

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

Érintkező kettőscsillagok fotometriai és
spektroszkópiai vizsgálata, valamint a
TIC 278825952 hármas rendszer analízise

PhD értekezés

Mitnyan Tibor
okleveles fizikus

Témavezető:

Dr. Vinkó József, tudományos főmunkatárs

CSFK Csillagászati Intézet

SZTE TTIK Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Konzulensek:

Dr. Szalai Tamás, tudományos munkatárs

SZTE TTIK Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Dr. Borkovits Tamás, tudományos munkatárs

SZTE Bajai Observatórium

Szeged

2020

Tartalomjegyzék

Bevezetés	1
1. Elméleti áttekintés	4
1.1. Fedési kettőscsillagok	6
1.2. Kettőscsillagok spektroszkópiai jellemzői	10
1.3. Érintkező kettőscsillagok	12
1.4. Triplán fedő hármas csillagrendszerek	18
2. Vizsgált rendszerek	21
2.1. A VW Cephei	21
2.2. További vizsgált érintkező kettőscsillagok	22
2.3. A TIC 278825952 fedési hármas rendszer	24
3. Mérések és adatfeldolgozás	26
3.1. Fotometria	26
3.2. Spektroszkópia	31
4. Vizsgálati módszerek	38
4.1. Fény- és radiálissebesség-görbék modellezése	38
4.2. Spektrumok modellezése	39
4.3. Hármas rendszerek fotodinamikai modellezése	41
5. Eredmények	43
5.1. A VW Cephei komplex analízise	43
5.2. További érintkező kettőscsillagok fizikai és pályaparamétereinek pontosítása	52
5.3. Érintkező kettőscsillagok kromoszférikus aktivitásának időfüggő változása .	56
5.4. Korrelációvizsgálat az érintkező kettőscsillagok kromoszférikus aktivitása és fizikai paramétereik között	60
5.5. A TIC 278825952 fedési hármas rendszer komplex analízise	63
Összefoglalás és konklúziók	73
Summary and conclusions	77
Hivatkozások	81
Függelék	86
Köszönetnyilvánítás	95

Bevezetés

A Naprendszeren kívüli égitestek esetében alapvetően a róluk beérkező elektromágneses sugárzásból tudunk információkat nyerni, leginkább az általunk legközvetlenebb módon detektálható látható fény alapján. Az utóbbi években, évtizedekben ugyanakkor az űrszillogászat fejlődésével számos más hullámhossz-tartományban is lehetőség nyílt csillagászati észlelések végzésére, sőt, új ablakok is nyíltak a Világegyetemre a neutrínócsillagászat és a gravitációs hullámok detektálása révén. A megalkotott elméleti modellek ellenőrzéséhez és megerősítéséhez is minden esetben kísérleti bizonyítékok, azaz távcsövek és detektorok segítségével rögzített mérési adatok szükségesek. Az utóbbi években az adatgyűjtést forradalmi módon megújították az egyre gyarapodó földfelszíni és űrtávcsöves égboltfelmérő programok. Ezek általános céljai az égitestek fényességváltozásának minél folyamatosabb és precízebb monitorozása, ill. az átmeneti (tranzienst) jelenségek (a Földet megközelítő aszteroidáktól az extragalaktikus eseményekig) egyre növekvő számban való detektálása. Természetesen ezek a felmérések kivétel nélkül lehetőséget nyújtanak az eredeti vizsgálati célok mellett járulékos, egyéb területekre és problémakörökre kitérő vizsgálatokra is. Maradnak azonban így is olyan problémák, amelyek tanulmányozására nem vagy csak részben lesznek alkalmasak a nagy léptékű felmérések keretében gyűjtött adatok, ilyen esetekben pedig kiemelten jelentőssé válhat az ezektől függetlenül végzett kiegészítő mérések szerepe. Dolgozatomban az általam végzett munka egyrészt példaként szolgál, miként lehet egy főként exobolygók keresésére irányuló mérési program adatait egy másik részterületen, a kettős- és többes csillagrendszerek kutatása terén hasznosítani, másrészt pedig arra is rámutat, hogy a csillagászat ugyanezen területén manapság is érdemes és hasznos energiát fektetni a saját távcsöves mérések elvégzésére az égboltfelmérő programok hatalmas adathalmazainak árnyékában.

Már egyetemi tanulmányaim elején, az alapképzés alatt fedési kettőscsillagokkal kezdtem el foglalkozni. Dr. Székely Péter révén bekapcsolódtam egy ígéretes nemzetközi projektbe, amely cirkumbináris (azaz egy kettőscsillag mindkét tagja körül keringő) exobolygók keresésére fektette a hangsúlyt, kisebb távcsövek számára is elérhető célpontokat vizsgálva, a fedésminimumidőpont-változások kimérése és modellezése alapján. Ennek köszönhetően kóstolhattam bele először az észlelő csillagászatba, a Szegedi Csillagvizsgálóban és az MTA Piszkéstetői Observatóriumában található 40 cm-es teleszkópokkal ehhez kapcsolódóan végzett rendszeres fotometriai mérések során.

Ezt követően a mesterszakos és doktori tanulmányaim alatt figyelmem leginkább az érintkező kettőscsillagok fotometriai, illetve főként spektroszkópiai méréseken alapuló vizsgálatára fordult. Ezek olyan különleges rendszerek, amelyeknek még mindig nem értjük pontosan minden megfigyelhető tulajdonságát, illetve kialakulásukra és fejlődésükre is több lehetséges elmélet van versenyben. Munkám során kiemelt hangsúlyt fektettem ezen

rendszerek aktivitásának tanulmányozására, ami az egyik kulcsa lehet az ilyen rendszerek jobb megértésének.

Mesterszakos tanulmányaim alatt a VW Cephei nevű rendszerrel kezdtem el alaposabban foglalkozni, Dr. Vinkó József és Dr. Szalai Tamás útmutatásával. Ehhez saját fotometriai és spektroszkópiai méréseket végeztem a Bajai Observatóriumban, illetve az ELTE Gothard Asztrofizikai Observatóriumban, Szombathelyen. A szombathelyi 60 cm-es távcsővel mért spektrumok minősége csak korlátozott módon adott lehetőséget a rendszer vizsgálatára, azonban ennek ellenére eredményként arra jutottunk, hogy a rendszert érdemes alaposabb vizsgálatnak is alávetni. Később jobb minőségű méréseket végeztem Piskéstetőn az 1 méteres Ritchey-Chrétien-Coudé (RCC) távcsővel, illetve ezeket újabb bajai fotometriai észlelésekkel egészítettem ki. Ezek már megfelelő minőségű mérések voltak a rendszer részletes analíziséhez, amelynek eredményeképpen elkészítettem annak fizikai modelljét, illetve vizsgáltam a $H\alpha$ -spektrumvonalban mérhető kromoszférikus aktivitás fázisfüggő változását. Utóbbi összevettem a fotometriából kapott csillagfolt-konfigurációval, amelynek köszönhetően azt találtam, hogy a kettő között egyértelmű összefüggés van.

A VW Cephei esetén tapasztaltak alapján doktori képzésem időszakában egy átfogóbb észlelési programba kezdtem a Piskéstetői 1 méteres távcsővel, illetve néhány éjszaka erejéig egy nagyobb műszerrel, a bolgár NAO¹ Rozhen obszervatórium 2 méteres távcsővével is lehetőségem volt dolgozni. Ennek folyamán további 12 érintkező kettősről gyűlt össze hasonló vizsgálatokra alkalmas mérési adatsor. Ezen rendszerek adatsoraira a többi rendszeren is elvégeztem egy a VW Cephei-hez hasonló spektroszkópiai analízist, aminek köszönhetően 10 objektum esetében először mutattam ki közvetlenül a kromoszférikus aktivitás jelenlétét, illetve annak rövid időskálájú változásairól is információkat tudtam kinyerni. A csillagok optikai tartományban mérhető átlagos kromoszférikus aktivitási szintjének különböző fizikai paramétereikkel való összefüggéseinek vizsgálatát pedig az érintkező kettőscsillagok eddigi legnagyobb mintájára terjesztettem ki.

Mindezek mellett lehetőségem volt bekapcsolódni Dr. Borkovits Tamás kutatócsoportjába. Az itt végzett munkám keretében, fő célunk fedési kettőscsillagokban megbújó további komponensek felkutatása, illetve ezen többes csillagrendszerek fizikai paramétereinek meghatározása űrtávcsöves és földfelszíni mérések részletes fotodinamikai analízise révén. Ezen belül jelenlegi feladatomban főként a *TESS* űrteleszkóp által közel egy évig folyamatosan észlelt égterületeken található ismert fedési kettősök fotometriája, fedésiminimumidőpont-változásaik meghatározása, illetve ezek alapján hármasrendszer-jelöltek azonosítása. Ennek köszönhetően leltem rá a TIC 278825952 nevű csillagra, amelynek fénygörbéin egy, a rendszerben található harmadik csillag által okozott csillagfedéseket sikerült megfigyel-

¹National Astronomical Observatory - Nemzeti Csillagászati Observatórium

nem. A *TESS* méréseket kiegészítve földfelszíni archív fénygörbékkel, az ezekből származó fedésimínimumidőpont-változásokkal és a különböző égboltfelmérő programokból származó fényességekből előállított spektrális energiaeloszlással együttesen modellezve nagy pontossággal határoztam meg a rendszer fizikai és geometriai paramétereit. Ennek során az is kiderült, hogy a rendszer az eddig ismert ilyen típusú objektumok sorában egyedülálló módon olyan körös külső pályával rendelkezik, amelynek okára nem található egyértelmű fizikai magyarázat azon kívül, hogy a rendszer ilyen formában jöhetett létre.

Dolgozatomban először áttekintést nyújtok a kettős és többes csillagrendszerek általános tulajdonságairól, részletesebben is bemutatva az érintkező kettőscsillagokat és a triplán fedő hierarchikus hármas rendszereket. Ezután röviden bemutatom az általam vizsgált objektumokat, az ezek vizsgálatára felhasznált mérési adatsorokat, feldolgozásuk menetét, illetve a feldolgozott adatok elemzési módszereit. Ezt követően ismertetem a munkám során elért új tudományos eredményeket, kitérve az egyes vizsgálatokra vonatkozó specifikus részletekre is. Végül pedig röviden összefoglalom a dolgozatban bemutatott munkát és az elért eredmények tanulságait.

1. Elméleti áttekintés

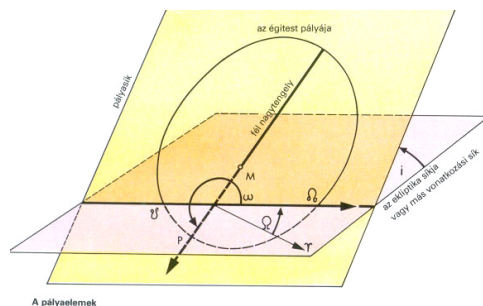
Közvetlen kozmikus környezetünkben a csillagok legalább fele kettős- vagy többes rendszerben található meg. Ezekben a csillagok egymásra gyakorolt hatásainak (pl. a rendszer tömegközéppontja körüli keringés, megfelelő inklináció esetén periodikus fedési jelenségek észlelése, dinamikai kölcsönhatások) révén számos olyan megfigyelhető tulajdonsággal rendelkeznek, amik alapján olyan alapvető fizikai jellemzőiket (pl. tömeg, méret, felszíni hőmérséklet, stb.) is meg tudjuk határozni, amelyekre magányos csillagok esetében nem, vagy csak kevés esetben nyílik lehetőség. Ezen fizikai paraméterek pontos ismeretére pedig elengedhetetlenül szükség van, egyrészt a csillagok kialakulására és fejlődésére, másrészt az azokon, illetve azok között végbemenő fizikai jelenségek leírására megalkotott elméletek pontosításához. Ennek köszönhetően a kettős- és többescsillagok kutatása a mai napig is a szakma egyik alappilléreinek számít.

A kettőscsillagok tagjai a Kepler-törvények alapján olyan ellipszis alakú pályán keringenek a rendszer tömegközéppontja körül, amely 6 pályaelem (1. ábra) segítségével egyértelműen megadható. Ezek a következők:

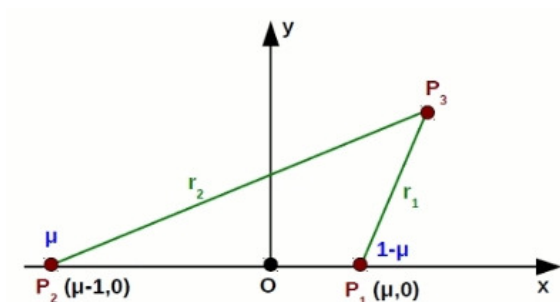
- a : a pálya félnagytengelye;
- i : a pálya inklinációja, azaz a pályasík normálisa és a látóirány (alapsík) által bezárt szög;
- e : az ellipszispálya excentricitása;
- ω : a pericentrum-argumentum, a pericentrum iránya és a felszálló csomó² közötti szög a keringési síkban mérve;
- Ω : a felszálló csomó hossza, vagyis az alapirány és a felszálló csomó között bezárt szög az alapsíkban mérve;
- τ : a keringést végző objektum egy pericentrum-átmenetének időpontja.

A szoros kettőscsillagok gravitációs terét az ún. Roche-geometria segítségével tudjuk leírni, amihez a korlátozott háromtest-probléma (2. ábra) egyensúlyi megoldásai révén juthatunk el. Ehhez először a csillagok felszínét ekvipotenciális felületnek, magukat a körpályán keringő csillagokat és a hozzájuk képest elhanyagolható tömegű próbatestet pedig egy síkban mozgó tömegpontoknak (P_1, P_2, P_3) tekintjük. Ekkor együttforgó koordináta-rendszerben felírva a mozgásegyenleteket, a próbatesthez létezik egy első integ-

²Az az irány, ahol a keringést végző objektum pályája délről észak felé haladva metszi az alapsíkot.



1. ábra. A kettős csillagrendszerek mozgását leíró pályaelemek. Forrás: astro.u-szeged.hu



2. ábra. A korlátozott háromtest-probléma geometriai konfigurációja. Forrás: astro.u-szeged.hu

rál (a Jacobi-integrál), amely definiál egy csak a próbatest csillagoktól mért távolságától (r_1, r_2) és a redukált tömegtől ($\mu = m_2/(m_1 + m_2)$) függő effektív potenciált (Ω_{eff}):

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{1}{2}[(1 - \mu)r_1^2 + \mu r_2^2] + \frac{1 - \mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2}, \quad (1)$$

ahol

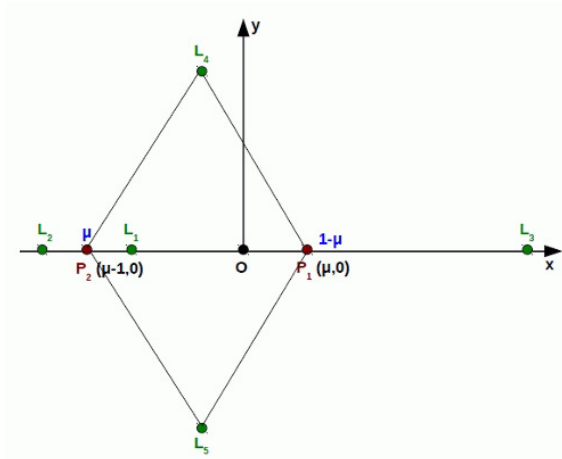
$$r_1 = \sqrt{(x - \mu)^2 + y^2}, \quad (2)$$

$$r_2 = \sqrt{(x + 1 - \mu)^2 + y^2}, \quad (3)$$

$$\mu = m_2/(m_1 + m_2), \quad (4)$$

és x, y a próbatest origótól mért koordinátái, m_1, m_2 pedig a kettős tagjainak tömegei.

Azokban a pontokban, amelyekben ezen effektív potenciál koordináták szerinti deriváltjai eltűnnek (vagyis 0-val egyenlők), a korlátozott háromtest-probléma egyensúlyi megoldásainak, más néven Lagrange-pontoknak nevezzük (3. ábra). Ezek közül a kettőscsillagokban az L1-es Lagrange-pont által kijelölt ekvipotenciális felületet Roche-lebenynek nevezik, ami kulcsfontosságú a kettőscsillagok fizikai alapokon nyugvó csoportosításának szempontjából, amelyre a későbbiekben még visszatérek.



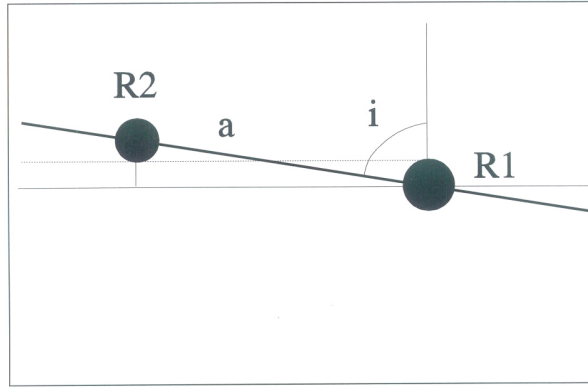
3. ábra. A korlátozott háromtest-probléma egyensúlyi megoldásait jelentő Lagrange-pontok. Forrás: astro.u-szeged.hu

Amennyiben a rendszerben a harmadik tömegpont tömege összemérhető a másik kettővel, abban az esetben hármas rendszerről beszélhetünk. Az ilyen típusú rendszerek hosszútávon csak hierarchikus konfigurációban elhelyezkedve lesznek stabilak, amelyeket úgy kell elképzelni, mint két kettőscsillagból álló rendszert. A három csillagból kettő mindig közelebb található egymáshoz, mint a harmadik, ezek alkotják a belső, szorosabb kettőst. A jóval távolabb keringő harmadik csillag pedig a szoros kettőssel alkot egy külső, tágabb kettőst. Ebben az esetben a két kettős perturbált Kepler-mozgást fog végezni, ezért hasonló módon mindkét pálya esetén definiálhatók a már korábban ismerttetett pályaelemek. Így az ilyen típusú rendszereket ezen kétszer hat paraméter, illetve azok időbeli változásával írhatjuk le az ilyen típusú rendszereket.

1.1. Fedési kettőscsillagok

A fedési kettőscsillagok olyan objektumok, amelyekben a két csillag keringést végez a tömegközéppont körül, és látóirányunkból szemlélve szerencsés módon bizonyos időközönként kölcsönösen eltakarnak egymásból egy darabot. Ehhez az szükséges, hogy a csillagok keringési síkja közel egybe essen a látóirányunkkal (4. ábra). Ezek a kölcsönös fedések a rendszer általunk detektálható fényességében periodikus elhalványodásokat és visszafényesedéseket eredményeznek. Ennek köszönhetően a rendszerek (geometriájuktól, illetve az őket alkotó komponensek fizikai tulajdonságaitól függően) változatos fénygörbéket mutatnak. Ennek megfelelően az első, természetes módon adódó csoportosítási módszer alapjának a fénygörbe-alak szolgálta (5. ábra):

- **Algol-típus:** Az ilyen fénygörbéken a fedési események jellemzően a keringési időhöz képest jóval rövidebb ideig tartanak és erősen elkülönülnek az ezeken kívüli



$$R_1 + R_2 \geq a \cos i$$

4. ábra. A fedések geometriai feltétele kettőscsillagok esetén, ahol R_1 és R_2 a csillagok sugarát jelöli. Forrás: astro.u-szeged.hu

szakaszoktól, amelyek legtöbb esetben közel konstans fényességet vesznek fel. Ez azt jelenti, hogy jellemzően olyan kettősökről van szó, ahol a két csillag mérete szeparációjukhoz képest (tehát a fajlagos sugaruk) elegendően kicsi ahhoz, hogy a közöttük lévő árapály-kölcsönhatás kicsi legyen, és így alakjuk még megközelítőleg gömbszimmetrikus maradjon. Ebből következik, hogy minél hosszabb keringési idejű egy fedési kettős, annál valószínűbb, hogy ilyen típusú fénygörbét fog mutatni, de ennek ellenére keringési periódusuk igen széles tartományon mozoghat (néhány órától akár több 10000 napig). Ezen kívül jellegzetes tulajdonságuk lehet még, hogy a fedések időben nem szimmetrikusan jelennek meg, és eltérő hosszúságúak is lehetnek, ami arról árulkodik, hogy a csillagok excentrikus pályán keringenek.

- **β Lyr-típus:** Ezen típusú fénygörbéken a komponensek okozta fedések jóval hosszabb ideig tartanak, és a fedéseken kívüli fénygörbeszakaszokon is folyamatos fényváltozás tapasztalható. Ezt az okozza, hogy jellemzően nagyobb fajlagos sugárral rendelkeznek, mint az előző típus csillagai, így a közöttük fellépő árapály-kölcsönhatás, illetve a gyorsabb tengelyforgás eltorzítja a csillagok alakját. Ennek köszönhetően a fedéseken kívüli szakaszokon ellipszoidális változást figyelhetünk meg, mivel a keringés során folyamatosan változik az egyes csillagok felénk látszó felületének mérete. A fedéseken kívüli fényességminimumokon kívüli részeken így az ellipszoidális változából eredendően fényességmaximumok is megjelennek a fénygörbén. Keringési periódusuk jellemzően hosszabb 1 napnál és akár több 100 napos is lehet.
- **W UMa-típus:** Az ebbe a csoportba tartozó rendszerek fénygörbéi folyamatos, szinuszoszerű jellegű változást mutatnak, a fényességminimumok közel egyenlő mér-

tékűek, illetve ugyanez vonatkozik a fényességmaximumokra. Ezen csillagok esetén a fedéseken kívüli szakaszokon szintén az ellipszoidális változás dominál, azonban a komponensek felületi fényességei közel azonosak. Jellemzően 1 napnál rövidebb keringési periódussal rendelkeznek.

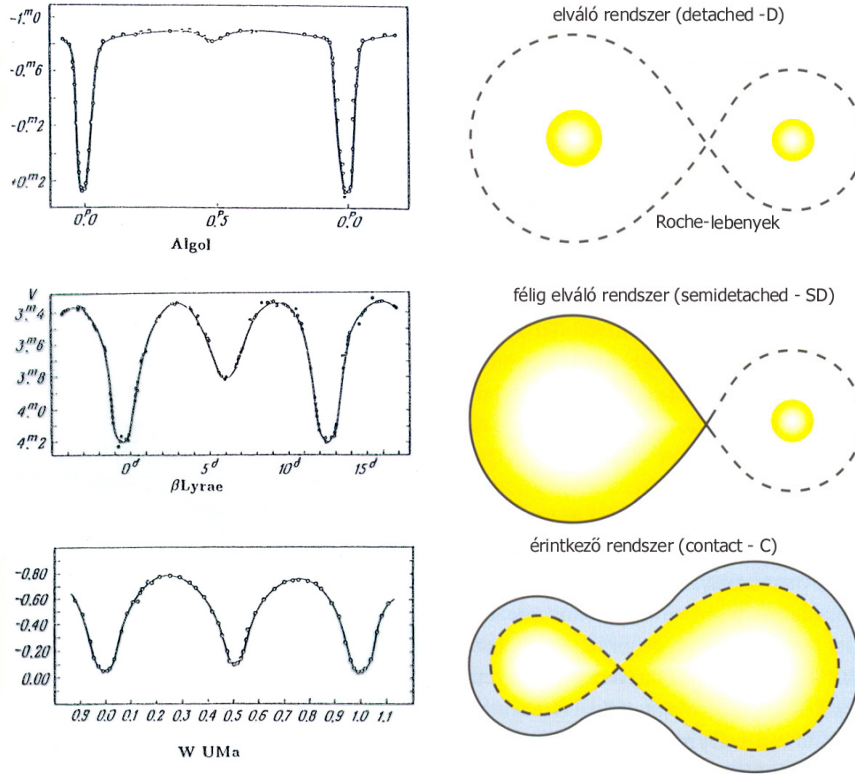
A későbbiekben azonban a rendszerek osztályozását fizikai alapokra helyezték, így született meg az úgy nevezett geometriai osztályozás, ami a csillagok Roche-lebenyének kitöltöttségén alapszik. Ezen térrész csillagok által való kitöltöttsége alapján a fedési kettősöket a következő csoportokba sorolhatjuk (5. ábra):

- **Különálló rendszerek:** A komponensek egyike sem tölti ki a Roche-lebenyét. Ezek minden esetben Algol-típusú fénygörbét mutatnak, azonban fordítva már nem érvényes ez az állítás.
- **Félig érintkező rendszerek:** A rendszer egyik tagjának mérete fejlődése során elérte a hozzátartozó Roche-lebeny méretét. Ebben az esetben az érintkező komponensről anyagáramlás indulhat meg a nem érintkező komponens felé, amely akkréciós korongot hozhat létre e körül. Jellemzően β Lyr-típusú fénygörbét mutatnak, azonban mutathatnak Algol-típusú fénygörbét is abban az esetben, ha az érintkező komponens jóval halványabb társánál. Érdekességként, maga az Algol-típus névadó csillaga is egy félig érintkező rendszer, amelynél ez utóbbi eset áll fenn.
- **Érintkező rendszerek:** Mindkét csillag kitölti Roche-lebenyét, ennek köszönhetően az L1-es Lagrange-pontnál a két csillag felülete fizikailag egymáshoz kapcsolódik, és a rendszer körül egy közös burok jön létre. Ezek W Uma-típusú fénygörbét mutatnak. Mivel kutatómunkám során elsősorban ezek vizsgálatára helyeztem a hangsúlyt, az érintkező rendszerek eddig ismert jellemzőit részletesebben is bemutatom a következő alfejezetben.

A fedési kettősökben a fényességminimumok alapvetően periodikusan, egyenlő időközönként ismétlődnek a komponensek egymás körüli keringése során. Ebből kifolyólag egy kezdeti időpont (T_0) és a keringési periódus (P) segítségével definiálható a keringési fázis (ϕ) mennyisége:

$$\phi = \left\{ \frac{T - T_0}{P} \right\}, \quad (5)$$

amely a $\{ \}$ törtrész-függvény miatt egy 0 és 1 közötti szám és megadja, hogy a komponensek egy adott időpontban (T) az aktuális keringési ciklus mekkora hányadát teljesítették. Ha a kezdeti időpont egy főminimum, tehát amikor a nagyobb felületi fényességű rendszert fed el társa, akkor fotometriai fázisról beszélhetünk. Ez azonban, amint a későbbiekben



5. ábra. A fedési kettőscsillagok csoportosítása fénygörbe-alakok, illetve az ezeknek jó közelítéssel megfeleltethető geometriai konfigurációk szerint. Forrás: astro.u-szeged.hu

bemutatom az érintkező rendszerek részletesebb tárgyalásánál, nem minden esetben esik egybe a spektroszkópai fázissal, azaz amikor a nagyobb tömegű komponenst fedi el a társa a kezdeti időpontban. Munkám azon részét, ahol a keringési fázis mennyisége alkalmazásra került, leginkább spektrumokra alapoztam, így a konzisztencia érdekében a későbbiekben minden esetben a spektroszkópai fázist értem keringési fázis alatt.

A fedési kettősök keringési periódusa gyakran mutat valamilyen időskálán különböző változásokat, amelyek lehetnek valós és látszólagos változások is. Ennek vizsgálatára az O–C analízis alkalmazható, amely a megfigyelt (Observed) és egy kezdőidőponttól konstans periódussal számolt (Calculated) fedésiminimum-időpontok különbségének vizsgálatán alapul. Egy korábbi vagy későbbi fedési időpont megkapható a következő kifejezés alapján:

$$C = T(E) = T_0 + EP, \quad (6)$$

ahol E a ciklusszám, azaz a T_0 időponttól eltelt keringési ciklusok száma, amely konvencionálisan egész szám főminimumok esetén, mellékminimumokra pedig fél-egész. Az O–C értékeket az idő, vagy a ciklusszám függvényében ábrázolva megkapjuk az O–C diagra-

mot, amelyet az angol terminológia nyomán ETV-diagramnak (Eclipse Timing Variation, fedésminimumidőpont-változás) is szoktak hívni. Ennek alakja a periódusváltozás okáról szolgáltat információkat. Abban az esetben, amikor az O–C pontokra egyenes illeszthető, akkor a keringési periódus állandó, és az egyenes meredeksége a használt keringési periódus hibáját, az y -tengelymetszete pedig az alkalmazott T_0 időpont hibáját adja meg. Amennyiben valamilyen görbe alakkal írható le, az azt mutatja, hogy a periódus változik, amely változás lehet valós fizikai megváltozás, illetve látszólagos is. Valós periódusváltozást okozhat például a komponensek közötti tömegátadás, ekkor az O–C görbe alakja parabolikus, vagy a mágneses aktivitás okozta impulzusmomentum-változás (Applegate-mechanizmus, Applegate 1992), amely szinuszosidális O–C görbét eredményez, amelynek időskálája jellemzően néhány év, esetleg évtized. Látszólagos periódusváltozásra gyakori példa egy a rendszerben található harmadik csillag által keltett fény-idő effektus (Light-Time Effect – LITE, vagy Light-Travel Time Effect – LTTE). Ez pusztán abból adódik, hogy a fedéseket mutató kettőscsillag a hármas rendszer tömegközéppontja körüli keringést végez, így tőlünk mérhető távolsága folyamatosan változik, és a fény véges terjedési sebességének köszönhetően a róla beérkező fénysugaraknak is folyamatosan változik a távolság megtételéhez szükséges ideje. Ez szintén szinuszosidális változásként jelenik meg az O–C diagramon, amelynek periódusa a külső pálya periódusával fog megegyezni. Látszólagos periódusváltozást okozhat még a kettőscsillag apszisvonalának (az ellipszispálya nagytengelyének) időbeli körbefordulása, azaz az apszismozgás. Ez a jelenség excentrikus pályák esetén léphet fel, és a komponensek közötti árapály-kölcsönhatásnak, a csillagok gyors forgása miatti gömbszimmetrikustól különböző tömegeloszlásnak, illetve a relativisztikus járuléknak köszönhető. A fény-idő effektushoz hasonlóan periodikus változást hoz létre az O–C görbén, azonban a fő- és mellékminimumok esetében fáziskülönbség tapasztalható, így a különböző minimum-típusokból számolt O–C értékek alternálnak a diagramon.

1.2. Kettőscsillagok spektroszkópiai jellemzői

Az egyszerűsített csillaglégkörökben (Schuster-Schwarzschild közelítés) a feketetest-sugárzó, magasabb hőmérsékletű réteg felett egy önmagában nem sugárzó, hideg gágréteg található, amelyben az alulról érkező sugárzás egy része elnyelődik, így az alsó réteg (a fotoszféra) kontinuum-sugárzásában az elnyelési hullámhosszakon abszorpciós színekvonalak jelennek meg. A színekvonalak közepe (vonalmag) az alacsonyabb hőmérsékletű gágréteg felső részeiben jön létre, a vonalszárnyak felé haladva pedig a megfigyelt sugárzás egyre mélyebben található rétegekből származik. A spektrumvonalak alapesetben természetes vonalszélességgel rendelkeznek, amelynek oka az elektronok gerjesztett állapotainak Heisenberg-féle határozatlansági reláció értelmében fellépő energiabizonytalansága. Ezen-

kívül még két atomi jellegű effektus játszik szerepet a spektrumvonalak kiszélesedésében:

i) a Doppler-kiszélesedés, amit a csillaglégkörben különböző sebességekkel mozgó atomok fotonelnyelése során kialakuló spektrumvonalak hullámhosszainak különböző mértékű Doppler-eltolódása okoz, amelynek eredményeként egy Gauss-függvénnyel leírható vonalprofil jön létre:

$$G(\lambda) = a \exp - \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}, \quad (7)$$

ahol a konstans, λ_0 a vonal laboratóriumi hullámhossza, σ pedig a vonal félértékszélessége.

ii) az ütközési kiszélesedés, amelyet a részecskék egymással való ütközései miatt az elektronok gerjesztett állapotainak megnövekedett energiabizonytalansága okoz, amelynek köszönhetően egy Lorentz-függvénnyel leírható vonalprofil alakul ki:

$$L(\lambda) = b \frac{\gamma}{(\lambda - \lambda_0)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (8)$$

ahol b konstans, γ pedig a két ütközés között átlagosan eltelt idő reciproka.

Mivel a két effektus legtöbb esetben egyszerre lép fel, így egy spektrumvonal általában a két függvény konvolúciójával, az ún. Voigt-profillal közelíthető, amennyiben más fizikai hatások (pl. turbulens áramlások a légkörben, vagy a csillag forgása) nem okoznak további kiszélesedést.

A spektrumvonalak kiszélesedésének mértékére bevezethető az ekvivalens szélesség (W) mennyisége, amely egy a spektrumvonal és a kontinuum-szint közötti területtel megegyező területű téglalap vízszintes oldalhosszúságát adja meg (6. ábra):

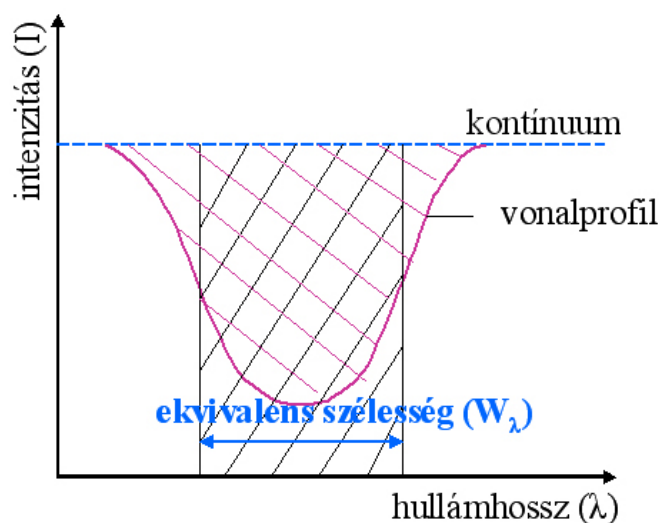
$$W = \int_{\Delta\lambda} \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda \quad (9)$$

ahol F_c a kontinuum fluxusa, F_λ pedig az adott λ hullámhosszúságon detektált fluxus.

A kettősökben a csillagok látóirányú (radiális) sebességei folyamatosan változnak pályamenti mozgásuk révén, ami a spektrumvonalaik periodikus Doppler-eltolódását okozza. Egy adott laboratóriumi hullámhosszúságú (λ_0) spektrumvonal esetén ehhez képest megmérve a hullámhossz-eltolódás mértékét ($\Delta\lambda$) a csillagok radiális sebessége (V_r) a Doppler-képlet alapján meghatározható:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{V_r}{c}, \quad (10)$$

ahol c a fénysebesség. Ezen radiális sebességek a rendszer tömegközéppontjának látóirányú sebességéhez, azaz a gammasebességhez (V_γ) képest ciklikusan változnak. Körpálya esetén mindkét komponens radiális sebességei egy-egy szinuszgörbét írnak le. A gammasebességtől mérhető maximális kitérés a komponensek esetében a sebességamplitúdó



6. ábra. Az ekvivalens szélesség definíciója. Forrás: wikipedia.hu

(K):

$$K = V_r^{max} - V_\gamma. \quad (11)$$

A sebességamplitúdó kapcsolatban van a rendszer fontosabb paramétereivel:

$$K_{1,2} = \frac{2\pi}{P\sqrt{1-e^2}} a_{1,2} \sin i, \quad (12)$$

ahol $a_1 + a_2 = a$. A sebességamplitúdók arányából ennek köszönhetően a rendszer tömegaránya (q) megkapható:

$$q = \frac{m_2}{m_1} = \frac{a_1}{a_2} = \frac{K_1}{K_2}. \quad (13)$$

Felhasználva Kepler III. törvényét:

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G}{4\pi^2} (m_1 + m_2), \quad (14)$$

ahol G a gravitációs állandó, a kettős tagjainak tömege (az inklináció ismeretében) meghatározható.

