.
- Zs. Kővári, J. Bartus, K. G. Strassmeier, K. Oláh, M. Weber, J. B. Rice és A. Washuettl. Doppler imaging of stellar surface structure. XXIII. The ellipsoidal K-giant binary ζ Andromedae. *Astron. Astrophys.*, 463:1071–1080, March 2007a. doi: 10.1051/0004-6361:20065982.
- Zs. Kővári, J. Bartus, K. G. Strassmeier, K. Vida, M. Švanda és K. Oláh. Anti-solar differential rotation on the active K-giant σ Geminorum. *Astron. Astrophys.*, 474: 165–168, October 2007b. doi: 10.1051/0004-6361:20078039.
- Zs. Kővári, A. Frasca, K. Biazzo, K. Vida, E. Marilli és Ö. Çakırlı. Differential rotation on the young solar analogue V889 Herculis. In D. Prasad Choudhary és K. G. Strassmeier, szerk., *Physics of Sun and Star Spots*, vol. 273, *IAU Symposium*, pp. 121–125, August 2011. doi: 10.1017/S1743921311015110.
- Zs. Kővári, J. Bartus, L. Kriskovics, K. Oláh, K. Vida, O. Ribárik és K. G. Strassmeier. Differential Rotation in Two RS CVn Systems: σ Gem and ζ And. In M. T. Richards és I. Hubeny, szerk., *From Interacting Binaries to Exoplanets: Essential Modeling Tools*, vol. 282, *IAU Symposium*, pp. 197–198, April 2012a. doi: 10.1017/S1743921311027335.
- Zs. Kővári, H. Korhonen, L. Kriskovics, K. Vida, J.-F. Donati, H. Le Coroller, J. D. Monnier, E. Pedretti és P. Petit. Measuring differential rotation of the K-giant ζ Andromedae. *Astron. Astrophys.*, 539:A50, March 2012b. doi: 10.1051/0004-6361/201118177.
- Zs. Kővári, H. Korhonen, K. G. Strassmeier, M. Weber, L. Kriskovics és I. Savanov. Doppler imaging of stellar surface structure. XXIV. The lithium-rich single K-giants DP Canum Venaticorum and DI Piscium. *Astron. Astrophys.*, 551:A2, March 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220227.
- Zs. Kővári, J. Bartus, L. Kriskovics, K. Vida és K. Oláh. On the reliability of measuring differential rotation of spotted stars. In P. Petit, M. Jardine és H. C. Spruit, szerk., *Magnetic Fields throughout Stellar Evolution*, vol. 302, *IAU Symposium*, pp. 198–199, August 2014a. doi: 10.1017/S1743921314002063.
- Zs. Kővári, L. Kriskovics, K. Oláh, K. Vida, J. Bartus, K. G. Strassmeier és M. Weber. Surface differential rotation of IL Hya from time-series Doppler images. In P. Petit, M. Jardine és H. C. Spruit, szerk., *Magnetic Fields throughout Stellar Evolution*, vol. 302, *IAU Symposium*, pp. 379–380, August 2014b. doi: 10.1017/S1743921314002543.
- Zs. Kővári, L. Kriskovics, A. Künstler, T. A. Carroll, K. G. Strassmeier, K. Vida, K. Oláh, J. Bartus és M. Weber. Antisolar differential rotation of the K1-giant σ Geminorum revisited. *Astron. Astrophys.*, 573:A98, January 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201424138.

- L. Kriskovics, Zs. Kővári, K. Vida, T. Granzer és K. Oláh. Lithium enrichment on the single active K1-giant DI Piscium. Possible joint origin of differential rotation and Li enrichment. *Astron. Astrophys.*, 571:A74, November 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201424263.
- G. E. Kron. The Probable Detecting of Surface Spots on AR Lacertae B. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 59:261, October 1947. doi: 10.1086/125964.
- G. E. Kron. Special characteristics of a few late-type dwarf stars. *Astron. Journ.*, 55:69, 1950. doi: 10.1086/106416.
- G. E. Kron. A Photoelectric Study of the Dwarf M Eclipsing Variable YY Geminorum. *Astrophys. Journ.*, 115:301, March 1952. doi: 10.1086/145541.
- R. Kurucz. ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. *Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory*, 13, 1993.
- M. Küker és G. Rüdiger. Differential rotation and meridional flows of K giants: Predictions from mean field theory. *Astronomische Nachrichten*, 333:1028, December 2012. doi: 10.1002/asna.201211810.
- M. Küker és M. Stix. Differential rotation of the present and the pre-main-sequence Sun. *Astron. Astrophys.*, 366:668–675, February 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010009.
- M. Küker, G. Rüdiger és L. L. Kitchatinov. The differential rotation of G dwarfs. *Astron. Astrophys.*, 530:A48, June 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201015994.
- A. Künstler, T. A. Carroll és K. G. Strassmeier. Spot evolution on the red giant star XX Triangulum. A starspot-decay analysis based on time-series Doppler imaging. *Astron. Astrophys.*, 578:A101, June 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201525687.
- M. Kürster. Doppler Imaging with a Clean-Like Approach - Part One - a Newly Developed Algorithm Simulations and Tests. *Astron. Astrophys.*, 274:851, July 1993.
