

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
KÍSÉRLETI FIZIKA TANSZÉK

Szakdolgozat

Pulzáló és kataklizmikus változócsillagok

Y Lyncis és SN 1961V

Készítette: **SZÁLDOBÁGYI L. Csaba** fizika BSc levelező szakos hallgató
Témavezető: **Dr. SZATMÁRY KÁROLY** egyetemi tanár
SZTE TTIK Kísérleti Fizika Tanszék

Szeged, 2017

Tartalomjegyzék

1. Természeti jelenségek	2
1.1. A megismerés	2
1.2. A megfigyelés	3
2. Csillagászati ismeretek összefoglalása	3
2.1. A csillagok fényessége	3
2.2. Opacitás	4
2.3. Változócsillagok	5
3. Periodikus jelenségek vizsgálata	6
3.1. Fourier-analízis	7
3.2. Wavelet-analízis	9
3.3. Digitális jelfeldolgozás, idősorok	10
4. Pulzáló és félszabályos változók	10
4.1. A radiális pulzáció fizikája	12
4.2. Pulzációs mechanizmusok	13
4.3. Nem-radiális pulzáció	14
4.4. Félszabályos változók	15
5. Y Lyncis	16
6. Nagy tömegű csillagok fejlődése	20
6.1. Szupernóvák	21
6.2. Fényes kék változók	22
7. SN 1961V	26
8. Összefoglalás	30
8.1. Szabályos és félszabályos változók	30
8.1.1. Nagy kiterjedésű konvekciós cellák emelkedéséből és süllyedéséből adódó fényesség változás [25],	30
8.1.2. Konvekcióhoz köthető módusok kialakulása [21]	30
8.1.3. A vörös óriás körül keringő, porfelhőbe burkolt kis tömegű kísérő átvo-nulásai [22]	30
8.2. Szupernóva imposztorok	31
8.2.1. Kollapszár szupernóva	31
Köszönetnyilvánítás	32

Nyilatkozat

33

Hivatkozások

34

Bevezetés

A természeti jelenségek fizika módszereivel történő vizsgálata szempontjából különösen érdekesek azok a folyamatok, amelyek során lehetőségünk van az objektumokat más-más időpontokban, *megváltozott jellemzőkkel* megfigyelni. Egyik eszközünk a *kísérlet*, ami egy speciális formában megfogalmazott konkrét kérdés, és a változás körülményeit a kísérlet tervezése, végrehajtása során határozza meg a kutató, a másik a spontán időbeli változás detektálása.

A változócsillagokkal kapcsolatos észlelések jelentősége éppen az, hogy a megfigyelt jellemző változásából az okként jelenlévő fizikai folyamatra eddig még hiányzó következtetéseket vonhatunk le. *Változócsillagok*nak azokat a csillagokat nevezzük, melyeknek adott jellemzője időben változik (elsősorban a fényesség, vagy a színkép spektrális összetevője). A változócsillagok meghatározott csoportjai a szabályos, vagy fél-szabályos változók, illetve a kataklizmikus és eruptív változók osztálya. Míg az előbbiek fényességváltozását elsősorban *radiális pulzáció* okozza, addig a kataklizmikus változók esetében az egyensúly rövid idő alatt bekövetkező felborulásával járó esemény, és ennek hatására bekövetkező robbanás következik be; az eruptív változók esetében nagy mennyiségű és magas hőmérsékletű anyagkidobódás után figyelhető meg a fényesség növekedése.

A dolgozatban az *Y Lyncis félszabályos változó* vonatkozásában tekintjük át a periódus meghatározására alkalmas Fourier-, és wavelet-elemzés módszereket, illetve az *SN 1961V* objektummal összefüggésben a változócsillagokat működtető folyamatok magyarázatának problémáját mutatjuk be. Ez utóbbi vezet a *szupernóva impostor* fogalmához.

A megfigyelésekhez kapcsolódó adatok az American Association of Variable Star Observers (AAVSO), illetve a Weizmann Interactive Supernova data REPOSITORY adatbázisokból kerültek felhasználásra.

A diagramok MATLAB (MathWorks), Period04 (University of Vienna) és WinWWZ (AAVSO) programokkal készültek.