1.3. Érintkező kettőscsillagok

Az érintkező (vagy W UMa-típusú) kettőscsillagok jellemzően F, G, K színképosztályú (közel) fősorozati törpecsillagokból álló szoros kettősök. A komponensek kitöltik a Roche-lebenyüket, illetve még valamelyest túl is nyúlnak rajta, így fizikailag összeérnek az L1-es

Lagrange-pontban. Egy közös konvektív burok veszi körül őket, amelynek köszönhetően a komponensek között anyag- és energiaáramlás mehet végbe, így a komponensek között termális egyensúly jön létre (Lucy 1968). Ez a jelenleg leginkább elfogadott elmélet, amely a legjobban leírja az ilyen típusú rendszerek legtöbb megfigyelhető tulajdonságát, a kialakulásukról és fejlődésükről azonban nem nyújt elegendő információt. Utóbbi folyamatokra még napjainkban is több elmélet létezik:

- Termális relaxációs oszcillációk (TRO-elmélet; Flannery 1976, Lucy 1976): A rendszerben először különálló csillagok alakulnak ki, majd elsőként a nagyobb tömegű komponens tölti ki a Roche-lebenyét, így létrejön egy félig érintkező rendszer és anyagáram indul meg a kisebb tömegű komponensre. Ezután a kisebb tömegű komponens tölti ki a Roche-lebenyét, így létrejön az érintkező rendszer. Ekkor a mellékkomponensről kezd el átáramlani az anyag a főkomponensre és feltételezve, hogy a rendszer impulzusmomentuma állandó, a keringési pálya mérete nőni kezd. Ez addig tart, amíg egy félig érintkező rendszer nem jön létre, majd az anyagáramlás iránya megfordul és az egész folyamat elkezd ismétlődni. Az elmélet legnagyobb gyengesége, hogy az érintkező kettősök a megfigyelések szerint mágnesesen aktívak, ami impulzusmomentum-vesztéshez vezet és az alapfeltevés legtöbb esetben emiatt nem teljesül.
- Impulzusmomentum-vesztés mágneses fékeződéssel (Vilhu 1982): A kiinduló állapot itt is egy különálló rendszer, amelynek tagjai elég közel vannak egymáshoz, hogy meginduljon a komponensek forgásának keringéssel való szinkronizációja az árapály-kölcsönhatás révén. A mágneses tér ez ellenében fékezi ezt a folyamatot, ami impulzusmomentum-vesztéssel jár, és a keringési pálya mérete csökken. Ez ilyen módon egy öngerjesztő folyamat, ugyanis a szorosabb pálya miatt még erősebb lesz az árapályerők szinkronizáló hatása és a mágneses tér fékező hatásából bekövetkező impulzusmomentum-vesztés. A folyamat egészen addig tart, míg a komponensek olyan szoros pályára kerülnek, amelyen már fizikailag is összeérnek egymással, azaz kialakul az érintkező kettős. Ezt követően a komponensek között egy gyors tömegátrendeződésnek kell történnie, amelynek hatására ki kell alakulnia egy ideiglenes stabilitásnak, ugyanis ha továbbra is veszít a rendszer az impulzusmomentumából, akkor a komponensek előbb-utóbb összeolvadnak. Tylenda és mtsai (2011) révén erre már megfigyelési bizonyíték is található a szakirodalomban. Ilyen összeolvadó érintkező rendszerekből alakulhatnak ki nagy valószínűséggel az FK Com-típusú, meglehetősen gyorsan forgó és aktív egyedülálló csillagok.
- Kozai-Lidov mechanizmus árapály-fékeződéssel (Eggleton és Kiseleva-Eggleton 2001): Ehhez az elmülethez szükség van egy a rendszerben található harmadik csillag je-

lenlétére, amely a belső pályához képest nagy inklinációjú pályán mozog. Ebben az esetben fellép a Kozai-Lidov mechanizmus (Kozai 1962, Lidov 1962), amelynek során a belső kettős excentricitása a harmadik csillag dinamikai perturbációja miatt nagy mértékű fluktuációkon megy keresztül. A két pálya köztes inklinációjától függően az excentricitás akár 1-hez közeli értékeket is felvehet, amelynek köszönhetően a belső pályán keringő komponensek a pericentrum-átmenetek során olyan közel kerülhetnek egymáshoz, ahol már fellép az árapály-fékeződés hatása, így a belső pálya mérete csökken. Egy vagy több ilyen Kozai-ciklus után már olyan mértékben lecsökkenhet a belső pálya mérete, hogy már az árapály-kölcsönhatás fog dominálni. Ennek eredményeként a Kozai-Lidov mechanizmus megszűnik, kialakul egy szoros kettős, amelynek forgása és keringése egy idő után szinkronizálódik.

- Dinamikai kölcsönhatások csillaghalmazokban (Leonard és Linnell 1992): A csillaghalmazokban jellemzően sokkal nagyobb a csillagok térbeli sűrűsége, ami miatt nagyobb valószínűséggel közelítik meg egymást. A kezdetben tágabb pályán keringő kettőscsillagok esetében ilyen közeli elhaladások vagy akár a rendszer tagjainak kicserélődése során az eltávozó objektumok olyan mértékben csökkenthetik a rendszer mechanikai energiáját, hogy végül a kettős tagjai között bekövetkezik az érintkezés.

Az itt felsorolt elméletek közül még egyik mellett sem szólnak teljesen egyértelműen döntő érvek és megfigyelési bizonyítékok, így az is elképzelhető, hogy több, vagy akár az összes mechanizmus valamilyen szinten szerepet játszik az ilyen típusú rendszerek kialakulásában és fejlődésében. Ettől függetlenül Lucy (1968) modellje alapján több megfigyelhető tulajdonságuk is következik:

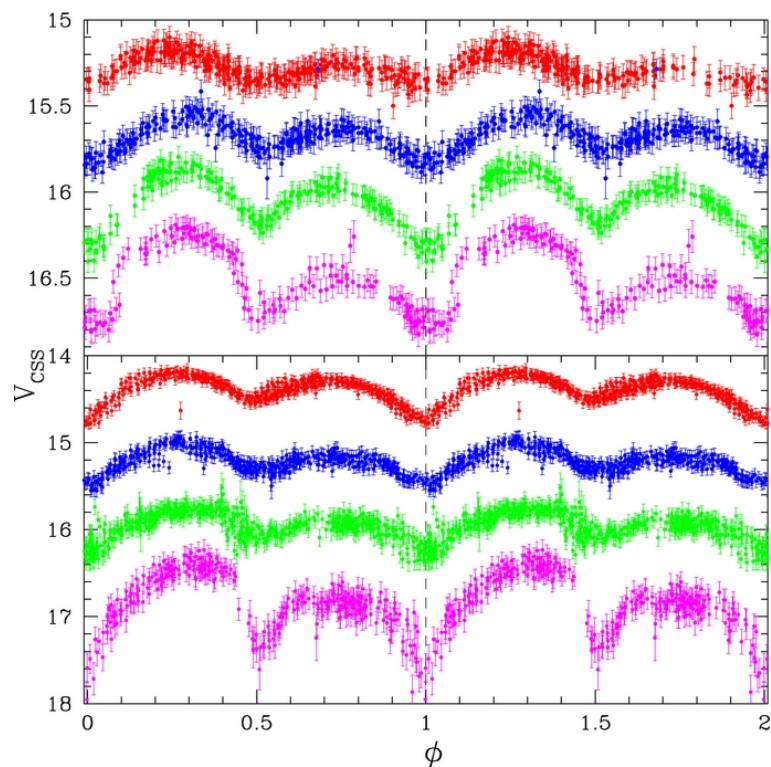
- rövid keringési periódus (általában néhány tized nap);
- erős árapály-kölcsönhatás, amelynek köszönhetően egyrészt a csillagok alakja torzult, csepp-alakú, másrészt a komponensek forgása szinkronizálódott a keringési periódussal;
- a gyors forgás következtében spektrumvonalaik nagy mértékű kiszélesedést mutatnak, sok esetben át is fednek egymással;
- a gömb alaktól eltérő torzultság miatt fellépő ellipszoidális effektusnak köszönhetően a fedéseken kívüli időpillanatokban is folyamatos fényváltozást mutatnak keringésük során;
- a fő- és mellékminimumok során tapasztalható fényváltozás közel azonos mértékű (sok esetben alig megkülönböztethető), vagyis a komponensek felületi fényessége közel egyenlő.

Megfigyelések alapján az érintkező kettőscsillagok négy nagyobb csoportba sorolhatók be:

- A-típus: a főkomponens felületi fényessége nagyobb, mint a mellékkomponensé, tehát főminimum esetén a főkomponens van elfedve (Binnendijk 1965, 1970). Ilyenkor a fotometriai és a spektroszkópiai fázis megegyezik.
- W-típus: a mellékkomponens felületi fényessége nagyobb, mint a főkomponensé, azaz főminimum esetén a mellékkomponens van fedésben (Binnendijk 1965, 1970). Ebben az esetben a fotometriai fázis fél keringéssel el van tolódva a spektroszkópiai fázishoz képest.
- B-típus: a komponensek nincsenek termális egyensúlyban, a köztük lévő hőmérsékletkülönbség meghaladja az 1000 K-t. (Lucy és Wilson 1979)
- H-típus: jellemzően nagy tömegarányal rendelkező rendszerek ($q > 0,72$), amelyekben az energiaátadás kevésbé hatékony a komponensek között egy adott luminositásarány mellett. (Csizmadia és Klagyivik 2004)

Az A- és W-típusok magyarázatára a mai napig az egyik legelterjedtebb és legelfogadottabb elmélet, hogy a W-típusú rendszerek főkomponenseinek felszínén található alacsonyabb hőmérsékletű területek (csillagfoltok) csökkentik olyan mértékben a felületi fényességét, hogy összességében a mellékkomponensé látszólag nagyobb lesz (Mullan 1975).

Az érintkező kettőscsillagok felszínén található foltok egyik legelső bizonyítéka az ún. O'Connell-effektus (O'Connell 1951), azaz a fényességmaximumokban tapasztalható fényességkülönbség (7. ábra). Az elképzelés szerint ilyenkor az alacsonyabb fényességű maximum keringési helyzetében az egymás mellett látható két komponens felszínein elhelyezkedő domináns csillagfoltok (vagy foltcsoportok) hozzájárulnak a megfigyelhető fényességcsökkenéshez. A maximumokban megfigyelhető fényességkülönbség akár keringésről keringésre is változhat a foltkonfigurációban bekövetkező változásoknak köszönhetően. A csillagfoltok (fotoszférikus aktivitás) fénygörbéken megfigyelhető hatásain kívül még más jelenségek is arra utalnak, hogy az érintkező kettősök többségén valamilyen mértékű aktivitás figyelhető meg. Ilyen például a fedésminimumidőpont-változásokban megfigyelhető periodikus változáshoz köthető, már korábban említett Applegate-mechanizmus, vagy a különböző spektrumvonalakban megfigyelhető emisszió vagy emissziós többlet/abszorpció hiány. Utóbbira jó példa az UV tartományban található Mg II, az optikaiban lévő H α vagy a közeli infravörös Ca II spektrumvonalak, amelyek esetén a csillag légkörének felsőbb rétegeiben zajló kromoszférikus aktivitásról kaphatunk információt (pl. Rucinski 1985, Barden 1985, Montes 2000). A többszörösen ionizált elemek nagy energiájú UV-



7. ábra. Példák az O'Connell-effektusra a Catalina Sky Survey-ből. Forrás: Drake és mtsai (2014)

és röntgentartományban megfigyelhető emissziós spektrumvonalai alapján pedig a csillag-léggör legkülső, ritka és forró koronájában lejátszódó aktivitási folyamatokra utaló információt nyerhetünk (pl. Cruddace és Dupree 1984, Vilhu 1984). Napunk esetében ezeket a különböző, kifelé haladva egyre magasabb hőmérsékletű rétegekben megjelenő aktivitási jelenségeket közvetlenül is meg tudjuk figyelni (pl. foltok, protuberanciák, koronalyukak). Mindezek valószínűleg nem függetlenek egymástól, eredetük a csillagok konvektív zónájában áramló töltött plazma által keltett mágneses térre (dinamó-effektus), illetve az abban bekövetkező változásokra vezethető vissza. A csillagok ezen tulajdonságát még napjainkban sem értjük teljeskörűen, még a Nap esetében sem, ezért széles körű, más csillagokra kiterjesztett vizsgálata fontos. Különösen igaz ez az érintkező kettőscsillagokra, amelyek esetében a mágneses aktivitás befolyásolhatja a rendszer hosszú távú fejlődését: befolyással lehet a rendszer impulzusmomentumának eloszlására, amelynek köszönhetően szerepet játszhat az ilyen típusú rendszerek létrejöttében és fejlődésében, illetve ciklikus változásokat okozhat a rendszer keringési periódusának értékében (pl. Applegate 1992, Lanza és Rodonó 2004).

A fotoszférikus aktivitás vizsgálatára a legkézenfekvőbb módszer a rendszer fénygörbéjének fizikai és geometriai alapokon nyugvó modellezése (4.1. fejezet). Ekkor a csillag-foltok által okozott, a rendszer különböző keringési fázisaiban mérhető fényességcsökkené-

seket a komponensek felszínére helyezett alacsonyabb hőmérsékletű régióval azonosítják. Számos publikáció található a szakirodalomban, amely ezen módszer segítségével ad betekintést a rendszer aktivitásába (pl. Kaszás és mtsai 1998, Mitnyan és mtsai 2018). Ennél lényegesen szofisztikáltabb módszer a Doppler-tomográfia, amely során a spektrumvonalak alakjában a keringés során a foltoknak köszönhetően bekövetkező változásokat modellezve határozható meg a komponensek felületén elhelyezkedő foltok pontos helyzete (pl. Hendry és Mochnacki 2000, Senavci és mtsai 2011). Mindezek segítségével eltérő időszakokban készült észlelések alapján a foltkonfigurációban bekövetkező változások is lekövethetőek. A foltkonfiguráció változását jelentheti az is, hogy az ilyen típusú rendszerek fedésimínimum-időpontjaiban viszonylag rövid távú (néhány hónapos vagy éves időskálájú) kvázi-periodikus változás figyelhető meg, amely mágneses aktivitási ciklus jelenlétére utalhat (pl. Kaszás és mtsai 1998, Borkovits és mtsai 2005, Tran és mtsai 2013).

A kromoszférikus aktivitás a már említett spektrális emissziós többlet kimutatása alapján vizsgálható, amit egy hasonló tulajdonságokkal rendelkező, azonban aktivitást nem mutató csillag (általában egy elméleti modell) spektrumvonalaihoz viszonyítva célszerű megtenni. Ez a probléma az ilyen típusú rendszerek spektrumvonalaiban megjelenő erős rotációs kiszélesedés és az ennek köszönhető vonalak közötti átfedések miatt kevésbé vizsgált területnek számít a szakirodalomban. Mindössze két korai tanulmány található az érintkező kettősökön mérhető kromoszférikus aktivitás és a rendszerek fizikai paramétereik közötti kapcsolatról. Rucinski (1985) az IUE (International Ultraviolet Explorer) műhold által készített kis felbontású UV-spektrumokon látható Mg II spektrumvonalban megjelenő emissziót vizsgálta egy 15 érintkező kettősből álló mintán annak érdekében, hogy kiterjessze a kromoszférikus aktivitás erőssége és az inverz Rossby-szám (lásd a Függelékben) között korábban – nem érintkező kettősök esetén – megfigyelt relációt (Noyes és mtsai 1984, Hartmann és mtsai 1984). Rucinski azt találta, hogy a kromoszférikus aktivitás erőssége valamilyen szinten korrelál a keringési periódussal és a B–V színindexszel, és erősen az inverz Rossby-szám logaritmusával, amely esetén nagyjából követi a nem érintkező, lassabban forgó rendszereknél megfigyelhető trendet. Barden (1985) négy RS CVn-típusú, kromoszférikusan aktív szoros kettőscsillag és négy érintkező kettős mintáján, optikai tartományban készült spektrumokon a $H\alpha$ -vonalban megjelenő emissziós többlet alapján vizsgálta ugyanezeket a relációkat. Ehhez a mért és elméleti modellspektrumok különbségein határozta meg az emissziós többlet mennyiségét, amit a kromoszférikus aktivitás erősségével azonosított. Az ilyen módon kapott kromoszférikus aktivitás erősségek mintájában ugyanazokat a korrelációkat mutatják, mint Rucinski (1985) nagyobb mintájában az UV-tartományban. Barden (1985) ezen kívül a különbségspektrumokon megjelenő $H\alpha$ -profilokat két Gauss-függvény összegével illesztve az egyes komponensek járulékát is meghatározta, és kimutatta, hogy csökkenő forgási periódussal a mellékkom-

ponensek járuléka eltűnik. Ennek magyarázatára a közös burok, az árapályerők, vagy ezek kombinációjának hatását tételezte fel.

Az érintkező kettőscsillagok kialakulása és fejlődése kapcsán a mágneses aktivitás mellett egy másik fontos tényező is megemlítendő. Nagyon gyakori az ilyen típusú rendszerekben egy, az érintkező komponensektől távolabb keringő harmadik komponens jelenléte. Ennek jele általában többféle módon is detektálható: i) változások a rendszer asztrometriai koordinátaiban; ii) a rendszer változó tömegközépponti sebessége; iii) harmadik fény és/vagy extra fedések jelenléte a fénygörbén; iv) fény-idő effektus a fedésminimumidőpont-változásokon; v) a harmadik csillag vonalai megjelennek a spektrumban; vi) direkt detektálás interferometriai módszerrel. Pribulla és Rucinski (2006) statisztikai vizsgálata alapján $42 \pm 5\%$ a hármas rendszerek aránya a $V=10$ magnitúdónál fényesebb érintkező kettősök esetében a teljes vizsgált mintára vonatkozóan, azonban a jobban észlelt északi féltékére szorítkozva ez az arány már $59 \pm 8\%$. Ezek az arányok csak a többféle módon is megerősített esetekre vonatkoznak, azonban a még nem megerősített eseteket is belefoglalva a vizsgálatba az arányok ugyanilyen sorrendben már $56 \pm 6\%$ -ra, illetve $72 \pm 9\%$ -ra emelkednek. Megjegyezték még továbbá, hogy ezek a számok inkább alsó becslésnek tekinthetők a nem észlelt rendszerek vagy nem detektálható harmadik komponensek miatt, így arra a következtetésre jutottak, hogy a legtöbb érintkező kettős hármas rendszer tagja lehet.

1.4. Triplán fedő hármas csillagrendszerek

Az ilyen típusú hierarchikus hármasokat az jellemzi, hogy a belső kettős komponensei nem csak egymással fednek a keringésük során periodikusan, hanem a külső pályán keringő harmadik csillaggal is. Ezeket az extra fedéseket viszonylag nehéz észrevenni, ugyanis a külső pályákon a keringési periódus jellemzően jóval hosszabb, mint a belső pálya esetében, így detektálásukhoz jellemzően hosszú távú, jó időfelbontású és nagy pontosságú adatsorokra van szükség. Napjaink egyre gyarapodó, főként úrfotometriai égboltfelmérő programjainak (pl. *CoRoT*, *Kepler*, *K2*, *TESS*) köszönhetően egyre több ilyen rendszert fedezünk fel. Az ehhez hasonló rendszerek vizsgálat nagyon fontos, ugyanis a megfelelő adatsorok segítségével a benne található csillagok összes fontos fizikai és pályaparamétere nagy pontossággal határozható meg. Ezen precíz paraméterekre nagy szükség van a különböző csillagkeletkezési és csillagfejlődési elméletek ellenőrzéséhez és pontosításához.

Eddig kevesebb mint 20 ilyen típusú rendszert sikerült felfedezni, amelyek listája az 1. táblázatban látható Borkovits és mtsai (2020b) nyomán. Ebben az a tényező is közrejátszik, hogy ilyenkor a belső és a külső pályára is majdnem éléről kell rálátnunk, azonban a pályasíkok köztes inklinációja elméletben bármilyen értéket felvehet. Abban az esetben viszont, ha a két pályasík köztes inklinációja nullától lényegesen különböző, fellép

a pályasíkok precessziója, amelynek köszönhetően előfordulhatnak olyan időszakok, amikor megfigyelhetőek lesznek a komponensek fedései, illetve olyanok is, amikor nem. Ez a jelenség szintén befolyásolja ezen rendszerek detektálási gyakoriságát, amit például circumbináris fedési exobolygók esetében Martin és Triaud (2015), illetve Martin (2017) vizsgált korábban. A köztes inklináció ezen felül a hierarchikus hármas rendszerek fejlődésében az egyik legmeghatározóbb fizikai paraméter (pl. Toonen és mtsai 2016, 2020). A legtöbb hierarchikus rendszerben a köztes inklináció különböző dinamikai hatások miatt (pl. Kozai-Lidov mechanizmus) időben nagymértékben változhat (időnként akár még a keringés iránya is megfordulhat), ami befolyásolhatja a rendszer időbeli fejlődését. Ezzel szemben a sík rendszerek (köztes inklináció közel nulla, azaz a két pályasík egybeesik) esetében, amelyekben a komponensek még nem töltötték ki a Roche-lebenyüket, nem várhatóak ilyen változások, ezért fontos információkkal szolgálhatnak a kialakulásuk hátteréről (Tokovinin és Moe 2020).

1. táblázat. Extra fedéseket mutató, ismert szoros kettősök listája a külső pálya periódusának növekvő sorrendjében. Forrás: Borkovits és mtsai (2020b)

Objektum	P_1 [nap]	P_2 [nap]	Referenciák
KOI-126	1,77	33,92	1
HD 144548	1,63	33,95	2
HD 181068	0,91	45,47	3
CoRoT 104079133	2,76	90(?)	4
KIC 4150611	1,52	94,2	5, 6
TIC 209409435	5,72	121,9	7
EPIC 249432662	8,19	188,4	8
KIC 2856960	0,26	204,8	9, 10
KIC 7668648	27,83	204,8	11, 12
KIC 6964043	10,73	239,1	11
KIC 7289157	5,27	243,4	11, 12
OGLE-BLG-ECL-187370	11,96	280,5	13
KIC 9007918	1,39	470,9	14
b Persei	1,52	704,5	15
KIC 2835289	0,86	755	16
KIC 5255552	32,47	862,1	11
KIC 6543674	2,39	1101,4	11, 17

Referenciák. (1) Carter és mtsai (2011); (2) Alonso és mtsai (2015); (3) Derekas és mtsai (2011); (4) Hajdu és mtsai (2017); (5) Shibahashi és Kurtz (2012); (6) Helminiak és mtsai (2017); (7) Borkovits és mtsai (2020a); (8) Borkovits és mtsai (2019); (9) Armstrong és mtsai (2012); (10) Marsh és mtsai (2014); (11) Borkovits és mtsai (2015); (12) Orosz (2015); (13) még nem publikált, folyamatban lévő analízis; (14) Borkovits és mtsai (2016); (15) Collins és mtsai (2014); (16) Conroy és mtsai (2014); (17) Masuda és mtsai (2015)

2. Vizsgált rendszerek

2.1. A VW Cephei

A VW Cephei egyike a legrégebben ismert (Schilt 1926), és legrészletesebben tanulmányozott érintkező kettőscsillagoknak, hiszen kedvező észlelési tulajdonságainak (fényes és rövid keringési periódusú) köszönhetően már kisebb távcsövekkel is könnyedén kimérhető egy teljes keringése, akár egyetlen éjszaka alatt. Ez azonban távolról sem jelenti azt, hogy pontosan értenénk a rendszerben megfigyelhető összes jelenséget. Különböző időpontokban készült fénygörbéin jellemzően változó mértékű O'Connell-effektust mutat, illetve a rendszerben található egy viszonylag fényes harmadik komponens is, amelyet Hershey (1975) asztrometriai úton is megerősített. Ezek együttes hatása sem képes teljes mértékben magyarázni azonban például a rendszer fedésiminimum-időpontjainak változását.

A meglehetősen nagy számú fotometriai adatsorok mellett viszonylag kevés spektroszkópai tanulmány jelent meg róla a szakirodalomban. A korábbi spektroszkópai vizsgálatok nagy figyelmet fordítottak a rendszer tömegarányának pontos meghatározására, amelyre igen tág határok közötti értékek jelentek meg; ezeket a könnyebb összehasonlítás érdekében a 2. táblázatban foglaltam össze. Az eltérések mögött valószínűleg a mérések eltérő spektrális felbontásai, jel/zaj arányai (signal-to-noise ratio, SNR), hasznos hullámhossz-tartományai és a radiálissebesség-mérésre alkalmazott módszerek állnak. Mindenesetre a rendszer pontos tömegarányának kérdése még továbbra is nyitott.

2. táblázat. A VW Cephei korábban publikált tömegarány értékei a szakirodalomban.

Publikáció	Érték
Popper (1948)	$0,326 \pm 0,045$
Binnendijk (1967)	$0,409 \pm 0,011$
Anderson (1980)	$0,4 \pm 0,05$
Hill (1989)	$0,277 \pm 0,007$
Kaszás és mtsai (1998)	$0,35 \pm 0,01$
Hendry és Mochnacki (2000)	$0,395 \pm 0,016$

A radiálissebesség-méréseken túl néhány részletesebb spektroszkópai vizsgálat is található a szakirodalomban, amelyek célja főként a rendszer aktivitásának jobb megértése volt. Frasca és mtsai (1996) kis felbontású spektrumokon kimutatta, hogy a $H\alpha$ -vonal ekvivalens szélessége változásokat mutat a keringés során. Kaszás és mtsai (1998) az első közepes felbontású spektrumok részletes vizsgálata alapján megerősítették, hogy a $H\alpha$ -vonal ekvivalens szélessége változik különböző keringési fázisokban, továbbá kimutatták, hogy a $H\alpha$ -vonalban emissziós excesszus van jelen, amelyért szinte teljes egészében a fő-

komponens felelős. Mindezt a főkomponens kromoszférikus aktivitásával magyarázták. Ezen felül lehetséges antikorrelációra hívták fel a figyelmet a fotoszférikus és kromoszférikus aktivitás között. Hendry és Mochnacki (2000) elvégezte a rendszer első Dopplertomográfiai analizisét, amelynek eredményeként képet kaptak az egyes komponensek felszínén található felteloszlásról. Modelljeik szerint mindkét komponensen vannak foltok, azonban a főkomponensen valamivel több, illetve a főkomponens felszínén egy kiterjedt poláris folt található. Megjegyezték továbbá, hogy a főkomponens $H\alpha$ -vonalában észlelhető kromoszférikus emisszió időről időre változik.

Optikai spektroszkópai vizsgálat ezeken kívül nem született több a rendszerről, azonban a röntgen tartományban publikáltak két (Gondoin 2004, Huenemoerder és mtsai 2006), az UV tartományban pedig egy (Sanad és Bobrowsky 2014) további spektroszkópai analizis. Gondoin (2004) megállapította, hogy a rendszer kiterjedt koronával rendelkezik, amely körülöleli a komponenseket, illetve fleraktivitást mutat. Ezzel szemben Huenemoerder és mtsai (2006) azt találták, hogy a korona viszonylag kompakt és főként a főkomponens poláris régióinál koncentrálódik. Sanad és Bobrowsky (2014) pedig UV emissziós vonalak alapján vizsgálta a rendszer kromoszférikus aktivitásának rövid- és hosszútávú változásait, amely alapján arra jutottak, hogy a kromoszférikus aktivitás a főkomponenshez köthető és mindkét skálán változásokat mutat.

A felsorolt tanulmányok és eredmények alapján jól látszott, hogy a VW Cephei esetében – főként a csillagaktivitás területén – még sok feltáráásra váró részlet van, amely fontos motivációt jelentett vizsgálataimhoz.

2.2. További vizsgált érintkező kettőscsillagok

A VW Cephein kívül igyekeztem minél több hasonló objektumról hasonló spektroszkópai adatsort gyűjteni az érintkező kettőscsillagok kromoszférikus aktivitásának átfogóbb vizsgálatához. Az objektumok kiválasztása minden esetben az észlelési lehetőségeken alapult, azaz, hogy egyrészt a célpont észlelhető legyen a távcsővel az adott mérési időszakokban, továbbá elég fényes legyen ahhoz, hogy viszonylag rövid expozíciós idő mellett is értékelhető jel/zaj arányú felvételeket lehessen róluk készíteni a rendelkezésre álló távcsővel. Az így kialakult 12 csillagból álló tagjainak listája és a hozzájuk a szakirodalomban fellelhető ephemeris értékek a 3. táblázatban található.

Az így előálló minta csillagai két főbb csoportra bonthatók: i) régebb óta ismert, jól tanulmányozott rendszerek, amelyekről korábban született már komplex (fotometriai és spektroszkópai) vizsgálat (KR Com, V1073 Cyg, LS Del, SW Lac és V781 Tau); ii) viszonylag elhanyagoltabb rendszerek, amelyekről kevés információ áll rendelkezésre a szakirodalomban (V2150 Cyg, V972 Her, EX Leo, V351 Peg, V357 Peg, OU Ser és HX UMa). Közülük a legtöbb esetben a kromoszférikus aktivitás jelenlétére utaló jeleket eddig

3. táblázat. A 12 érintkező kettős Kreiner (2004) által meghatározott ephemeris értékei. Mivel a Kreiner (2004) adatbázis nem tartalmazza, ezért a V972 Her esetén a Rucinski és mtsai (2002) által meghatározott ephemeriszt használtam. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

Objektum (Típus)	HJD_0	P [nap]
KR Com (A)	2452500,3920	0,4079676
V1073 Cyg (A)	2452500,4776	0,7858492
V2150 Cyg (A)	2452500,5220	0,5918576
LS Del (W)	2452500,3431	0,3638427
V972 Her (W)	2451349,1808	0,4430940
SW Lac (W)	2452500,0690	0,3207256
EX Leo (A)	2452500,2160	0,4086068
V351 Peg (A)	2452500,4948	0,5932974
V357 Peg (A)	2452500,3021	0,5784510
OU Ser (W)	2452500,0650	0,2967682
V781 Tau (W)	2452500,0739	0,3449097
HX UMa (A)	2452500,1027	0,3791546

közvetlenül nem sikerült kimutatni, az SW Lac (Rucinski 1985) és a HX UMa (Kjurkchieva és Marchev 2010) kivételével. Mindenesetre, a legtöbb rendszer mutat valamilyen más jellegű csillagaktivásra utaló tulajdonságokat:

- éjszakáról éjszakára változó és eltérő mértékű fényességmaximumok a fénygörbén, ami felszíni foltok jelenlétére utalhat a komponensek felszínén (V1073 Cyg – Yang és Liu 2000; V2150 Cyg – Yesilyaprak 2002; LS Del – Demircan és mtsai 1991, Derman és mtsai 1991; SW Lac – Gazeas és mtsai 2005, Senavci és mtsai 2011; EX Leo – Pribulla és mtsai 2002, Zola és mtsai 2010; V351 Peg – Albayrak és mtsai 2005; V357 Peg – Ekmekci és mtsai 2012; OU Ser – Pribulla és Vanko 2002, Yesilyaprak 2002; V781 Tau – Cereda és mtsai 1988, Kallrath és mtsai 2006, Li és mtsai 2016);
- a keringési periódus hosszútávú modulációja, amely akár mágneses aktivitási ciklusokhoz is köthető (KR Com – Zsche és Uhlár 2010; V1073 Cyg – Pribulla és mtsai 2006; V781 Tau – Li és mtsai 2016);
- detektálható röntgenfluxus a rendszer irányából, amely aktív koronára utalhat (KR Com – Kiraga 2012; LS Del – Stepien és mtsai 2001, Szczygiel és mtsai 2008, Kiraga 2012; SW Lac – Cruddace és Dupree 1984, McGale és mtsai 1996, Stepien és mtsai 2001, Xing és mtsai 2007; EX Leo – Kiraga 2012; OU Ser – Kiraga 2012; V781 Tau

– Stepien és mtsai 2001, Kiraga 2012).

A V1073 Cyg és a V781 Tau esetében Pribulla és mtsai (2006), illetve Li és mtsai (2016) szerint az ezen rendszerekben megfigyelhető hosszútávú periódusváltozás nem magyarázható mágneses ciklusokkal, a szerzők szerint inkább egy közvetlenül nem kimutatható harmadik komponens által keltett fény-idő effektus lehet a legjobb magyarázat. A min-tában szereplő rendszerek közül mindössze kettő esetében sikerült közvetlenül kimutatni egy harmadik csillag jelenlétét is a rendszerben: KR Com (Zasche és Uhlár 2010), illetve HX UMa (Rucinski és mtsai 2003). Ezen kettőn felül még három olyan rendszer van közöttük, amelyek esetében a hosszútávú periódusváltozás alapján lehet következtetni extra komponens jelenlétére a rendszerben: a már említett V1073 Cyg és V781 Tau, illetve az SW Lac, amelynek rendszerében Yuan és Senavci (2014) szerint akár több, közvetlenül eddig nem detektált csillag is jelen lehet.

2.3. A TIC 278825952 fedési hármas rendszer

A TIC 278825952 jelű csillagról mindeddig nem készült részletes analízis a szakirodalomban, mindössze égboltfelmérő programok katalógusaiban található róla némi információ. A fotometriai felmérések közül például az APASS (AAVSO Photometric All Sky Survey, Munari és mtsai 2014), a 2MASS (Two Micron All-Sky Survey, Cutri és mtsai 2003), az AllWISE (Wide-field Infrared Survey Explorer: All-Sky Data Release; Cutri és mtsai 2014), a TIC-8 (*TESS* Input Catalog, Stassun és mtsai 2018) és a Gaia DR2 (Gaia Collaboration és mtsai 2018) katalógusok a csillag különböző szűrőkben mért fényességeit tartalmazzák. Ezek mellett két spektroszkópiai felmérésben szerepelt a rendszer: RAVE DR5 (Radial Velocity Experiment, Kunder és mtsai 2017), és *TESS*-HERMES DR1 (Sharma et al. 2018), amelyek spektroszkópiai úton meghatározott effektív hőmérséklet (T_{eff}), gravitációs gyorsulás ($\log g$) és fémesség ($[M/H]$) adatokkal szolgáltak róla. Ezeket az adatokat a 4. táblázatban gyűjtöttem össze. Ezen felül csupán annyit tudni a csillagról, hogy a VSX katalógusban Pojmanski (2002) alapján ASAS J064153-5547.7 név alatt fedési változócsillagként van listázva. Szerencsés égi pozíciójának köszönhetően a *TESS* méréseinek első évében kvázi-folyamatos és precíz fotometriai adatsort gyűjtött róla, amelynek feldolgozása után kiderült, hogy a rendszert érdemesebb részletesen is tanulmányozni.

4. táblázat. A TIC 278825952 különböző katalógusokban megtalálható főbb paraméterei.
 Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)

Paraméter	Érték	Referenciák
Asztrometriai paraméterek		
RA [°]	100,47064	1
DEC [°]	-55,79494	1
μ_{RA} [mas yr ⁻¹]	1,16 ± 0,06	1
μ_{DEC} [mas yr ⁻¹]	13,52 ± 0,05	1
Távolság [pc]	561 ± 8	6
Fotometriai magnitúdók		
<i>G</i>	11,8484 ± 0,0004	1
<i>G</i> _{BP}	12,147 ± 0,010	1
<i>G</i> _{RP}	11,401 ± 0,019	1
<i>T</i>	11,457 ± 0,006	2
<i>B</i>	12,611 ± 0,172	3
<i>V</i>	12,062 ± 0,168	3
<i>g'</i>	12,284 ± 0,175	3
<i>r'</i>	11,911 ± 0,182	3
<i>i'</i>	11,893 ± 0,269	3
<i>J</i>	10,897 ± 0,026	4
<i>H</i>	10,617 ± 0,024	4
<i>K</i>	10,526 ± 0,020	4
<i>W</i> 1	10,529 ± 0,023	5
<i>W</i> 2	10,547 ± 0,019	5
Fizikai paraméterek		
$T_{\text{eff,RAVE}}$ [K]	6175 ± 83	7
$\log g_{\text{RAVE}}$ [dex]	4,19 ± 0,16	7
$[M/H]_{\text{RAVE}}$ [dex]	-0,32 ± 0,12	7
$T_{\text{eff,TESS-HERMES}}$ [K]	6202 ± 120	8
$\log g_{\text{TESS-HERMES}}$ [dex]	4,31 ± 0,20	8
$[M/H]_{\text{TESS-HERMES}}$ [dex]	-0,38 ± 0,10	8

Referenciák. (1) Gaia DR2 (Gaia Collaboration és mtsai 2018); (2) TIC-8 Catalog (Stassun és mtsai 2018); (3) APASS Landolt-Sloan BVgri Photometry of RAVE Stars. I. (Munari és mtsai 2014); (4) 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri és mtsai 2003); (5) AllWISE Catalog (Cutri és mtsai 2014); (6) (Bailer-Jones és mtsai 2018); (7) RAVE DR5 (Kunder és mtsai 2017); (8) *TESS*-HERMES DR1 (Sharma és mtsai 2018)

3. Mérések és adatfeldolgozás

3.1. Fotometria

A csillagászatban a fényesség mérésére leginkább a magnitúdó mennyiségét szokás alkalmazni. Tetszőleges hullámhosszúságú fény esetén a látszó magnitúdó (m_λ):

$$m_\lambda = -2,5 \log F_\lambda + k_\lambda, \quad (15)$$

ahol F_λ a λ hullámhosszon az objektumról beérkező fluxus, k_λ pedig egy hullámhosszfüggő konstans. Ha ezt a látszó fényességet egy sztenderd³ rendszerben adjuk meg, akkor felírható a távolságmodulus, azaz a rendszer fényessége és távolsága közötti összefüggés:

$$m_\lambda - M_\lambda = -5 + 5 \log d + A_\lambda, \quad (16)$$

ahol M_λ a rendszer abszolút fényessége (definíció szerint a 10 parszek távolságból mérhető látszó fényesség), d a távolsága parszekben mérve, A_λ pedig az adott hullámhosszon mérhető extinkció (a csillagközi fényelnyelődés, és szóródás mértéke az adott objektum irányában). Az extinkció becslésére általában a B–V színindexet, azaz az objektum Johnson-Cousins szűrőrendszer B és V szűrőiben mért fényességének különbségét. Ezek a mért fényességek a következő módon adhatók meg:

$$B_{obs} = B_0 + A_B, \quad (17)$$

$$V_{obs} = V_0 + A_V, \quad (18)$$

ahol B_{obs} és V_{obs} az adott szűrőben mérhető instrumentális fényességek, B_0 és V_0 az extinkciómentes fényességek az adott szűrő hullámhosszán, míg A_B és A_V az adott szűrőkben tapasztalt extinkciók. Ily módon az extinkcióra korrigált B–V színindexre az alábbi összefüggés írható fel:

$$(B - V)_0 = (B - V)_{obs} - (A_B - A_V) = (B - V)_{obs} - E(B - V), \quad (19)$$

ahol $E(B - V)$ a színexcesszus, vagy más néven vörösödés. A V szűrőben mért extinkció és a vörösödés értéke között a következő formula szerinti kapcsolat figyelhető meg:

$$A_V = R_V E(B - V), \quad (20)$$

³Az instrumentális és az adott mérési körülmények kiküszöbölésére szolgáló, katalogizált összehasonlító csillagokéhoz viszonyított fényesség.