- B. J. Labonte. Spectra of Plages on the Sun and Stars. II. The H I H α Line. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 62:241–251, September 1986. doi: 10.1086/191138.
- A. F. Lanza, S. Catalano, G. Cutispoto, I. Pagano és M. Rodonò. Long-term starspot evolution, activity cycle and orbital period variation of AR Lacertae. *Astron. Astrophys.*, 332:541–560, April 1998.
- A. F. Lanza, M. Rodonò, L. Mazzola és S. Messina. Long-term starspot evolution, activity cycle and orbital period variation of SZ Piscium. *Astron. Astrophys.*, 376:1011–1030, September 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20011038.
- A. F. Lanza, I. Pagano, G. Leto, S. Messina, S. Aigrain, R. Alonso, M. Auvergne, A. Baglin, P. Barge, A. S. Bonomo, P. Boumier, A. Collier Cameron, M. Comparato, G. Cutispoto, J. R. de Medeiros, B. Foing, A. Kaiser, C. Moutou, P. S. Parihar,

- A. Silva-Valio és W. W. Weiss. Magnetic activity in the photosphere of CoRoT-Exo-2a. Active longitudes and short-term spot cycle in a young Sun-like star. *Astron. Astrophys.*, 493:193–200, January 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200810591.
- J. Lehtinen, L. Jetsu, T. Hackman, P. Kajatkari és G. W. Henry. Activity trends in young solar-type stars. *ArXiv e-prints*, September 2015.
- R. B. Leighton. Transport of Magnetic Fields on the Sun. *Astrophys. Journ.*, 140:1547, November 1964. doi: 10.1086/148058.
- R. B. Leighton. A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle. *Astrophys. Journ.*, 156:1, April 1969. doi: 10.1086/149943.
- J. Li. Active Longitudes Revealed by Large-scale and Long-lived Coronal Streamers. *Astrophys. Journ.*, 735:130, July 2011. doi: 10.1088/0004-637X/735/2/130.
- M. Lindborg, T. Hackman, M. J. Mantere, H. Korhonen, I. Ilyin, O. Kochukhov és N. Piskunov. Doppler images of DI Piscium during 2004–2006. *Astron. Astrophys.*, 562:A139, February 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201322669.
- L. B. Lucy. Gravity-Darkening for Stars with Convective Envelopes. *Zeitschrift für Astrophysik*, 65:89, 1967.
- M. J. Mantere, P. J. Käpylä és J. Pelt. Role of longitudinal activity complexes for solar and stellar dynamos. In A. G. Kosovichev, E. de Gouveia Dal Pino és Y. Yan, szerk., *IAU Symposium*, vol. 294, pp. 175–186, July 2013. doi: 10.1017/S1743921313002457.
- S. C. Marsden, J.-F. Donati, M. Semel, P. Petit és B. D. Carter. Surface differential rotation and photospheric magnetic field of the young solar-type star HD 171488 (V889 Her). *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 370:468–476, July 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10503.x.
- S. C. Marsden, S. V. Berdyugina, J.-F. Donati, J. A. Eaton és M. H. Williamson. Starspots and relativity: Applied Doppler imaging for the Gravity Probe B mission. *Astronomische Nachrichten*, 328:1047, December 2007. doi: 10.1002/asna.200710872.
- S. C. Marsden, M. M. Jardine, J. C. Ramírez Vélez, E. Alecian, C. J. Brown, B. D. Carter, J.-F. Donati, N. Dunstone, R. Hart, M. Semel és I. A. Waite. Magnetic fields and differential rotation on the pre-main sequence - II. The early-G star HD 141943 - coronal magnetic field, H α emission and differential rotation. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 413:1939–1948, May 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18272.x.
- M. J. Martínez González, A. Asensio Ramos, T. A. Carroll, M. Kopf, J. C. Ramírez Vélez és M. Semel. PCA detection and denoising of Zeeman signatures in polarised stellar spectra. *Astron. Astrophys.*, 486:637–646, August 2008. doi: 10.1051/0004-6361/200809719.
- M. S. Miesch. Large-Scale Dynamics of the Convection Zone and Tachocline. *Living Reviews in Solar Physics*, 2:1, April 2005. doi: 10.12942/lrsp-2005-1.

- H. K. Moffatt. *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*. Cambridge, England, Cambridge University Press, 1978.
- J. D. Monnier, E. Pedretti, N. Thureau, J.-P. Berger, R. Millan-Gabet, T. ten Brummelaar, H. McAlister, J. Sturmann, L. Sturmann, P. Muirhead, A. Tannirkulam, S. Webster és M. Zhao. Michigan Infrared Combiner (MIRC): commissioning results at the CHARA Array. In *Advances in Stellar Interferometry*, vol. 6268, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 62681P, June 2006. doi: 10.1117/12.671982.
- J. D. Monnier, M. Zhao, E. Pedretti, N. Thureau, M. Ireland, P. Muirhead, J.-P. Berger, R. Millan-Gabet, G. Van Belle, T. ten Brummelaar, H. McAlister, S. Ridgway, N. Turner, L. Sturmann, J. Sturmann és D. Berger. Imaging the Surface of Altair. *Science*, 317:342, July 2007. doi: 10.1126/science.1143205.