1. Természeti jelenségek

1.1. A megismerés

A fizika története párhuzamos az emberi megismerés fejlődésével, a megismerés eltérő aspektusainak kialakulásával [20]. Az *empirizmus* a természeti jelenségek *megfigyelésével* jut alapvető információkhoz, és a *kísérlet* az egyik legfontosabb eszköze. A *fenomenológia* az empirikus eredményeket a *matematika nyelvén* fogalmazza meg, azaz kialakítja a jelenség egyfajta *absztrakcióját* és a jelenségek szintjén következtetéssel jut eredményre. Az *ontológia* már túlmutat a jelenségek pusztá megfigyelésén és a leíró matematikai modell kialakításán: a feltárt összefüggéseket olyan *feltételezéssel* (hipotézis) egészíti ki, amely *logikus következtetés* útján a közvetlen megfigyelés számára fel nem táruló összefüggésekhez vezet. Ez az *ontikus*, tehát valamely létezőre utaló elem racionálisan indokolt, az elméletben használt fogalmakat pedig csak minimális mértékben szaporítja (Occam-borotvája). Mivel az új ismeret ebben az esetben nem közvetlen megfigyelés eredménye, az eredmény „igazolásához” olyan további megfigyelésekre, vagy kísérletekre van szükség, amelyek a hipotézis fenntarthatóságát biztosítják. Ebben az esetben a *falszifikáció* elve érvényesül, vagyis az elmélet mindaddig elfogadható, amíg nem cáfolják meg [19]. Az elmélet bizonyítása helyett annak adott kontextusban történő helyességéről beszélünk. Az *episztemológia* a fenomenológia és az ontológia szintézise, és azokon mintegy túllépve, a *megismerés természetét* is vizsgálódása alá vonja. Azaz a tárggyal kapcsolatos kérdéseket kiegészíti azzal, hogy a megismerés bizonyosságára vonatkozó kérdéseket is felteszi.

Az empirikus megközelítésre példa lehet *Archimedes-törvénye*, vagy a *Snellius–Descartes-törvény*. Itt említhetők meg a – NEWTON axiómáinak tapasztalati alapját képező – dinamikai megfigyelések. A fizika fejlődése során kiderült, hogy a közvetlen megfigyelés számára hozzáférhető információk alapján az összefüggések nem fedhetők fel.

Az episztemológia sikerét a 18. században végbement matematikai felismerések sora, az infinitezimális számítás megalapozása tette lehetővé. Felismerték, hogy a matematika új eszközeivel leírhatók a természeti jelenségek, azaz *a természet nyelve a matematika*. A fenomenologikus tárgyalás példái lehetnek az elektromossággal, vagy makroszkopikus hőjelenségekkel kapcsolatos vizsgálódások. Másoké mellett NEWTON, EULER és LAGRANGE neve jelzi ezt a korszakot. A 20. század elején BOHR adott leírást az atommag–elektron alrendszer lehetséges állapotaira.

A különböző létezők *feltételezésére* vonatkozó megközelítés alapvetően az érzékszervek számára elzárt világhoz kapcsolódik. A 20. század elején virágzásnak indult kvantumfizika számos olyan hipotézis felállítását tette szükségessé, amely összetett matematikai eszközökkel megvalósítható konzisztens elmélet kialakítását tette szükségessé, vagy csak gondos mérésekkel elvégzett kísérletekkel vált megközelíthetővé. A fizikai jelenségek egységes tárgyalásának szándékával megalkotott *húrelmélet* is tartalmaz olyan elemeket, amelyek a matematikai absztrakción túl még nem köthetők közvetlenül fizikai folyamatokhoz.

Az episztemológiai következtetések már világképünk formáláshoz is hozzájárulnak. Az *idő és a*

tér természetéről alkotott felfogást a speciális relativitáselmélet jelentősen átalakította; de a mikrovilág kvantumos jellege (PLANCK), a folyamatok valószínűségi értelmezése (BORN), a táguló világegyetem felfedezése (HUBBLE) mind az emberi világkép megváltozását eredményezték. Tehát a természet megismerésének határát most nem a „fizika vége”, hanem az egyre gyarapodó felfedezések és tudományos eredmények erejéből táplálkozó *kétkedés* váltotta fel.

1.2. A megfigyelés

A természetben lejátszódó folyamatok sokszínűsége a gondolkodás számára akkor érhető el, ha azokat először rendszerezük, osztályozzuk (vö. ekvivalencia reláció) valamilyen szempontrendszer alapján.

A *determinisztikus folyamatok* a matematikai egyenlet formájában leírható *fizikai törvények*. Jellemzőjük, hogy matematikai összefüggés alapján tetszőleges tér- és időbeli pontban megadható egy aktuális állapotra vonatkozó fejlődés: az ott és akkor megfigyelhető paraméterértékek pontosan kiszámíthatók az aktuális állapot értékeiből.