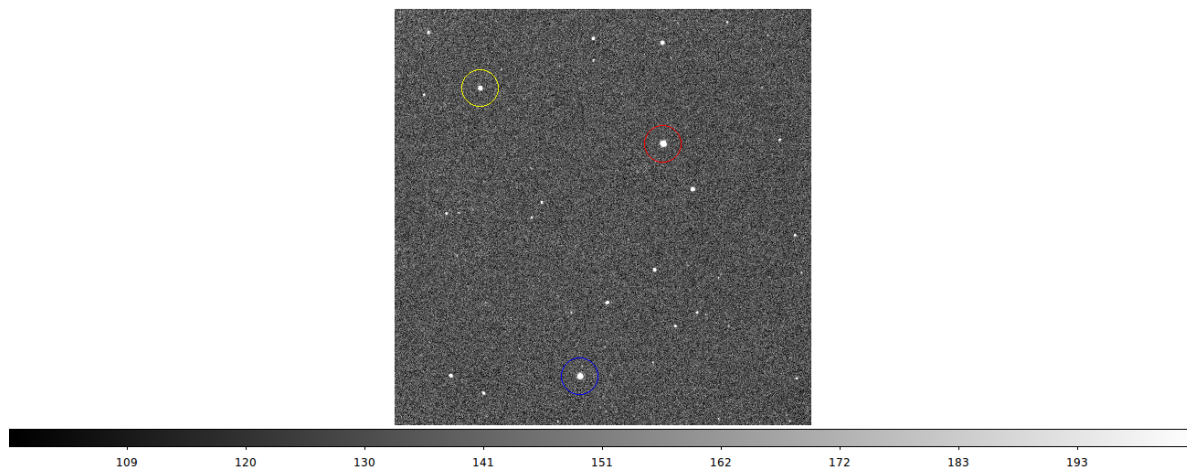
ahol R_V egy empirikus módon meghatározott konstans, amelynek értéke különböző irányokba tekintve 1 és 6 között széles körben változhat a Galaxison belül, általánosan használt átlagos értéke 3,1.

A különböző fotometriai égboltfelmérő-programok jellemzően más-más centrális hullámhosszúságon mérve adják meg az objektumról beérkező fluxust. Ezek segítségével előállítható az objektum spektrális energiaeloszlása (Spectral Energy Distribution, SED), amely a gyakorlatban az objektum fényességét vagy fluxussűrűségét (λF_λ) ábrázolja a hullámhossz (vagy frekvencia) függvényében.

Fotometriai méréseket a VW Cephei-ről gyűjtöttem 2014. augusztus 8-10. között három, 2016. április 20-21. között pedig két egymást követő éjszakán. Az észleléshez az SZTE Bajai Observatóriumának 51 cm-es tükörátmérőjű, f/8,4-es fényerejű Ritchey-Crétien (RC) teleszkópját használtam, amely Moravian Instruments G4-9000 típusú CCD-kamerával és SDSS szűrőrendszerrel volt felszerelve. A méréseket $g'r'i'$ szűrőkben végeztem. Mivel a VW Cephei viszonylag fényes csillag, ezért igen rövid (néhány másodperces) expozíciós idő mellett is telítésbe vitte a detektoron található pixeleket. Ahhoz, hogy a jobb jel/zaj arány elérése érdekében ennél hosszabb expozíciós időt tudjak alkalmazni, a csillag profilját kis mértékben defókuszáltam, hogy ezáltal több pixelen terüljön el és kevesebb foton jusson egy adott pixelre. Az objektum felvételein felül minden éjszaka készítettem korrekciós (bias, dark és flat) képeket is.

A nyers képeken a kiértékelések előtt korrekciókat kell végezni a különböző műszeres effektusok által keltett zajok csökkentésének érdekében. Ezt az IRAF programcsomag *noao.imred.ccdred* csomagjának taszkjaival tettem meg. A CCD-chip pixelei egy bizonyos mértékű offset-feszültségre vannak előfeszítve a kiolvasás elvégzéséhez, amelynek köszönhetően még azonnali kiolvasás esetén is detektálhatunk egy alap jelszintet. Az erre korrigáló bias-korrekcióhoz nulla kiolvasási idejű képeket átlagoltam össze a *zerocombine*-nal, majd az így kapott képet levontam az összes többi (dark, flat, objektum) képből a *ccdproc* segítségével. Ezt követően a bias-korrigált dark képeket, amelyek a kamera zárt nyílása mellett a flat- és objektumképekkel megegyező expozíciós idővel készültek, összeátlagoltam egymással a *darkcombine* taszkkal, majd az így kapott képet szintén levontam az összes többi (flat, objektum) képből. Ezzel az ún. sötét áram hatását lehet korrigálni, tehát azon többletelektronokat, amiket nem a beérkező fotonok, hanem az elektronok hőmozgása vált ki a pixelekben. Utolsó korrekciós lépésként az így kapott bias- és dark-korrigált flatképeket szintén átlagoltam a *flatcombine* taszk segítségével, majd az így kapott képpel leosztottam az objektumképeket a *ccdproc* taszkot használva. Ezzel a kamera egyes pixeleinek eltérő kvantumhatásfokából, illetve az optikai elemekre ráakódott szennyeződések miatt adódó pontatlanságokat lehet javítani.

A VW Cephei fénygörbéjének előállításához további két fontos lépésre volt még szük-



8. ábra. A VW Cephei egyik SDSS g' szűrőben készült feldolgozott felvétele. Piros kari-
kában a VW Cephei, kékben a használt összehasonlító csillag, sárgában pedig az ellenőrző
csillag látható. Forrás: Saját kép.

ség. Az egyik a heliocentrikus Julián-dátum⁴ (HJD) értékek rögzítése a fejlécben. Ehhez a *noao.astutil* csomag *setjd* taszkját alkalmaztam, amely a képek fejlécében található UT időpontokból kiszámítja a Föld Nap körüli keringéséből adódó időeltolódásra korrigált Julián-dátumokat és beírja a fejlécekbe. Erre főként azért van szükség, hogy a Föld különböző helyein készült méréseket egységesen és könnyebben lehessen kezelni azonos időformátumot alkalmazva.

A másik fontos lépés a különböző időpontokban készült képek összetolása, azaz egy olyan koordináta-transzformáció alkalmazása, amelynek köszönhetően az egyes képeken a csillagok azonos pixelkoordinátákon helyezkednek el. Ez a távcső vezetésének tökéletlensége miatt nem feltétlenül teljesül automatikusan, azonban az apertúra-fotometria pontos elvégzéséhez fontos, hiszen pontosan tudnunk kell, hol található a csillag az egyes képeken. Az összetolást a *noao.immatch* csomag *xregister* nevű taszkjával végeztem el, amely az összes képet egy általunk definiált referenciaképhez illeszti.

A VW Cephei összetolt, korrigált képein ezt követően apertúra-fotometriát végeztem, amelynek lényege, hogy a csillag instrumentális fényességét egy a csillag köré helyezett (jellemzően kör alakú) nyíláson (apertúrán) belüli pixelek beütésszámainak összegéből számoljuk. A háttérfényesség levonásához az apertúra körül még egy gyűrű alakú nyílást is definiálunk, amelyen belül a pixelek beütésszámait összeátlagoljuk, és ezt az értéket az

⁴A Julián-dátum a Kr. e. 4713. január elsejének delétől eltelt napok számát adja meg. A heliocentrikus Julián-dátum kiszámításához a vonatkoztatási rendszert a Földdel együtt mozgó detektorunk helyett egy (kvázi-)fix pontba, a Nap tömegközéppontjába helyezzük, és a két vonatkoztatási rendszer között fellépő, a megfigyelt objektum irányában mérhető időkülönbséggel végzünk korrekciót.

apertúra egyes pixeleinek beütésszámaiból kivonjuk:

$$m = -2,5 \log \left(\sum I_i - n \cdot I_h \right), \quad (21)$$

ahol m a csillag instrumentális fényessége, I_i az apertúrán belüli i -edik pixel beütésszáma, n az apertúrán belüli pixelek darabszáma és I_h az apertúra körüli gyűrűben lévő pixelek beütésszámának átlaga.

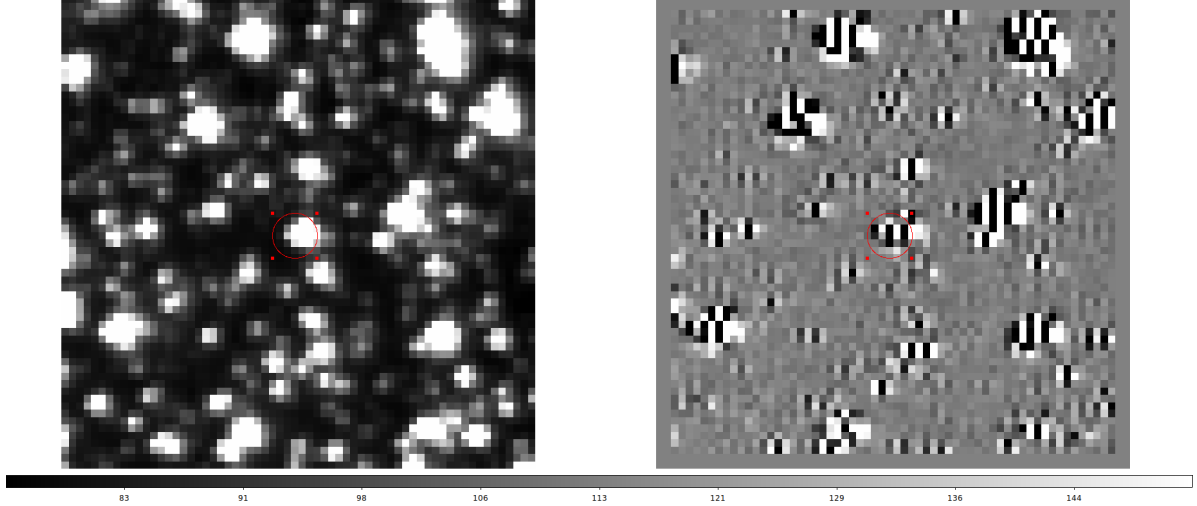
Ilyen módon mindhárom szűrőben meghatároztam a VW Cephei, illetve egy összehasonlító csillag (HD 197750) és egy ellenőrző csillag (BD+74880) instrumentális fényességeit a *noao.digiphot.apphot* csomag *phot* taszkjával, majd differenciális fotometriát végeztem: a VW Cephei egyes képeken mért fényességeiből levontam az összehasonlító csillag fényességértékeit, így megkaptam a VW Cephei differenciális fénygörbéjét. Ugyanilyen módon az összehasonlító csillag fényességeiből levontam az ellenőrző csillag fényességeit is, hogy megbizonyosodjak arról, hogy az általam használt összehasonlító csillag fényessége (mérés-hibán belül) időben nem változik. Megjegyzendő, hogy bár a SIMBAD⁵ katalógusban a HD 197750 változóként van feltüntetve, a méréseimre jellemző 1-2 század magnitúdós hibahatáron belül nem tapasztaltam változást a fényességében.

A TIC 278825952-ről a *TESS* fellövésétől kezdve küldetésének első évében folyamatos és nagy pontosságú, fél órás mintavételezésű fotometriai méréseket gyűjtött. A teljes látómezős képek (Full-Frame Image, FFI) publikusan elérhetők és letölthetők a MAST portálon⁶. A *TESS* FFI-k feldolgozásához a Pál András által üzemeltetett *fitess* szervert, illetve az általa megalkotott automata képredukáló szkriptet használtam, amely a szintén általa fejlesztett FITSH⁷ nevű programon (Pál 2012) alapul. A szerverre a MAST portálról letöltött kalibrált képeken az automata szkript segítségével konvolúción alapuló képlevonásos fotometriát lehet végezni, amely sűrűbb csillagmezők esetében is kellő pontosságú fotometria elvégzésére ad lehetőséget az egyes csillagokon. A módszer lényege, hogy egy jó minőségű (kevés szórt fényt tartalmazó) referenciaképet egy kernelfüggvénnyel konvolálunk, majd az így kapott eredményt minden egyes képről levonunk. Ennek köszönhetően a nem változó fényességű csillagok eltűnnek a felvételekről, a konvolúció segítségével pedig a különböző műszeres effektusok (pl. aberrációs hatás vagy fókuszváltozások) által keltett zajok hatása csökken, így a változócsillagunkat lényegében csak égi háttérzaj veszi körül. Ezt követően a korábban ismertett apertúra-fotometriát lehet alkalmazni a különbségképeken, hogy pontosan meghatározzuk a csillag fényességének időbeli változását. A referenciakép általában minél több, az egyes szektorokat nagyjából egyenletesen lefedő időpontokban készült, megfelelő minőségű képek medián átlagolásával áll elő, a megfelelő

⁵<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

⁶Mikulski Archive for Space Telescopes: <https://mast.stsci.edu>

⁷<https://fitsh.net>



9. ábra. A TIC 278825952 4-es *TESS* szektorból származó medián képe (balra) és az egyik konvolúciós különbségkép (jobbra). Az objektum helyét a képek közepén lévő piros kör jelöli. Forrás: Saját kép.

kernelfüggvény pedig a következő kifejezés minimalizálásával kapható meg:

$$\sum_{x,y} [(R * k)_{x,y} + B_{x,y} - I_{x,y}]^2, \quad (22)$$

ahol R a referenciakép, k a kernelfüggvény, B a háttérzajt leíró függvény, illetve I a fotometrálni kívánt kép. B általában konstans vagy a koordináták egyszerű lineáris függvénye, például:

$$B_{x,y} = B_0 + Cx + Dy. \quad (23)$$

Űrfotometria esetében léggör hiányában nincs szükség összehasonlító csillagra, továbbá, mivel a *TESS* áteresztési függvénye jó közelítéssel megegyezik a Gaia RP szűrőjének áteresztésével, így az egyes objektumok esetében a Gaia DR2 katalógusban szereplő G_{RP} magnitúdók használhatók mint referencia-fényesség. Végül az egyes felvételekhez tartozó időpontokat az objektum koordinátáinak megadásával a FITSH segítségével baricentrikus Julián-dátumokká⁸ átszámolva előállnak a vizsgálatokhoz használt fénygörbék. Mivel a kamerákra érkező szórt fény hatásait még ezzel a módszerrel sem lehet teljes mértékben korrigálni, így a kapott fénygörbéken ebben az esetben változó trendek jelenhetnek meg, amelyeket utólag valamilyen algoritmus segítségével lehet kiszűrni. Ehhez a WOTAN⁹ nevű Python-csomagot (Hippke és mtsai 2019) használtam (Hippke és mtsai 2019), amelyben

⁸A baricentrikus korrekció esetén az időpontok korrekcióihoz alkalmazott fix vonatkoztatási rendszert a Naprendszer tömegközéppontjába helyezzük.

⁹<https://github.com/hippke/wotan>

többféle szűrési módszer is rendelkezésre áll. Ezek közül a szerzők által legoptimálisabbnak talált algoritmust alkalmaztam, amely egy változtatható méretű ablakon belüli részekre illeszt lassan változó függvényeket a fénygörbére, amikkel leosztva ezek a trendek eltűnnek, és egy normált fénygörbét kapunk.

A csillagról ezen felül a WASP-South (Pollacco és mtsai 2006, Collier Cameron és mtsai 2006) és az ASAS-SN¹⁰ (All-Sky Automated Survey for Supernovae) felmérésekben is készültek fénygörbék, ezek közül csak az utóbbi érhető el publikusan az ASAS-SN light curve server¹¹ (Shappee és mtsai 2014, Kochanek és mtsai 2017) segítségével, azonban P. F. L. Maxted-nek köszönhetően az előbbi fénygörbékre is sikerült szert tenni az analízishez. Ezen adatok már korábban átestek a szükséges adatfeldolgozási lépéseken, így készen álltak a rendelkezésemre.

3.2. Spektroszkópia

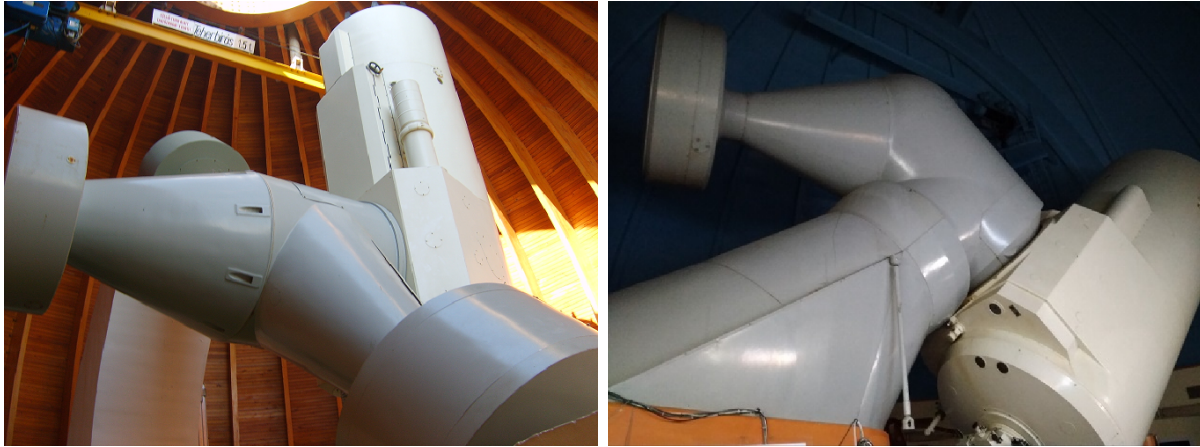
A saját spektroszkópiai észlelések elvégzése elég hangsúlyos részét jelentette eddigi munkámnak és az általam elért eredmények nagyját ezen mérések alapozták meg. Elmondható, hogy a teljes doktori időszakom alatt 103 éjszakányi távcsőidőt kaptam, amelyből 29 éjszakányi mérés született. A különbséget természetesen az időjárás (számomra általában) kedvezőtlen körülményei okozták. A 29 éjszakányi mérésből végül 23 éjszaka adatait tudtam felhasználni további vizsgálatokra.

A VW Cephei-ről 2016. április 12-13. között két egymást követő éjszakán vettem fel spektrumokat az MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetének Pizskéstetői Megfigyelőállomásán. A mérésekhez az 1 méteres tükörátmérőjű RCC teleszkópot és a rászerezelt $R = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 20000$ spektrális felbontóképességű echelle spektrográfot használtam. A megfelelő időfelbontás és jel/zaj arány eléréséhez 10 perces expozíciós időt alkalmaztam. Ilyen módon 69 új spektrumot sikerült felvennem a csillagról átlagosan 34-es jel/zaj arány mellett. A mérés kezdetén és végén kívül minden harmadik objektumspektrum után készültek ThAr spektrállámpa felvételek is a megfelelő hullámhossz-kalibrációhoz. Ezen kívül bias, dark és flat korrekciós képeket is minden éjszaka készítettem. További 3-3 spektrum készült a *81 UMa és a HD 114215 jelű csillagokról: az előbbi egy A0V színképtípusú csillag, amelyet a légköri (telluric) spektrumvonalak korrekciójára, utóbbi pedig egy radiálissebesség-sztenderd csillag, amelyet sebességreferenciaként használtam az adatfeldolgozás során.

A VW Cephei méréseinek feldolgozása, illetve az abból kapott eredmények hatására egy nagyobb észlelési kampányba fogtam bele, amelynek keretében minél több hasonló típusú érintkező kettőscsillag spektroszkópiai mérését próbáltam elvégezni hasonlóan jó

¹⁰<http://www.astronomy.ohio-state.edu/asasn/index.shtml>

¹¹<https://asas-sn.osu.edu/>



10. ábra. A Piszkéstetői Observatórium 1 méter (balra) és a bolgár NAO Rozhen Observatórium 2 méter (jobbra) tükörátmérőjű RCC-teleszkópjai. Forrás: Saját képek.

időfelbontás mellett. Ehhez főként szintén a Piszkéstetői 1 méteres távcsövet használtam, mellette azonban néhány éjszakára lehetőségem volt a bolgár NAO Rozhen obszervatórium 2 méteres tükörátmérőjű RCC teleszkópját is használni, amely egy $R \sim 30000$ spektrális felbontású echelle spektrográffal volt felszerelve. Ezen távcsövek segítségével csak a fényesebb ($V < 10$) rendszerek voltak vizsgálhatók, ugyanis a relatíve rövid keringési periódusuk miatt csak rövid (10-20 perces) expozíciós időket lehet használni annak érdekében, hogy a spektrumvonalaik ne kenődjenek el túlzottan a viszonylag gyorsan változó eltolódásuk mértéke miatt. A szűk másfél éves észlelési kampány alatt így 12 további, a 2.2. fejezetben felsorolt érintkező kettőscsillagról sikerült megfelelő időfelbontású, fázislefedettségű és minőségű spektroszkópiai adatsort gyűjtenem (összesen csaknem 400 spektrumot). Ezen mérésekkel kapcsolatos információk az 5. táblázatban lettek összefoglalva.

A spektrumok feldolgozása során az alapvető képkorrekciók menete ugyanolyan módon zajlott, mint a fotometriai adatoknál, azonban a flat-korrekció egy lényeges ponton eltért ettől. Az echelle spektrumok esetében az egyes rendek közötti pixeleken a beütésszámok jellemzően igen alacsonyak, így az átlagolt flat-képpel az osztást direktben elvégezve a rendek közötti pixeleken a zaj nagy mértékben felerősödik. Ezt elkerülve, a spektrumok flat-korrekciója előtt a *noao.twodspec.apextract* csomag *apflatten* nevű taszkjával először 1-re normáltam ezen pixeleket az átlagolt flat-képen, majd ezután végeztem el a korrekciót.

A korrekciókkal ellátott spektroszkópiai felvételek kiértékeléséhez szintén az IRAF programcsomag taszkjait használtam. A *noao.imred.echelle* csomagban található *dofoe* taszk segítségével interaktív módon meg lehet keresni a kétdimenziós képeken az egyes echelle rendek pozícióit, kijelölni körülöttük egy apertúrát, majd ezen apertúrán belül a diszperziós tengely mentén összeintegrálni pixeloszloponként az egyes pixelek beütésszámait,

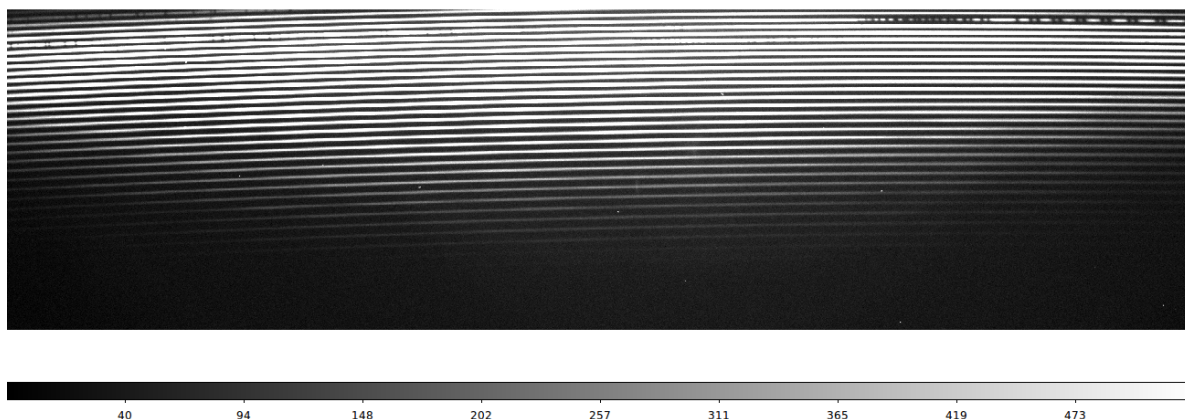
5. táblázat. A spektroszkópiai mérések adatai. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

Objektum	Észlelések időpontja	Obszervatórium	Darab	Expozíciós idő (s)	SNR
KR Com	2018. márc. 22., 23.	Konkoly	35	900, 1200	67
V1073 Cyg	2018. aug. 27., 28.	Konkoly	36	1200	46
V2150 Cyg	2018. aug. 29.	Konkoly	21	1200	48
LS Del	2018. aug. 21.	NAO Rozhen	37	600	54
V972 Her	2018. ápr. 27., 29., 30.	Konkoly	28	900	124
SW Lac	2018. aug. 22.	NAO Rozhen	42	600	52
EX Leo	2018. márc. 27.; ápr. 27., 28.	Konkoly	27	1200	69
V351 Peg	2018. szept. 27., 28.	Konkoly	41	1200	96
V357 Peg	2018. aug. 21., 23.	NAO Rozhen	25	1200	55
OU Ser	2019. jún. 13., 14.	Konkoly	39	720	47
V781 Tau	2018. dec. 26.	Konkoly	33	900	47
HX UMa	2019. jan. 17.	Konkoly	30	900	67

megkapva ezzel az egyes rendeken belül kiintegrált egydimenziós spektrumokat. Az így előállt spektrumok hullámhossz-kalibrációját szintén interaktív módon tehetjük meg a taszkon belül oly módon, hogy egy megadott ThAr-spektrállámpa felvétel egyes rendjeiben egy spektrálatlasz segítségével be kell azonosítani néhány emissziós spektrumvonalat. Ezt követően a program önállóan elvégzi a többi vonal beazonosítását, és előállítja a diszperziós függvényt, majd az erre illesztett modell segítségével átváltja a pixelkoordinátákat hullámhossz-értékekre. Több mért spektrum esetén a kód a már korábban kalibrált ThAr-lámpa felvételt referenciaként használva automatikusan kalibrálja a fennmaradó spektrumokhoz használandó lámpaspektrumokat, és azok hullámhossz-kalibrációját is hasonló módon elvégzi.

A hullámhossz-kalibrációig az összes mért spektrum feldolgozása ugyanolyan módon történt. Ezt követően viszont a kontinuumnormálás, azaz az instrumentális fluxusértékek 1-re normálása és a telluric vonalak kiszűrése a VW Cephei esetében eltérően zajlott, mint a később mért 12 csillag adatainak redukálása során. Ennek az volt az oka, hogy a VW Cephei esetében ezt még manuális módon végeztem el, ami nagy mennyiségű spektrum esetén meglehetősen időigényes folyamat. Időközben ezért a korábban bemutatott észlelési kampányból remélt nagy számú spektroszkópiai észlelés miatt az adatfeldolgozás ezen lépéseit automatizáltam az *iSpec*¹² (Blanco-Cuaresma és mtsai 2014, Blanco-Cuaresma 2019) nevű program segítségével. (Ennek használatát a 2018-ban a lengyelországi Wroclaw-ban megrendezett "*Spectroscopic data analysis with iSpec*" nevű nyári

¹²<https://www.blancocuaresma.com/s/iSpec>



11. ábra. A VW Cephei egyik korrekciókkal ellátott, feldolgozott spektruma. Forrás: Saját kép.

iskola¹³ alkalmával sajátítottam el.)

A VW Cephei esetében a hullámhossz-kalibrált spektrumok egyes rendjeit először leosztottam a spektrográf egyes rendjeinek empirikus módon meghatározott átviteli függvényeivel. Az egyes rendeken belül az így visszamaradt, kontinuumtól való kisebb eltéréseket az IRAF *noao.imred.echelle* csomagjában található *continuum* taszkja segítségével korrigáltam polinomfüggvények illesztésével. Ugyanezt a folyamatot elvégeztem a *81 UMa spektrumaira is, amelyeknek jellemző tulajdonsága, hogy a légköri abszorpciós vonalak mellett gyakorlatilag csak néhány egyéb, a csillagtól származó kiszélesedett vonal található benne (főként hidrogénvonalak). A *81 UMa spektrumaiban található széles vonalakat először Voigt-profilokkal illesztettem a *noao.imred.echelle* csomagban található *plot* taszkkal, majd az illesztett profilok segítségével levontam őket a spektrumokból. Ezután az azonos éjszakán készült felvételeket átlagoltam, így egy gyakorlatilag kizárólag légköri vonalakat tartalmazó telluric spektrumot kaptam. Ezzel végül leosztottam a VW Cephei és a HD 114215 spektrumait, amelynek hatására a légköri abszorpciós vonalak nagyrészt eltűntek a spektrumokból. Az így előállt telluric-korrekcióval és hullámhossz-kalibrációval ellátott, kontinuumnormált spektrumok egyes rendjeit utolsó lépésként a *noao.echelle* csomag *sarith* és *scombine* taszkjainak segítségével összetoltam egymással olyan módon, hogy a különböző rendekben átfedő hullámhossztartományok fluxusértékeinek átlagát vettem. Ezzel megkaptam a kész, további elemzésre alkalmas 1D-s spektrumokat.

A további 12 érintkező kettős hullámhossz-kalibrált spektrumi esetében először szintén elvégeztem az átviteli függvényrel való osztást, azonban a visszamaradt kontinuumtól való eltérések korrekcióját az *iSpec* segítségével kvázi automatikus módon végeztem el.

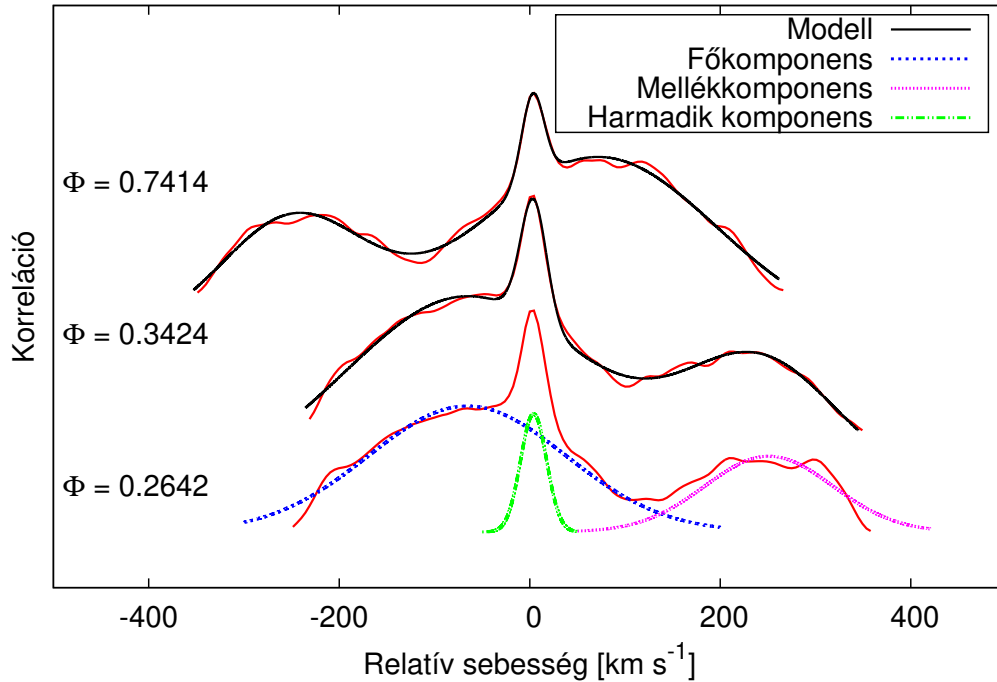
¹³<http://ispec.astro.uni.wroc.pl>

Az `iSpec` bár rendelkezik grafikus felülettel és interaktív módon irányítható, nyílt forráskódú Python-alapú programként magas szinten szkriptelhető, azaz a benne található különböző függvények egyszerűen parancsfájl segítségével is meghívhatók. Ezt kihasználva készítettem egy automata kódot, amely az `iSpec` beépített kontinuumnormáló algoritmusát használva illeszti az egyes rendek kontinuumszintjét és 1-re normálja azokat. Ezt olyan módon teszi meg, hogy az egyes rendeken belül először tetszőleges pontonként medián átlagolja a fluxusértékeket, majd az így kapott fluxusok közül szintén tetszőleges pontonként meghatározza a maximális értéket, végül ezen maximális értékekre tetszőlegesen beállított függvényt (alapesetben köbös spline) illeszt és ezzel a függvénnyel végzi el a normálást. Ezt követően a szintén beépített telluric referenciaspektrum segítségével elvégzi a telluric vonalak kiszűrését a spektrumokból, végül pedig egyesíti az echelle rendeket kész, 1D-s spektrumokká, amelyek már használhatók a későbbi vizsgálatokhoz.

A feldolgozott spektrumokból az egyes csillagrendszerekben található komponensek radiális sebességeit keresztkorrelációs módszerrel határoztam meg. Ennek lényege, hogy a mért spektrumokat egy ismert radiális sebességű sztenderd csillag, vagy egy elméleti modellatmoszféra segítségével előállított (template) spektrumhoz viszonyítva különböző mértékben eltoljuk, és megnézzük, mekkora eltolásnál lesz a legjobb az egyezés. Ezt matematikailag az ún. keresztkorrelációs függvénnyel (cross-correlation function, CCF) tudjuk leírni:

$$CCF(y) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x) \cdot T(x - y) dx \quad (24)$$

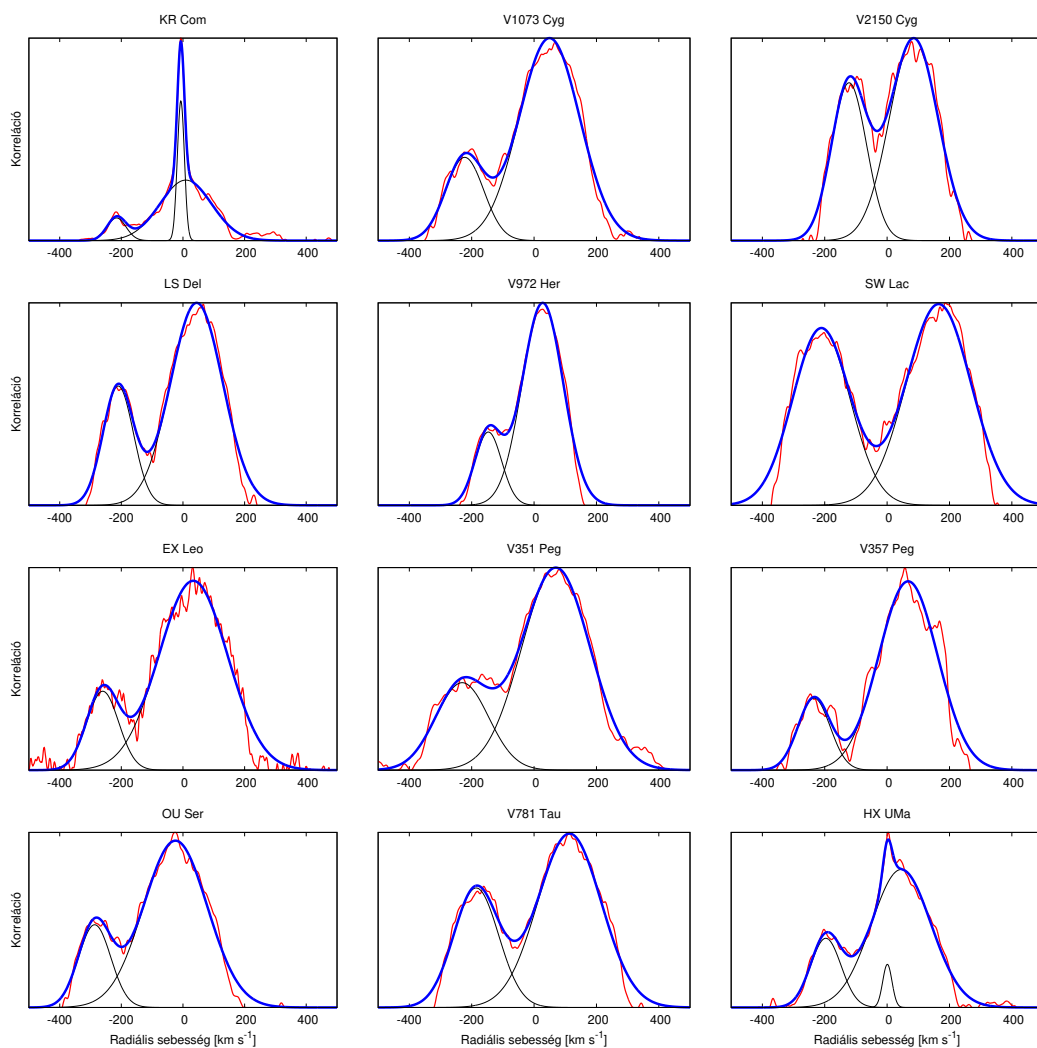
ahol S a mért spektrumunk, T pedig a referenciaként használt sztenderd vagy template spektrum. Az ilyen módon előálló keresztkorrelációs függvény maximumánál található hullámhossz-eltolódásból könnyedén kiszámítható a mért spektrum radiális sebessége. Amikor egy kettős- vagy többes csillag kompozit spektrumán hajtjuk végre ezt az eljárást, abban az esetben minden egyes csillaghoz tartozni fog egy maximumcsúcs a keresztkorrelációs függvényen, így (ideális esetben) minden komponens radiális sebessége meghatározhatóvá válik. Kivételt képeznek ez alól azon keringési fázisok, amelyek esetén az egyes komponensek radiális sebessége egymáshoz közeli értéket vesz fel: ekkor az egyes maximumcsúcsok olyan mértékben összeolvadhatnak a keresztkorrelációs függvényen, hogy megbízhatóan nem választhatók szét egymástól, és maximumhelyeik sem válnak egyértelműen meghatározhatóvá. Ez a jelenség az érintkező kettőscsillagokat erőteljesen érinti, ugyanis a gyors forgásuknak köszönhetően eredendően meglehetősen kiszélesedett spektrumvonalakkal és keresztkorrelációs profilokkal rendelkeznek. Ebből kifolyólag az ilyen rendszerekben található csillagok radiális sebességei általában csak a kvadratúrafázisokhoz közel (jellemzően $\pm 0,10 - 0,15$ keringési fázisokban) lesznek kellő bizonyossággal meghatározhatóak ezzel a módszerrel.