- D. Montes, S. H. Saar, A. Collier Cameron és Y. C. Unruh. Optical and ultraviolet observations of a strong flare in the young, single K2 dwarf LQ Hya. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 305:45–60, May 1999. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02373.x.
- D. Montes, J. López-Santiago, M. C. Gálvez, M. J. Fernández-Figueroa, E. De Castro és M. Cornide. Late-type members of young stellar kinematic groups - I. Single stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 328:45–63, November 2001. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04781.x.
- J. Morin, J.-F. Donati, T. Forveille, X. Delfosse, W. Dobler, P. Petit, M. M. Jardine, A. Collier Cameron, L. Albert, N. Manset, B. Dintrans, G. Chabrier és J. A. Valenti. The stable magnetic field of the fully convective star V374 Peg. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 384:77–86, February 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.12709.x.
- D. Moss és D. Sokoloff. Resonances for activity waves in spherical mean field dynamos. *Astron. Astrophys.*, 553:A37, May 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201321093.
- R. Nityananda és R. Narayan. Maximum entropy image reconstruction - A practical non-information-theoretic approach. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 3:419–450, December 1982. doi: 10.1007/BF02714884.
- R. W. Noyes, L. W. Hartmann, S. L. Baliunas, D. K. Duncan és A. H. Vaughan. Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. *Astrophys. Journ.*, 279: 763–777, April 1984. doi: 10.1086/161945.
- V. N. Obridko. Large-scale patterns and "active longitudes". In A. G. Kosovichev, A. H. Andrei és J.-P. Rozelot, szerk., *Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets*, vol. 264, *IAU Symposium*, pp. 241–250, February 2010. doi: 10.1017/S1743921309992699.
- K. Oláh, K. P. Panov, B. R. Pettersen, E. Valtaja és L. Valtaja. Long-lived active longitudes on the spotted RS CVn star σ Germinorum. *Astron. Astrophys.*, 218:192–194, July 1989.

- K. Oláh, Zs. Kővári, J. Bartus, K. G. Strassmeier, D. S. Hall és G. W. Henry. Time-series photometric SPOT modeling. III. Thirty years in the life of HK Lacertae. *Astron. Astrophys.*, 321:811–821, May 1997.
- K. Oláh, K. G. Strassmeier és T. Granzer. Time series photometric spot modelling V. Phase coherence of spots on UZ Librae. *Astronomische Nachrichten*, 323:453–461, July 2002. doi: 10.1002/1521-3994(200210)323:5<453::AID-ASNA453>3.0.CO;2-Y.
- K. Oláh, J. Jurcsik és K. G. Strassmeier. Differential rotation on UZ Librae. *Astron. Astrophys.*, 410:685–689, November 2003. doi: 10.1051/0004-6361/20031352.
- K. Oláh, Z. Kolláth, T. Granzer, K. G. Strassmeier, A. F. Lanza, S. Järvinen, H. Korhonen, S. L. Baliunas, W. Soon, S. Messina és G. Cutispoto. Multiple and changing cycles of active stars. II. Results. *Astron. Astrophys.*, 501:703–713, July 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200811304.
- K. Oláh, A. Moór, Zs. Kővári, T. Granzer, K. G. Strassmeier, L. Kriskovics és K. Vida. Magnitude-range brightness variations of overactive K giants. *Astron. Astrophys.*, 572:A94, December 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201424695.
- N. Olsper, M. J. Käpylä, J. Pelt, E. M. Cole, T. Hackman, J. Lehtinen és G. W. Henry. Multiperiodicity, modulations, and flip-flops in variable star light curves. III. Carrier fit analysis of LQ Hydrae photometry for 1982-2014. *Astron. Astrophys.*, 577:A120, May 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201425427.
- A. J. H. Ossendrijver és P. Hoyng. Stochastic and nonlinear fluctuations in a mean field dynamo. *Astron. Astrophys.*, 313:959–970, September 1996.
- M. Ossendrijver. The solar dynamo. *Astron. Astrophys. Rev.*, 11:287–367, 2003. doi: 10.1007/s00159-003-0019-3.
- I. Pagano, A. F. Lanza, G. Leto, S. Messina, P. Barge és A. Baglin. CoRoT-2a Magnetic Activity: Hints for Possible Star-Planet Interaction. *Earth, Moon, and Planets*, 105:373–378, September 2009. doi: 10.1007/s11038-009-9301-3.
- E. N. Parker. Hydromagnetic Dynamo Models. *Astrophys. Journ.*, 122:293, September 1955. doi: 10.1086/146087.
- J. R. Parks, R. J. White, F. Baron, J. D. Monnier, B. Kloppenborg, G. Henry, G. Scheafer, X. Che, E. Pedretti, N. Thureau, M. Zhao, T. ten Brummelaar, H. McAlister, S. T. Ridgway, N. Turner, J. Sturmman és L. Sturmman. First Images of Cool Starspots on a Star Other than the Sun: Interferometric Imaging of λ Andromedae. *ArXiv e-prints*, arXiv:1508.04755, August 2015.
- L. Paternò, G. Belvedere, K. M. Kuzanyan és A. F. Lanza. Asymptotic dynamos in late-type stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 336:291–298, October 2002. doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05732.x.

- J. Pelt, N. Olsper, M. J. Mantere és I. Tuominen. Multiperiodicity, modulations and flip-flops in variable star light curves. I. Carrier fit method. *Astron. Astrophys.*, 535: A23, November 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201116882.