A *sztochasztikus folyamatok* egyértelmű (tehát 1 vagy 0 valószínűséggel bekövetkező) iránya nem adható meg, viszont a matematikai modell biztosítja azt, hogy a lehetséges kimenetek számánál több megfigyelés eredményét összevetve a *várható érték* körüli ingadozást tapasztaljunk. Ilyen alapon tárgyalható a gázok viselkedése, vagy kvantum rendszerek állapotai.

A *kaotikus folyamatok* a fázistér különböző pontjaiban felvett állapotok leírásával vizsgálhatók. Hogy a kaotikus tartományban mi történik, arról nem adható egzakt információ, de a fázistér határa és a rendszer *attraktor*ának felismerése támpontot ad az események lefolyásáról.

Az *indeterminisztikus folyamat* során az események lefolyása esetleges, azok az adott körülmények ismételt fennállásakor sem öltik feltétlenül ugyanazt a formát.

Ahhoz, hogy fizikai folyamatokról információt szerezzünk fontos, hogy *méréssel kiegészített megfigyelést* végezzünk. A mérési eredmények összehasonlítását biztosító *skála* lehet csak a jellegre utaló, de számunkra az arányok megtartását is biztosító leképezések fontosak.

Egy adatsor elemzése történhet előzetes információk nélkül, illetve egy ismert modell alapján. Ha azt feltételezzük, hogy az adatsor által reprezentált fizikai folyamat időben periodikus, akkor az adatsor elemzése, egy erre alkalmas módszer segítségével, rávilágíthat a modell pontatlanságaira, illetve megerősítheti a paraméterek közötti korrelációt.

2. Csillagászati ismeretek összefoglalása

2.1. A csillagok fényessége

A csillagok energiatermelési folyamatainak következménye az elektromágneses sugárzás. A látható fényen kívül jelentős mennyiségű energia távozik a gamma vagy a röntgen tartományban is.

A fényesség történeti vonatkozásban az egyik legkorábban megfigyelt tulajdonság, mert a vizuális észlelés számára is hozzáférhető. A világegyetem megértésének elmélyülését a fény *intenzitásának* és *polarizációjának* különböző hullámhosszakon történő mérése tette lehetővé [2].

A csillagok fényességét jellemző mennyiség a sugárzás *F fluxusa*. Ez a teljes kisugárzott energia sugárzásra merőleges egységfelületen időegység alatt történő átáramlása. Ezt a csillag által egységnyi idő alatt kisugárzott energia, az *L luminozítás* határozza meg. A fényt abszorbeáló közeg hiányában

$$F = \frac{L}{4\pi r^2} \quad , \quad (2.1)$$

ahol *F* a fluxus, *L* a luminozítás, *r* a mérési pont távolsága a csillagtól. Ezt felhasználva két csillag abszolút fényessége közötti különbség a magnitúdó skálán

$$\frac{F_1}{F_2} = 10^{-0,4(m_1 - m_2)} \quad . \quad (2.2)$$

2.2. Opacitás

Mivel az *opacitás*, mint a fény (elektromágneses hullám) és az anyag kölcsönhatásának egy megjelenési formája, lényeges szerepet játszik a csillagok pulzációjának fenntartásában, illetve a nagy luminozítású és nagy tömegű csillagok instabilitásában, röviden áttekintjük az opacitást befolyásoló fizikai folyamatokat.

Az opacitás a sugárzás *szórásának* és *abszorpciójának* következménye [14].

Kötött–kötött átmenet során az atom fotont nyel el és egy alacsonyabb energiaszintről egy magasabb energiaszintre kerül. A két energiaszint különbsége megegyezik a foton energiájával. Ha a foton a csillag hidegebb rétegein halad át, akkor az abszorpció molekuláris szinten is végbe mehet a rezgési vagy a rotációs energia növelésével.

Kötött–szabad átmenet során a foton abszorpciójának fotoionizáció a következménye. Ekkor a belépő foton energiájának a kötött és szabad elektron energiája közötti különbséget kell fedeznie. Ez a folyamat szintén végbe mehet molekuláris szinten is.

Szabad–szabad átmenet akkor jön létre, ha a foton parabolikus pályán közelít meg egy szabad elektront. Lényeges, hogy egy szabad elektron nem képes a foton által hordozott energia és a lendület egyidejű elnyelésére; a közelben lennie kell egy atommagnak is.