12. ábra. A VW Cephei mért keresztkorrelációs függvényei (piros) különböző keringési fázisokban, illetve a rájuk illesztett három Gauss-függvény összegéből álló modellek (fekete). Az egyik CCF esetében különböző színekkel az egyes komponensekhez tartozó Gauss-függvényeket külön-külön is szemléltetem. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

A VW Cephei spektrumain az IRAF *noao.rv* csomagjában található *fxcor* taszkkal végeztem el a HD 114215 radiális sebesség-sztenderd csillag összeátlagolt spektrumait használva referenciaként. A korrelációt a 6000-6850 Å-ig terjedő hullámhossz-tartományon végeztem, kihagyva a H α -spektrumvonalat, illetve a 6250-6350 Å-ig terjedő régiót, ahol jellemzően a telluric vonalak teljesen beborítják a csillag spektrumát. Az így kapott CCF-eken jellemzően három jól elkülöníthető komponens figyelhető meg, ezért három Gauss-függvény összegével illesztettem őket a *gnuplot* segítségével. Szemléltetésképpen a 12. ábrán látható néhány mért CCF és a rájuk illesztett Gauss-függvények. Az egyes komponensek radiális sebességeit az egyes Gauss-függvények maximumhelyeivel azonosítottam, a sebességek bizonytalanságaiként pedig az egyes Gauss-függvények maximumhelyeinek formális illesztési hibáit használtam. A radiális sebességeket minden egyes keringési fázisban meghatároztam, ahol a komponensek sebességprofiljai összeolvadásának mértéke ezt lehetővé tette, majd végül az egyes mért sebességeken elvégeztem a heliocentrikus korrekciót a *noao.rv* csomag *rvcorrect* nevű taszkjával. Az így kapott radiális sebességeket a 13. táblázat foglalja össze.

A további 12 érintkező kettős esetében a VW Cephei-től eltérő módon, az *iSpec* segítségével végeztem el a keresztkorrelációt a 4800-6500 Å hullámhossztartományon a beépí-



13. ábra. Az egyes objektumokhoz a második kvadratúrában számított keresztkorrelációs függvények (piros vonal), és a rájuk illesztett két vagy három Gauss-függvény összegéből álló modellek (kék folytonos vonal). Az egyes komponensekhez tartozó korrelációs csúcsokat fekete folytonos vonallal jelöltem. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

tett NARVAL napspektrumot használva referenciaként, oly módon, hogy a spektrumok hullámhosszait először a heliocentrikus korrekciónak megfelelő mértékben eltoltam a program beépített rutinjával. Az így kapott keresztkorrelációs függvényeket a rajtuk szemmel beazonosítható számú maximumcsúccsal megegyező számú Gauss-függvény összegével illesztettem, majd az egyes komponensek radiális sebességei ugyanolyan módon álltak elő, mint a VW Cephei esetében. Szemléltetésképpen a második kvadratúrában mért és illesztett CCF-ek minden egyes objektumra ábrázolva lettek a 13. ábrán.

4. Vizsgálati módszerek

4.1. Fény- és radiális sebesség-görbék modellezése

A kettős rendszerekben található csillagok fényességének és radiális sebességeinek változását a rendszer asztrofizikai és pályaparaméterei határozzák meg (amennyiben egyéb külső hatásoktól, pl. intersztelláris extinkció, eltekintünk). Ebből kifolyólag numerikus modellek segítségével az említett görbékből visszafejthetőek a rendszer fizikai tulajdonságai. Az elméleti fény- és radiális sebesség-görbék előállítására kidolgozott módszerek lényege az, hogy Kepler-mozgást feltételezve meghatározzuk a két csillag egymáshoz viszonyított helyzetét a különböző időpontokban, majd kiszámítjuk, hogy az egyes komponensek fizikai tulajdonságaitól függően a megfelelő sugárzási törvényeket alkalmazva mekkora fluxus detektálható a csillagok irányából ezekben az időpontokban. A gyakorlatban azonban általában éppen a fordított eset áll fenn (inverz probléma), azaz ismerjük a beérkező fényességet és ebből kell visszafejtenünk a csillagok fizikai paramétereit. Ehhez kapcsolódik a fedési kettőscsillagok legnagyobb előnye: a fénygörbék típusa, a fedések egymáshoz viszonyított helyzete és mérete, illetve a radiális sebesség-görbe alakja segítséget nyújt az egyes fizikai paraméterek kezdetleges becslésében, majd egy optimalizációs algoritmus segítségével – kölcsönösen változtatva a különböző modelleket leíró fizikai paramétereket – megkaphatjuk a mérésekre leginkább illeszkedő modellt. Ez egy meglehetősen komplex fizikai és matematikai probléma, amelynek kifejtése egy különálló disszertációra is elegendő anyagot foglalna magába, így ehhez kapcsolódóan néhány összefoglaló jellegű szakirodalmi referencia megadásával segíteném a téma iránt mélyebben érdeklődő olvasót: Kallrath és Milone (1999, 2009), Prsa (2018).

Erre a problémára az évek során több különböző modellező kódot is megalkottak, azonban a legelterjedtebb és legszélesebb körben alkalmazott program a Wilson–Devinney-kód (WD-kód, Wilson és Devinney 1971) vált. A program rengeteg fejlesztésen és bővítésen esett át (pl. van Hamme és Wilson 2003), a szakmai közösség mai napig fejleszti, illetve építkezik rá. Erre az egyik legjobb példa a PHOEBE nevű program 1.0-ás verziója (Prsa és Zwitter 2005), amely a WD-kódot használja alapul a számítások elvégzéséhez, azonban extra fizikai megfontolásokból származó fejlesztéseket, új fajta optimalizációs algoritmusokat és felhasználóbarát grafikus felületet is magában foglal. A nagy pontosságú úrfotometriai mérésekhez szükséges (pl. *Kepler*) kellő pontosságú modellek előállításához nemrégiben új alapokra helyezték a program fejlesztését, ez a projekt a PHOEBE 2.0 (Prsa és mtsai 2016) nevet kapta. A nagyobb pontosság eléréséhez azonban jóval nagyobb számítási kapacitás is szükséges, így a földfelszíni mérések modellezéséhez a fejlesztők továbbra is az 1.0-ás verzió használatát javasolják, amely lényegesen gyorsabb futtatásokat tesz lehetővé.

Munkám során a PHOEBE 1.0-ás verzióját alkalmaztam a VW Cephei fény- és radiálissebesség-görbéinek szimultán modellezésére, illetve a másik 12 érintkező kettős radiálissebesség-görbéinek illesztésére, hogy minél több fizikai paramétert nyerhessek ki az adott rendszer-ről. A programban egy grafikus felületen keresztül lehet kommunikálni a modellszámításokat végző függvényekkel. Megadható, hogy mely paramétereket szeretnénk változtatni, illetve fixen tartani az illesztések során, kezdeti értéket, illetve határokat is adhatunk ezen paramétereknek. Az illesztéseket egyenkénti iterációval kontrollálhatjuk, és minden egyes iteráció után ellenőrizhetjük az illesztés jóságát, az egyes paraméterek aktuális értékeit, illetve magukat a fény- és radiálissebesség-görbéket grafikusan kirajzolva a mért adatokkal együtt. Az egyes modellezési procedúrák során a különböző objektumok esetén alkalmazott eljárásokat a 5. fejezet megfelelő alfejezeteiben részletezem.

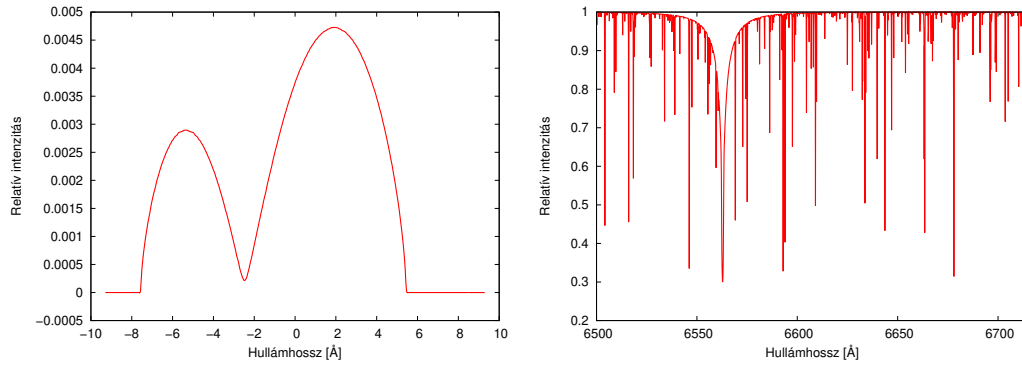
4.2. Spektrumok modellezése

Ahhoz, hogy kvantitatív információt kapjak az egyes rendszerek kromoszférikus aktivitásáról, minden egyes mért színképet modellspektrumokkal illesztettem. A modellspektrumokat elméleti atmoszféramodellek és szintetikus rotációs kiszélesedési függvények (broadening function, BF) konvolúciójaként állítottam elő. Ehhez azzal az egyszerűsítő feltevessel éltem, hogy mivel az érintkező kettőscsillagok fizikailag érintkeznek, így komponenseik jó közelítéssel azonos hőmérsékletűek és egyetlen atmoszféramodell használatával leírhatóak. Az elméleti csillagatmoszféra-modellek a különböző fizikai állapotú (effektív hőmérséklet, nyomás) és összetételű (fémesség) légkörökben található atomok lehetséges átmeneteihez tartozó valószínűségek felösszegzése alapján adják meg a spektrumokban várható (jellemzően) abszorpciós vonalak helyzetét és alakját. A különböző kódok jellemzően az ezek kiszámításához alkalmazott algoritmusokban és közelítésekben térnek el egymástól. Az általam alkalmazott modellek egydimenziósak, lokális termodinamikai egyensúlyt (LTE) és plánparalel, illetve szférikus atmoszférát feltételeznek. Ezekben a modellspektrumokban alapesetben nincs figyelembe véve a csillagok forgása, ami extra vonalkiszélesedést okoz. Az érintkező kettősök rotációs kiszélesedési függvényeit a következő formula alapján lehet megadni (Anderson és Shu 1979):

$$B(x, \mathbf{o}) = \frac{1}{H} \int I(\mathbf{r}, \mu) P(\mathbf{r}, \mathbf{o}) \times \delta[x + \mathbf{o} \cdot (\Omega \times \mathbf{r})/c] \mu dA, \quad (25)$$

ahol \mathbf{o} a látóirány, \mathbf{r} a felületelem irányvektora a látóirányhoz képest, $\cos \mu = \mathbf{n} \cdot \mathbf{o}$ (\mathbf{n} a felületelem normálisa), H a felületelem összintenzitása, I a bolometrikus fajlagos intenzitás¹⁴, P egy 0 és 1 értékeket felvevő, ún. penetrációs függvény, Ω a forgó felület szögsebességvektora, c a fénysebesség, illetve dA a felületelem területe.

¹⁴Az asztrofizikában az intenzitás az egységnyi térszögbe egységnyi idő alatt kibocsátott sugárzás.



14. ábra. Egy, a spektrummodellezésekhez használt, elméleti rotációs kiszélesedési függvény (balra), illetve Kurucz-féle modellatmoszféra (jobbra). Forrás: Saját képek.

Az elméleti rotációs kiszélesedési függvények (14. ábra bal oldala) előállításához a WUMA4 nevű programot (Rucinski 1973) alkalmaztam, amely a fenti képletben szereplő sugárzási és geometriai paramétereket a 8. táblázatban összegzett bemeneti fizikai paraméterek alapján számolja ki. A VW Cephei esetében Kurucz-féle ATLAS9 atmoszféra-modelleket (14. ábra jobb oldala; Kurucz 1993) használtam, a másik 12 érintkező kettős spektrumainak modellezésekor azonban már az iSpec beépített, SPECTRUM nevű radiatív transzfer kódjával (Gray és Corbally 1994) előállított MARCS.GES modellatmoszférákat (Gustafsson és mtsai 2008). A modellatmoszférák minden esetben $\log g=4,0$ felszíni gravitációs gyorsulás és $[M/H]=0,0$ fémesség értékek mellett különböző effektív hőmérsékletekkel lettek előállítva. A kiszélesedési függvényekkel vett konvolúciót követően minden egyes csillag esetében kiválasztottam a $H\alpha$ -vonalon kívüli, jellemzően fémvonalakat tartalmazó régiókra legjobban illeszkedő hőmérsékletű modellt. Az illesztések előtt a mért spektrumokat egy kis félértékszélességű ($0,5-0,7 \text{ \AA}$) Gauss-függvénnyel simítottam, amely a spektrumokban található vonalakat érdemben nem változtatta meg, azonban szignifikánsan csökkentette a zajszintet.

Néhány esetben (VW Cep, KR Com, HX UMa) az érintkező komponenseken kívül a rendszerben található egy távolabbi harmadik komponens is, amelynek vonalai szintén megjelennek ezen objektumok spektrumaiban. Ezekben az esetekben egy további, a spektrográf átviteli függvényének félértékszélességével megegyező Gauss-függvénnyel konvolált modellatmoszférát adtam hozzá az érintkező komponensek modelljeihez. Kaszás és mtsai (1998) alapján a VW Cephei esetében egy 5000 K-es modellt használtam, és feltételeztem, hogy a harmadik komponens a teljes luminozitás 10%-át adja. A KR Com és a HX UMa esetében egy 6000 K-es modellt használtam olyan módon, hogy az előbbi esetében 30% (Rucinski és mtsai 2002, Zasche és Uhlár 2010), utóbbinál pedig 5% (Rucinski és mtsai 2003) legyen a harmadik komponens járuléka a teljes luminozitáshoz képest. A KR Com esetében a harmadik komponenshez választott modell hőmérsékletét a Zasche és

Uhlár (2010) által meghatározott 5900 ± 200 K alapozta meg, azonban a HX UMa esetén nincs a szakirodalomban korábbi becslés ehhez kapcsolódóan. Ennél a rendszernél többféle hőmérsékletű modellel is próbálkoztam, azonban igen széles tartományon nem változott szignifikánsan a modellek illeszkedése (feltehetően a majdnem elhanyagolható, mindössze 5%-os járulék miatt), így végül a legjobb illeszkedésű, 6000 K-es modellt használtam. A V1073 Cyg, a V781 Tau és az SW Lac esetében a szakirodalomban a keringési periódus hosszútávú változásai alapján feltételezett további komponensek jelét nem észleltem az általam mért spektrumokon, így ezeket nem is vettem figyelembe a modellezési folyamat során.

Az illesztések után egyszerűen levontam az illesztett modellspektrumokat a mért spektrumokból, majd az így előállt különbségspektrumokon a $H\alpha$ -vonal 10 \AA szélességű környezetében meghatároztam a visszamaradt (jellemzően emissziós) vonalprofil ekvivalens szélességeit minden egyes csillag minden egyes spektrumán az *IRAF noao.imred.echelle* csomag *plot* taszkjával. A mérésekhez a direkt integrálás módszerét használtam, mivel a legtöbb esetben a torzult vonalprofilokra nem lehetett jól illeszkedő Gauss- vagy Voigt-vonalprofilokat illeszteni. A különbségspektrumokon megjelenő vonalprofil szinte minden esetben emissziós jellegű, tehát a mért ekvivalens szélességek negatív előjelűek lesznek. Ahhoz, hogy pozitív előjellel szerepeljenek, azt a konvenciót választottam, hogy a kapott értékeket megszoroztam -1 -gyel, ezzel is jobban szemléltetve a kromoszférikus aktivitás mértékét és az abban bekövetkező változásokat. A mért ekvivalens szélességek hibabecsléséhez feltételeztem, hogy a kontinuumnormálás tökéletlenségeiből származó járulék nagyobb, mint a kiszélesedési függvények kiszámításához használt fizikai paraméterek hibájából származó járulék. Az ekvivalens szélességek hibáit így a mért és illesztett spektrumok különbségeinek négyzetes közepével közelítettem az illesztett hullámhossz-tartományon, kihagyva a $H\alpha$ -vonalat.

4.3. Hármass rendszerek fotodinamikai modellezése

A hármass csillagrendszerek fénygörbéinek és radiális sebességeinek modellezése nagyrészt ugyanazon az elven alapul, mint kettősök esetében, azonban több összefüggésre és paraméterre van szükség a rendszer pontos leírásához. Erre a célra a Dr. Borkovits Tamás által fejlesztett *LIGHTCURVEFACTORY* nevű program (Borkovits és mtsai 2013, 2019, 2020a,b) nemzetközileg is egyedülállónak számít, ugyanis a fény- és radiális sebesség-görbék mellett a fedésminimumidőpont-változások, a spektrális energiaeloszlás, illetve elméleti *PARSEC* izokrónok (Bressan és mtsai 2012) együttes modellezését teszi lehetővé, figyelembe véve a rendszerben fellépő dinamikai perturbációkat is. A paraméterter feltérképezésére Markovláncos Monte Carlo (MCMC) módszert alkalmaz a Metropolis-Hastings algoritmus (Ford 2005) segítségével. A komponensek mozgását kétféle módon is képes kezelni, hagyományo-

san a belső és külső kettőst két Kepler-mozgással leírva, illetve numerikusan integrálva a komponensek mozgásegyenleteit. Utóbbi különösen fontos a rövid távú dinamikai perturbációkat mutató rendszerek esetében, használata azonban jóval több számítási kapacitást igényel. A fedésminimumidőpont-változásokat a derékszögű koordinátákból és a sebességekből számolja ki, míg a spektrális energiaeloszlás esetén elméleti PARSEC izokrónok segítségével interpolálva határozza meg a különböző szűrőkhöz tartozó fényességekhez a modellfényességeket. Az utóbbi eljárásnak köszönhetően a radiálissebesség-mérések hiánya esetében is képes meghatározni az egyes komponensek pontos (azonban modellfüggő) tömegeit. Az itt leírtakra épülő, a TIC 278825952 fedési hármas rendszer esetében alkalmazott eljárást a 5.5. fejezetben fejtem ki.

5. Eredmények

5.1. A VW Cephei komplex analízise

Az új mérésekből származtatott fény- és radiálissebesség-görbék előállítását követően elvégeztem ezek szimultán modellezését a PHOEBE-vel, hogy meghatározzam a rendszer fizikai paramétereit. Ezen két görbe szimultán modellezése segítségével feloldható a rendszer fél-nagy tengelye és inklinációja közötti degeneráltság, így a két paraméter egymástól függetlenül meghatározhatóvá válik, lehetővé téve ezzel az egyes komponensek tömegének pontos meghatározását. A modellezés során a különböző fényességértékeket felvevő fő- és mellékminimumokra, illetve korábbi eredményekre alapozva feltételeztem, hogy a két csillag bár fizikailag érintkezik egymással, azonban nincs közöttük tökéletes termális egyensúly, így eltérő effektív hőmérsékletűek. Mivel a két komponens effektív hőmérsékletei szintén korrelálnak egymással a modellekben, így csak a két hőmérséklet aránya határozható meg ezekből nagy pontossággal. Emiatt a főkomponens effektív hőmérsékletét 5050 K-es értékre fixáltam Kaszás és mtsai (1998) mintájára, akik az érintkező kettősök főkomponensének effektív hőmérséklete és B–V színindexe közötti empirikus korreláció (Eggen, 1967; Hill, 1989) alapján jutottak erre az értékre. Feltételeztem továbbá, hogy a csillagok körpályán szuper-kötött¹⁵ keringést végeznek, ezért az excentricitás értékét nullára, míg az egyes komponensek forgása és keringése közötti arányszámot, azaz a szinkronizációs paramétereket pedig egyre fixáltam. Rögzített paraméterek voltak még továbbá a gravitációs sötételési koefficiensek ($g_1 = g_2 = 0,32$, Lucy 1967) és a bolometrikus albedók ($A_1 = A_2 = 0,5$, Rucinski 1969), amelyek tipikus értékek a konvektív burokkal rendelkező rendszerek, így érintkező kettőscsillagok esetén is. A következő fizikai paramétereket változtattam az egyes iterációk során: a rendszer tömegaránya, a pálya fél-nagy tengelye, az inklináció, a gammasebesség, potenciálérték, mellékkomponens effektív hőmérséklete, az egyes komponensek luminozitásértékei szűrőnként. Ezen kívül a szélsőtétedési koefficiensek értéke minden futtatás esetén a PHOEBE beépített táblázataiból lettek interpolálva a logaritmikus szélsőtétedési törvény használatával.

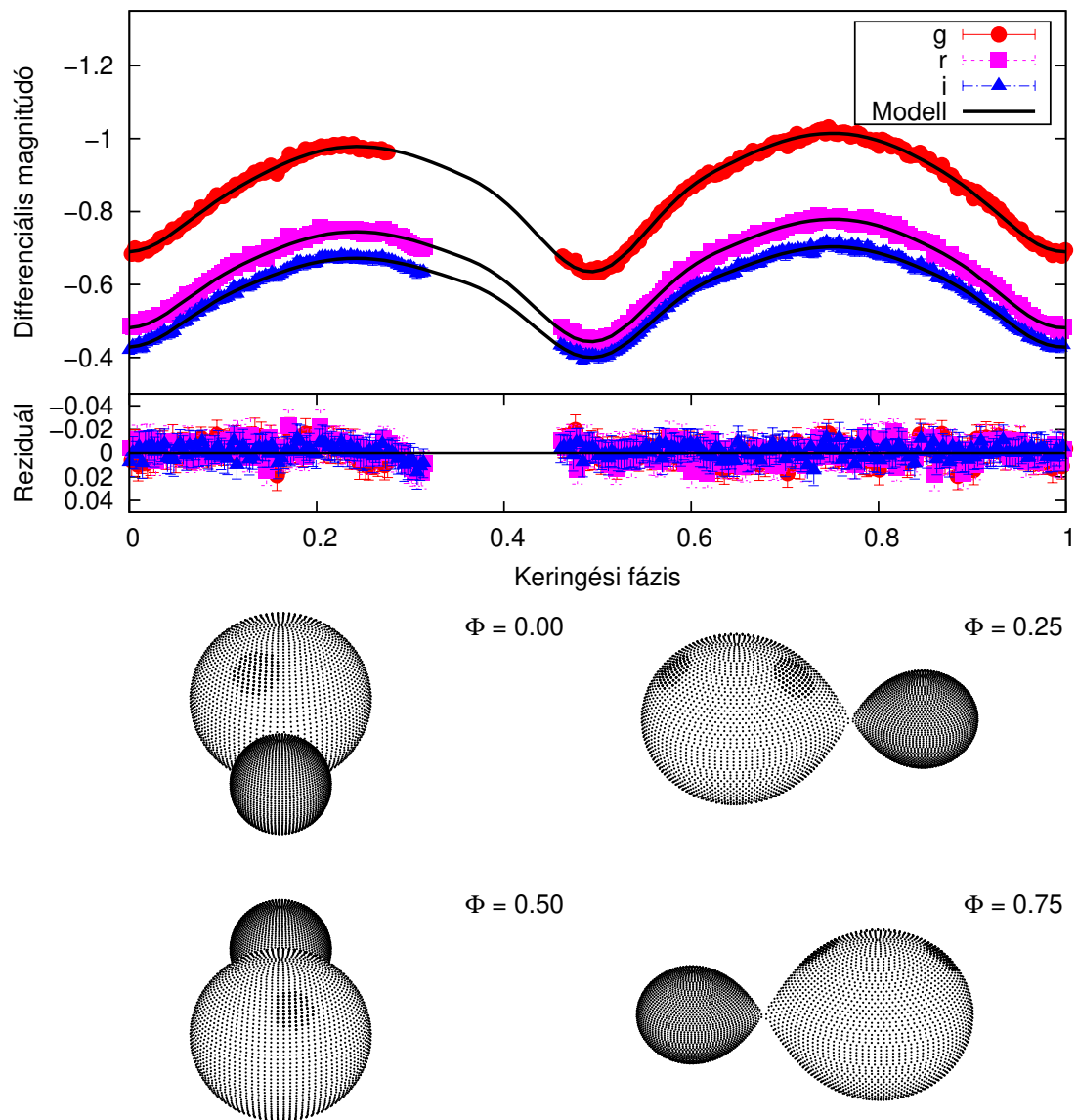
Az egyes éjszakák fénygörbéin szemmel láthatóan is változást mutatnak a fényességmaximumok, ez felszíni aktivitás, azaz csillagfoltok jelenlétére utal, amit az is igazolt, hogy a folt nélküli fénygörbemodellek nem mutattak jó illeszkedést. Ezt a modellezés során is figyelembe vettem, még pedig a főkomponens felszínére két kör alakú foltot helyezve. A csillagfoltok hőmérséklete szintén erősen korrelál a csillagok effektív hőmérsékletével a modellekben, ezért Hendry és Mochnacki (2000) nyomán fixen 3500 K-es folt hőmérsékleti értéket használtam. Így az illesztett foltparaméterek a következők voltak: a foltok csillagrajzi szélessége és hosszúsága, illetve a foltok sugara.

¹⁵Mindkét csillag tengelyforgási ideje szinkronizálódott a keringési idővel.

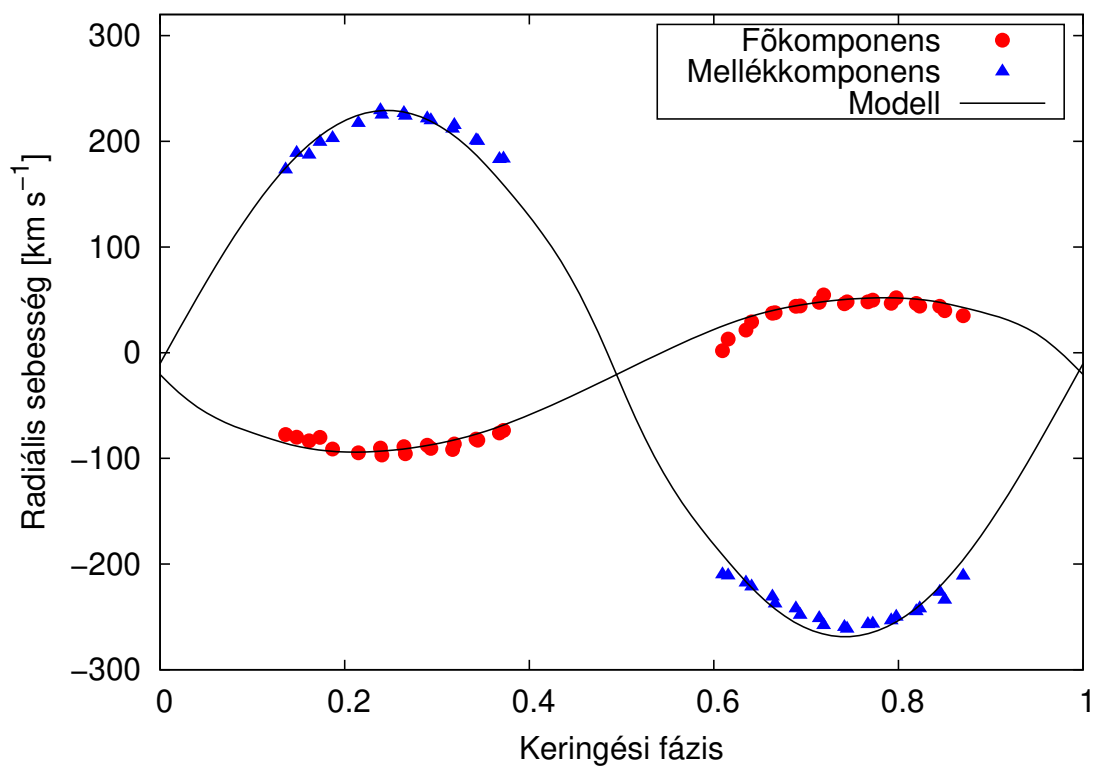
A modellezést egy csillagfolt használatával is elvégeztem, azonban ezen illesztések során teljesen hasonló fizikai paraméterek mellett körülbelül kétszer rosszabb illeszkedést kaptam. Ezen csak a mellékkomponens hőmérsékletének szignifikáns emelésével tudott javítani a program. Ez mintegy 600 K-es hőmérséklet-különbséget eredményezett a két csillag között, amely elég valószínűtlen az érintkező kettőscsillagok között, azonban az illesztés még ilyen módon is rosszabb volt, mint két folt használatával, ezért a végső modellek esetében az utóbbit alkalmaztam.

A mért és illesztett fénygörbék, a különbségükből eredő reziduál, illetve a rendszer geometriai konfigurációja és a felszíni foltok eloszlása négy különböző keringési fázisban a 15., illetve a 34-37. ábrákon láthatók, míg a radiálissebesség-görbe esetén hasonlóan a 16. ábrán. A legjobb illesztésből adódó fizikai paraméterek összevetve a Kaszás és mtsai (1998) által publikált értékekkel, illetve a modelltől adódó foltparaméterek a 6-7. táblázatokban találhatóak. A 6. táblázat alapján látható, hogy nincsenek szignifikáns eltérések a két tanulmányban közölt fizikai paraméterek között, azonban az általam mért radiálissebesség-görbe némileg kisebb tömegarányt határoz meg. A radiális sebességek kinyerésére alkalmazott módszer megegyezik a két vizsgálatban, így az eltérés oka feltételezhetően a vizsgálatokhoz felhasznált adatsorokban keresendő. Bár a Kaszás és mtsai (1998) által mért spektrumok jel/zaj aránya nagyjából 2-3-szor nagyobb, mint az általam mért spektrumoké, azonban az én méréseimhez használt spektrográf jobb felbontóképességgel rendelkezik, illetve az általam keresztkorrelációhoz felhasznált hasznos hullámhossz-tartomány is jóval (~ 7 -szer) szélesebb. Utóbbiak jóval fontosabb paraméterek a keresztkorrelációs módszer alkalmazásában, így az általam kapott, újabb méréseken alapuló eredmények valószínűleg megbízhatóbbak.

A fény- és radiálissebesség-görbék mellett az egyes spektrumok elméleti modellekkel való illesztését is elvégeztem a 4.2. fejezetben leírt módon. A rendszerben található harmadik komponens járulékát egy 5000 K hőmérsékletű $\log g=4,0$ Kurucz-modell fluxusarányos hozzáadásával küszöböltem ki, feltételezve, hogy a rendszer összluminozitásának 10%-áért felel (Kaszás és mtsai 1998 alapján). A 17. ábrán a négy főbb keringési fázisban mért spektrum, illetve a legjobban illeszkedő elméleti modellek vannak ábrázolva. Ezekből kivágva és ráközelítve külön is szemügyre vehető a $H\alpha$ -spektrumvonal és környezete, illetve a különbségspektrumok a 18. ábrán. A 17. ábrán látható, hogy a $H\alpha$ -vonalon kívüli régiók jó illeszkedést mutatnak, azonban a $H\alpha$ -vonalról ugyanez már nem mondható el. A mért spektrumokon a $H\alpha$ -vonalban abszorpció-hiány vagy emissziós excesszus figyelhető meg a modellekhez képest (18. ábra). Ez arra enged következtetni, hogy kromoszférikus aktivitás zajlik a rendszerben. A kvadratúrafázisokhoz tartozó spektrumokban, ahol a két komponens $H\alpha$ -vonala nem olvad össze, az is jól látható, hogy ez az excesszus főként a főkomponenshez tartozó vonalkomponensből származik, amiből egyértelműen kiderül,



15. ábra. A VW Cephei 2014. augusztus 8-án SDSS $g'r'i'$ szűrőkben mért fénygörbéi a rájuk illesztett modellekkel, illetve az illesztéshez tartozó geometriai és foltkonfigurációval. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)



16. ábra. A VW Cephei radiális sebesség-görbéje a ráillesztett PHOEBE modellel. Az egyes pontokhoz tartozó formális hibák kisebbek, mint az ábrázoláshoz használt szimbólumok (lásd 13. táblázat). Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

6. táblázat. A VW Cephei a fény- és radiálissebesség-görbe szimultán PHOEBE modellezéséből származó fizikai paraméterei összehasonlítva Kaszás és mtsai. (1998) korábbi eredményeivel. A csillaggal jelölt főkomponens effektív hőmérséklete fix paraméter volt. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

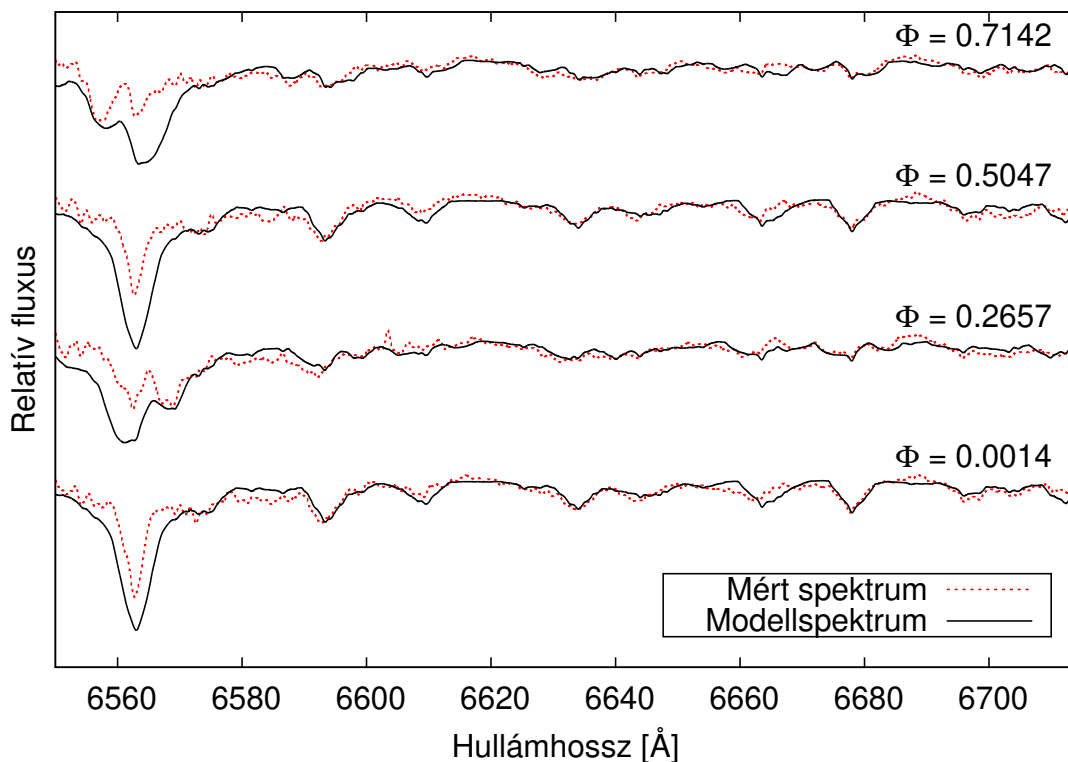
Paraméter	Saját eredmények	Kaszás és mtsai. (1998)
q	$0,302 \pm 0,007$	$0,35 \pm 0,01$
V_γ [km s ⁻¹]	$-12,61 \pm 1,06$	$-16,4 \pm 1,0$
a [10 ⁶ km]	$1,412 \pm 0,01$	$1,388 \pm 0,01$
i [°]	$62,86 \pm 0,04$	$65,6 \pm 0,3$
$T_{\text{eff},1}^*$ [K]	5050	5050
$T_{\text{eff},2}$ [K]	5342 ± 15	5444 ± 25
$\Omega_1 = \Omega_2$	2,58272	–
m_1 [M _☉]	1,13	1,01
m_2 [M _☉]	0,34	0,36
R_1 [R _☉]	0,99	–
R_2 [R _☉]	0,57	–

hogyan az aktivitás szinte teljes mértékben a főkomponens kromoszférájából származik. Ez összhangban van a fénygörbemodellel, ahol a fénygörbék megfelelő illesztéséhez a főkomponens felszínén két csillagfolt jelenlétét kellett feltételeznem.

A 19. ábra felső panelén ábrázoltam a különbségspektrumokon a 4.2. fejezetben bemutatott módon meghatározott ekvivalens szélességének értékeit a keringési fázis függvényében. A két egymás utáni éjszakán mért értékek különböző színnel vannak jelölve. Jól látható, hogy az egymást követő éjszakákon azonos fázisokban mért értékek között nincs számottevő különbség a spektrumok kontinuumnormálásából adódó mérési hibából adódón kívül.