- S. Perruchot, D. Kohler, F. Bouchy, Y. Richaud, P. Richaud, G. Moreaux, M. Merzougui, R. Sottile, L. Hill, G. Knispel, X. Regal, J.-P. Meunier, S. Ilovaisky, H. Le Coroller, D. Gillet, J. Schmitt, F. Pepe, M. Fleury, D. Sosnowska, P. Vors, D. Mégevand, P. E. Blanc, C. Carol, A. Point, A. Laloge és J.-C. Brunel. The SOPHIE spectrograph: design and technical key-points for high throughput and high stability. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 70140J, July 2008. doi: 10.1117/12.787379.
- M. A. C. Perryman, L. Lindegren, J. Kovalevsky, E. Hoeg, U. Bastian, P. L. Bernacca, M. Crézé, F. Donati, M. Grenon, M. Grewing, F. van Leeuwen, H. van der Marel, F. Mignard, C. A. Murray, R. S. Le Poole, H. Schrijver, C. Turon, F. Arenou, M. Froeschlé és C. S. Petersen. The HIPPARCOS Catalogue. *Astron. Astrophys.*, 323:L49–L52, July 1997.
- P. Petit, J.-F. Donati és A. Collier Cameron. Differential rotation of cool active stars: the case of intermediate rotators. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 334:374–382, August 2002. doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05529.x.
- G. J. D. Petrie. Solar Magnetism in the Polar Regions. *Living Reviews in Solar Physics*, 12, November 2015. doi: 10.1007/lrsp-2015-5.
- M. J. Pfeiffer, C. Frank, D. Baumüller, K. Fuhrmann és T. Gehren. FOCES - a fibre optics Cassegrain Echelle spectrograph. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 130:381–393, June 1998. doi: 10.1051/aas:1998231.
- V. V. Pipin és A. G. Kosovichev. Mean-field Solar Dynamo Models with a Strong Meridional Flow at the Bottom of the Convection Zone. *Astrophys. Journ.*, 738:104, September 2011. doi: 10.1088/0004-637X/738/1/104.
- N. E. Piskunov. The magnetic field geometry of Ap stars - A solution algorithm. *Pis'ma v Astronomicheskij Zhurnal*, 11:44–50, February 1985.
- N. E. Piskunov és V. L. Khokhlova. Linear Polarization Line Profiles as an Indicator of the Magnetic Field Geometry of Ap-Stars. *Soviet Astronomy Letters*, 10:187–189, April 1984.
- N. E. Piskunov és J. B. Rice. Techniques for surface imaging of stars. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 105:1415–1421, December 1993. doi: 10.1086/133323.
- N. E. Piskunov és W. H. Wehlau. Mapping stellar surfaces from spectra of medium resolution. *Astron. Astrophys.*, 233:497–502, July 1990.
- N. E. Piskunov és W. H. Wehlau. The detectability of cool polar caps on late type stars. *Astron. Astrophys.*, 289:868–870, September 1994.

- N. E. Piskunov, I. Tuominen és O. Vilhu. Surface imaging of late-type stars. *Astron. Astrophys.*, 230:363–370, April 1990.
- K.-H. Rädler. *Mean-Field Dynamo Theory: Early Ideas and Today's Problems*, p. 55. Springer, 2007.
- S. Randich. Coronal activity among open cluster stars. In R. Pallavicini, G. Micela és S. Sciortino, szerk., *Stellar Clusters and Associations: Convection, Rotation, and Dynamos*, vol. 198, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 401, 2000.
- D. E. Rees, C. J. Durrant és G. A. Murphy. Stokes profile analysis and vector magnetic fields. II - Formal numerical solutions of the Stokes transfer equations. *Astrophys. Journ.*, 339:1093–1106, April 1989. doi: 10.1086/167364.
- D. Reimers. The active chromosphere and corona of HD 4502 (ζ And). In B. Battrock és J. Mort, szerk., *2nd European IUE Conference*, vol. 157, *ESA Special Publication*, pp. 77–79, April 1980.
- A. Reiners és J. H. M. M. Schmitt. Can star spots mimic differential rotation? *Astron. Astrophys.*, 388:1120–1123, June 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20020564.
- A. Reiners és J. H. M. M. Schmitt. Differential Rotation in a Larger Sample of Cool Stars. In N. Piskunov, W. W. Weiss és D. F. Gray, szerk., *Modelling of Stellar Atmospheres*, vol. 210, *IAU Symposium*, p. 23P, 2003.
- T. Reinhold és A. Reiners. Fast and reliable method for measuring stellar differential rotation from photometric data. *Astron. Astrophys.*, 557:A11, September 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201321161.
- T. Reinhold, A. Reiners és G. Basri. Rotation and differential rotation of active Kepler stars. *Astron. Astrophys.*, 560:A4, December 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201321970.
- G. Ribárik, K. Oláh és K. G. Strassmeier. Time-series photometric spot modelling VI. A new computer code and its application to 23 years of photometry of the active giant IM Pegasi. *Astronomische Nachrichten*, 324:202–214, 2003. doi: 10.1002/asna.200310088.