Szórás akkor következik be, ha a foton elektronnal (Compton- vagy Thomson-szórás) vagy a hullámhossznál kisebb méretű molekulával (Rayleigh-szórás) találkozik.

Az opacitás lényeges szerepet játszik az anyag sugárzás hatására bekövetkező gyorsulásában a

$$g_{\text{rad}} = \frac{4\pi}{c} \int_0^{\infty} k_{\nu} H_{\nu} d\nu \quad (2.3)$$

összefüggés szerint, ahol $k_{\nu} = \kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}$ az abszorpcióból, illetve szórásból adódó opacitás, H_{ν} a sugárzás fluxusa.

Az opacitás részletes tárgyalása megtalálható a [16] műben.

2.3. Változócsillagok

A gondolkodás hajnalán változatlanok, és így tökéletesnek hitt csillagokat a ma felfedezője kevésbé tartja misztikusnak, de a megismerésük során feltáruló összefüggések mélysége hasonló csodálattal tölti el. A megfigyelési eszközök és módszerek fejlődése lehetővé tette, hogy a szabad szemmel még észrevehetetlen eltérések pontos rögzítésével egy új világ táruljon fel a kutató ember számára. A *változás* tanulmányozása a modern tudomány egyik legfontosabb aspektusa, hiszen egy megváltozott objektum legalább két állapotot feltételez, azaz több információt szolgáltat a kutatott jelenséggel összefüggésben. Csillagászati szempontból ezért fontos azoknak az égitesteknek a megfigyelése, amelyek paraméterei időben más-más értéket vesznek fel.

*Változócsillagok*nak azokat a csillagokat nevezzük, melyeknek valamilyen jellemzőjük időben változik (elsősorban a fényesség, de változhat a színkép valamely jellemzője is). A csillagokat a fényesség változás jellege alapján öt főcsoportba sorolják [9]:

- pulzáló változócsillagok,
- eruptív változók,
- kataklizmikus változók,
- fedési kettősök és
- rotáló csillagok.

A fényességváltozás eredete alapján beszélünk *intrinsic* illetve *extrinsic* okról. Emellett vannak *szabályos*, *félszabályos* és *szabálytalan* változást mutató csillagok.

A *pulzáló* változók sugara csökken, illetve növekszik egy, vagy több jellemző frekvenciának megfelelően. A radiális pulzáció mellett valamilyen mértékű nem-radiális pulzáció is felléphet. A kitöréses, vagy *eruptív* változók szabálytalanul és epizodikusan produkálnak valamilyen anyag kidobással (CME¹), vagy a korona más aktivitásával összefüggő tranziens jelenséget. Az osztályba tartozik [23] az FU Orionis, a γ Cassiopeia vagy az S Doradus (feltehetően LBV. I. 6.2. fejezet).

¹Coronal Mass Ejection

A *katakлизмikus* változók általában kettős rendszer tagjai, amelyekben fehér törpe van jelen. Ezeket az objektumokat a *Változócsillagok Általános Katalógusa* úgy határozza meg, mint amelyek a termonukleáris folyamatok instabilitásának következtében felszíni (nóvák), vagy mélyszerkezeti (szupernóvák) változáson mennek keresztül. Ezek a csillagok szintén gyakran köthetők fényes kék változókhöz.

A *fedési* változók szintén legalább kettős rendszerek részei, amelyekben a látóirányba eső átvonulás vagy fedés okozza a fényesség periodikus változását. A *Változócsillagok Általános Katalógusa* három osztályba sorolja őket. Legismertebb képviselőjük a β Persei (Algol), a β Lyrae és a W UMa.

A *rotáló* változóknak a csillag forgásból adódó fényesség változása valamilyen felszíni jelenséghez köthető, avagy az elliptikus alak következménye. A felszíni jelenség lehet mágneses változáshoz köthető foltok megjelenése, illetve ezek látóirányhoz viszonyított elfordulása. Az erről a felületről érkező sugárzás eltérő intenzitása jelenik meg a forgás során periodikus fényesség változásként. Legismertebb ilyen égitest a Nap, de hasonlóan magyarázható a BY Darcónis, vagy az FK Comae Berenices fényváltozása is,

A *fénygörbe* a fényváltozás időbeli lefutása, aminek fő jellemzője az *amplitúdó* és a *periódus*, azaz a fénygörbe elemzése ad lehetőséget a megfigyelések és a modellek kvantitatív összehasonlítására.