7. táblázat. A fénygörbe-modellekből származó csillagrajzi foltparaméterek az egyes mérési éjszakákon. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

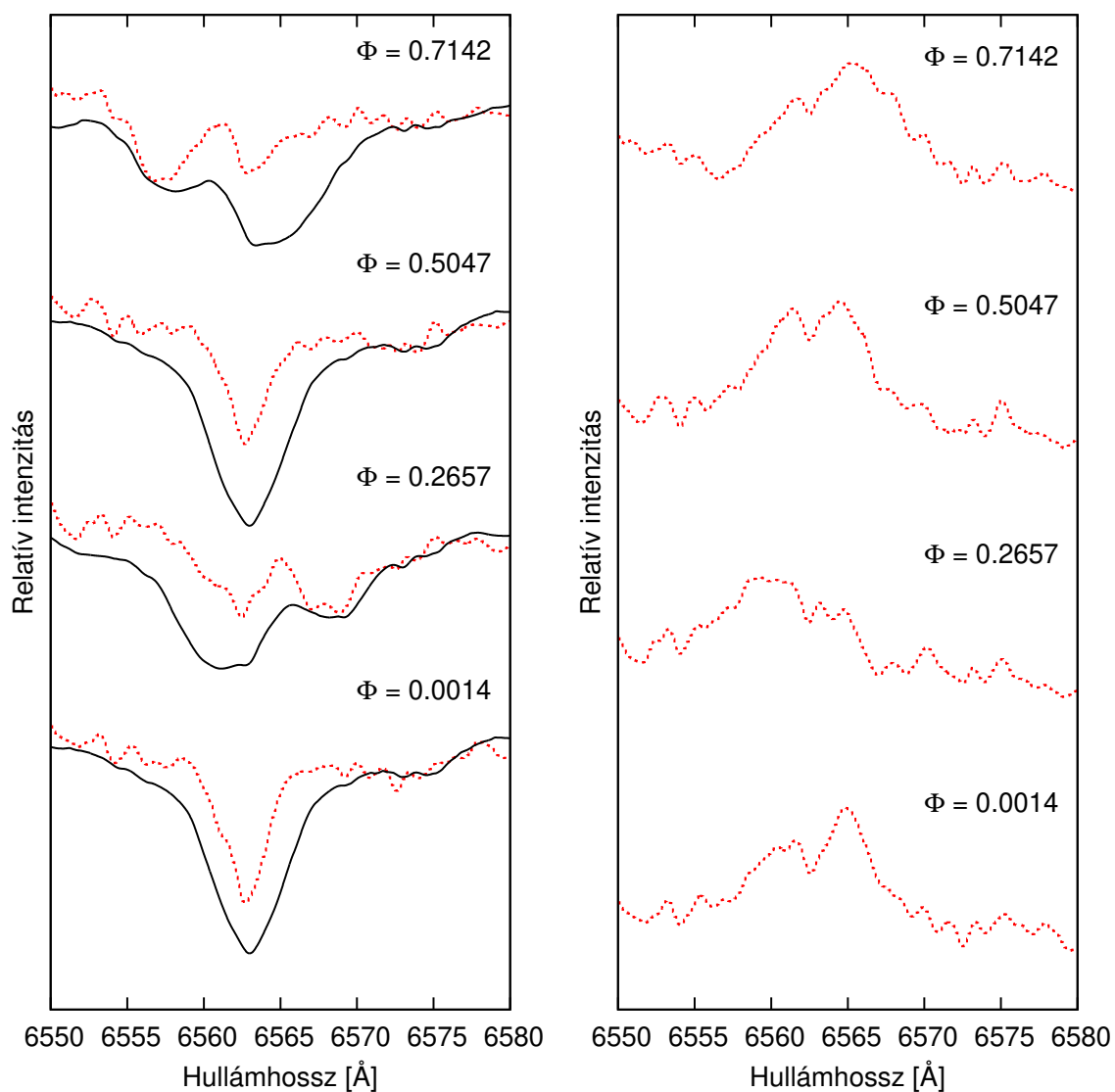
Paraméter	2014. aug. 8.	2014. aug. 9.	2014. aug. 10.	2016. ápr. 20.	2016. ápr. 21.
Szélesség ₁ [°]	$46,8 \pm 4,0$	$48,1 \pm 3,5$	$46,7 \pm 3,9$	$46,1 \pm 2,6$	$45,2 \pm 1,4$
Hosszúság ₁ [°]	$187,3 \pm 0,02$	$172,2 \pm 0,02$	$179,9 \pm 0,01$	$178,0 \pm 0,01$	$172,8 \pm 0,01$
Sugár ₁ [°]	$16,0 \pm 1,0$	$18,1 \pm 0,9$	$17,7 \pm 1,0$	$22,4 \pm 0,6$	$23,0 \pm 0,4$
Szélesség ₂ [°]	$46,1 \pm 3,0$	$44,2 \pm 4,8$	$45,4 \pm 1,5$	$45,6 \pm 6,1$	$47,0 \pm 2,5$
Hosszúság ₂ [°]	$342,3 \pm 0,02$	$352,0 \pm 0,02$	$344,5 \pm 0,01$	$343,4 \pm 0,05$	$338,9 \pm 0,03$
Sugár ₂ [°]	$19,5 \pm 0,4$	$20,6 \pm 2,0$	$20,4 \pm 0,5$	$21,0 \pm 0,7$	$20,9 \pm 0,7$



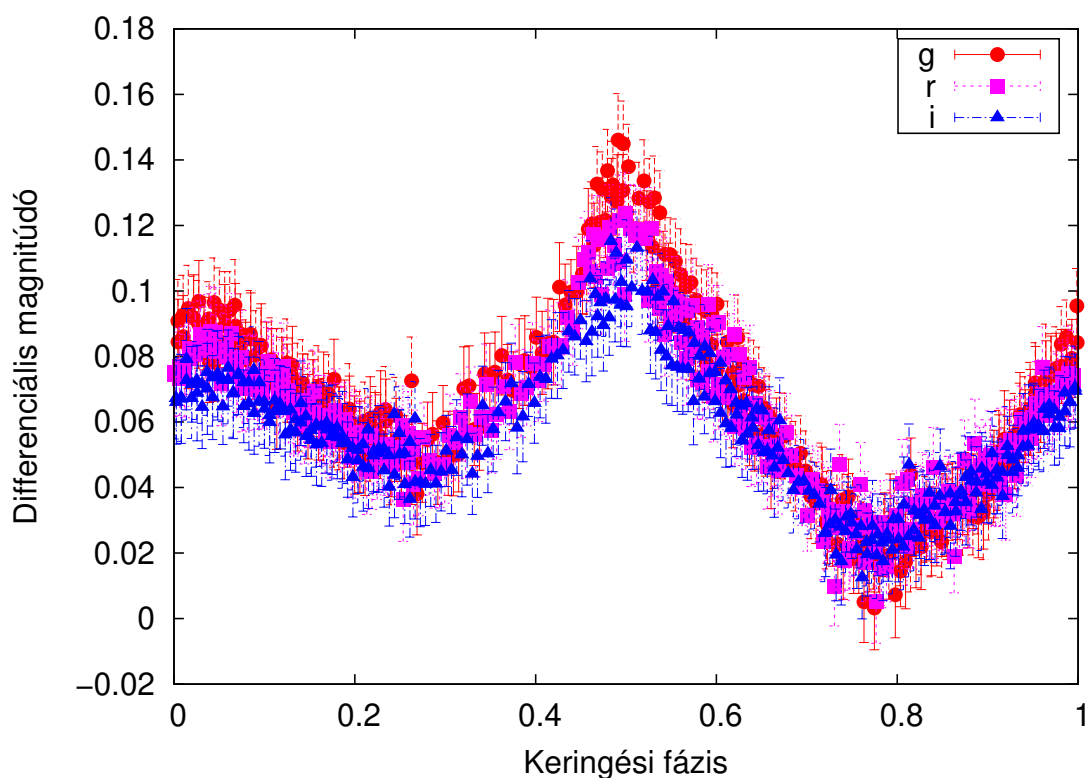
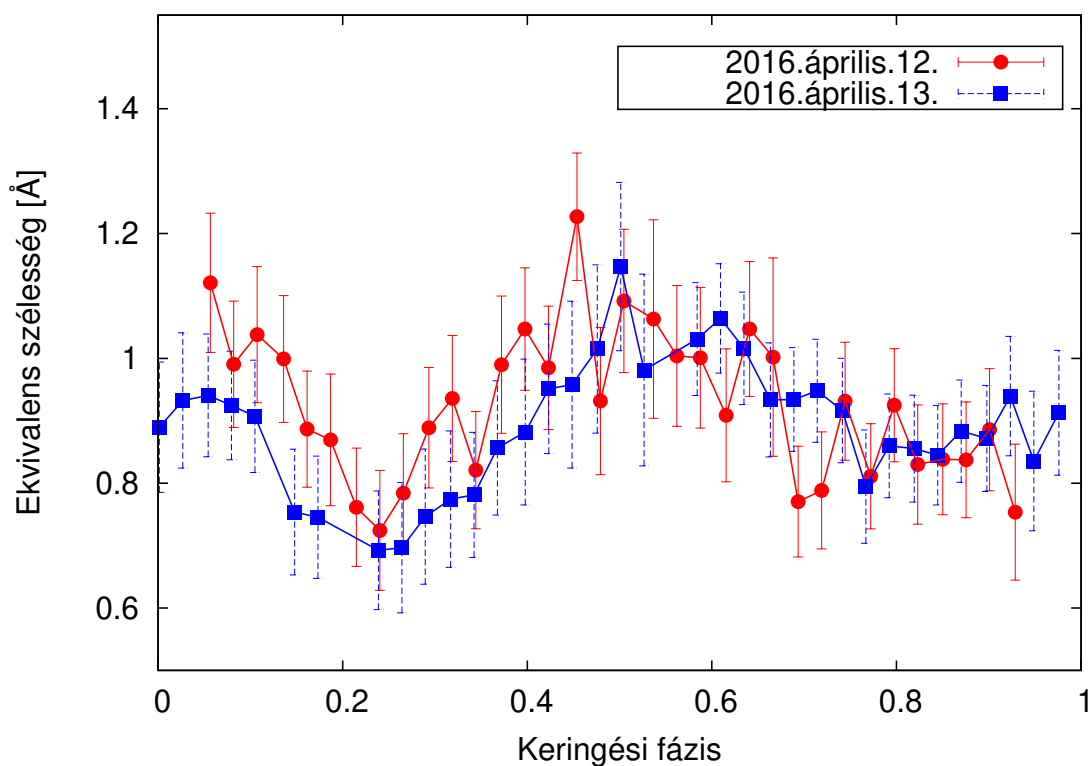
17. ábra. A VW Cephei mért és modellezett spektrumai különböző keringési fázisokban. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

Az ábráról az is leolvasható, hogy két keringési fázisértéknél maximuma van a megfigyelhető kromoszférikus aktivitás mértékének. Ezt összevetve a fotometriai modellezésből származó foltkonfigurációval azonnal látható, hogy ez a két keringési fázis érték éppen megegyezik azokkal a fázisokkal, amelyekben a főkomponens felszínén elhelyezkedő csillagfoltok éppen a Föld felé néznek. Szemléltetésképpen, ha levonjuk az egyes éjszakák fénygörbe-modelljeiből a VW Cephei fizikai paramétereivel számolt, foltmentes fénygörbemodelt, akkor az eredmény a 19. ábra alsó panelén látható. Ez a keringési fázis függvényében mutatja a felszínen látható csillagfoltok hatását, azaz a felszíni aktivitás mértékét. Összevetve egymással az 19. ábrán a spektroszkópiából kapott kromoszférikus aktivitás mértékének változását a fotometriából kapott fotoszférikus aktivitás változásával, jól látható, hogy a kettő szinkronban van egymással, tehát a két jelenség között egyértelmű összefüggés van.

A fénygörbemodellekben szereplő foltok mind magas csillagrajzi szélesség mellett helyezkednek el (lásd 15. ábra, illetve a függelékben a 34-37. ábrák). Ez a paraméter általában nem határozható meg a fénygörbemodellekből megbízhatóan (Lanza és Rodonó 1999), azonban korábbi vizsgálatok megmutatták, hogy gyorsan forgó csillagok esetében a pólusok környékén, tehát magas csillagrajzi szélességen várhatóak foltok (Schüssler és Solanki 1992; Schüssler és mtsai 1996; Holzwarth és Schüssler 2003). Ez valamilyen szinten



18. ábra. A $H\alpha$ -spektrumvonal környezete a VW Cephei mért és modellezett spektrumain (balra), illetve azok különbségén (jobbra) különböző keringési fázisokban. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

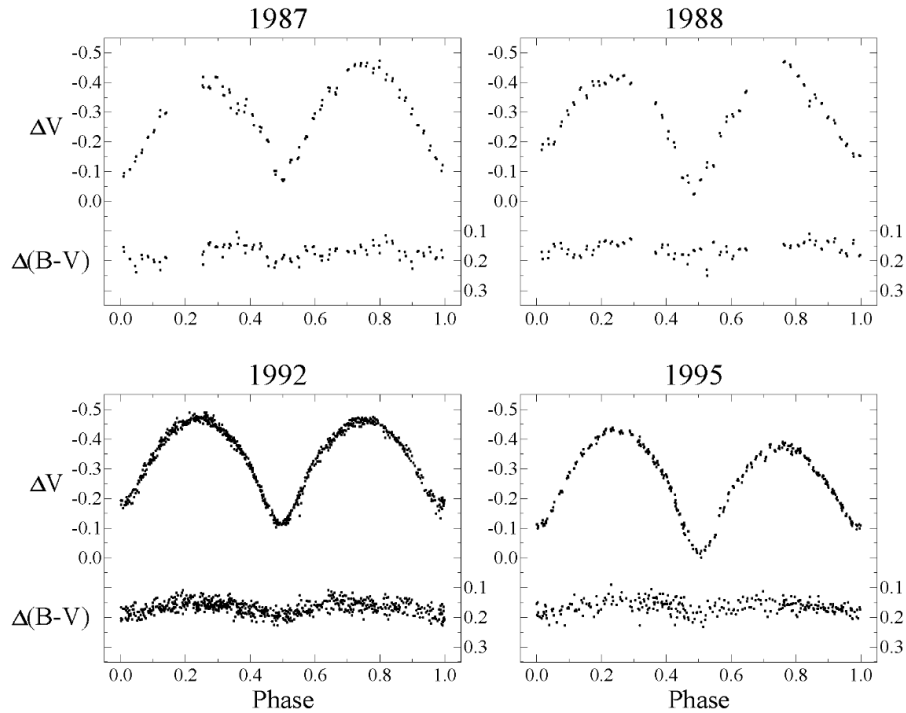


19. ábra. A VW Cephei különbségspektrumain a $H\alpha$ -spektrumvonalon mért ekvivalens szélességek (felül), illetve a 2016-ban mért fénygörbéi és a rájuk illesztett foltmentes modellek különbségei (alul) a keringési fázis függvényében. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

mege erősíti az általam kapott eredmények valószerűségét. A foltok csillagrajzi szélessége két, egymástól nagyjából 180° különbségű érték körül mozog a modellekben, amely szintén konzisztens Holzwarth és Schüssler (2003) modelljeivel. Eszerint az aktivitást mutató szoros kettősök esetében az árapályerők befolyásolják a foltok elhelyezkedését, még pedig olyan módon, hogy az aktív komponens két átellenes oldalán fognak megjelenni. Ezen csillagrajzi hosszúságokat, amelyeken nagyobb valószínűséggel fordulnak elő csillagfoltok, aktív hosszúsági köröknek nevezik, ilyeneket korábban is megfigyeltek más szoros kettősök esetében (pl. Oláh 2006).

Ilyen típusú folteloszlás esetén várható az ún. flip-flop jelenség előfordulása is, amikor a csillag két átellenes oldalán lévő aktív hosszúsági körökön mérhető foltaktivitás erőssége időben alternál. A jelenséget már sok csillag esetében sikerült megfigyelni, főként FK Com és RS CVn-típusú, de Napunkon és egyéb fiatal Nap típusú csillagokon is (pl. Jetsu és mtsai 1993; Vida és mtsai 2010). A jelenlegi legjobb elméleti modell szerint gömb alakú csillagok esetében ezt egy tengely-szimmetrikus és egy oszcilláló nem tengely-szimmetrikus dinamómódus kombinációjával lehet leírni (Elstner és Korhonen 2005). A flip-flop jelenség által okozott változások jellemzően néhány éves vagy évtizedes ciklusokat mutatnak a megfigyelések szerint. Érintkező kettősök esetében több korábbi vizsgálat esetében is az O-C diagramon megfigyelhető periodikus változások egy részére szintén lehetséges magyarázatként vetették fel az aktivitási ciklusok jelenlétét (pl. Kaszás és mtsai 1998, Borkovits és mtsai 2005).

Nemrégiben Jetsu és mtsai (2017) megalkottak egy általános modellt a kromoszférikusan aktív kettős csillagok fénygörbéinek leírására. A modell szerint minden ilyen típusú kettős csillag esetében megfigyelhetők ezek az aktív hosszúsági körök, amelyeken ciklikusan változik a foltaktivitás mértéke (megjegyzendő azonban, hogy eredményeiket csak RS CVn-típusú csillagokra alapozták). A VW Cephei általam mért fénygörbéi relatíve rövid időtartamot ölelnek fel, így nem mutatható ki ezek alapján számottevő változás a foltok eloszlásában. Azonban, ha vetünk egy pillantást a korábbi cikkekben közölt fénygörbékre, például Kaszás és mtsai (1998) eredményeire, amelyek a 20. ábrán láthatók, akkor jól megfigyelhető, hogy a különböző években észlelt fénygörbemaximumok 3-4 éves skálán változást mutatnak. Ez a változás feltehetőleg a foltok eloszlásával magyarázható, amely felveti a flip-flop jelenség jelenlétét a VW Cephei esetében. Ennek igazolására a csillag hosszabb időskálájú, rendszeres és folyamatos fotometriai észlelése adna lehetőséget. Mindenesetre, a VW Cephei nem az egyetlen érintkező kettős lenne, amelyen flip-flop jelenség tapasztalható: Wang és mtsai (2015) egy másik ilyen típusú rendszer, a HH UMa esetében már sikeresen kimutatták ezt a jelenséget. Az általuk mért fénygörbék változásai pedig nagyon hasonlóak a 20. ábrán megfigyelhetőekhez, amely tovább erősíti az általam felvetett hipotézis alapjait.



20. ábra. A VW Cephei különböző évek során mért fénygörbéi. Forrás: Kaszás és mtsai (1998)

5.2. További érintkező kettőscsillagok fizikai és pályaparamétereinek pontosítása

A 3.2. fejezetben bemutatott spektroszkópiai mérések lehetővé tették az egyes objektumok egyedi csillagkomponensei radiális sebességeinek kimérését. Ehhez az ott ismertett keresztkorrelációs módszert alkalmazva előállítottam és Gauss-függvények összegével illesztettem az egyes rendszerek keresztkorrelációs függvényét. Az egyes keresztkorrelációs függvények a 13. ábrán vannak szemléltetve a második kvadratúrában, azaz $\phi = 0.75$ keringési fázisban. Piros színnel a megfigyelt keresztkorrelációs függvény, fekete színnel az egyes csillagkomponensek járulékát kifejező Gauss-függvények, kék színnel pedig az utóbbiak összegéből adódó végső modellillesztés. A legtöbb objektum esetében elegendő volt kétkomponensű modelleket használnom, azonban a KR Com és a HX UMa esetében jól megfigyelhető az érintkező komponensek kiszélesedett Gauss-modelljei mellett egy harmadik, keskenyebb komponens is, amely a rendszerben található harmadik csillag járuléka. A további 12 általam vizsgált érintkező csillag megfigyelt radiális sebességei a 21. ábra egyes paneljein láthatók. A főkomponens sebességei piros, a mellékomponensé kék pontokkal, míg a legjobban illeszkedő PHOEBE-modell fekete vonallal van ábrázolva. Az illesztések során szabad paraméterek voltak a félnagy tengely, a tömegarány, a gammasebesség és a fázistolás, míg az inklináció a 8. táblázatban található irodalmi értéken lett rögzítve. A PHOEBE-modellekből illesztett fizikai paraméterek és az ezekből származtatott

8. táblázat. A rendszerek szakirodalombeli fizikai paramétereit. Szinte az összes publikációból egy vagy több paraméter esetében is hiányoznak a hibaértékek, így csak a q és V_γ paraméterek esetén adtam meg őket, hogy összehasonlíthatóak legyenek az általam kapott értékekkel. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

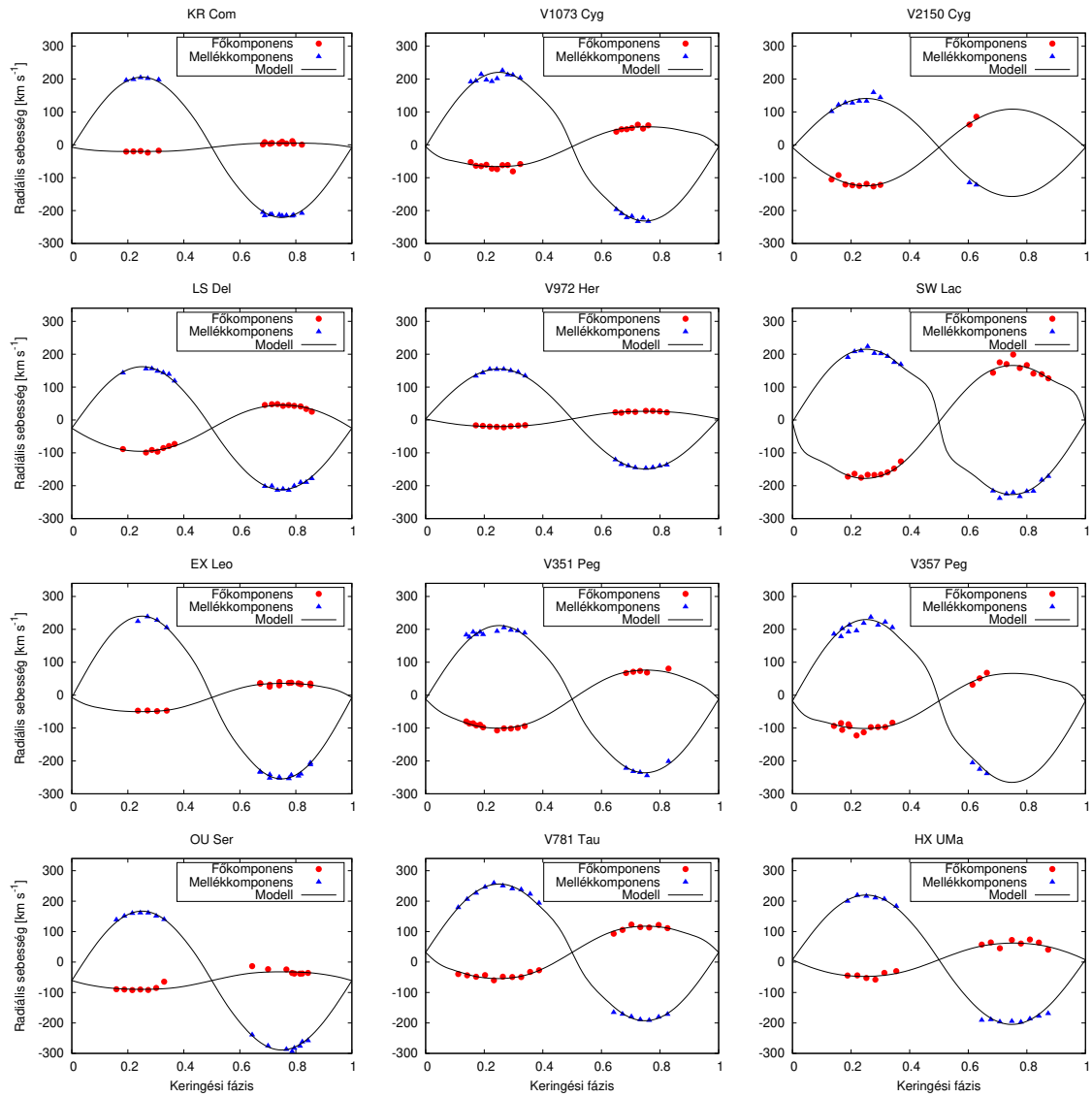
Objektum	i [°]	f	$T_{\text{eff},1}$ [K]	$T_{\text{eff},2}$ [K]	q	V_γ	Ref.
KR Com	52,14	0,70	6072	5549	0,091 (2)	-7,86 (38)	1, 2, 3
V1073 Cyg	68,40	0,12	7300	6609	0,303 (17)	-6,85 (50)	4, 5
V2150 Cyg	43,39	0,21	8000	7920	0,802 (6)	-12,82 (45)	6, 7
LS Del	45,25	0,09	6192	6250	0,375 (10)	-25,90 (14)	8, 9
V972 Her	40,07	0,01	6046	6522	0,164 (14)	+4,55 (70)	3, 10
SW Lac	79,80	0,30	5515	5800	0,781 (7)	-10,34 (65)	11, 12
EX Leo	60,80	0,65	6340	6110	0,199 (36)	-11,05 (1,10)	7, 13
V351 Peg	63,00	0,21	7559	7580	0,360 (6)	-8,08 (89)	14, 15
V357 Peg	73,23	0,10	7000	6438	0,401 (4)	-10,84 (54)	8, 16
OU Ser	50,47	0,68	5940	5759	0,173 (17)	-64,08 (41)	8, 17
V781 Tau	65,89	0,205	5804	6000	0,405 (11)	+25,74 (1,85)	18
HX UMa	48,85	0,59	6650	6601	0,291 (9)	-19,88 (1,11)	19, 20

Referenciák. 1) Selam (2004), 2) Zasche és Uhlár (2010), 3) Rucinski és mtsai (2002), 4) Tian és mtsai (2018), 5) Pribulla és mtsai (2006), 6) Kreiner és mtsai (2003), 7) Lu és mtsai (2001), 8) Deb és Singh (2011), 9) Lu és Rucinski (1999), 10) Selam és mtsai (2018), 11) Gazeas és mtsai (2005), 12) Senavci és mtsai (2011), 13) Zola és mtsai (2010), 14) Albayrak és mtsai (2005), 15) Rucinski és mtsai (2001), 16) Rucinski és mtsai (2008), 17) Rucinski és mtsai (2000), 18) Kallrath és mtsai (2006), 19) Selam és mtsai (2005), 20) Rucinski és mtsai (2003)

tömegfüggvények az irodalomban található értékekkel összetve a 9. táblázatban láthatók.

Három csillag esetében (V2150 Cyg, V351 Peg és V781 Tau) a fázistolás értéke igen nagy, közel fél keringési fázisnak adódott, ezek esetében az irodalmi referenciaidőpontok korrekcióra szorultak. Ennek valószínűleg az lehet a magyarázata, hogy a használt referenciaidőpontok ezek esetében valójában mellékminimumokhoz köthetők, azonban elképzelhető, hogy a megfigyelés idején a fénygörbén a csillagfoltok hatása megváltoztatta a minimumok egymáshoz viszonyított relatív fényességét.

A meghatározott tömegarányok, tömegfüggvények és gammasebességek jó egyezést mutatnak az irodalomban szereplő korábbi értékekkel, amennyiben figyelembe vesszük, hogy az általam közölt hibák közvetlenül a PHOEBE által generált formális illesztési hibák, amelyek a legtöbb esetben alábecsültek lehetnek. Egyes esetekben a meghatározott gammasebességekben kisebb (5 km s^{-1} alatti) eltérések lehetnek, amelyek oka feltételezhetően



21. ábra. Az egyes objektumok mért radiális sebesség-görbéje és a rájuk illesztett PHOEBE modellek. Az egyes pontokhoz tartozó formális hibák kisebbek, mint az ábrázoláshoz alkalmazott szimbólumok. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

9. táblázat. A radiális sebesség-görbék modellezése alapján meghatározott fizikai paraméterek. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

Objektum	Fázistolás	$a \sin i$ [R_{\odot}]	V_{γ} [km s^{-1}]	q
KR Com	-0,0209 (42)	1,87 (2)	-7,54 (65)	0,072 (4)
V1073 Cyg	+0,0276 (62)	4,60 (6)	-5,59 (1,10)	0,284 (6)
V2150 Cyg	-0,4677 (71)	3,22 (8)	-8,01 (3,66)	0,790 (45)
LS Del	-0,0286 (29)	1,92 (2)	-25,06 (71)	0,391 (5)
V972 Her	+0,0275 (24)	1,58 (1)	+3,10 (30)	0,168 (2)
SW Lac	-0,0242 (40)	2,59 (2)	-5,93 (1,51)	0,785 (13)
EX Leo	-0,0064 (33)	2,42 (2)	-7,24 (1,07)	0,190 (5)
V351 Peg	-0,4886 (43)	3,80 (5)	-12,23 (1,30)	0,410 (9)
V357 Peg	+0,0016 (51)	3,93 (6)	-17,68 (2,11)	0,355 (13)
OU Ser	+0,0173 (44)	1,55 (2)	-60,86 (1,32)	0,142 (8)
V781 Tau	-0,4057 (29)	2,19 (2)	+31,73 (1,04)	0,399 (7)
HX UMa	+0,0147 (59)	2,07 (4)	+7,54 (1,67)	0,274 (11)

10. táblázat. A modellekből származtatott és korábban publikált $(M_1 + M_2) \sin^3 i$ értékek összehasonlítása. Az egyes publikált értékekhez tartozó referenciák minden objektumnál megegyeznek a 8. táblázatban felsoroltakkal. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

Objektum	Saját eredmények	Irodalmi értékek
KR Com	0,527 (17)	0,517 (8)
V1073 Cyg	2,127 (82)	1,896 (25)
V2150 Cyg	1,283 (95)	1,376 (18)
LS Del	0,714 (22)	0,617 (12)
V972 Her	0,272 (5)	0,276 (6)
SW Lac	2,256 (52)	2,101 (55)
EX Leo	1,142 (28)	1,255 (36)
V351 Peg	2,084 (82)	2,214 (57)
V357 Peg	2,429 (111)	2,112 (18)
OU Ser	0,569 (22)	0,640 (9)
V781 Tau	1,191 (32)	1,275 (147)
HX UMa	0,834 (48)	0,775 (30)

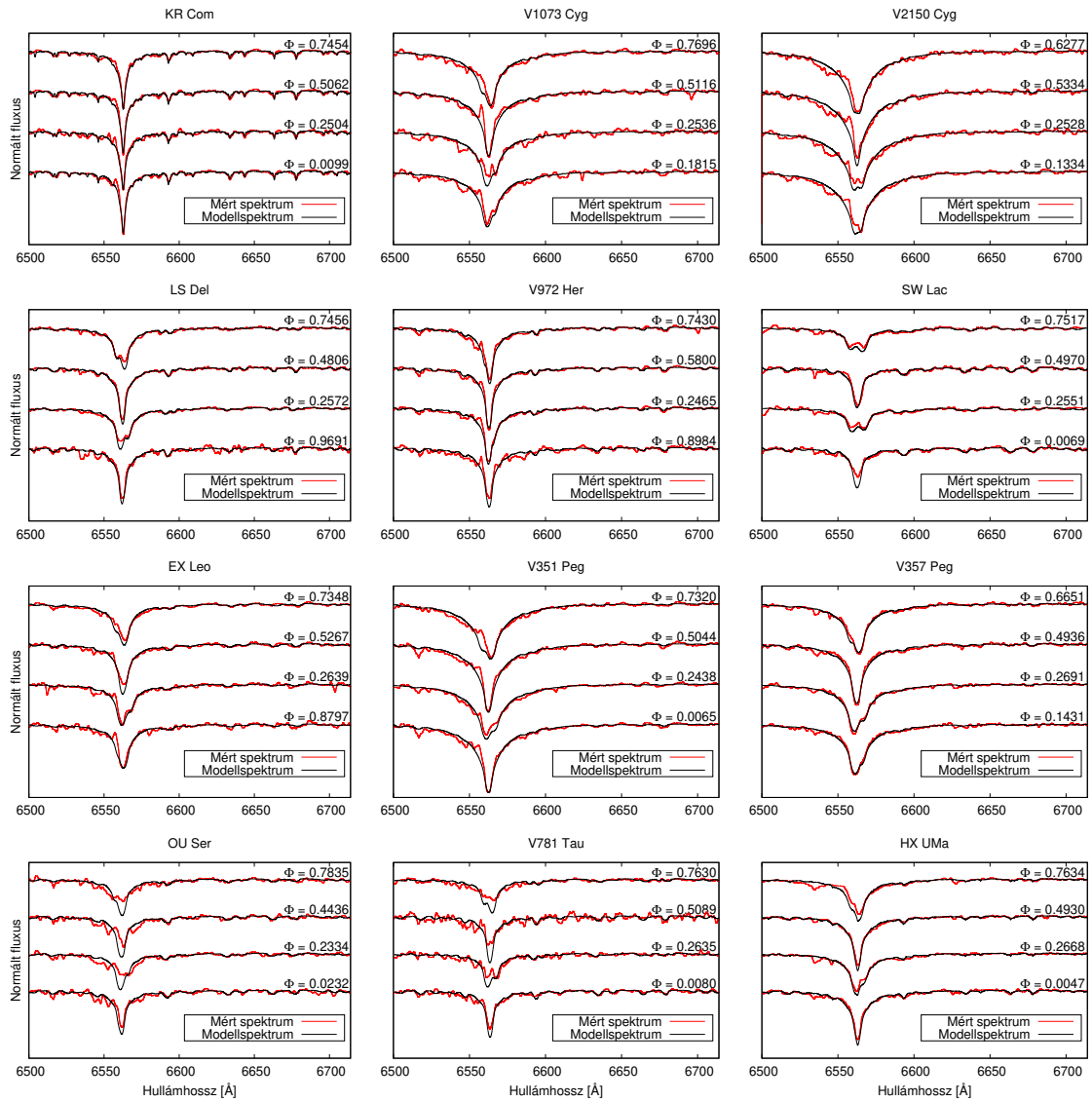
a gyengébb jel/zaj arányban és a gyengébb fázislefedettségben keresendő. Az ennél nagyobb eltérések (HX UMa, V357 Peg és V781 Tau) esetében azonban feltételezhető, hogy a rendszerben van egy további, távolabbi pályán keringő, fel nem bontott csillagkomponens is, amelynek hatására a gammasebesség időben változik. A HX UMa esetén ez valóban így is van, hiszen korábbi vizsgálatok, illetve az általam előállított keresztkorrelációs függvények is igazolták, hogy harmadik komponens található a rendszerben. Az utóbbi két csillag esetében eddig még nem sikerült kimutatni ilyet, azonban a V781 Tau esetében Li és mtsai (2016) periódusanalízisük eredményei alapján már korábban felvetették ennek lehetőségét.

5.3. Érintkező kettőscsillagok kromoszférikus aktivitásának időfüggő változása

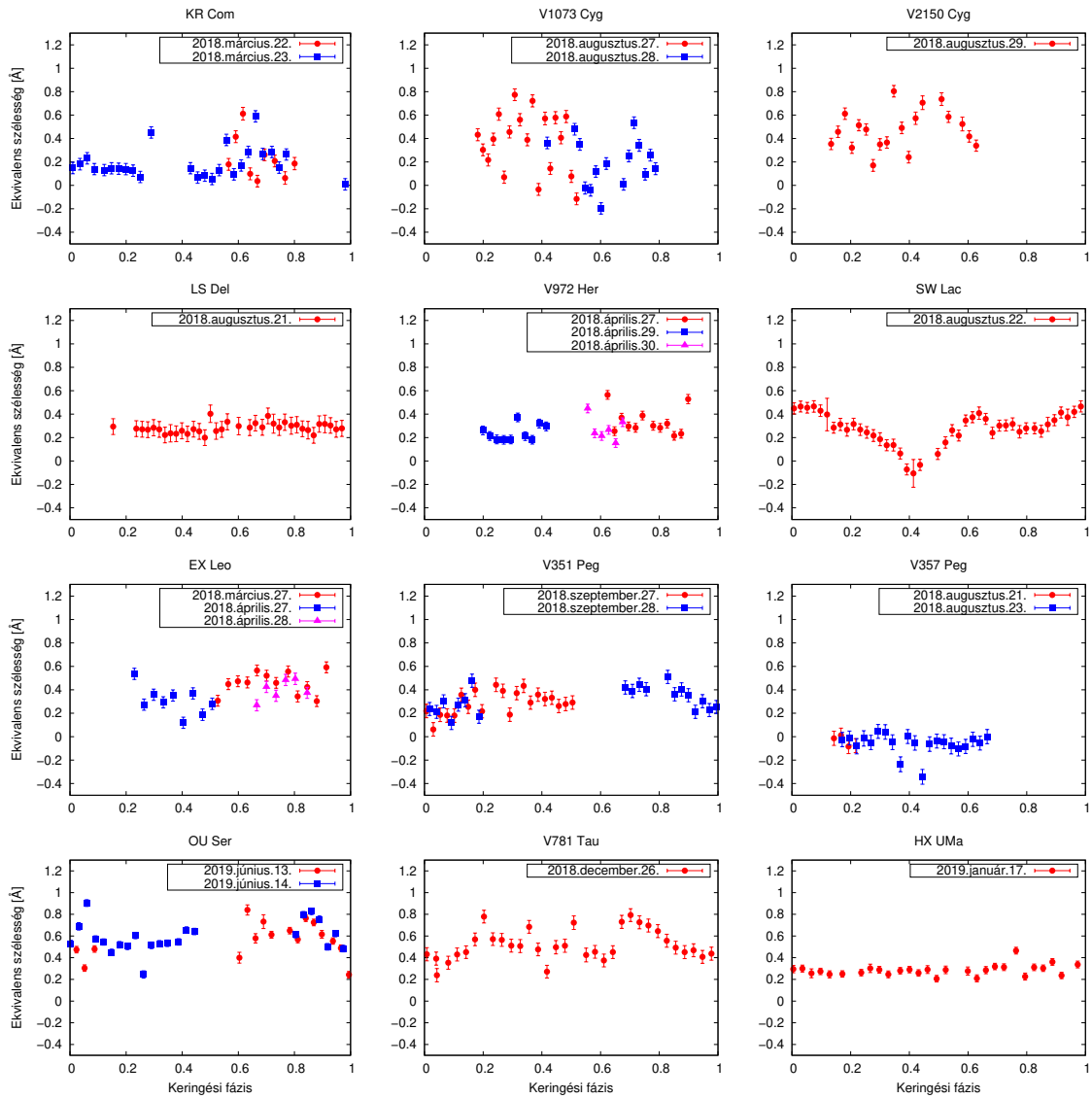
A VW Cephei-hez hasonló módon az érintkező kettőscsillagos minta többi tagjára is elvégeztem az összes mért spektrum elméleti modellekkel való illesztését a 4.2. fejezetben ismertetett módon. A mért, illetve a hozzájuk tartozó modellspektrumok négy különböző keringési fázisban a 22. ábrán láthatók. Piros színnel a mért spektrumok, feketével pedig az illesztett modellek vannak szemléltetve. A modellek segítségével ismét előállítottam a különbségspektrumokat, majd a korábban bemutatott módon minden egyes spektrumon megmértem a $H\alpha$ -spektrumvonal ekvivalens szélességét, hogy információt nyerjek a kromoszférikus aktivitás mértékéről. Az ily módon meghatározott ekvivalens szélességek a keringési fázis függvényében a 23. ábrán tekinthetők meg mind a 12 érintkező kettős esetében. A különböző éjszakákon mért ekvivalens szélességek különböző színekkel és szimbólumokkal szerepelnek az egyes csillagok esetében. Látható, hogy a különböző éjszakákon mérhető értékek nagyrészt konzisztensek egymással, illetve, hogy a fázislefedettség kb. 50-100% között változik az egyes objektumok esetén.