- J. B. Rice. Uncertainties in abundance determination with Doppler imaging. *Astron. Astrophys.*, 245:561–566, May 1991.
- J. B. Rice. Doppler imaging of stellar surfaces - techniques and issues. *Astronomische Nachrichten*, 323:220–235, July 2002. doi: 10.1002/1521-3994(200208)323:3/4<220::AID-ASNA220>3.0.CO;2-P.
- J. B. Rice és K. G. Strassmeier. Doppler imaging of stellar surface structure. VII. The very young, single K2-dwarf LQ Hydrae. *Astron. Astrophys.*, 336:972–979, August 1998.
- J. B. Rice és K. G. Strassmeier. Doppler imaging from artificial data. Testing the temperature inversion from spectral-line profiles. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 147:151–168, November 2000. doi: 10.1051/aas:2000366.

- J. B. Rice, W. H. Wehlau és V. L. Khokhlova. Mapping stellar surfaces by Doppler imaging - Technique and application. *Astron. Astrophys.*, 208:179–188, January 1989.
- J. B. Rice, K. G. Strassmeier és M. Kopf. The Surface of V410 Tauri. *Astrophys. Journ.*, 728:69, February 2011. doi: 10.1088/0004-637X/728/1/69.
- R. M. Roettenbacher, J. D. Monnier, R. O. Harmon, T. Barclay és M. Still. Imaging Starspot Evolution on Kepler Target KIC 5110407 Using Light-Curve Inversion. *Astrophys. Journ.*, 767:60, April 2013. doi: 10.1088/0004-637X/767/1/60.
- R. M. Roettenbacher, J. D. Monnier, G. W. Henry, F. C. Fekel, M. H. Williamson, D. Pourbaix, D. W. Latham, C. A. Latham, G. Torres, F. Baron, X. Che, S. Kraus, G. H. Schaefer, A. N. Aarnio, H. Korhonen, R. O. Harmon, T. A. ten Brummelaar, J. Sturmann, L. Sturmann és N. H. Turner. Detecting the Companions and Ellipsoidal Variations of RS CVn Primaries. I. σ Geminorum. *Astrophys. Journ.*, 807:23, July 2015. doi: 10.1088/0004-637X/807/1/23.
- R. M. Roettenbacher, J. D. Monnier, H. Korhonen, A. N. Aarnio, F. Baron, X. Che, R. O. Harmon, Zs. Kővári, S. Kraus, G. H. Schaefer, G. Torres, M. Zhao, T. ten Brummelaar, J. Sturmann és L. Sturmann. No Sun-like dynamo on the active star ζ Andromedae from starspot asymmetry. *Nature*, Advance Online Publication, May 2016.
- L. Rosén és O. Kochukhov. How reliable is Zeeman Doppler imaging without simultaneous temperature reconstruction? *Astron. Astrophys.*, 548:A8, December 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201219972.
- L. Rosén, O. Kochukhov és G. A. Wade. First Zeeman Doppler Imaging of a Cool Star Using all Four Stokes Parameters. *Astrophys. Journ.*, 805:169, June 2015. doi: 10.1088/0004-637X/805/2/169.
- S. M. Rucinski és D. A. Vandenberg. Activity-related characteristics of the convective envelopes in evolving low-mass stars. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 98:669–684, July 1986. doi: 10.1086/131812.
- N. Rusomarov, O. Kochukhov, N. Piskunov, S. V. Jeffers, C. M. Johns-Krull, C. U. Keller, V. Makaganiuk, M. Rodenhuis, F. Snik, H. C. Stempels és J. A. Valenti. Three-dimensional magnetic and abundance mapping of the cool Ap star HD 24712. I. Spectropolarimetric observations in all four Stokes parameters. *Astron. Astrophys.*, 558:A8, October 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220950.
- G. Rüdiger, D. Elstner és M. Ossendrijver. Do spherical α^2 -dynamoes oscillate? *Astron. Astrophys.*, 406:15–21, July 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030738.
- S. H. Saar és J. A. Bookbinder. The Contribution of Flares to Transition Region Heating in Active G and K Dwarfs. In R. A. Donahue és J. A. Bookbinder, szerk., *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, vol. 154, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 1560, 1998.

- S. Sanchez, A. Fournier, K. Pinheiro és J. Aubert. A mean-field Babcock-Leighton solar dynamo model with long-term variability. *ArXiv e-prints*, *arXiv:1307.4115*, July 2013.
- C. J. Schrijver és A. M. Title. On the Formation of Polar Spots in Sun-like Stars. *Astrophys. Journ.*, 551:1099–1106, April 2001. doi: 10.1086/320237.
- C. J. Schrijver, R. Mewe és F. M. Walter. Coronal activity in F-, G-, and K-type stars. II - Coronal structure and rotation. *Astron. Astrophys.*, 138:258–266, September 1984.
- M. Schüssler és S. K. Solanki. Why rapid rotators have polar spots. *Astron. Astrophys.*, 264:L13–L16, October 1992.
- M. Schüssler, P. Caligari, A. Ferriz-Mas, S. K. Solanki és M. Stix. Distribution of starspots on cool stars. I. Young and main sequence stars of $1M_{\text{Sun}}$. *Astron. Astrophys.*, 314:503–512, October 1996.
- M. Schwabe. Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843. *Astronomische Nachrichten*, 21:233, February 1844.