Érdekes jelenség, amikor egy szabályos pulzációt mutató fénygörbére egy kisebb amplitúdójú, nagyobb frekvenciájú változás modulálódik.

3. Periodikus jelenségek vizsgálata

A spektrálanalízis, illetve *idősorelemzés* azt vizsgálja, hogy a megfigyelt mintában található-e periodikusan ismétlődő komponensek, illetve megadja az ismétlődés frekvenciáját. A feltételezhetően periodikus adatsorok vizsgálatának egyik legelterjedtebb módszere a *Fourier-analízis*. Ennek lényege, hogy a vizsgált időintervallumban található összetett (felharmonikusokat is tartalmazó) periodikus függvényt egy integrállal helyettesítjük, pontosabban előállítjuk annak *Fourier-féle* transzformációját (dekompozícióját). Matematikai alakban:

$$FT [m(t)] = F(f) = \int_{-\infty}^{\infty} m(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad , \quad (3.1)$$

ahol $m(t)$ a periodikus fényesség változás szinuszos hullámainak összegzett függvénye, azaz

$$m(t) = \sum_{i=1}^n A_n \cos 2\pi (f_n t + \varphi_n) \quad . \quad (3.2)$$

A transzformáció a vizsgált függvényt, adott esetben a csillag változó fényességét, idő dimenzióból frekvencia dimenzióba képezi le.

A folytonos transzformáció időben folytonos jelet feltételez, és nem ad információt a periódus esetleges változásáról. A megfigyelések gyakoriságát a *mintavételezési frekvencia* jellemzi. Ahhoz, hogy elkerüljük a hamis periódusok kiértékelésben történő megjelenését, a mintavételezési frekvenciának el kell érnie a jel frekvenciájának legalább kétszeresét. A diszkrét *Fourier-transzformáció* valamely időben nem folytonos jellemző leképezésére alkalmas.

Ha változó periódusú fizikai jelenségekről kívánunk pontosabb információt szerezni, más módszerre van szükség. Az egyik lehetőség az ún. *wavelet-analízis*. Ezzel a módszerrel az amplitúdó, a periódus és a fázis időbeli változása is nyomon követhető. A wavelet-transzformált az ún. ablakozott Fourier-transzformálthoz hasonló, azonban az utóbbi módszernél az idő-, illetve frekvencia tartománybeli felbontás állandó, addig a wavelet-transzformáció során ez változik, mégpedig az ablak szélessége a próbafrekvenciával fordítottan (a próbaperiódussal egyenesen) arányos. Ezt a diagramok értékelésénél is figyelembe kell venni, mert így azok nem csak a fizikai jelenség, hanem az azt vizsgáló módszer jellemzőjét is tükrözik: alacsony frekvenciáknál időben, míg magasaknál a frekvencia dimenzió mentén „nyúlik” meg a wavelet képe.

Egy $m(t)$ valós függvény wavelet transzformáltját a

$$W(b, a) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} m(t) g^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt \quad (3.3)$$

összefüggés adja. Az a és b paraméterek befolyásolják a próbafüggvény viselkedését a vizsgált tartományban: eltolják illetve nyújtják azt, szemléletesen.

A fenti két, összetett matematikai apparátussal rendelkező módszer mellett más eszközök is léteznek a periódus kimutatására. Ilyen az ún. O–C diagram módszer, ahol a megfigyelt és a számolt fényesség minimum (fedési kettősök), vagy maximum (pulzálók) időpontjának eltérését ábrázoljuk az idő függvényében. A görbe jellegéből következtethetünk a fényváltozás periódusára. A legkisebb négyzetek módszere, a sztringhossz módszer vagy a főkomponens analízis alkalmazása más-más esetekben célszerű és az adatsor eltérő aspektusára világíthat rá.

3.1. Fourier-analízis

Bár a módszer geometriai formában felfedezhető a bolygómozgás Hipparkhosz–Ptolemaiosz-féle epiciklus modelljében (*Almagest*) [10], annak modern megalapozása Joseph FOURIER nevéhez fűződik, aki az 1815-ben megjelenő, *A hő analitikus elmélete* című munkájában trigonometrikus függvények bevezetésével vizsgálta a hő áramlását szilárd anyagokban.

A Fourier-féle felbontás *alkalmazása* mellett célszerű röviden összefoglalni a módszer matematikai hátterét [7].

Ha f és g folytonos függvények az (α, β) véges intervallumon, akkor *belső szorzatuk* alatt az

$$\langle f | g \rangle = \int_{\alpha}^{\beta} f(t) g^*(t) dt \quad (3.4)$$

összefüggést értjük, ahol $g^*(t)$ a $g(t)$ függvény komplex konjugáltja. Ha g valós függvény, akkor $g^* = g$.