Ezeket a diagramokat tulajdonképpen az adott objektumok általunk megfigyelhető kromoszférikus aktivitásának időbeli változása látható. Tudomásom szerint ez az első alkalom, hogy ezen 12 csillag közül 10 esetén közvetlen módon kimutatásra került a kromoszférikus aktivitás jelenléte, illetve az első alkalom, hogy annak időbeli változásáról is információt kapunk. Az egyes diagramok az ekvivalens szélességek eloszlása alapján három különböző csoportba oszthatók: i) a pontok nem mutatnak számottevő változást, hibahatáron belül állandó értéket vesznek fel; ii) a pontoknak pontosan egy maximumértéke van egy kitüntetett keringési fázis esetén; iii) a pontok két maximumértéket vesznek fel két különböző kitüntetett keringési fázisban.

A VW Cephei esetén a szimultán fotometriai és spektroszkópai modellezés megmutatta, hogy a megfigyelhető kromoszférikus aktivitás mértéke és a foltok elhelyezkedése



22. ábra. Az egyes objektumok mért (piros) és modellezett (fekete) spektrumai különböző keringési fázisokban. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)



23. ábra. Az egyes objektumok különbségspektrumain megjelenő H α emissziós többlet mért ekvivalens szélességei a keringési fázis függvényében. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

között egyértelműen kapcsolat van: a megfigyelhető kromoszférikus aktivitásnak maximuma van azon keringési fázisokban, amikor a felszíni foltok éppen a megfigyelő felé néznek. Ez arra enged következtetni, hogy az ekvivalens szélességek fázisdiagramjainak eloszlása a felszíni folteloszlással lehet kapcsolatban. Ennek teljes körű igazolásához (akárcsak a VW Cephei esetében) további, szimultán végzett fotometriai és spektroszkópiai mérések szükségesek a későbbiekben.

A konstans eloszlást mutató csillagok (LS Del, V972 Her, V357 Peg és HX UMa) esetén a megfigyelhető kromoszférikus aktivitás nem változik számottevően a keringés során, tehát valószínűleg nincs számottevő folttevékenység, vagy a foltok eloszlása irányunkba egyenletes. A V972 Her esetében megfigyelhető néhány kiugró pont, amelyek feltehetőleg a kevésbé megbízható kontinuumnormálásra vezethetők vissza, és nem valós effektusokra, azonban ezeknek köszönhetően a csillag ezen kategóriába sorolása nem feltétlenül megerősített.

Az egyetlen maximumot mutató objektumok (KR Com, V1073 Cyg, SW Lac, EX Leo és OU Ser) egyik komponensének felszínén valószínűsíthetően egy csillagfolt vagy foltcsoport található, mégpedig azon az oldalán, amely abban a keringési fázisban látható, ahol az ekvivalens szélességek maximuma mutatkozik. A KR Com és az OU Ser esetén azonban a feltételezett maximumok közelében erős szórást mutatnak a pontok, így kérdéses ezen csúcsok tényleges jelenléte. A V1073 Cyg és az EX Leo esetén pedig a pontok eloszlásának változása alapján akár feltételezhető lenne egy második maximum jelenléte is $\phi = 0,2$ és $\phi = 0,9$ fázisoknál, azonban a mérések nem fedik le ezeket a keringési fázisokat, így teljes bizonyossággal csak az egyetlen maximum jelenléte állapítható meg a rendelkezésre álló adatok alapján.

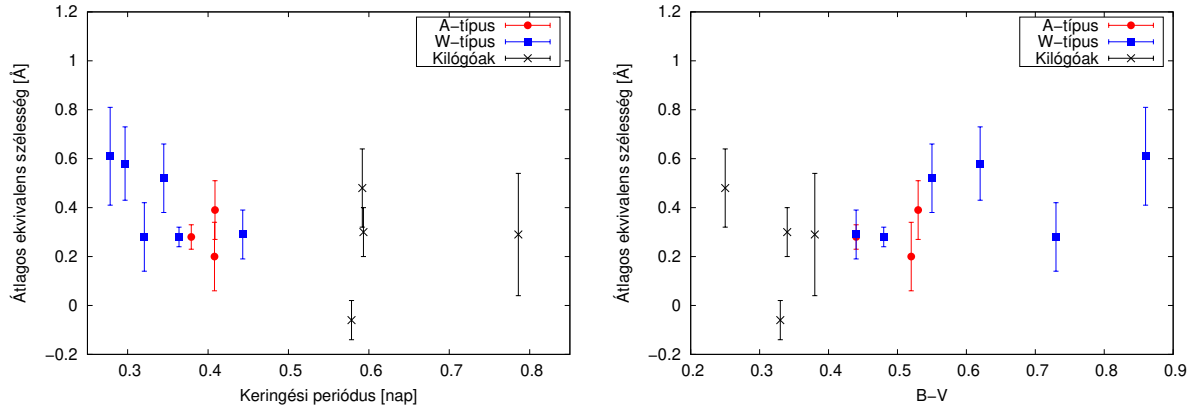
A két maximumot is mutató rendszerek (V2150 Cyg, V351 Peg és V781 Tau) esetében két kiemelt keringési fázisban figyelhető meg megnövekedett kromoszférikus aktivitási szint, amely arra utal, hogy ezen két fázisban megfigyelhető területeken csillagfoltok vagy foltcsoportok találhatóak valamelyik komponens két, egymással átellenes oldalán (lásd VW Cephei esete, Mitnyan és mtsai 2018). A foltok ilyen típusú eloszlása egybevág Holzwarth és Schüssler (2003) elméleti modellje által jósoltakkal, amely szerint az aktív szoros kettőscsillagok esetében az erős árapályhatás ehhez hasonló folteloszláshoz vezet. Megjegyzendő még, hogy a V1073 Cyg és az EX Leo esetében, amennyiben tényleg létezik egy második maximum az ekvivalens szélességek fázisfüggésében, amely nincs lefedve az észleléseimmel, akkor azokat a meglévő pontok eloszlásának változása alapján szintén nagyjából fél keringési fázisra lehetne megtalálni a megfigyelthez képest. A V2150 Cyg az egyetlen rendszer, amely nem követi ezt a trendet a méréseimben, azonban ez a leggyengébb fázislefedettséggel rendelkező objektum a mintámban (kb. 50%), így ennek pontjainak fáziseloszlása ismert a legkisebb pontossággal.

5.4. Korrelációvizsgálat az érintkező kettőscsillagok kromoszférikus aktivitása és fizikai paramétereik között

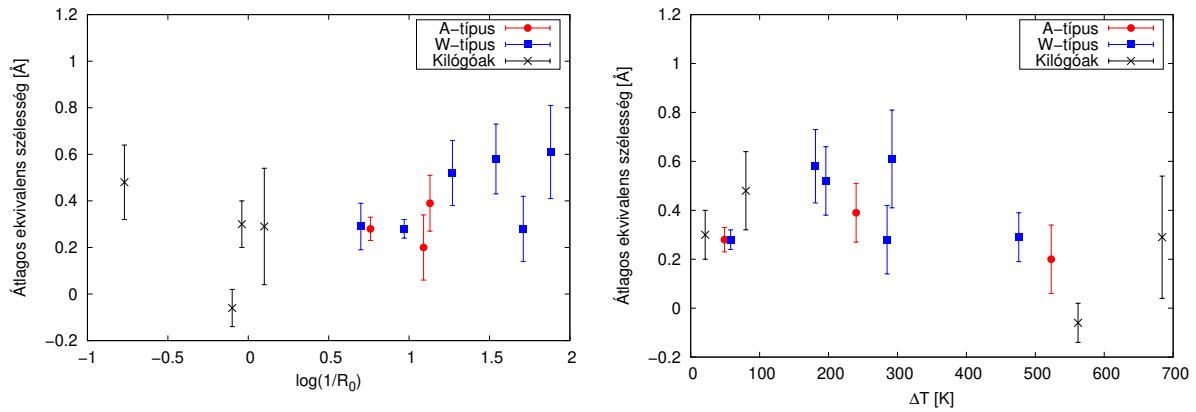
Az egyes objektumok kromoszférikus aktivitása rövidtávú változásának vizsgálata után összefüggéseket kerestem a rendszerek átlagos aktivitási szintje, illetve alapvető fizikai és pályaparamétereik között. Ehhez a 12 csillag mellé a VW Cephei adatait is felhasználtam, azonban a konzisztencia megőrzése érdekében újra elvégeztem a spektrumok modellezését, a másik 12 csillag esetében alkalmazott módon. Az így kapott, 13 objektumból álló minta még mindig nem túl nagy, de szignifikánsan nagyobb, mint a Barden (1985) által vizsgált 4 csillag. Ezen kívül Barden (1985) mintája csak W-típusú rendszereket tartalmazott, A-típusúakat nem, míg az általam használt minta nagyjából egyenlő mértékben tartalmaz mindkét csoportból csillagokat.

A korrelációs diagramok elkészítéséhez először átlagoltam az egyes csillagok különbségspektrumain mért $H\alpha$ ekvivalens szélességeket (a 23. ábra egyes paneljein felpontozott értékek), majd az így kapott értékeket (amely a rendszer átlagos kromoszférikus aktivitási szintjéről hordoz információt) ábrázoltam különböző fizikai és pályaparaméterek függvényében. Az így kapott átlagos ekvivalens szélességek hibáiként az átlag számításához felhasznált egyes ekvivalens szélességek szórását vettem. Az így kapott korrelációs diagramok a 24-27. ábrákon láthatók. A pirossal jelölt pontok A-típusú, míg a kézzel jelöltek W-típusú rendszereket szimbolizálnak. A diagramokon megfigyelhető 4 olyan rendszer (V1073 Cyg, V2150 Cyg, V351 Peg és V357 Peg), amelyek nem követik a többi objektum által mutatott trendeket. Ezek a csillagok teljesen hasonló tulajdonságokkal rendelkeznek: hosszú keringési periódus, alacsony B–V színindex és inverz Rossby-szám, illetve mindegyikük A-típusú rendszer. Egyedül a V357 Peg nevű rendszer mutatja a várakozásoknak megfelelő viselkedést, azaz alig kimutatható aktivitási szintet. Ezzel szemben a másik három felsorolt objektum esetében szignifikáns ekvivalens szélesség értékek mérhetők a $H\alpha$ -vonalban a különbségspektrumokon. Ezeket a csillagokat fekete színnel jelöltem a korrelációs diagramokon, és feltételeztem, hogy az ekkora mértékű emissziós többletért nem csak a kromoszférikus aktivitás, hanem valamilyen más fizikai folyamat is felelős lehet, ezért elneveztem őket kilógóknak.

A 24. ábra bal oldalán a keringési periódussal vett korrelációs diagram van ábrázolva. Jól látható, hogy a legrövidebb keringési periódussal rendelkező objektum kromoszférája a legaktívabb. Az aktivitás erőssége folyamatosan csökken a hosszabb keringési idők felé haladva egészen $\sim 0,45$ napos periódusig. Az A- és W-típusú objektumok ugyanazt a trendet követik. 0,45 napos keringési periódus felett csak a kilógó rendszerek találhatók a mintában, így csak az ennél rövidebb keringési idők esetén tudunk biztosabb állításokat tenni. Ennél nagyobb keringési periódusok esetén a minta további bővítése szükséges.



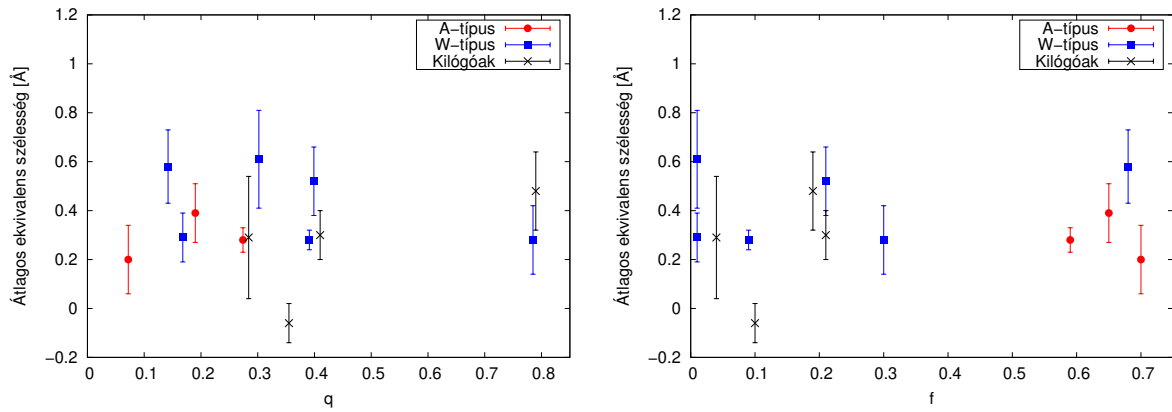
24. ábra. Az átlagos kromoszférikus aktivitási szint a keringési periódus (balra) és B–V színindex (jobbra) függvényében. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)



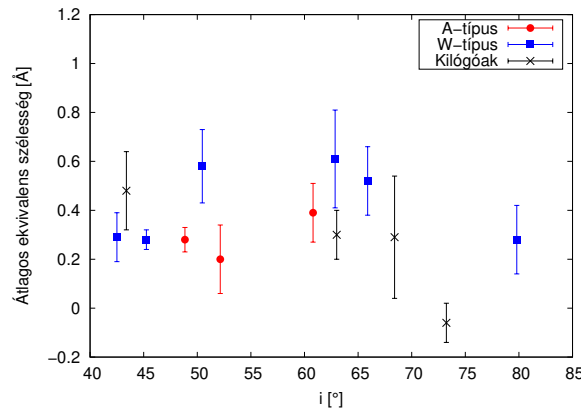
25. ábra. Az átlagos kromoszférikus aktivitási szint az inverz Rossby-szám logaritmusának (balra) és a komponensek közötti hőmérséklet-különbség (jobbra) függvényében. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

A 24. ábra jobb oldalán a B–V színindex korrelációs diagramja látható. Ez azt mutatja, hogy a legmagasabb B–V értékkel rendelkező objektum kromoszféraja a legaktívabb. A B–V színindex és az effektív hőmérséklet közötti erős korreláció miatt ez azt jelenti, hogy a leghűvösebb csillagok a legaktívabbak és az effektív hőmérséklet emelkedésével a csillagok átlagos aktivitási szintje csökken. Az A- és W-típusú csillagok ugyanúgy viselkednek. Ez a trend nagyjából 0,45-ös B–V értékig érvényes, azonban a 0,65 alatti értékek esetén jobban mintavételezett a diagram. Az ennél vörösebb rendszerek esetében további mérések szükségesek a jelenség egyértelmű igazolására.

A 25. ábra bal oldalán az inverz Rossby-szám logaritmusával vett korrelációs diagram van ábrázolva. Ahogy az várható is (mivel a Rossby-szám a csillagok B–V értékéből származtatott mennyiség), a pontok teljesen hasonló eloszlást mutatnak a B–V színindexnél látottakhoz képest, azonban a trend sokkal egyértelműbb ebben a reprezentációban. Az A- és W-típusú rendszerek itt is azonos eloszlást követnek.



26. ábra. Az átlagos kromoszférikus aktivitási szint a tömegarány (balra) és a kitöltési faktor (jobbra) függvényében. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)



27. ábra. Az átlagos kromoszférikus aktivitási szint az inklináció függvényében. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020a)

A 25. ábra jobb oldalán a komponensek közötti hőmérséklet-különbség korrelációs diagramja látható. Ezen az figyelhető meg, hogy nagyjából 200 K-es különbséig az átlagos aktivitási szint emelkedő trendet mutat, majd ezután elkezd lecsökkenni az eredeti szintre. Az A- és W-típusú rendszerek viselkedésében itt sincs szignifikáns különbség.

A 26. ábra bal oldalán a rendszer tömegarányával vett korrelációs diagram van ábrázolva. Ezen a pontok elég nagy szórással helyezkednek el, nem azonosítható rajta egyértelmű trend a méréseim alapján. Megjegyzendő azonban, hogy 0,45 és 0,75 értékek között nem található egyetlen rendszer sem a mintánkban, amely tovább nehezíti az esetleges összefüggések feltárását.

A 26. ábra jobb oldalán a rendszer kitöltési faktorának korrelációs diagramja látható. A tömegarányhoz hasonlóan ezen sem figyelhető meg egyértelmű trend a pontok eloszlásában, azonban 0,3 és 0,6 értékek között itt is hiányos a mintánk.

A 27. ábrán az inklinációval vett utolsó korrelációs diagram van ábrázolva. Ez szintén az előző két paraméterhez hasonlóan nem mutat semmilyen egyértelmű trendet a pontok

eloszlásában. Ezen paraméterek esetében is elmondható azonban, hogy az A- és W-típusú rendszerek ugyanolyan módon viselkednek.

Mindezen eredmények, bár az eddig elérhetőnél szignifikánsan nagyobb mintán alapulnak, belátható, hogy továbbra is inkább csak preliminárisnak tekinthetők, azonban jól szemléltetik, hogy érdemes lehet a továbbiakban is hangsúlyt fektetni a probléma vizsgálatára. Ehhez további, hasonló, jó fázislefedettséggel rendelkező spektroszkópiai mérések elvégzése szükséges, mindazon objektumok esetén, melyekre nem sikerült közel 100%-os fázislefedettséget elérnem, mind pedig újabb, eddig ilyen szempontból nem vizsgált érintkező kettőscsillagok esetében. Ehhez mindenképpen szükséges lesz nagyobb távcsövek bevonása is a későbbiekben, hogy a legfényesebb rendszerek mellett halványabb célpontok is bekerülhessenek a vizsgálatba, jelentősen növelve ezzel az adott időpontokban észlelésre alkalmas objektumok számát.

5.5. A TIC 278825952 fedési hármas rendszer komplex analízise

Ahhoz, hogy meghatározzam TIC 278825952 asztrofizikai és pályaparamétereit, szimulán modelleztem az egy év hosszúságú *TESS* és az archív WASP fénygörbét, az ezekből meghatározott fedésiminimumidőpont-változásokat, illetve a különböző fotometriai rendszerekben mért katalógusbeli magnitúdókból előállított spektrális energiaeloszlást. Az illesztések során a következő paraméterek voltak változtatva:

- (i) Kilenc, a perturbált, oszkuláló¹⁶ Kepler pályákat $t_0 = 2458320,0$ epocha esetén leíró pályaparaméter: $e_1 \cos \omega_1$, $e_1 \sin \omega_1$, és i_1 , amelyek megadják a belső pálya excentricitását, periasztron argumentumát és inklinációját; P_2 , $e_2 \cos \omega_2$, $e_2 \sin \omega_2$, i_2 , amelyek a külső pálya keringési periódusát, excentricitását, periasztron argumentumát és inklinációját definiálják, továbbá a harmadik komponens alsó együttállásának időpontja, $\mathcal{T}_2^{\text{inf}}$ és a külső pálya felszálló csomójának hossza, Ω_2 .
- (ii) Három, a komponensek tömegéhez köthető mennyiség: a főkomponens tömege, m_A , illetve a belső és külső pályákhoz tartozó tömegarányok, $q_{1,2}$.
- (iii) A különböző mérésekből származó fénygörbékben megjelenő negyedik fény paraméterek: ℓ_{TESS} , ℓ_{WASP} .
- (iv) A PARSEC izokrónokhoz és a SED illesztéshez kötődő paraméterek: a csillagok korának logaritmus, $\log \tau$, a csillagok fémessége, $[M/H]$ és az extinkciós koefficiens, $E(B - V)$.

¹⁶Hierarchikus hármasokban a csillagok közötti dinamikai kölcsönhatások miatt a pályaelemek folyamatosan változnak. Az oszkuláló pályaelemek az adott pillanatra vonatkoztatott Kepler-mozgásokat írják le, amelyeket az objektumok a perturbáló hatások nélkül követnének.

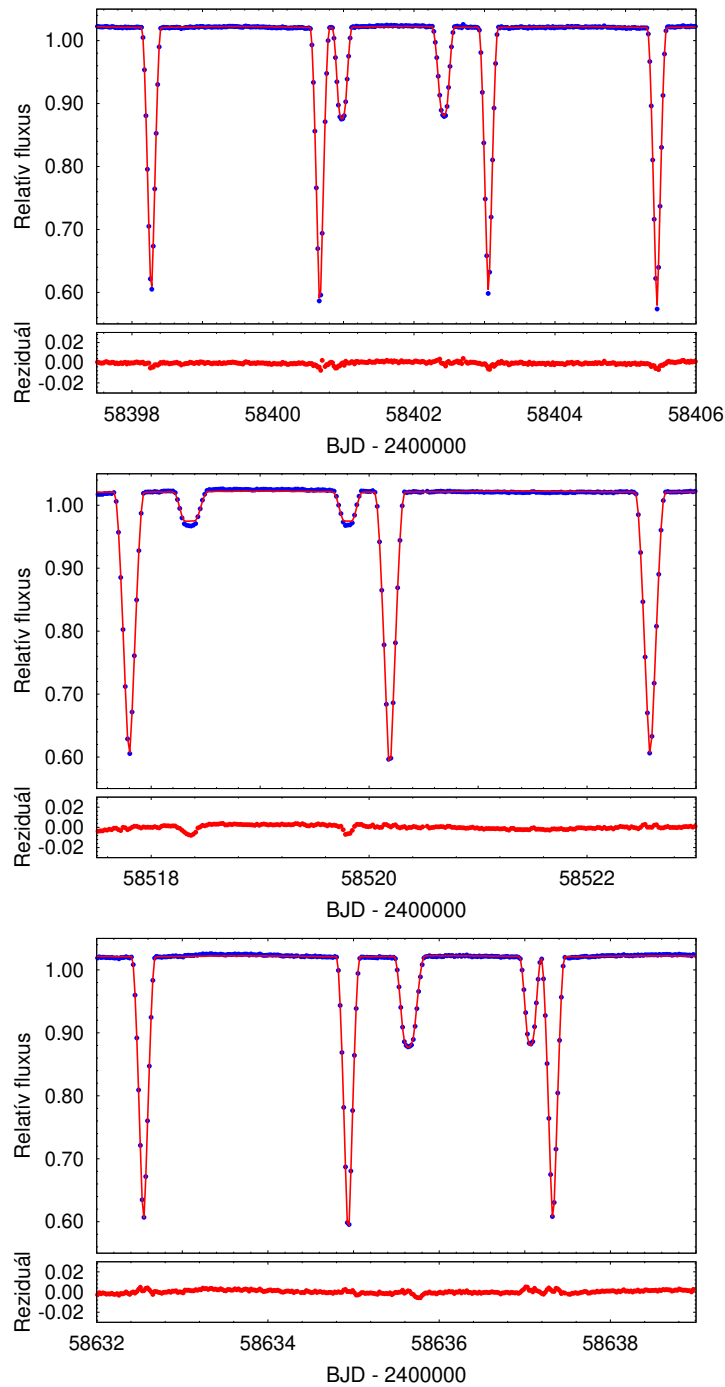
Mindezen felül még a következő származtatott mennyiségek lettek meghatározva:

- (i) A belső kettős keringési periódusa, P_1 és a belső kettős mellékkomponensének egy t_0 epochára vonatkoztatott alsó együttállásának időpontja, $\mathcal{T}_1^{\text{inf}}$ a fedésimínimumidőpont-változásokból lettek származtatva (lásd Borkovits és mtsai 2019).
- (ii) Az egyes komponensek effektív hőmérsékletei, $T_{A,B,C}$ és sugarai, $R_{A,B,C}$ a PARSEC táblázatokból lettek interpolálva minden egyes lépéshez (lásd Borkovits és mtsai 2020a).
- (iii) A rendszer távolsága a SED illesztésből lett származtatva a χ_{SED}^2 minimalizálásával.
- (iv) A logaritmusos szélsőtétedési koefficiensek mindegyik csillagra vonatkozóan mindkét fénygörbe esetében a PHOEBE 1.0-s verziójában alkalmazott táblázatokból lettek interpolálva.

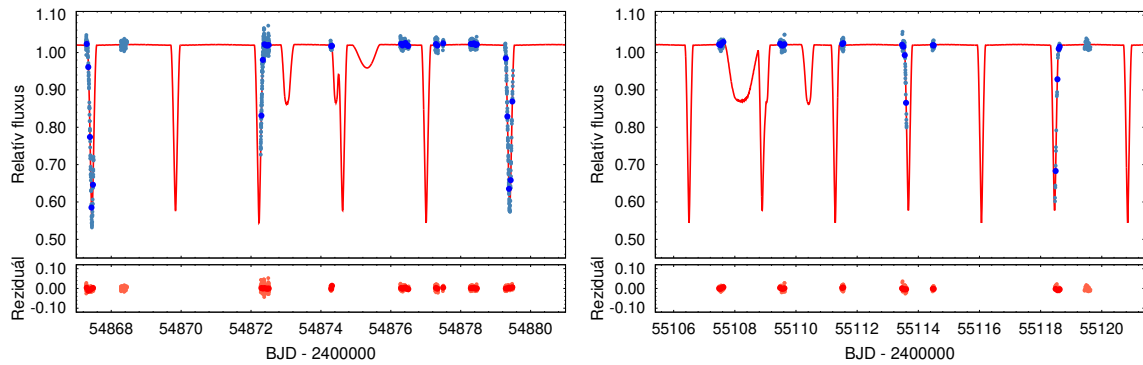
A mért *TESS* és *WASP*, illetve modellfénygörbék extra fedéseket tartalmazó szakaszai a 28. és 29. ábrákon vannak szemléltetve. Ezen kívül a modellezésekhez nem használt ASAS-SN fénygörbe egy 50 nap hosszúságú szakaszát is összevettem az illesztett fotodinamikai modellel a 30. ábrán. A *TESS* és *WASP* mérésekhez tartozó mért és modellezett fedésimínimumidőpont-változások a 31. ábrán láthatók. A katalógusbeli magnitúdókból előállított SED, illetve a rá illesztett modell a 32. ábrán van ábrázolva magnitúdó- és fluxusreprezentációban. A legjobb modellekhez tartozó asztrofizikai és pályaparaméterek medián értékei, illetve 1σ -n belüli statisztikai bizonytalanságai a 12. táblázatban vannak összefoglalva.

Modellezési eredményeim alapján a TIC 278825952 belső kettősét két, közel egyforma, kissé elfejlődött fősorozati csillag alkotja: tömegeik $m_A = 1,12_{-0,08}^{+0,07} M_\odot$ és $m_B = 1,09_{-0,07}^{+0,08} M_\odot$, effektív hőmérsékleteik $T_{\text{eff},A} = 6261_{-69}^{+97} \text{ K}$ és $T_{\text{eff},B} = 6229_{-71}^{+95} \text{ K}$. A külső pályán a belső kettős csillagainál kisebb, $m_C = 0,75_{-0,03}^{+0,03} M_\odot$ tömegű és $T_{\text{eff},C} = 4894_{-88}^{+115} \text{ K}$ effektív hőmérsékletű csillag kering. A SED és PARSEC modellek alapján a rendszer kora, $\tau = 4,81_{-0,72}^{+0,94} \text{ Gyr}$ és Naphoz hasonló fémességgel rendelkezik, $[M/H] = -0,09_{-0,21}^{+0,13}$. A megoldáshoz tartozó, az $E(B - V) = 0,08_{-0,02}^{+0,03}$ vörösödés figyelembe vételével kapott távolság, $d = 590_{-15}^{+11} \text{ pc}$, ami némileg nagyobb, mint a Gaia DR2 katalógusban szereplő parallaxisból származtatott érték ($d_{\text{DR2}} = 561 \pm 8 \text{ pc}$, Bailer-Jones és mtsai 2018), de az értékek 2σ -n belül vannak.

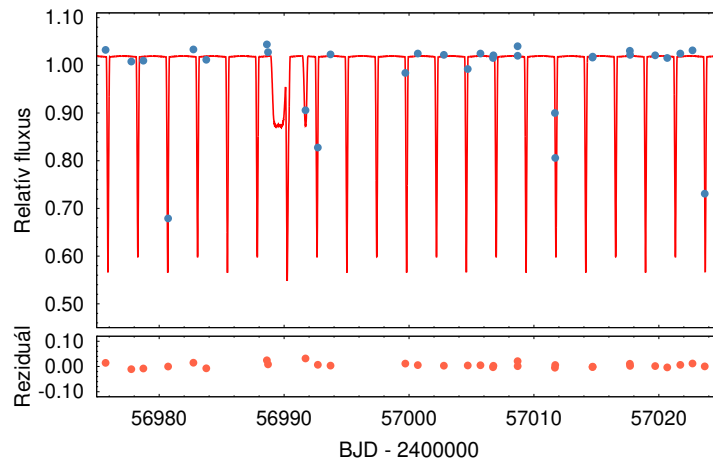
A távolságokban tapasztalt eltéréshez kapcsolódóan ábrázoltam néhány, a megoldásban szereplő paraméter közötti korrelációt a 33. ábrán. Ennek felső sorában a főkomponens tömegének és a fémességnek távolsággal vett korrelációi szerepelnek. Amennyiben a Gaia DR2-ből származtatott távolságot használnánk, akkor a főkomponens tömegére $m_A \sim 1 M_\odot$, míg a fémességre $[M/H] \sim -0,3 - -0,4$ érték adódna. Megjegyzendő,



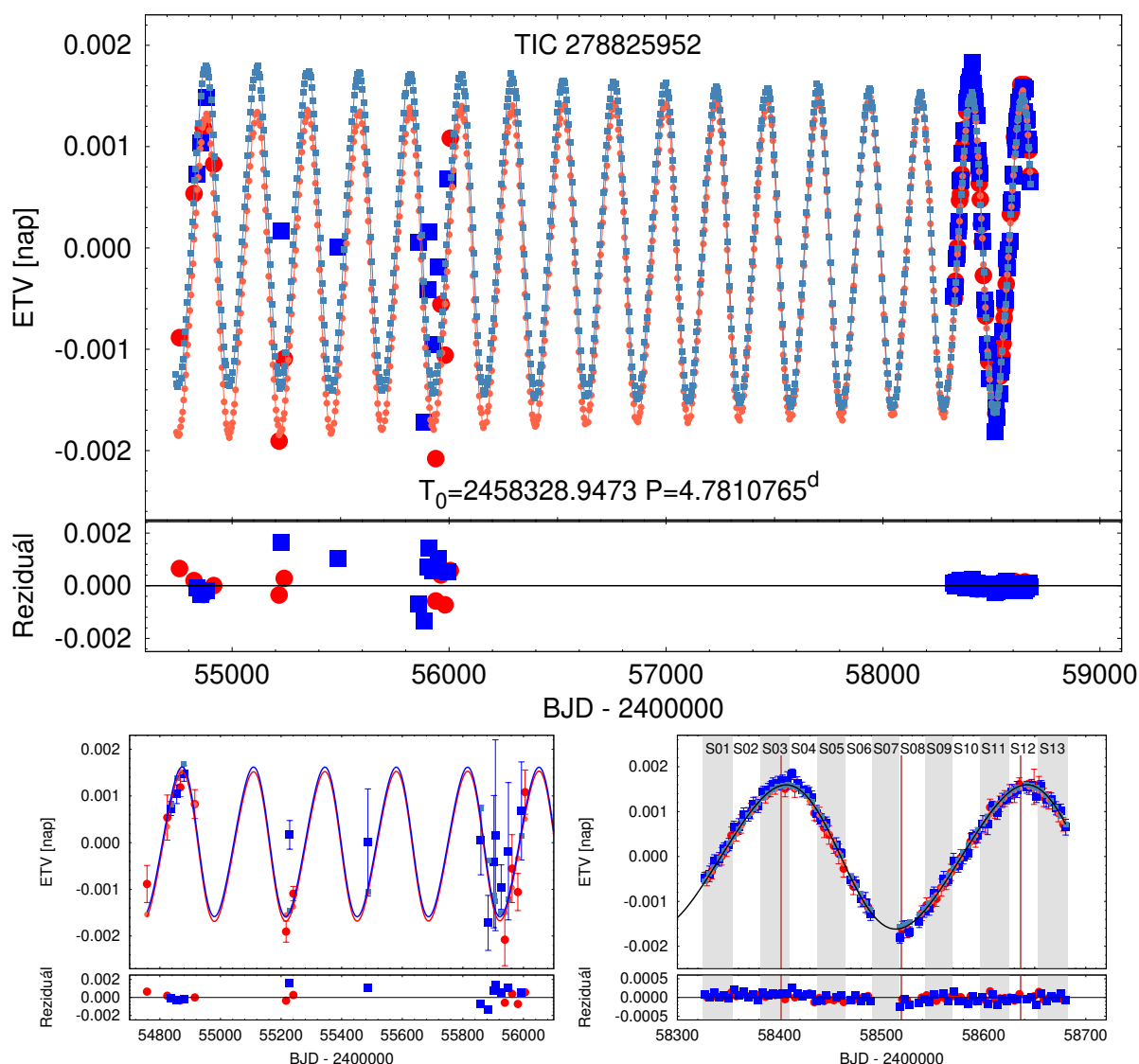
28. ábra. A TIC 278825952 *TESS* fénygörbéjén (kék pontok) megfigyelhető három pár extra fedés. A piros vonal az illesztett fotodinamikai modell. Az egyes fénygörbeszakaszok alatt a mért és a modellfénygörbe különbségei láthatók. Az alsó és a felső panel esetén az extra fedések idején a távolabbi harmadik komponens halad el a belső kettős két tagja előtt, míg a középső panelen láthatók esetén a belső kettős tagjai haladnak át a harmadik csillag előtt. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)



29. ábra. A TIC 278825952 WASP méréseiből kivágott két szakasz. A halvány és sötétkek pontok az eredeti és az 1 órás átlagolással kapott mérési adatok. Az illesztések során csak az utóbbiak voltak használva. Az illesztett fotodinamikai modellt piros vonal jelöli. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)



30. ábra. A TIC 278825952 ASAS-SN méréseinek egy 50 nap hosszúságú szakasza (halvány kék pontok). A piros vonal az illesztett fotodinamikai modell erre az időtartamra kiszámolt szakasza. (Az ASAS-SN méréseket nem használtam a modellezés során.) Az alsó panelen a mért és modellfénygörbe közötti eltérés látható. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)



31. ábra. A TIC 278825952 fedésiminimumidőpont-változásai. A piros pontok és a kék négyzetek a megfigyelt fedésekből meghatározott, míg a kisebb szimbólumokkal jelölt pontok a fotodinamikai modellből számolt ETV-k. A model pontok halvány vonallal lettek összekötve a jobb láthatóság érdekében. Az alsó panelek az ETV-görbe két különálló részét nagyítják fel, balra a WASP, jobbra pedig a *TESS* mérésekből származó pontokból álló szakaszokat. Az ezeken a paneleken látható folytonos vonalak a Borkovits és mtsai (2015) analitikus közelítésével számolt megoldásokat jelölik. A jobb oldali panelen ezen kívül az egyes *TESS* szektorok intervallumai felváltva szürke és fehér sávokkal, míg az extra fedések időpontjai függőleges barna vonalakkal vannak jelölve. Mindkét panel alján a mért és modellezett ETV-pontok eltérései vannak szemléltetve. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)

11. táblázat. A TIC 278825952 komplex fotodinamikai modellezése alapján meghatározott keringési paraméterei. Az általános, látóirányhoz viszonyított szögparaméterek (ω , i , Ω) mellett ezeknek a rendszer invariábilis síkjához viszonyított megfelelőit (ω^{dyn} , i^{dyn} , Ω^{dyn}) is feltüntettem. Továbbá, i_{m} a két keringési sík köztes inklinációját jelöli, míg i_{inv} és Ω_{inv} az invariábilis sík helyzetét adják meg az égbolt síkjához (azaz a látóirányhoz) képest. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)

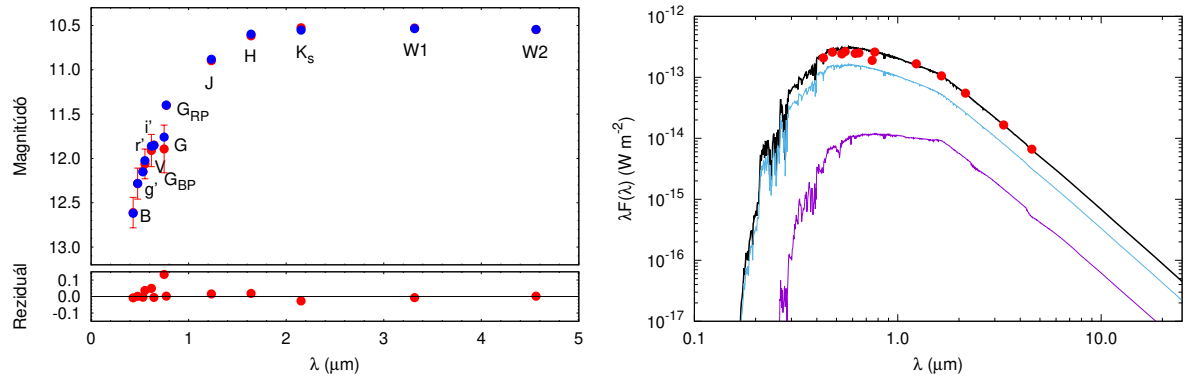
Keringési paraméterek ^a		
	Alrendszer	
	A–B	AB–C
P [nap]	$4,781023^{+0,000002}_{-0,000002}$	$235,5499^{+0,0042}_{-0,0056}$
a [R_{\odot}]	$15,57^{+0,32}_{-0,37}$	$230,6^{+4,3}_{-4,9}$
e	$0,00027^{+0,00020}_{-0,00008}$	$0,00271^{+0,00233}_{-0,00107}$
ω [°]	331^{+64}_{-39}	144^{+92}_{-35}
i [°]	$89,93^{+0,16}_{-0,20}$	$90,014^{+0,044}_{-0,053}$
$\mathcal{T}_{\text{inf}}^b$ [BJD - 2400000]	$58328,94778^{+0,00006}_{-0,00006}$	$58401,5712^{+0,0043}_{-0,0043}$
Ω [°]	0,0	$0,42^{+0,57}_{-0,60}$
i_{m} [°]		$0,48^{+0,35}_{-0,23}$
ω^{dyn} [°]	114^{+71}_{-60}	142^{+88}_{-97}
i^{dyn} [°]	$0,39^{+0,29}_{-0,16}$	$0,09^{+0,06}_{-0,04}$
Ω^{dyn} [°]	44^{+48}_{-73}	224^{+48}_{-73}
i_{inv} [°]		$90,00^{+0,04}_{-0,05}$
Ω_{inv} [°]		$0,35^{+0,47}_{-0,49}$
q	$0,978^{+0,002}_{-0,005}$	$0,339^{+0,008}_{-0,009}$
K_{pri} [km s^{-1}]	$81,50^{+1,41}_{-1,87}$	$12,51^{+0,11}_{-0,11}$
K_{sec} [km s^{-1}]	$83,32^{+1,96}_{-2,02}$	$37,02^{+0,87}_{-1,03}$

Megjegyzések. *a:* Pillanatnyi, oszkuláló pályaelemek $t_0 = 2458320.0$ (BJD) epochára vonatkoztatva; *b:* A közel körpályák miatt a periasztron-átmenetek időpontja (τ) meglehetősen bizonytalan, ezért helyette a szoros és tág pályák kisebb tömegű komponensének egy alsó együttállásának időpontját adtam meg.