- M. Semel. Zeeman-Doppler imaging of active stars. I - Basic principles. *Astron. Astrophys.*, 225:456–466, November 1989.
- M. Semel, J.-F. Donati és D. E. Rees. Zeeman-Doppler imaging of active stars. 3: Instrumental and technical considerations. *Astron. Astrophys.*, 278:231–237, October 1993.
- J. Silvester, G. A. Wade, O. Kochukhov, S. Bagnulo, C. P. Folsom és D. Hanes. Stokes IQUV magnetic Doppler imaging of Ap stars - I. ESPaDOnS and NARVAL observations. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 426:1003–1030, October 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.21587.x.
- K. P. Singh, S. Slijkhuis, N. J. Westergaard, H. W. Schnopper, O. Elgaroy, O. Engvold és P. Joras. X-ray spectrum of σ Geminorum - an RS Canum Venaticorum type binary. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 224:481–487, January 1987.
- A. Skumanich. Time Scales for Ca II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion. *Astrophys. Journ.*, 171:565, February 1972. doi: 10.1086/151310.
- H. B. Snodgrass és S. B. Dailey. Meridional Motions of Magnetic Features in the Solar Photosphere. *Solar Phys.*, 163:21–42, January 1996. doi: 10.1007/BF00165454.
- D. Sokoloff és E. Nesme-Ribes. The Maunder minimum: A mixed-parity dynamo mode? *Astron. Astrophys.*, 288:293–298, August 1994.
- H. C. Spruit. Origin of the torsional oscillation pattern of solar rotation. *Solar Phys.*, 213:1–21, March 2003. doi: 10.1023/A:1023202605379.
- J. Stebbins. Photo-Electric Photometry of Stars. Chapter IV. ζ Andromedae. *Publications of the Washburn Observatory*, 15:29–32, 1928.

- M. F. Sterzik és J. H. M. M. Schmitt. Young Cool Stars in the Solar Neighborhood. *Astron. Journ.*, 114:1673, October 1997. doi: 10.1086/118597.
- K. G. Strassmeier. Observational evidence for polar spots. In K. G. Strassmeier és J. L. Linsky, szerk., *Stellar Surface Structure*, vol. 176, *IAU Symposium*, p. 289, 1996.
- K. G. Strassmeier. Starspots. *Astron. Astrophys. Rev.*, 17:251–308, September 2009. doi: 10.1007/s00159-009-0020-6.
- K. G. Strassmeier és J. Bartus. Doppler imaging of stellar surface structure. XII. Rapid spot changes on the RS CVn binary V711 Tauri = HR 1099. *Astron. Astrophys.*, 354: 537–550, February 2000.
- K. G. Strassmeier és B. W. Bopp. Time-series photometric SPOT modeling. I - Parameter study and application to HD 17433 = VY Arietis. *Astron. Astrophys.*, 259:183–197, June 1992.
- K. G. Strassmeier, D. S. Hall, J. A. Eaton, H. J. Landis, W. S. Barksdale, R. C. Reisenweber, B. E. Powell, M. Fernandes, K. W. Zeigler, T. R. Renner, R. Wasson, P. Nielsen, H. Louth, C. R. Chambliss, G. Fortier, B. S. Grim, L. C. Turner, H. J. Stelzer, D. M. Slauson, R. E. Fried, O. H. Brettman, S. Engelbrektson, K. Krisciunas és R. Miles. Starspot modeling of ten years of photometry of the long-period RS CVn binary σ Geminorum. *Astron. Astrophys.*, 192:135–146, March 1988.
- K. G. Strassmeier, D. S. Hall, L. J. Boyd és R. M. Genet. Photometric variability in chromospherically active stars. III - The binary stars. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 69: 141–215, January 1989. doi: 10.1086/191310.
- K. G. Strassmeier, D. S. Hall, F. C. Fekel és M. Scheck. A catalog of chromospherically active binary stars (second edition). *Astron. Astrophys. Suppl.*, 100:173–225, July 1993a.
- K. G. Strassmeier, J. B. Rice, W. H. Wehlau, G. M. Hill és J. M. Matthews. Surface features of the lower atmosphere of HD 82558(= LQ Hydrae). *Astron. Astrophys.*, 268: 671–684, February 1993b.
- K. G. Strassmeier, J. Bartus, G. Cutispoto és M. Rodonò. Starspot photometry with robotic telescopes: Continuous UBV and V(RI)_C photometry of 23 stars in 1991-1996. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 125:11–63, October 1997. doi: 10.1051/aas:1997369.
- K. G. Strassmeier, E. Serkowitsch és T. Granzer. Starspot photometry with robotic telescopes. UBV(RI)_C and by light curves of 47 active stars in 1996/97. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 140:29–53, November 1999. doi: 10.1051/aas:1999116.
- K. G. Strassmeier, L. Kratzwald és M. Weber. Doppler imaging of stellar surface structure. XX. The rapidly-rotating single K2-giant HD 31993 = V1192 Orionis. *Astron. Astrophys.*, 408:1103–1113, September 2003a. doi: 10.1051/0004-6361:20031029.

- K. G. Strassmeier, T. Pichler, M. Weber és T. Granzer. Doppler imaging of stellar surface structure. XXI. The rapidly-rotating solar-type star HD 171488 = V889 Hercules. *Astron. Astrophys.*, 411:595–604, December 2003b. doi: 10.1051/0004-6361:20031538.
- K. G. Strassmeier, I. V. Ilyin, M. Woche, T. Granzer, M. Weber, J. Weingrill, S.-M. Bauer, E. Popow, C. Denker, W. Schmidt, O. von der Lüche, S. Berdyugina, M. Collados, P. Koubsky, T. Hackman és M. J. Mantere. Gregor@night: The future high-resolution stellar spectrograph for the GREGOR solar telescope. *Astronomische Nachrichten*, 333:901, November 2012. doi: 10.1002/asna.201211727.
- K. G. Strassmeier, I. Ilyin, A. Järvinen, M. Weber, M. Woche, S. I. Barnes, S.-M. Bauer, E. Beckert, W. Bittner, R. Bredthauer, T. A. Carroll, C. Denker, F. Dionies, I. DiVarano, D. Döscher, T. Fechner, D. Feuerstein, T. Granzer, T. Hahn, G. Harnisch, A. Hofmann, M. Lesser, J. Paschke, S. Pankratow, V. Plank, D. Plüschke, E. Popow és D. Sablowski. PEPSI: The high-resolution échelle spectrograph and polarimeter for the Large Binocular Telescope. *Astronomische Nachrichten*, 336:324, May 2015. doi: 10.1002/asna.201512172.
- N. Tetzlaff, R. Neuhäuser és M. M. Hohle. A catalogue of young runaway Hipparcos stars within 3 kpc from the Sun. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 410:190–200, January 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.17434.x.
- A. N. Tikhonov és A. V. Goncharksky. *Ill-posed problems in the natural sciences*. Advances in science and technology in the USSR. Mathematics and mechanics. Moscow: MIR Publishers, 1987.
- D. M. Titterton. General Structure of Regularization Procedures in Image Reconstruction. *Astron. Astrophys.*, 144:381, March 1985.
- A. Tkachenko, T. Van Reeth, V. Tsymbal, C. Aerts, O. Kochukhov és J. Debosscher. Denoising spectroscopic data by means of the improved least-squares deconvolution method. *Astron. Astrophys.*, 560:A37, December 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201322532.
- S. M. Tobias. Modulation of solar and stellar dynamos. *Astronomische Nachrichten*, 323:417–423, July 2002. doi: 10.1002/1521-3994(200208)323:3/4<417::AID-ASNA417>3.0.CO;2-U.
- S. M. Tobias és F. Cattaneo. Shear-driven dynamo waves at high magnetic Reynolds number. *Nature*, 497:463–465, May 2013. doi: 10.1038/nature12177.
- H. Uitenbroek, A. K. Dupree és R. L. Gilliland. Imaging Spectroscopy of Betelgeuse in the Ultraviolet. In R. A. Donahue és J. A. Bookbinder, szerk., *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, vol. 154, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 393, 1998.
- R. K. Ulrich, J. E. Boyden, L. Webster, S. P. Padilla és H. B. Snodgrass. Solar rotation measurements at Mount Wilson. V - Reanalysis of 21 years of data. *Solar Phys.*, 117:291–328, September 1988. doi: 10.1007/BF00147250.

- Y. C. Unruh. Reliability tests for Doppler imaging. In K. G. Strassmeier és J. L. Linsky, szerk., *Stellar Surface Structure*, vol. 176, *IAU Symposium*, p. 35, 1996.
- Y. C. Unruh és A. Collier Cameron. The sensitivity of Doppler imaging to line profile models. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 273:1–16, March 1995. doi: 10.1093/mnras/273.1.1.
- Y. C. Unruh és A. Collier Cameron. Does chromospheric emission mimic polar starspots in Doppler images? *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 290:L37–L42, September 1997.
- L. van Driel-Gesztelyi. Emerging Flux Tube Geometry and Sunspot Proper Motions. In B. Schmieder, J. C. del Toro Iniesta és M. Vazquez, szerk., *1st Advances in Solar Physics Euroconference. Advances in Physics of Sunspots*, vol. 118, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 81, 1997.
- F. van Leeuwen. Validation of the new Hipparcos reduction. *Astron. Astrophys.*, 474: 653–664, November 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20078357.
- K. Vida, K. Oláh és R. Szabó. Looking for activity cycles in late-type Kepler stars using time-frequency analysis. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 441:2744–2753, July 2014. doi: 10.1093/mnras/stu760.
- W. Voges, B. Aschenbach, T. Boller, H. Bräuninger, U. Briel, W. Burkert, K. Dennerl, J. Englhauser, R. Gruber, F. Haberl, G. Hartner, G. Hasinger, M. Kürster, E. Pfeffermann, W. Pietsch, P. Predehl, C. Rosso, J. H. M. M. Schmitt, J. Trümper és H. U. Zimmermann. The ROSAT all-sky survey bright source catalogue. *Astron. Astrophys.*, 349:389–405, September 1999.
- S. S. Vogt. Doppler Images of Spotted Late-Type Stars. In G. Cayrel de Strobel és M. Spite, szerk., *The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics*, vol. 132, *IAU Symposium*, p. 253, 1988.