12. táblázat. A TIC 278825952 komplex fotodinamikai modellezése alapján meghatározott asztrofizikai paraméterei. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)

Csillagparaméterek			
	A	B	C
Relatív paraméterek ^a			
Relatív sugár [R/a]	0,0902 ^{+0,0003} _{-0,0003}	0,0838 ^{+0,0005} _{-0,0005}	0,00300 ^{+0,00003} _{-0,00003}
Relatív fluxus [$TESS$]	0,5119	0,4333	0,0503
Relatív fluxus [$WASP$]	0,5224	0,4388	0,0382
Fizikai mennyiségek			
m [M_{\odot}]	1,119 ^{+0,074} _{-0,078}	1,094 ^{+0,065} _{-0,075}	0,746 ^{+0,034} _{-0,032}
R^a [R_{\odot}]	1,403 ^{+0,037} _{-0,030}	1,306 ^{+0,023} _{-0,037}	0,695 ^{+0,023} _{-0,021}
T_{eff}^a [K]	6261 ⁺⁹⁷ ₋₆₉	6229 ⁺⁹⁵ ₋₇₁	4894 ⁺¹¹⁵ ₋₈₈
L_{bol}^a [L_{\odot}]	2,683 ^{+0,237} _{-0,109}	2,265 ^{+0,205} _{-0,099}	0,250 ^{+0,022} _{-0,019}
M_{bol}^a	3,70 ^{+0,04} _{-0,09}	3,88 ^{+0,05} _{-0,09}	6,28 ^{+0,08} _{-0,09}
M_V^a	3,71 ^{+0,05} _{-0,10}	3,90 ^{+0,05} _{-0,10}	6,61 ^{+0,13} _{-0,14}
$\log g^a$ [dex]	4,190 ^{+0,008} _{-0,012}	4,243 ^{+0,006} _{-0,011}	4,625 ^{+0,008} _{-0,008}
$\log(\tau)$ [dex]		9,682 ^{+0,078} _{-0,070}	
$[M/H]$ [dex]		-0,090 ^{+0,127} _{-0,207}	
$E(B - V)$ [mag]		0,078 ^{+0,027} _{-0,021}	
ℓ_{TESS}		0,055 ^{+0,005} _{-0,006}	
ℓ_{WASP}		0,014 ^{+0,010} _{-0,008}	
$(M_V)_{\text{tot}}^a$		3,01 ^{+0,05} _{-0,10}	
Távolság [pc]		590 ⁺¹¹ ₋₁₅	

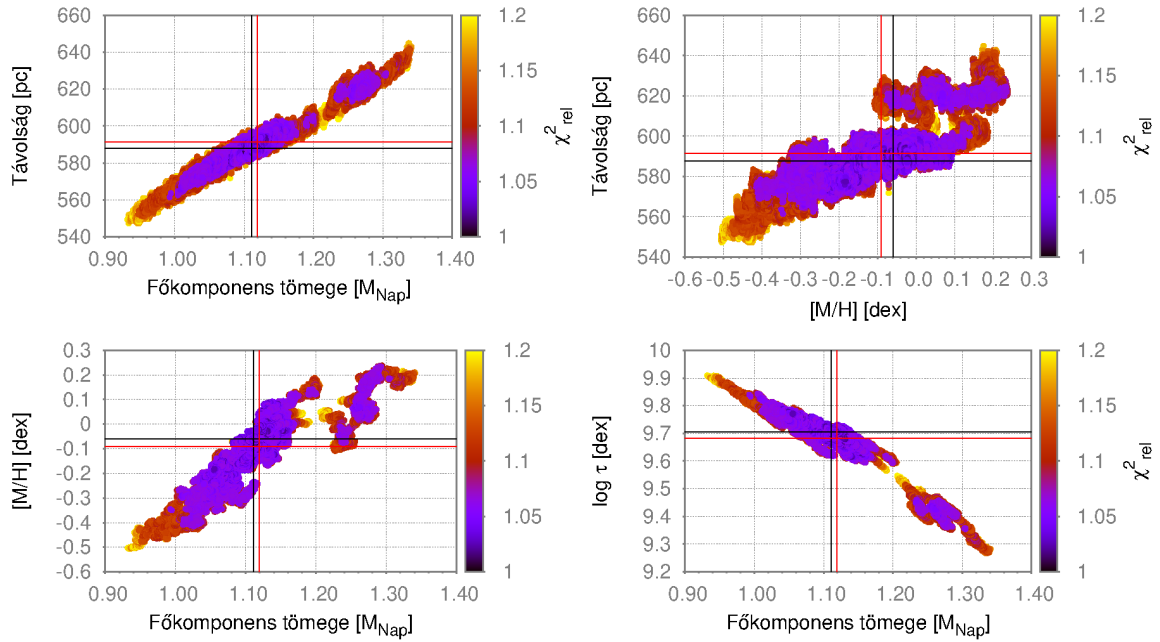
Megjegyzés. a: PARSEC izokrónokból interpolálva.



32. ábra. A TIC 278825952 három csillagának kompozit spektrális energiaeloszlása magnitúdóban és fluxusban. A bal oldali panelen a 4. táblázatban összegyűjtött, különböző fotometriai rendszerekben mért, katalógusbeli magnitúdók (piros pontok), illetve az ezekhez tartozó, PARSEC izokrónok alapján meghatározott abszolút magnitúdókból származtatott modellfényességek (kék pontok) vannak ábrázolva. A jobb oldali panelen a katalógusbeli magnitúdók fluxusba konvertálva (piros pontok) vannak ábrázolva, mellette a hármas rendszer kompozit modell SED-je (fekete vonal), illetve a belső kettős csillagainak (kék vonal) és a harmadik komponens (lila vonal) különálló modell SED-jei. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)

hogy bár a 2.3. fejezetben idézett és 4. táblázatban szereplő spektroszkópiai vizsgálatok eredményei az utóbbihoz közelebbi fémességeket tartalmaznak, azonban az általam kapott megoldás egyértelműen más értékeket preferál. Ez némi óvatosságra int a megoldásban szereplő modellfüggő paraméterekkel kapcsolatban (m_A , $[M/H]$ és $\log \tau$), amelyek főként a PARSEC izokrónoktól függenek. Az eredményeim megerősítéséhez, vagy a PARSEC izokrónok finomításához radiálissebesség-mérésekre alapozott dinamikai tömegmeghatározásra lenne szükség a későbbiekben.

Áttérve a rendszer modellfüggetlen dinamikai paramétereire, mindkét pálya excentricitása nullához közeli, azaz körök a pályák. A köztes inklináció alacsony értéke pedig azt mutatja, hogy a két pálya gyakorlatilag egy síkban van. Ennek a két tulajdonságnak eredményeképp a rendszernek a csillagok nukleáris időskáláján stabilnak kell lennie. Míg a körös belső pálya kvázi természetes egy ilyen korú szoros kettős esetében, addig ugyanez a külső pályára már nem mondható el. Éppen ellenkezőleg, igen ritka, hogy egy (még a kompaktabbak közé is sorolható) hierarchikus hármas rendszer távolabbi komponense közel körpályán keringjen. Szemléltetésképpen, Borkovits és mtsai (2016) az eredeti *Kepler*-mező ismert kettősei között 22 olyan hármasjelöltet találtak, amelyek esetén a külső pályaperiódus, $P_2 \leq 240$ nap, és ezek között mindössze 5 olyan rendszer van, amelyre $e_2 \leq 0,1$. Amennyiben csak azon, a Borkovits és mtsai (2020b) 5. táblázatában listázott



33. ábra. Néhány paraméterkorreláció a TIC 278825952 modelljeiben. *Felső panelek balról jobbra:* A rendszer távolsága (d) és a főkomponens tömege (m_A), illetve a rendszer fémesége ($[M/H]$) közötti korrelációk. *Alsó panelek balról jobbra:* A főkomponens tömege és a rendszer fémesége, illetve a rendszer korának logaritmusa ($\log \tau$) közötti korrelációk, amelyek a tömeg, fémeség és kor közötti, PARSEC izokrónból származó természetes relációkat szemléltetik. Az adott paraméterek medián értékei, illetve a legjobb illeszkedést adó értékek piros és fekete keresztekkel vannak jelölve az egyes paneleken. A színskála a χ^2 minimumához viszonyított relatív értékeket jelöli. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)

kompakt és sík rendszereket nézzük, amelyek pontosan meghatározott paraméterekkel rendelkeznek, akkor mindössze egyetlen olyan rendszert ismerünk, amelyre $e_2 \leq 2$. Ez a HD 181068 nevű rendszer, amely a TIC 278825952-höz hasonlóan két körpályával rendelkezik (Borkovits és mtsai 2013). Fontos különbség azonban, hogy a HD 181068 esetében a távolabbi komponens egy, a belső kettősnél nagyobb tömegű és kiterjedésű vörös óriás csillag, amely jóval szorosabb külső pályán kering ($P_2 \sim 45,5$ nap)); ennek köszönhetően esetében jó magyarázattal szolgálhat a külső pálya körösödésére a jóval nagyobb árapályerők jelenléte, illetve az esetleges anyagáramlás és tömegvesztés. Ezzel szemben a TIC 278825952 rendszerében nem lépnek fel ehhez hasonló fizikai effektusok, amelyek felelősek lehetnének a külső pálya körösödéséért, így feltételezhető, hogy a rendszer eleve ilyen módon jött létre.

A TIC 278825952-re kapott eredmények alapján a rendszer tovább bővíti Borkovits és mtsai (2020b) 1. táblázatában felsorolt 17, precízen meghatározott belső és külső pályaperiódussal rendelkező, triplán fedő hierarchikus hármas listáját. Külső periódus alapján növekvő sorrendben a 10. helyet foglalja el ezen rendszerek között. Dinamikai szemszögből nézve ez az egyik legstabilabb rendszer, figyelembe véve i) a relatíve magas periódusarányát ($P_2/P_1=49,3$) és a külső pályára vonatkozó tömegarányát ($q_2 = 0,34$), amelyek alapvetően meghatározzák a dinamikai perturbációk amplitúdóját, illetve ii) az egy síkban elhelyezkedő kör alakú belső és külső pályákat. A rendszer e két tulajdonságának köszönhetően a dinamikai perturbációk legalacsonyabb (kvadrupól) rendű tagjainak értéke közel nulla (lásd Soderhjelm 1982, Borkovits és mtsai 2003). Ezen felül a belső kettős tagjainak közel egyenlő tömegei ($q_1 = 0,98$) jelentősen csökkentik a következő, oktupól rendű perturbációk amplitúdóját, amelyek a belső tömegarány 1-hez tartásával eltűnnek (lásd Soderhjelm 1982, Borkovits és mtsai 2015).

Összefoglalás és konklúziók

Doktori munkám során saját kutatási célként az érintkező kettőscsillagok kromoszférikus aktivitásának vizsgálatát tűztem ki, mellette pedig a későbbiekben Dr. Borkovits Tamás révén lehetőségem volt bekapcsolódni egy főként úrtávcsöves méréseken alapuló kutatási programba, amelynek célja hierarchikus hármas csillagrendszerek keresése, illetve fizikai paramétereinek pontos meghatározása.

Munkám első részében a VW Cephei saját fotometriai és spektroszkópai méréseken alapuló részletes vizsgálatára helyeztem a hangsúlyt. Ehhez kapcsolódóan a bajai 50 cm-es teleszkóppal, illetve a pizskés-tetői 1 méteres távcsővel készítettem többszín-fotometriai és echelle-spektroszkópai felvételeket. A nyers adatok feldolgozásához az IRAF programcsomagot használtam. A fotometriai felvételekből apertúra- és differenciális fotometria segítségével előállítottam a rendszer SDSS $g'r'i'$ szűrőkben észlelt fénygörbéit. Az echelle spektrumokból az egyes rendek kiintegrálása után hullámhossz-kalibrált és kontinuumnormált spektrumokat készítettem. A spektrumokból ezt követően keresztkorrelációs módszer segítségével kinyertem a rendszer komponenseinek látóirányú sebességeit. Az így előálló radiális sebesség-görbére és a fénygörbékre ezt követően szimultán modelleket illesztettem a PHOEBE 1.0-ás verziójának segítségével. A rendszer általam kapott fizikai paramétereit jó egyezést mutatnak a korábbi vizsgálatokban meghatározott értékekkel. A rendszer tömegarányára $q = 0,302 \pm 0,007$ adódott az illesztéseim alapján, ami némileg kisebb, mint a Kaszás és mtsai (1998) által hasonlóan keresztkorrelációs módszerrel meghatározott radiális sebességekből származtatott $q = 0,35 \pm 0,01$ érték. Bár az utóbbi szerzők spektrumainak jel/zaj aránya 2-3-szor magasabb volt, azonban az általam használt spektrográf jobb spektrális felbontóképessége, illetve a közel 7-szer nagyobb hasznos hullámhossz-tartomány miatt vélhetően az általam kapott eredmény közelebb állhat a valós értékhez.

A fénygörbék megfelelő modellezéséhez két, a főkomponens átellenes oldalain elhelyezkedő, a felszíni hőmérsékletnél 30%-kal hűvösebb csillagfoltot kellett feltételeznem. A foltok ilyen jellegű elhelyezkedése összhangban van Holzwarth és Schüssler (2003) elméleti megfontolásokból kapott eredményeivel, miszerint az aktív szoros kettőscsillagokban felépő árapályerők miatt ilyen típusú foltkonfiguráció kialakulása várható. A rendszer kromoszférikus aktivitásának vizsgálatához modellspektrumokat illesztettem minden mért spektrumra. A modellspektrumokat az adott keringési fázisokban várható elméleti rotációs kiszélesedési függvényeket konvoláltam Kurucz-féle csillagatmoszféra-modellekkel. A rendszerben található harmadik csillag spektrumokban megjelenő járulékát is figyelembe vettem az illesztések során olyan módon, hogy a modellekhez hozzáadtam egy a spektrográf átviteli függvényének félértékszélességével rendelkező Gauss-függvény és egy

hívősebb Kurucz-modell konvolúciójaként előálló spektrumot, feltételezve, hogy a harmadik komponens a teljes luminozitásának 10%-áért felelős. Az illesztéseket a $H\alpha$ -vonalon kívüli tartományokra végeztem el, ennek következtében jól láthatóvá vált, hogy a $H\alpha$ -vonalban emissziós többlet jelenik meg a mért spektrumokban az illesztett modellekhez képest, amit vélhetően a kromoszférikus aktivitás okoz. Az is megfigyelhető, hogy ez az emissziós többlet szinte kizárólag a főkomponens vonalprofiljából származik, tehát az aktivitás legnagyobb része a főkomponensen zajlik.

A spektrumok modellezése után a mért spektrumokból kivontam az illesztett modelleket, majd az így előálló különbségspektrumokon meghatároztam a $H\alpha$ -vonal visszamaradt emissziós profiljainak ekvivalens szélességét. Ezáltal vizsgálni tudtam a kromoszférikus aktivitás erősségének változását a keringési fázis függvényében. Az azonos fázisban, de eltérő éjszakákon mért spektrumokból származó ekvivalens szélességek hasonló értékeket vesznek fel, és ugyanazt a trendet követik: a fedési fázisokban – azaz amikor a fénygörbemodellekben a főkomponensen megfigyelhető csillagfoltok éppen a látóirányunkba mutatnak – maximumot vesznek fel. A fotoszférikus aktivitás fázisfüggő változásának szemléltetésére a mért fénygörbékből kivontam a rendszer paramétereivel előállított, foltmentes modelleket, így a reziduálon a csillagfoltok hatása közvetlenül is megfigyelhetővé vált. Az így kapott görbe összhangban van az ekvivalens szélességek fázisfüggő változásával, amiből arra következtettem, hogy a fotoszférikus és kromoszférikus aktivitások között korreláció van. Ezen felül az általam kapott folteloszlásból és a Kaszás és mtsai (1998) által publikált korábbi fénygörbéken tapasztalható fényességmaximum-változások alapján felvettem, hogy a rendszer a flip-flop jelenség jeleit mutathatja, amit eddig mindössze egyetlen érintkező kettőscsillag esetén sikerült kimutatni. Ennek megerősítésére még további mérések szükségesek, azonban ez jól mutatja, hogy a VW Cephei még önmagában is tartogat elég érdekességet a későbbi, újabb vizsgálatokhoz.

Munkám következő szakaszában a VW Cephei esetében alkalmazott spektroszkópiai vizsgálatot próbáltam kiterjeszteni minél több hasonló típusú csillagra. Ehhez szintén saját spektroszkópiai észleléseket végeztem a piszkás-tetői 1 méteres, illetve a bolgár NAO Rozhen obszervatórium 2 méteres teleszkópjával. Ezen mérési időszakok folyamán 12 objektumról gyűlt össze a további vizsgálatokhoz megfelelő minőségű és fázislefedettségű spektroszkópiai adatsor. Ezek redukciója részben szintén az IRAF, részben pedig az iSpec programok segítségével történt. Az így kapott spektrumokból keresztkorrelációs módszer segítségével előállítottam az egyes komponensek radiális sebességeit minden objektum esetén. A radiális sebesség-görbékre a PHOEBE-vel körpálya-modelleket illesztve meghatároztam a rendszerek néhány fontosabb paraméterét ($a \sin i$, q , V_γ , illetve az ezekből származtatott $(M_1 + M_2) \sin^3 i$), amelyek többségében hibahatáron belül egyeznek a korábban meghatározott értékekkel. A V_γ értékekben tapasztalt nagyobb mértékű eltéré-

sekre alapozva feltételeztem, hogy a V357 Peg és a V781 Tau esetében ezt egy eddig nem detektált harmadik komponens hatása okozhatja, amelynek köszönhetően a V_γ időben változik.

Ezen objektumok szintén minden spektrumát modellspektrumokkal illesztettem a VW Cephei esetén bemutatott módon, annyi különbséggel, hogy a Kurucz-féle modellatmoszférák helyett MARCS.GES modellatmoszférákat használtam. A modellspektrumok mért spektrumokból való levonása után a különbségspektrumokon ismét meghatároztam a $H\alpha$ -vonal visszamaradt (jellemzően emissziós) profiljainak ekvivalens szélességeit az összes objektum esetén. Ennek köszönhetően a 12-ből 10 csillag esetében a szakirodalomban először mutattam ki a kromoszférikus aktivitás jelenlétét, illetve 12 újabb érintkező kettőscsillag esetén nyertem információt a kromoszférikus aktivitás rövidtávú fázisfüggő változásairól. Az ekvivalens szélességek fázisfüggő változásai alapján azt találtam, hogy a csillagok három csoport szerint kategorizálhatók: i) az ekvivalens szélességek nem változnak számottevően a keringés során; ii) az ekvivalens szélességeknek egy adott fázisban maximuma van; iii) az ekvivalens szélességek két különböző fázisban is maximumot mutatnak. A VW Cephei esetén talált fotoszférikus és kromoszférikus aktivitás közötti korrelációból kiindulva feltételeztem, hogy ezen csoportok megjelenését különböző foltkonfigurációk kialakulása okozhatja. Az előbbi sorrend szerint: i) nincsenek felszíni foltok, vagy a foltok eloszlása egyenletes a komponensek felszínén; ii) az adott keringési fázisban a komponensek felszínén domináns folt vagy foltcsoport található; iii) két különböző keringési fázisban is domináns folt vagy foltcsoport van a komponensek felszínén.

Ezen felül az eddigi legnagyobb mintán vizsgáltam meg az egyes objektumok $H\alpha$ -vonalban mérhető átlagos aktivitási szintje és különböző fizikai paramétereik közötti esetleges korrelációk lehetőségét. Ehhez csillagonként összeátlagoltam a mért ekvivalens szélességeket, majd ábrázoltam őket ezen fizikai paraméterek függvényében. Ilyen típusú vizsgálatot eddig mindössze Rucinski (1985) és Barden (1985) végzett, előbbi az UV tartományban található Mg II-vonal, utóbbi egy kisebb mintán, de hozzám hasonlóan a $H\alpha$ -vonal segítségével. Mindketten azt találták, hogy az átlagos kromoszférikus aktivitás valamilyen szinten korrelál a keringési periódussal, a B–V színindex-szel, illetve az inverz Rossby-szám logaritmusával. Az általam kapott korrelációs diagramokon kilenc olyan objektum látható, amelyek szintén követik ezeket a korrelációkat, négy (A-típusú) csillag azonban eltér ezektől. Ez a négy rendszer egymáshoz hasonló, ám a minta többi tagjától eltérő tulajdonságokkal rendelkezik: hosszabb keringési periódus (lassabb forgás) és alacsonyabb B–V színindex (magasabb effektív hőmérséklet). Ilyen tulajdonságokkal rendelkező csillagok esetén a megfigyelések alapján nem várható jelentős mértékű aktivitás, így feltételeztem, hogy a kromoszférikus aktivitás csak részben képes magyarázni a $H\alpha$ -vonalban megjelenő emissziós többletet és mellette még esetleg más fizikai folyamat

is végbemehet (pl. tömegátadás). Az említett három paraméteren felül megvizsgáltam még más fizikai jellemzők esetén is a lehetséges korrelációkat. Ezek közül még a komponensek hőmérséklet-különbsége volt az, amelyre valamilyen szintű korreláció látszódik, míg a tömegarány, a kitöltési faktor és az inklináció kapcsán nem találtam hasonló összefüggéseket. Az említett kilenc csillag esetében mintámban az A- és W-típusú csillagok ugyanolyan korrelációkat mutatnak. Ilyen jellegű információval a korábbi publikációk nem szolgáltak.

Munkám utolsó fázisában egy eddig nem tanulmányozott, fedési kettőscsillagként katalogizált rendszer, a TIC 278825952 vizsgálatát végeztem el a *TESS* űrteleszkóp, illetve földfelszíni WASP fotometriai mérések alapján. A csillag szerencsés égi pozíciója révén a *TESS* déli folytonos láthatósági zónájában helyezkedik el, így 1 év hosszúságú közel zavartalan és precíz űrfotometriai adatsor érhető el róla. Ezen mérések feldolgozása után a rendszer fénygörbéjén három pár extra fedési esemény figyelhető meg, amely arra utal, hogy a rendszerben található egy távolabbi pályán keringő harmadik csillag is, amely szintén fedéseket mutat a belső, szorosabb kettős tagjai előtti és mögötti elhaladásai során. A fénygörbékből meghatároztam a belső kettős fedésminimumidőpont-változásait, a katalógusokban szereplő különböző fotometriai rendszerekben mért fényességeiből pedig előállítottam a csillag spektrális energiaeloszlását. Ezt követően a *TESS* és WASP fénygörbéket, az ezekből meghatározott fedésminimumidőpont-változásokat és a spektrális energiaeloszlást szimultán modelleztem a LIGHTCURVEFACTORY segítségével PARSEC izokrónok felhasználásával, ezáltal először határoztam meg a rendszer fontosabb fizikai és pályaparamétereit. Modelljeim szerint a belső szoros kettőst két, szinte teljesen ugyanolyan kissé elfejlődött csillag alkotja, míg a távolabbi, külső pályán keringő csillag ezeknél jóval kisebb tömegű. A két pálya köztes inklinációja alapján a pályák egy síkba esnek és szinte teljesen kör alakúak. A körös külső pálya az eddigi megfigyelési eredmények alapján nem jellemző az ilyen típusú rendszerekre. Mindössze egyetlen másik olyan objektum ismert a szakirodalomban, amely szintén körös külső pályával rendelkezik (HD 181068), azonban ennek esetében a jóval szorosabb külső pályán keringő vörös óriás csillag miatt fellépő nagyobb mértékű árapályerők, illetve esetleges tömegátadás és tömegvesztés jó magyarázattal szolgálhat a külső pálya bekörösödésére. A TIC 278825952 esetében azonban nem várhatóak ezekhez hasonló hatások, így nem találtam olyan lehetséges fizikai effektust, ami megmagyarázná a külső pálya meglepően kicsi excentricitását. Mindezek alapján feltételeztem, hogy a rendszer már eleve ilyen módon jöhetett létre.

Summary and conclusions

During my doctoral years, my main motivation was to study the chromospheric activity of contact binary stars, nevertheless, later I was able to join a research program mainly based on space telescope data led by Dr. Tamás Borkovits, that has a goal of finding new triple stellar systems and determining their physical parameters precisely.

In the first part of my research, I focused on the comprehensive analysis of VW Cephei based on my own photometric and spectroscopic measurements. For this purpose, I obtained multicolor photometric data and echelle spectra with the 0.5m telescope of Baja Observatory and the 1m telescope of Konkoly Observatory, respectively. For the reduction of the raw data, I used the IRAF software package. From the photometric images, I produced the light curve of the system observed in SDSS $g'r'i'$ filters using aperture and differential photometry. After the integration of the individual spectral orders, I made wavelength-calibrated and continuum-normalized spectra, then I measured the radial velocities of the components with the cross-correlation technique. Then, I simultaneously fitted models to the light- and radial velocity curves of the system with the 1.0 version of PHOEBE. The resulted parameters of the system are in good agreement with the values obtained by previous studies. For the mass ratio of the system, I got $q = 0,302 \pm 0,007$, that is slightly lower than the value of $q = 0,35 \pm 0,01$ from Kaszás et al. (1998), that was derived using the same method. While the signal-to-noise ratio of the spectra of theirs were about 2-3 times higher, the spectrograph used by me had a better resolving power and my useful spectral range was significantly, nearly 7 times longer, thus my new value is believed to be more accurate.

In order to model the light curves, I had to use two starspots located on the opposite sides of the primary with a temperature 30% lower than its effective temperature. This kind of spot configuration is consistent with the model of Holzwarth and Schüssler (2003) who found that this is expected for active close binaries due to the strong tidal forces between the components. I fit all observed spectra with model spectra in order to analyze the chromospheric activity of the system. The model spectra were generated by a convolution of theoretical rotational broadening functions of the given orbital phases and Kurucz atmosphere models. I also took into account the effect of the third component. For this purpose, a Gaussian with the full width at half maximum of the transmission function of the spectrograph was convolved with a cooler Kurucz model which was then added to the model of the contact components assuming that it gives 10% of the total luminosity. The fits were performed on the spectra leaving out the region of the $H\alpha$ -line, thus the excess emission in the $H\alpha$ -line compared to the models became visible which is possibly due to ongoing chromospheric activity. It is also evident that this excess emission belongs almost completely to the line profile of the primary component, hence the chromosphere

of the primary is more active.

After modeling the spectra, I subtracted the models from the observed ones and determined the equivalent widths of the H α -profiles on the residual spectra. This way I could study the level of the chromospheric activity in the function of the orbital phase. The equivalent widths from different nights have approximately the same values in the same orbital phases and follow the same trends: in the eclipsing phases – when the spots on the surface of the primary are visible from our direction – they have a maximum. In order to visualize the variation of the photospheric activity, I subtracted spotless model light curves calculated with the same parameters of the system from the observed one, so the effects of the spots became visible directly on the residual. The resulting curve is consistent with the phase-dependent variation of the equivalent widths, so I supposed that there is a correlation between the photospheric and chromospheric activity. Moreover, combining the spot configuration from my models and the changes in the brightness maxima on the light curves published by Kaszás et al. (1998), I proposed that the system could show the signs of the flip-flop phenomenon which was previously detected only on one contact binary. More observations are needed for the confirmation of this hypothesis, but it suggests that VW Cephei is still an interesting target for studies in the future.

In the next phase of my research, with the help of the experience I gained while working on VW Cephei, I tried to extend this kind of spectroscopic analysis for more contact binaries. For this purpose, I also made spectroscopic observations with the 1m telescope of Konkoly Observatory and the 2m telescope of the Bulgarian NAO Rozhen observatory. During these times, I collected data with sufficient quality and phase coverage in the case of 12 additional objects for further studies. The reduction of these data was partly done using the IRAF and iSpec software packages. From the observed spectra, I calculated the radial velocities of the components in each system with the cross-correlation technique. I fit the radial velocity curves with circular orbits using PHOEBE and determined some important parameters of the systems ($a \sin i$, q , V_γ , and the $(M_1 + M_2) \sin^3 i$ derived from them), which are mostly consistent with the values published in previous studies. Based on the larger differences in the V_γ of V357 Peg and V781 Tau, I suggested that this could be a sign of an undetected third component in these systems that causes the temporal variation of their V_γ .

All spectra of these 12 objects were fitted with model spectra in a similar way that I demonstrated in the case of VW Cephei with the exception that I used MARCS.GES atmospheres instead of the Kurucz models. After subtracting the model spectra from the observed ones, I measured the equivalent widths of the residual H α -profiles for all objects. Thanks to this, I directly detected the chromospheric activity for 10 stars out of 12 and I also obtained information on its phase-dependent variation for all objects for the

first time in the literature. From the phase-dependent variation of the equivalent widths, I found that the objects can be categorized in three groups: i) the equivalent widths do not change significantly during the orbital revolution; ii) the equivalent widths show maximum in one specific phase; iii) the equivalent widths show maxima in two different orbital phases. Based on the correlation between the photospheric and chromospheric activity found for VW Cephei, I suggested that different spot configurations could be the explanation for these groups. In the previous order: i) there are no spots on the surface or their distribution is uniform on the surfaces of the components; ii) there is a dominant spot or a group of spots on the surfaces of the components in the given phase; iii) there are dominant spots or groups of spots on the surfaces of the components in two different orbital phases.

Furthermore, I analyzed the possible correlations between the level of chromospheric activity measured in the $H\alpha$ -line and the physical parameters of contact binaries on the largest sample. In order to do this, I averaged the equivalent widths for every object and plotted them in the function of physical parameters. Only Rucinski (1985) and Barden (1985) presented a similar study before. The former analyzed the Mg II-line in the UV regime, while the latter also used the $H\alpha$ -line as I did, but on a smaller sample. Both of them found that the mean chromospheric activity level correlates with the orbital period, the B–V color index and the logarithm of the inverse Rossby number. On my correlation diagrams there are nine objects that follows the same correlations, but there are four other (A-type) objects that differ from those. These four systems are similar to each other, but have different physical properties than the other part of the sample: longer orbital period (slower rotation) and smaller B–V color index (higher effective temperature). In the case of stars with such properties, considerable amount of activity does not expected according to observations, thus I suggested that for these systems, the chromospheric activity can only partly explain the emission excess measured in the $H\alpha$ -line and there might be other physical processes (e.g. mass transfer) that account for its other part. Beyond the previously mentioned parameters, I also studied the possible correlation in the case of some other physical parameters. From these, the temperature difference of the components is the only case where some kind of a correlation is probable, but for the mass ratio, the fill-out factor and the inclination, I could not find any such correlations. For the above-mentioned nine objects in my sample, the A- and W-type systems show the same correlations. The previous studies did not contain such kind of information.

In the last phase of my research, I analyzed a previously unstudied eclipsing binary, TIC 278825952 based on photometric observations from the *TESS* space telescope and ground-based WASP data. This star is located in the southern continuous viewing zone (SCVZ) of *TESS*, thus a 1-year long, almost uninterrupted and precise space photometric

data set is available for this object. After the reduction of this data, I identified three sets of extra eclipsing events on its light curve, which implies the presence of an additional third star in the system on a wider orbit that also show eclipses while it passes in front of or behind the inner components. I also determined the eclipse timing variations of the inner binary from the light curves and calculated the spectral energy distribution of the system from catalog magnitudes of different surveys. After that, I simultaneously modeled the light curves along with the eclipse timing variations, the spectral energy distribution and PARSEC isochrones using LIGHTCURVEFACTORY. This way, I determined the most important physical and orbital parameters of the system for the first time in the literature. According to my models, the inner binary consists of two slightly evolved, near-twin stars, while the outer, more distant component has a significantly lower mass. The mutual inclination of the two orbits shows that the system is flat, moreover, both of the orbits are circular. Circular outer orbits are somewhat unusual for such systems according to earlier studies. There is only one object in the literature, that also have a circular outer orbit (HD 181068), nevertheless, in the case of that object, much stronger tidal forces induced by a red giant orbiting on a much tighter outer orbit, mass loss or mass transfer might explain the circularization of the outer orbit. However, in the case of TIC 278825952, these kinds of effects are not expected, thus I did not find any physical processes that could explain the surprisingly low eccentricity of the outer orbit. My results strongly suggest that the TIC 278825952 triple system originally formed with such a low eccentricity outer orbit.

Hivatkozások

- Albayrak, B., Djurasevic, G., Selam, S., et al. 2005, *Ap&SS*, 296, 293
- Alonso, R., Deeg, H. J., Hoyer, S., Lodieu, N., Palle, E., Sanchis-Ojeda, R., 2015, *A&A*, 584, L8
- Anderson, L., Raff, M., Shu, F. H., 1980, *IAU Symp.*, 88, 485
- Anderson, L., Shu, F. H., 1979, *ApJS*, 40, 667
- Applegate, J. H., 1992, *ApJ*, 385, 621
- Armstrong, D., Pollacco, D., Watson, C. A., et al., 2012, *A&A*, 545, L4
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., Andrae, R., 2018, *AJ*, 156, 58
- Barden, S. C., 1985, *ApJ*, 295, 162
- Binnendijk, L., 1965, *Veroeffentlichungen der Remeis-Sternwarte zu Bamberg*, Nr. 40. International Astronomical Union Combined Colloquium of the Commissions 27 and 42, Bamberg, 11-14 August, 1965. The Position of Variable Stars in the Hertzsprung-Russell Diagram. 3. Veränderlichen-Colloquium, Bamberg 1965., p.36
- Binnendijk, L., 1967, *Publ. Dom. Astrophys. Obs.*, 13, 27
- Binnendijk, L., 1970, *Vist. Astron.*, 12, 217
- Blanco-Cuaresma, S., Soubiran, C., Heiter, U., Jofré, P., 2014, *A&A*, 569, A111
- Blanco-Cuaresma, S., 2019, *MNRAS*, 486, 2075
- Borkovits T., Érdi B., Forgács-Dajka E., Kovács T., 2003, *A&A*, 398, 1091
- Borkovits, T., Elkhateeb, M. M., Csizmadia, Sz., et al., 2005, *A&A*, 441, 1087
- Borkovits, T., Derekas, A., Kiss, L. L., et al., 2013, *MNRAS*, 428, 1656
- Borkovits, T., Rappaport, S., Hajdu, T., Sztakovics, J., 2015, *MNRAS*, 448, 946
- Borkovits, T., Hajdu, T., Sztakovics, J., et al., 2016, *MNRAS*, 455, 4136
- Borkovits, T., Rappaport, S., Kaye, T., et al., 2019, *MNRAS*, 483, 1934
- Borkovits, T., Rappaport, S. A., Hajdu, T., et al., 2020a, *MNRAS*, 493, 5005
- Borkovits, T., Rappaport, S. A., Tan, T. G., et al., 2020b, *MNRAS*, 496, 4624
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 127
- Carter, J. A., Fabrycky, D. C., Ragozzine, D., et al., 2011, *Science*, 331, 562
- Cereda, L., Misto, A., Niarchos, P. G., Poretti, E., 1988, *A&AS*, 76, 255
- Collier Cameron, A., Pollacco, D., Street, R. A., et al., 2006, *MNRAS*, 373, 799
- Collins, D. F., Sanborn, J., Zavala, R. T., 2014, *JAAVSO*, 42, 476
- Conroy, K. E., Prsa, A., Stassun, K. G., et al., 2014, *AJ*, 147, 45
- Cruddace, R. G., Dupree, A. K., 1984, *ApJ*, 277, 263
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al., 2003, *VizieR Online Data Catalog*, p. II/246

Cutri, R. M., et al., 2014, *VizieR Online Data Catalog*, p. II/328
Csizmadia, Sz., Klagyivik, P., 2004, *A&A*, 426, 1001
Deb, S., Singh, H. P., 2011, *MNRAS*, 412, 1787
Demircan, O., Selam, S., Derman, E., 1991, *Ap&SS*, 186, 57
Derekas, A., Kiss, L. L., Borkovits, T., et al., 2011, *Science*, 332, 216
Derman, E., Demircan, O., Selam, S., 1991, *A&AS*, 90, 301
Drake, A. J., Graham, M. J., Djorgovski, S. G., et al., 2014, *ApJS*, 213, 9
Eggen, O.C., 1967, *Mem. Roy. Astron. Soc.* 70, 111
Eggleton, P. P., Kiseleva-Eggleton, L., 2001, *ApJ*, 562, 1012
Ekmekci, F., Elmasli, A., Yilmaz, M., et al., 2012, *New Astron.*, 17, 603
Elstner, D., Korhonen, H., 2005, *AN*, 326, 278
Flannery, B. P., 1976, *ApJ*, 205, 217
Ford, E.B., 2005, *AJ*, 129 1706
Frasca, A., Sanfilippo, D., Catalano, S., 1996, *A&A*, 313, 532
Gaia Collaboration, et al., 2018, *A&A*, 616, A1
Gazeas, K. D., Baran, A., Niarchos, P., et al., 2005, *AcA*, 55, 123
Gondoin, P., 2004, *A&A*, 415, 1113
Gray, R. O., Corbally, C. J., 1994, *AJ*, 107, 742
Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al., 2008, *A&A*, 486, 951
Hajdu, T., Borkovits, T., Forgács-Dajka, E., et al., 2017, *MNRAS*, 471, 1230
Hartmann, L., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., Noyes, R. W., 1984, *ApJ*, 279, 778
Helminiak, K. G., Ukita, N., Kambe, E., et al., 2017, *A&A*, 602, A30
Hendry, P. D., Mochnacki, S. W., 2000, *ApJ*, 531, 467
Hershey, J. L., 1975, *AJ*, 80, 662
Hill, G., 1989, *A&A*, 218, 141
Hippke, M., David, T. J., Mulders, G. D., Heller, R., 2019, *AJ*, 158, 143
Holzwarth, V., Schüssler, M., 2003, *A&A*, 405, 303
Huenemoerder, D. P., Testa, P., Buzasi, D. L., 2006, *ApJ*, 650, 1119
Jetsu, L., Pelt, J., Tuominen, I., 1993, *A&A*, 278, 449
Jetsu, L., Henry, G. W., Lehtinen, J., 2017, *ApJ*, 838, 122
Kallrath, J., Milone, E. F., 1999, "Eclipsing Binary Stars", Springer, ISBN 978-1-4757-3128-6
Kallrath, J., Milone, E. F., Breinhorst, R. A., et al., 2006, *A&A*, 452, 959
Kallrath, J., Milone, E. F., 2009, "Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis", Springer, ISBN 978-1-4419-0699-1
Kaszás, G., Vinkó, J., Szatmáry, K., et al., 1998, *A&A*, 331, 231
Kiraga, M., 2012, *AcA*, 62, 67

Kjurkchieva, D., Marchev, D., 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 435, *Binaries - Key to Comprehension of the Universe*, ed. A. Prsa & M. Zejda, 111

Kochanek C. S., Shappee, B. J., Stanek, K. Z., et al., 2017, *PASP*, 129, 104502

Kozai, Y., 1962, *AJ*, 67, 591

Kreiner, J. M., Rucinski, S. M., Zola, S., et al., 2003, *A&A*, 412, 465

Kreiner, J. M., 2004, *Acta Astron.*, 54, 207

Kunder, A., Kordopatis, G., Steinmetz, M., et al., 2017, *AJ*, 153, 75

Kurucz, R., 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s Grid*, Kurucz CD-ROM No. 13 (Cambridge, MA: Smithsonian Astrophysical Observatory)

Lanza, A. F., Rodonó, M. 1999, in *Solar and Stellar Activity: Similarities and Differences*, eds. C. J. Butler, J. G. Doyle, *ASP Conf. Ser.*, 158, 121

Lanza, A. F., Rodonò, M., 2004, *AN*, 325, 393

Leonard, P. J. T., Linnell, A. P., 1992, *AJ*, 103, 1928

Li, K., Gao, D. Y., Hu, S. M., et al., 2016, *Ap&SS*, 361, 63

Lidov, M. L., 1962, *P&SS*, 9, 719

Lu, W., Rucinski, S. M., 1999, *AJ*, 118, 515

Lu, W., Rucinski, S. M., Ogloza, W., 2001, *AJ*, 122, 402

Lucy, L. B., 1967, *AJ*, 72, 309

Lucy, L. B., 1968, *AJ*, 151, 1123

Lucy, L. B., 1976, *ApJ*, 205, 208

Lucy, L. B., Wilson, R. E., 1979, *AJ*, 231, 502

Marsh, T.R., Armstrong, D.J., Carter, P.J., 2014, *MNRAS*, 445, 309

Martin, D. V., TriAUD A. H. M. J., 2015, *MNRAS*, 449, 781

Martin, D. V., 2017, *MNRAS*, 465, 3235

Masuda, K., Uehara, S., Kawahara H., 2015, *ApJ*, 806, L37

McGale, P. A., Pye, J. P., Hodgkin, S. T., 1996, *MNRAS*, 280, 627

Mitnyan, T., Bódi, A., Szalai, T., et al., 2018, *A&A*, 612, A91

Mitnyan, T., Szalai, T., Bódi, A., et al., 2020a, *A&A*, 635, A89

Mitnyan, T., Borkovits, T., Rappaport, S. A., Pál, A., Maxted, P. F. L., 2020b, *MNRAS*, Advance Access

Montes, D., Fernández-Figueroa, M. J., De Castro, E., et al., 2000, *A&AS*, 146,103

Mullan, D. J., 1975, *ApJ*, 198, 563

Munari, U., Henden, A., Frigo, A., et al., 2014, *AJ*, 148, 81

Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., Vaughan, A. H., 1984, *ApJ*, 279, 763

O'Connell, D. J. K., 1951, *MNRAS*, 111, 642

Oláh, K., 2006, *Ap&SS*, 304, 145

Orosz, J. A., 2015, ASPC, 496, 55

Pál, A., 2012, MNRAS, 421, 1825

Pojmanski, G., 2002, AcA, 52, 397

Pollacco, D. L., Skillen, I., Collier Cameron, A., et al., 2006, PASP, 118, 1407

Popper, D. M., 1948, ApJ, 108, 490

Pribulla, T., Vanko, M., 2002, Coska, 32, 79

Pribulla, T., Chochol, D., Vanko, M., Parimucha, S., 2002, IBVS, 5258, 1

Pribulla, T., Rucinski, S. M., 2006, AJ, 131, 2986

Pribulla, T., Rucinski, S. M., Lu, W., et al., 2006, AJ, 132, 769

Prsa, A., Zwitter, T., 2005, ApJ, 628, 426

Prsa, A., Conroy, K. E., Horvat, M., et al., 2016, ApJS, 227, 29

Prsa, A., 2018, "Modeling and Analysis of Eclipsing Binary Stars", IOP Publishing, ISBN 978-0-7503-1287-5

Rucinski, S. M., 1969, AcA, 19, 245

Rucinski, S. M., 1973, AcA, 23, 79

Rucinski, S. M., 1985, MNRAS, 215, 615

Rucinski, S. M., Lu, W., Mochnacki, S. W., 2000, AJ, 120, 1133

Rucinski, S. M., Lu, W., Mochnacki, S. W., Ogloza, W., Stachowski, G., 2001, AJ, 122, 1974

Rucinski, S. M., Lu, W., Capobianco, C. C., et al., 2002, AJ, 124, 1738

Rucinski, S. M., Capobianco, C. C., Lu, W., et al., 2003, AJ, 125, 3258

Rucinski, S. M., Pribulla, T., Mochnacki, S. W., et al., 2008, AJ, 136, 586

Sanad, M. R., Bobrowsky, M., 2014, New Astron., 29, 47

Schilt, J., 1926, ApJ, 64, 221

Schüssler, M., Solanki, S. K. 1992, A&A, 264, L13

Schüssler, M., Caligari, P., Ferriz-Mas, A., Solanki, S. K., Stix, M., 1996, A&A, 314, 503

Selam, S. O., 2004, A&A, 416, 1097

Selam, S., Albayrak, B., Yilmaz, M., et al., 2005, Ap&SS, 296, 305

Selam, S. O., Esmer, E. M., Senavci, H. V., et al., 2018, Ap&SS, 363, 34

Senavci, H. V., Hussain, G. A. J., O'Neal, D., Barnes, J. R., 2011, A&A, 529, A11

Shappee, B. J., Prieto, J. L., Grupe, D., et al., 2014, ApJ, 788, 48

Sharma, S., Stello, D., Buder, S., et al., 2018, MNRAS, 473, 2004

Shibahashi, H., Kurtz, D. W., 2012, MNRAS, 422, 738

Soderhjelm S., 1982, A&A, 107, 54

Stassun, K. G., Oelkers, R. J., Pepper, J., et al., 2018, AJ, 156, 102

Stepien, K., Schmitt, J. H. M. M., Voges, W., 2001, A&A, 370, 157

Szczygiel, D. M., Socrates, A., Paczynski, B., Pojmanski, G., Pilecki, B., 2008, AcA,

58, 405

- Tian, X.-M., Zhu, L.-Y., Qian, S.-B., Li, L.-J., Jiang, L.-Q. 2018, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 18, 20
- Tokovinin A., Moe M., 2020, *MNRAS*, 491, 5158
- Toonen S., Hamers A., Portegies Zwart S., 2016, *Computational Astrophysics and Cosmology*, 3, 6
- Toonen S., Portegies Zwart S., Hamers A. S., Bandopadhyay D., 2020, *A&A*, 640, A16
- Tran, K., Levine, A., Rappaport, S., 2013, *ApJ*, 774, 81
- Tylenda, R., Hajduk, M., Kaminski, T., et al., 2011, *A&A*, 528, 114
- van Hamme, W., Wilson, R. E., 2003, *ASPC*, 298, 323
- Vida, K., Oláh, K., Kővári, Zs., et al., 2010, *AN*, 331, 250
- Vilhu, O., 1982, *A&A*, 109, 17
- Vilhu, O., 1984, *A&A*, 133, 117
- Wang, K., Zhang, X., Deng, L., et al., 2015, *ApJ*, 805, 22
- Wilson, R. E., Devinney, E. J., 1971, *ApJ*, 166, 605
- Xing, L. F., Zhang, X. B., Wei, J. Y., 2007, *New Astron.*, 12, 346
- Yang, Y., Liu, Q., 2000, *Ap&SS*, 274, 799
- Yesilyaprak, C., 2002, *IBVS*, 5330, 1
- Yuan, J., Senavci, H. V., 2014, *MNRAS*, 439, 878
- Zasche, P., Uhlár, R., 2010, *A&A*, 519, A78
- Zola, S., Gazeas, K., Kreiner, J. M., et al., 2010, *MNRAS*, 408, 464

Függelék

A Rossby-szám definíciója

A Rossby-szám a keringési periódus (P) és a konvektív megfordulási idő (τ_c) hányadosaként előálló mennyiség:

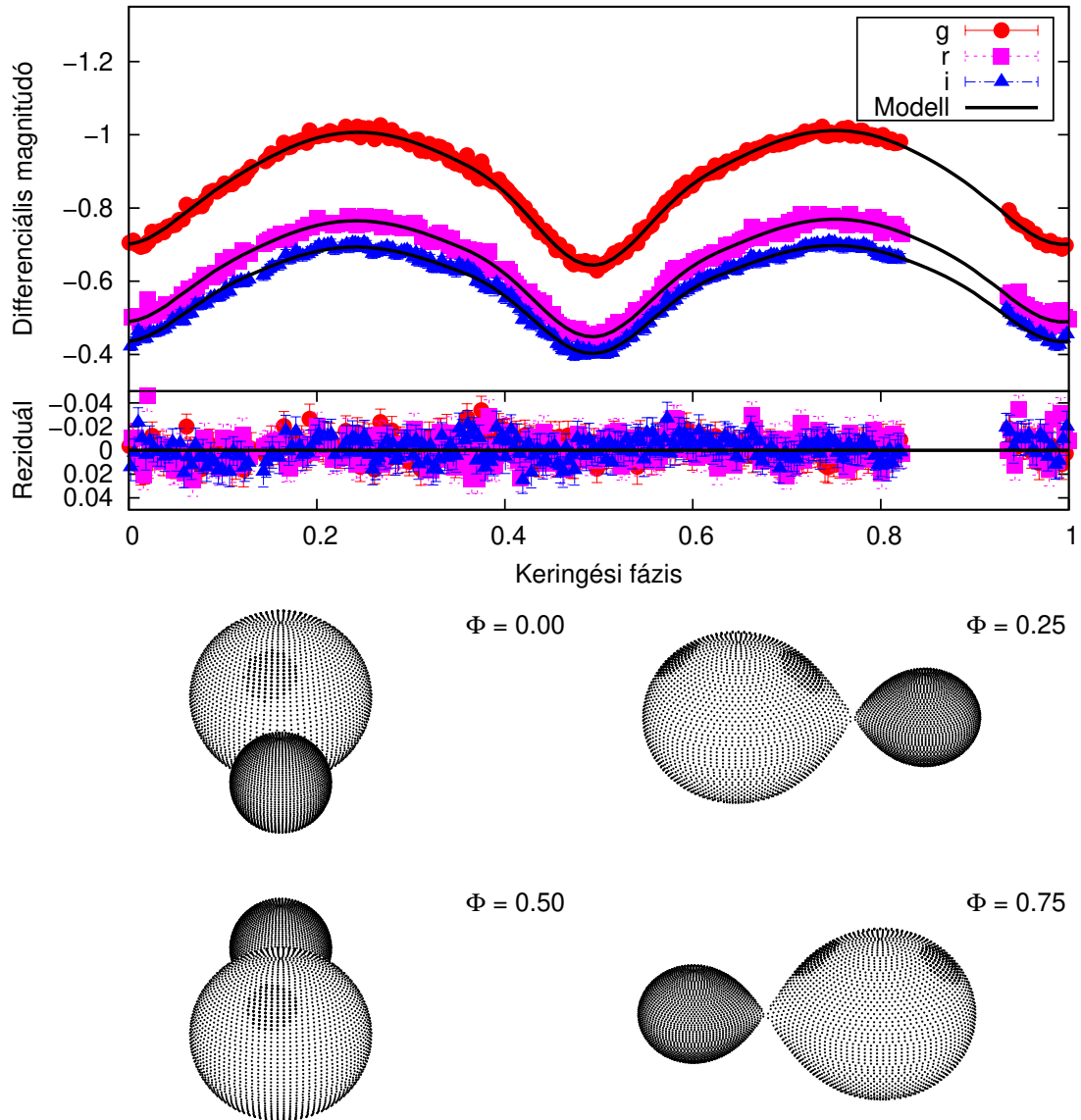
$$R_0 = \frac{P}{\tau_c}. \quad (26)$$

A konvektív megfordulási időket Noyes és mtsai (1984) formulája alapján származtattam a B–V színindexből:

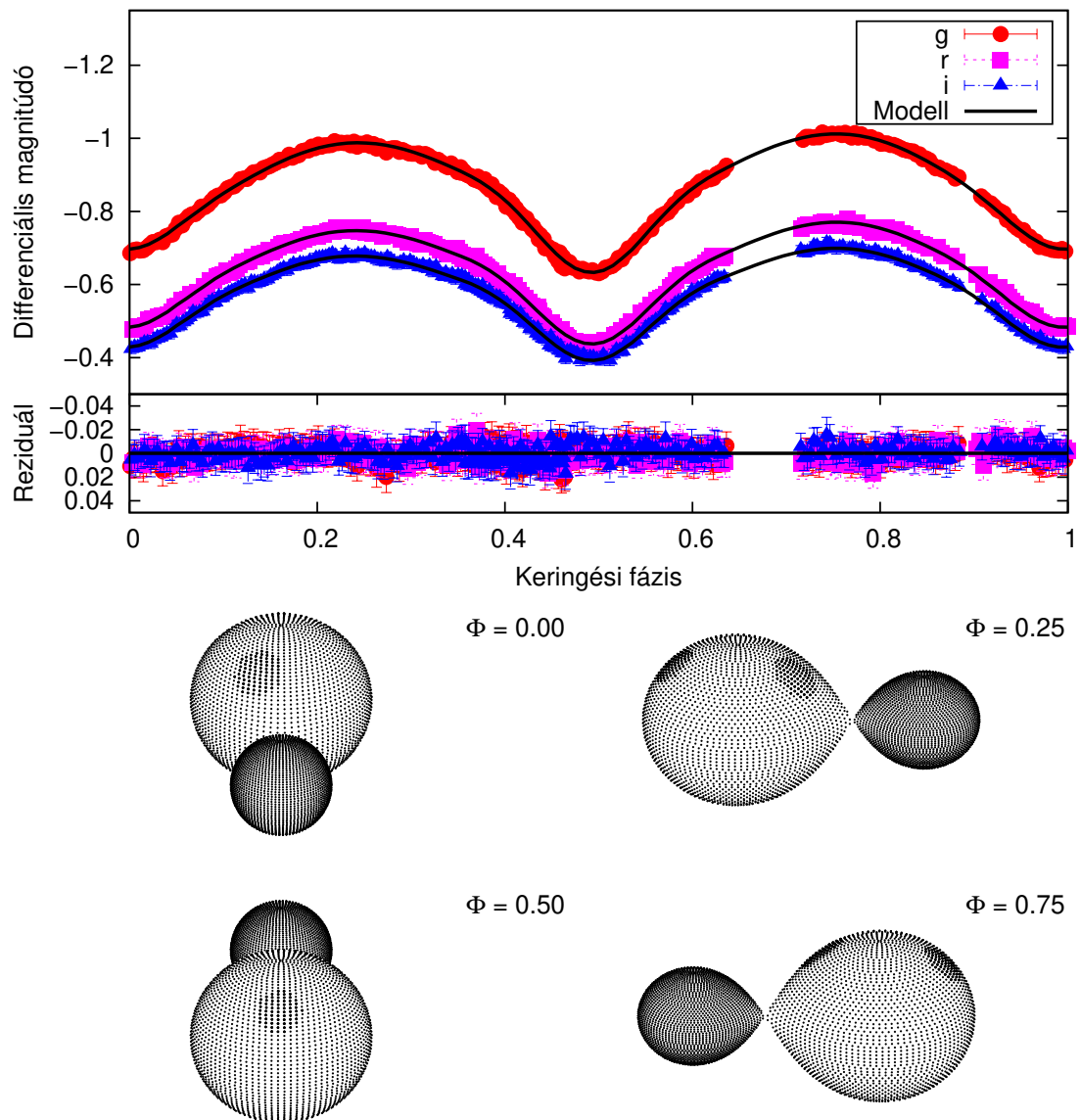
$$\log \tau_c = \begin{cases} 1.362 - 0.166x + 0.025x^2 - 5.323x^3, & x > 0 \\ 1.362 - 0.14x, & x < 0, \end{cases} \quad (27)$$

ahol $x = 1 - (B - V)$.

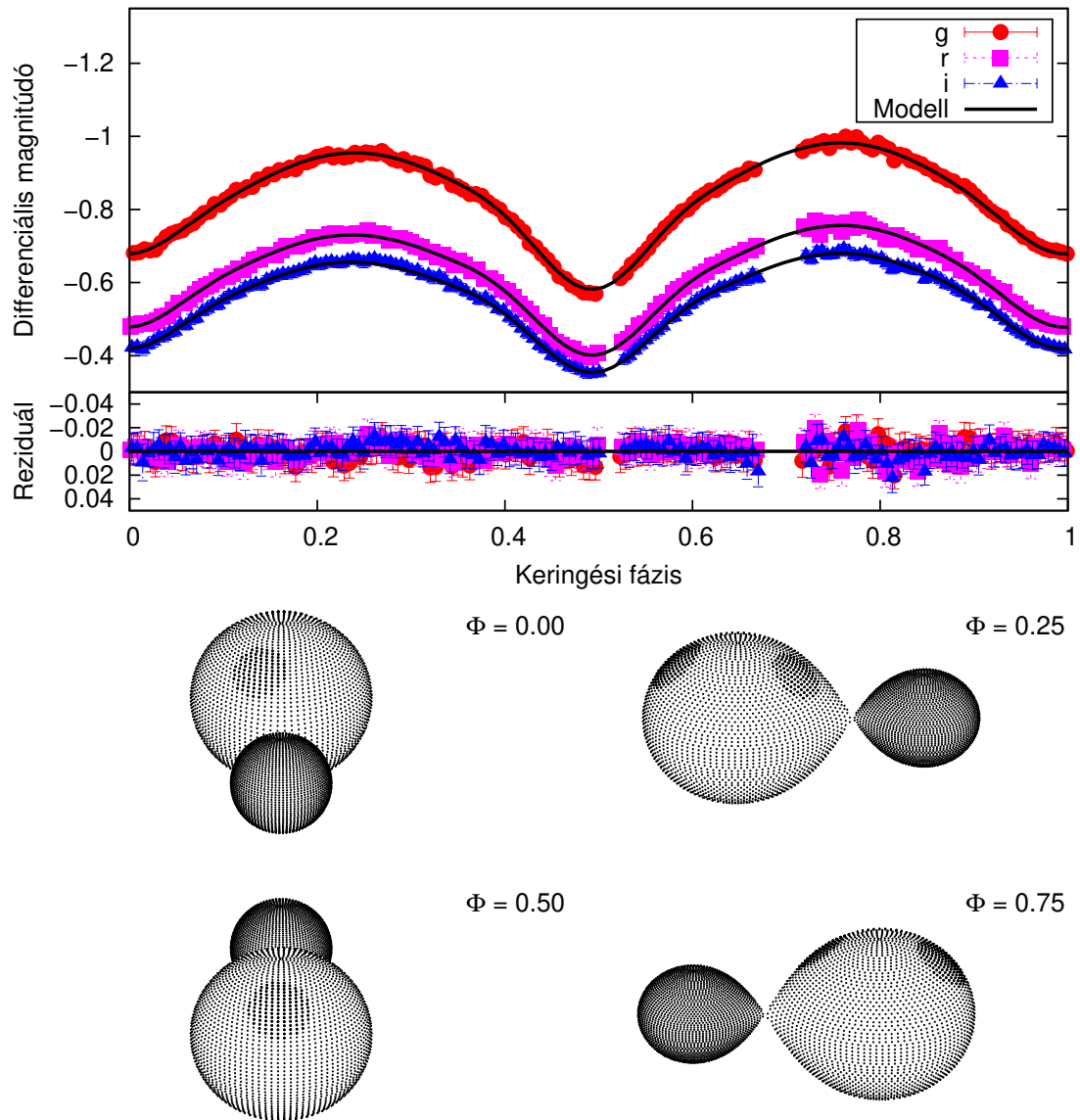
A VW Cephei további fénygörbéi



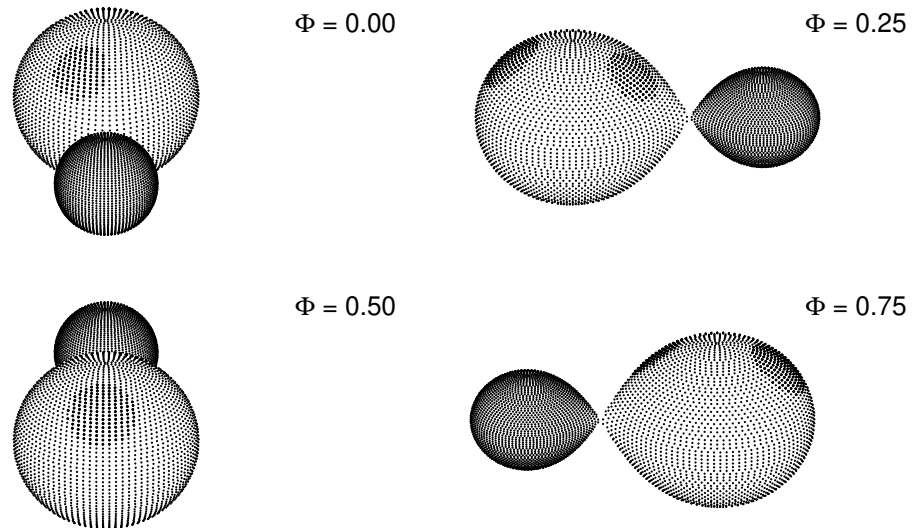
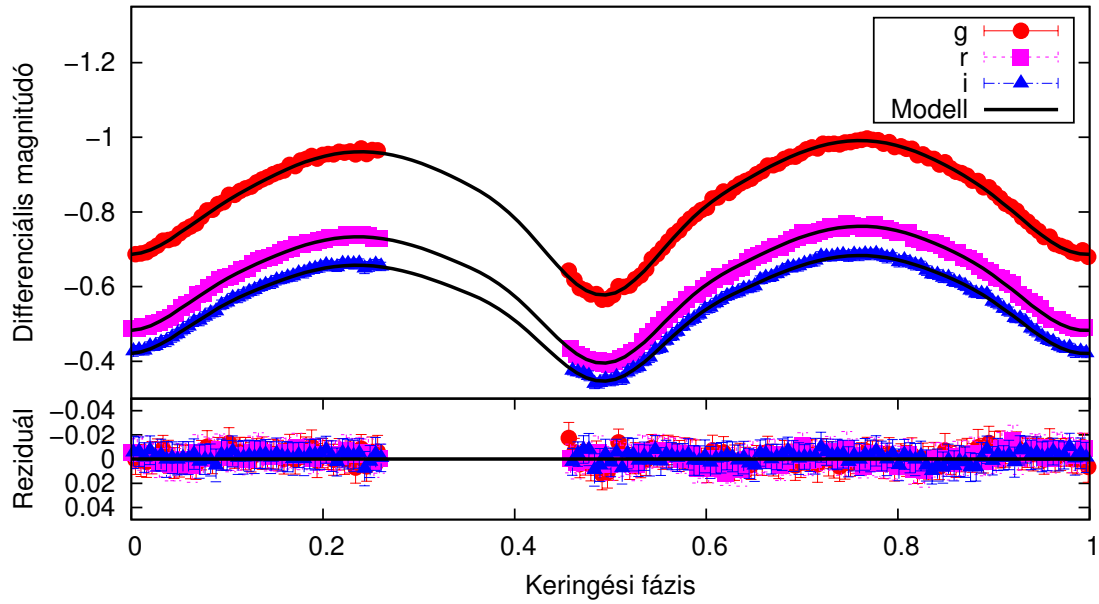
34. ábra. A VW Cephei 2014. augusztus 9-én SDSS $g'r'i'$ szűrőkben mért fénygörbéi a rájuk illesztett modellel, illetve az illesztéshez tartozó geometriai és foltkonfigurációval.
 Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)



35. ábra. A VW Cephei 2014. augusztus 10-én SDSS $g'r'i'$ szűrőkben mért fénygörbéi a rájuk illesztett modellekkkel, illetve az illesztéshez tartozó geometriai és foltkonfigurációval. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)



36. ábra. A VW Cephei 2016. április 20-án SDSS $g'r'i'$ szűrőkben mért fénygörbéi a rájuk illesztett modellekkel, illetve az illesztéshez tartozó geometriai és foltkonfigurációval. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)



37. ábra. A VW Cephei 2016. április 21-én SDSS $g'r'i'$ szűrőkben mért fénygörbéi a rájuk illesztett modellel, illetve az illesztéshez tartozó geometriai és foltkonfigurációval. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

A VW Cephei mért radiális sebességei

13. táblázat. A VW Cephei mért radiális sebességei és a hozzájuk tartozó formális hibák. Forrás: Mitnyan és mtsai (2018)

Keringési fázis	v_1 [km s ⁻¹]	v_2 [km s ⁻¹]	SNR
0,1361	$-72,99 \pm 1,80$	$182,18 \pm 2,04$	34,68
0,1479	$-80,43 \pm 1,82$	$195,87 \pm 2,21$	32,03
0,1615	$-76,45 \pm 1,69$	$196,82 \pm 1,95$	34,76

0,1733	-73,79 ± 1,82	208,95 ± 2,33	33,08
0,1869	-86,67 ± 2,42	213,07 ± 2,61	36,15
0,2149	-89,12 ± 2,35	228,91 ± 2,38	34,46
0,2388	-85,55 ± 1,97	239,79 ± 2,25	32,79
0,2403	-90,31 ± 2,35	237,76 ± 2,43	31,53
0,2642	-83,77 ± 1,82	236,11 ± 2,17	33,67
0,2657	-90,20 ± 2,01	235,59 ± 2,30	35,28
0,2895	-82,89 ± 1,80	232,39 ± 2,19	34,03
0,2934	-83,48 ± 1,91	231,55 ± 2,41	31,39
0,3170	-86,73 ± 2,28	221,66 ± 2,70	33,18
0,3188	-81,57 ± 2,11	225,88 ± 2,27	29,98
0,3424	-74,94 ± 1,83	212,17 ± 2,34	34,29
0,3442	-76,54 ± 1,90	210,43 ± 2,27	34,42
0,3677	-68,99 ± 2,18	194,99 ± 3,02	33,65
0,3721	-69,15 ± 1,61	193,59 ± 2,18	34,79
0,6094	9,90 ± 1,48	-207,28 ± 2,10	32,79
0,6155	22,91 ± 2,23	-203,36 ± 3,08	35,58
0,6348	30,43 ± 1,22	-212,34 ± 1,55	33,11
0,6409	37,24 ± 1,53	-215,81 ± 1,87	35,21
0,6634	47,40 ± 1,46	-225,34 ± 1,74	33,61
0,6663	46,40 ± 1,67	-233,08 ± 1,98	34,56
0,6888	55,00 ± 1,52	-235,05 ± 1,89	33,83
0,6935	54,99 ± 1,60	-243,48 ± 1,82	34,09
0,7142	57,64 ± 1,62	-245,91 ± 1,98	34,79
0,7189	63,16 ± 1,70	-257,26 ± 3,15	27,75
0,7414	55,45 ± 1,60	-254,58 ± 2,08	34,88
0,7443	56,60 ± 1,83	-258,58 ± 2,18	35,67
0,7668	58,28 ± 1,72	-249,35 ± 2,01	34,04
0,7722	57,04 ± 1,92	-252,18 ± 2,08	37,41
0,7922	56,19 ± 1,58	-247,86 ± 1,82	34,47
0,7976	62,71 ± 1,76	-245,60 ± 1,86	36,28
0,8193	57,16 ± 1,92	-238,92 ± 2,09	34,38
0,8230	51,16 ± 1,76	-238,85 ± 1,90	36,11
0,8447	53,48 ± 2,26	-222,43 ± 2,37	33,97
0,8501	47,71 ± 2,10	-230,49 ± 2,22	35,42
0,8701	45,21 ± 2,17	-206,96 ± 2,62	33,99

A TIC 278825952 fedésimínimum-időpontjai

14. táblázat. A TIC 278825952 fénygörbéből meghatározott fedésimínimum-időpontjai. Az egész és félegész ciklusszámok a fő- és mellékminimumokat jelölik. A -747.0 és -486.0 ciklusszámok közötti minimumok a WASP észlelésekből lettek meghatározva, míg az összes többi a *TESS* mérésekből. A *-gal jelölt fedési időpontok nem vettek részt az analízisben. Forrás: Mitnyan és mtsai (2020b)

BJD-2 400 000	Ciklusszám	Hiba (nap)	BJD-2 400 000	Ciklusszám	Hiba (nap)
54757,482270	-747,0	0,000387	58458,036424	27,0	0,000131
54793,337351*	-739,5	0,020109	58460,426973	27,5	0,000134
54824,418762	-733,0	0,000588	58462,817170	28,0	0,000136
54836,371648	-730,5	0,000142	58469,988543	29,5	0,000146
54855,496260	-726,5	0,000193	58472,378923	30,0	0,000160
54867,449100	-724,0	0,000195	58474,769537	30,5	0,000167
54879,402087	-721,5	0,000161	58479,550257	31,5	0,000155
54891,353369*	-719,0	0,000744	58481,940766	32,0	0,000177
54915,259506	-714,0	0,000346	58484,331260	32,5	0,000182
55216,464593	-651,0	0,000248	58486,721705	33,0	0,000182
55228,419356	-648,5	0,000286	58489,112072	33,5	0,000138
55240,370789	-646,0	0,000149	58517,798008	39,5	0,000126
55486,597328	-594,5	0,001164	58520,188724	40,0	0,000195
55632,421040*	-564,0	0,005078	58522,579331	40,5	0,000129
55859,521341	-516,5	0,000742	58524,969818	41,0	0,000165
55883,424951	-511,5	0,000663	58527,360298	41,5	0,000121
55902,550569	-507,5	0,001333	58536,922685	43,5	0,000150
55907,332211	-506,5	0,002108	58539,313401	44,0	0,000179
55926,455406	-502,5	0,000547	58541,703979	44,5	0,000123
55938,406971	-500,0	0,000539	58544,094661	45,0	0,000182
55950,361557	-497,5	0,001466	58546,485117	45,5	0,000158
55962,313877	-495,0	0,000700	58548,875749	46,0	0,000199
55981,437680	-491,0	0,000400	58551,266533	46,5	0,000125
55993,392108	-488,5	0,000915	58553,656951	47,0	0,000226
56005,345204	-486,0	0,000504	58558,438283	48,0	0,000130
58326,556287	-0,5	0,000132	58560,829015	48,5	0,000176
58328,946803	0,0	0,000153	58563,219460	49,0	0,000172
58331,337452	0,5	0,000141	58565,610072	49,5	0,000136
58333,728048	1,0	0,000161	58568,000771	50,0	0,000165

58336,118809	1,5	0,000148	58570,391562	50,5	0,000159
58340,899927	2,5	0,000135	58572,782019	51,0	0,000146
58343,290533	3,0	0,000179	58575,172544	51,5	0,000151
58345,681238	3,5	0,000131	58577,563250	52,0	0,000173
58348,071763	4,0	0,000235	58579,953796	52,5	0,000133
58350,462410	4,5	0,000161	58584,734955	53,5	0,000134
58352,853152	5,0	0,000163	58587,125764	54,0	0,000144
58355,243884	5,5	0,000187	58589,516421	54,5	0,000157
58357,634292	6,0	0,000152	58591,906868	55,0	0,000177
58360,024965	6,5	0,000158	58594,297521	55,5	0,000148
58362,415560	7,0	0,000200	58599,078853	56,5	0,000145
58364,806310	7,5	0,000120	58601,469374	57,0	0,000197
58369,587388	8,5	0,000157	58603,859911	57,5	0,000156
58371,978000	9,0	0,000183	58606,250831	58,0	0,000210
58374,368682	9,5	0,000158	58608,641388	58,5	0,000139
58376,759237	10,0	0,000177	58611,031836	59,0	0,000181
58379,149732	10,5	0,000143	58613,422325	59,5	0,000136
58383,931120	11,5	0,000120	58615,813062	60,0	0,000164
58386,321564	12,0	0,000158	58618,203678	60,5	0,000123
58388,712235	12,5	0,000150	58620,594258	61,0	0,000188
58391,102794	13,0	0,000149	58622,984802	61,5	0,000144
58393,493445	13,5	0,000167	58625,375442	62,0	0,000202
58395,883921	14,0	0,000168	58627,766024	62,5	0,000117
58398,274543	14,5	0,000141	58630,156508	63,0	0,000173
58403,055679	15,5	0,000117	58632,547150	63,5	0,000127
58405,446033	16,0	0,000178	58634,937808	64,0	0,000175
58407,836754	16,5	0,000158	58642,109352	65,5	0,000143
58412,617970	17,5	0,000126	58644,499886	66,0	0,000184
58415,008195	18,0	0,000184	58646,890471	66,5	0,000155
58417,398842	18,5	0,000148	58649,280977	67,0	0,000145
58422,179783	19,5	0,000152	58651,671307	67,5	0,000134
58426,960811	20,5	0,000135	58654,062113	68,0	0,000160
58429,351259	21,0	0,000191	58656,452612	68,5	0,000125
58431,741750	21,5	0,000158	58658,842895	69,0	0,000159
58434,131950	22,0	0,000164	58661,233378	69,5	0,000131
58436,522479	22,5	0,000159	58663,623904	70,0	0,000150
58438,912970	23,0	0,000175	58666,014466	70,5	0,000125

58441,303409	23,5	0,000121	58670,795344	71,5	0,000141
58443,693772	24,0	0,000192	58673,185772	72,0	0,000177
58446,084414	24,5	0,000138	58675,576364	72,5	0,000152
58448,474692	25,0	0,000183	58677,966599	73,0	0,000158
58453,255522	26,0	0,000222	58680,357076	73,5	0,000152
58455,646086	26,5	0,000129			

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek és konzulenseimnek, Dr. Szalai Tamásnak és Dr. Borkovits Tamásnak, hogy elindítottak ezen az úton, és folyamatosan egyengették előrehaladásom. A felmerülő kérdéseimre, problémáimra mindig készséggel nyújtottak segítséget, amiért nagyon hálás vagyok. Köszönetet érdemel Dr. Székely Péter is, aki megadta a legelső lökést ezen út felé, és bevezetett az észlelő csillagászat rejtelmeibe.

Köszönetet mondanék még Dr. Kiss L. Lászlónak, Dr. Szabó Róbertnek és Dr. Hegedűs Tibornak, akik lehetőséget biztosítottak a bemutatott eredmények eléréséhez szükséges mérések elvégzésére, illetve mindazon ügyeletes csillagászok számára, akik az észlelések során felmerült problémáimat minden esetben segítettek orvosolni. Ezen kívül a Bolgár Tudományos Akadémia és a NAO Rozhen obszervatórium munkatársainak is köszönettel tartozom az általuk biztosított lehetőségekért, segítségükért és baráti kedvességükért.

Köszönöm még családomnak és barátaimnak is a folyamatos támogatásukat, nélkülük ez a dolgozat nagy valószínűséggel nem jöhetett volna létre.

Köszönet illeti még az SZTE Fizika Doktori Iskolát, az SZTE Optikai és Kvantum-elektronikai Tanszékét, illetve a Bajai Obszervatóriumot is, amiért a munkám elvégzéséhez szükséges körülményeket biztosították. Munkámat a Nemzeti Kutatási és Fejlesztési Iroda által meghirdetett GINOP 2.3.2-15-2016-00033 azonosítójelű Tranziens Asztrofizika Objektumok, illetve az OTKA K-113117 és KH-130372 azonosítójelű pályázatok, valamint a Campus Mundi Rövid Külföldi Tanulmányút CM-SMR/303573/2018 és az ÚNKP-18-3-IV-SZTE-33 ösztöndíjak támogatták.