- S. S. Vogt és A. P. Hatzes. The Differential Rotation and Evolution of Spots on UX-Arietis from a Sequence of Doppler Images. In I. Tuominen, D. Moss és G. Rüdiger, szerk., *IAU Colloq. 130: The Sun and Cool Stars. Activity, Magnetism, Dynamos*, vol. 380, *Lecture Notes in Physics, Berlin, Springer Verlag*, p. 297, 1991. doi: 10.1007/3-540-53955-7.
- S. S. Vogt és G. D. Penrod. Doppler Imaging of spotted stars - Application to the RS Canum Venaticorum star HR 1099. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 95:565–576, September 1983. doi: 10.1086/131208.
- S. S. Vogt, G. D. Penrod és A. P. Hatzes. Doppler images of rotating stars using maximum entropy image reconstruction. *Astrophys. Journ.*, 321:496–515, October 1987. doi: 10.1086/165647.
- G. Wagner, J. Beer, J. Masarik, R. Muscheler, P. W. Kubik, W. Mende, C. Laj, G. M. Raisbeck és F. Yiou. Presence of the Solar de Vries Cycle (~205 years) during the Last Ice Age. *Geophys. Res. Lett.*, 28:303–306, 2001. doi: 10.1029/2000GL006116.

- M. Waldmeier. Die Zonenwanderung der Sonnenflecken. *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zurich*, 14:470–481, 1939.
- L. M. Walkowicz, G. Basri és J. A. Valenti. The Information Content in Analytic Spot Models of Broadband Precision Light Curves. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 205:17, April 2013. doi: 10.1088/0067-0049/205/2/17.
- M. Weber. *Robotic telescopes & Doppler imaging: measuring differential rotation on long-period active stars*. PhD thesis, Universität Potsdam, <https://publishup.uni-potsdam.de/opus4-ubp/frontdoor/index/index/docId/196>, December 2004.
- M. Weber. Differential rotation of giant stars. *Astronomische Nachrichten*, 328:1075, December 2007. doi: 10.1002/asna.200710869.
- M. Weber és K. G. Strassmeier. Doppler imaging of stellar surface structure. XV. A possible detection of differential rotation and local meridional flows on the rapidly-rotating giant HD 218153 = KU Pegasi. *Astron. Astrophys.*, 373:974–986, July 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010580.
- M. Weber, T. Granzer és K. G. Strassmeier. The STELLA robotic observatory on Tenerife. In *Software and Cyberinfrastructure for Astronomy II*, vol. 8451, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 84510K, September 2012. doi: 10.1117/12.926525.
- W. Wehlau és J. Rice. Zeeman Doppler Imaging. In M. M. Dworetzky, F. Castelli és R. Faraggiana, szerk., *IAU Colloq. 138: Peculiar versus Normal Phenomena in A-type and Related Stars*, vol. 44, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 247, January 1993.
- R. Wichmann. Nightfall: Animated Views of Eclipsing Binary Stars. Astrophysics Source Code Library, June 2011.
- O. C. Wilson. A Probable Correlation Between Chromospheric Activity and Age in Main-Sequence Stars. *Astrophys. Journ.*, 138:832, October 1963. doi: 10.1086/147689.
- H. Wöhl. Sunspots as tracers of meridional circulation. *Astronomische Nachrichten*, 323:329–332, July 2002. doi: 10.1002/1521-3994(200208)323:3/4<329::AID-ASNA329>3.0.CO;2-M.
- H. Wöhl és R. Brajša. Meridional Motions of Stable Recurrent Sunspot Groups. *Solar Phys.*, 198:57–77, January 2001. doi: 10.1023/A:1005244301820.
- N. J. Wright, J. J. Drake, E. E. Mamajek és G. W. Henry. The Stellar-activity-Rotation Relationship and the Evolution of Stellar Dynamos. *Astrophys. Journ.*, 743:48, December 2011. doi: 10.1088/0004-637X/743/1/48.
- R. K. Yadav, T. Gastine, U. R. Christensen és A. Reiners. Formation of starspots in self-consistent global dynamo models: Polar spots on cool stars. *Astron. Astrophys.*, 573:A68, January 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201424589.

- H. Yoshimura. Solar-cycle dynamo wave propagation. *Astrophys. Journ.*, 201:740–748, November 1975. doi: 10.1086/153940.
- L. Zhang, K. Mursula, I. Usoskin és H. Wang. Global analysis of active longitudes of sunspots. *Astron. Astrophys.*, 529:A23, May 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201015255.
- X. B. Zhang és R. X. Zhang. Photometry and spectroscopy of the RS CVn system σ Geminorum. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 137:217–221, June 1999. doi: 10.1051/aas:1999485.
- J. Zhao, R. S. Bogart, A. G. Kosovichev, T. L. Duvall, Jr. és T. Hartlep. Detection of Equatorward Meridional Flow and Evidence of Double-cell Meridional Circulation inside the Sun. *Astrophys. Journ. Lett.*, 774:L29, September 2013. doi: 10.1088/2041-8205/774/2/L29.
- H. Zirin. *Astrophysics of the sun*. Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1988.
- N. V. Zolotova és D. I. Ponyavin. The Maunder Minimum is Not as Grand as it Seemed to be. *Astrophys. Journ.*, 800:42, February 2015. doi: 10.1088/0004-637X/800/1/42.