Ortogonalis függvényeknek nevezzük azokat a függvényeket, melyekre $\langle f | g \rangle = 0$. Legyen $\{\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots\}$ ortogonalis függvények egy halmaza. Ekkor

$$f(t) = \sum_k c_k \phi_k(t) \quad . \quad (3.5)$$

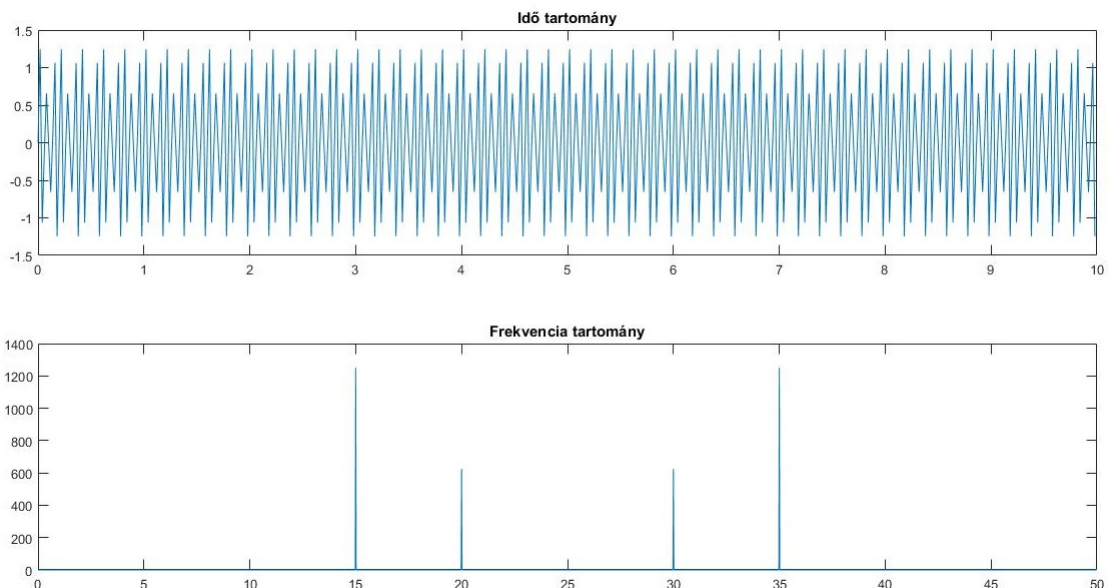
Ez hasonló pl. egy háromdimenziós térbeli vektor *bázis vektorokkal* történő előállításához, ahol $\mathbf{v} = v_1 \mathbf{i} + v_2 \mathbf{j} + v_3 \mathbf{k}$.

FOURIER sejtése az volt, hogy (matematikailag pontosan definiált) tetszőleges $u(x)$ függvény előállítható legfeljebb végtelen sok szinusz és koszinusz függvény *lineáris kombinációjaként*, azaz

$$u(x) = a_0 + a_1 \cos cx + b_1 \sin cx + a_2 \cos 2cx + b_2 \sin 2cx + \dots \quad . \quad (3.6)$$

Összehasonlítva 3.1 és 3.5 formulákat látszik, hogy egy függvény Fourier-féle előállítása azt jelenti, hogy a függvényt a komplex $e^{-i2\pi ft}$ bázisban írjuk le, tehát a különböző összetevő frekvenciák nagysága szerint. A bizonyítás néhány újabb fogalom bevezetésével felírható.

A módszert szemléleti az $x = \sin 2\pi 15t + 0.5 \sin 2\pi 20t$ függvény felbontása, ahol $f_1 = 15$ és $f_2 = 20$ és $t \in [0, 50]$ (3.1. ábra). Áttérve frekvencia tartományra, megkapjuk az adott jel Fourier-komponenseit.



3.1. ábra. A diszkrét x függvény idő és frekvencia tartományban ($F_s = 50 \text{ s}^{-1}$)

A Fourier-transzformáció módosított változata az ún. *ablakozott Fourier-analízis*. Ennek lényege, hogy a transzformációt nem a teljes idő tartományon, hanem annak egy részintervallumán végezzük el, majd az ablakot eltolva újabb kiértékelést végzünk. Így a teljes tartomány lefedhető.

3.2. Wavelet-analízis

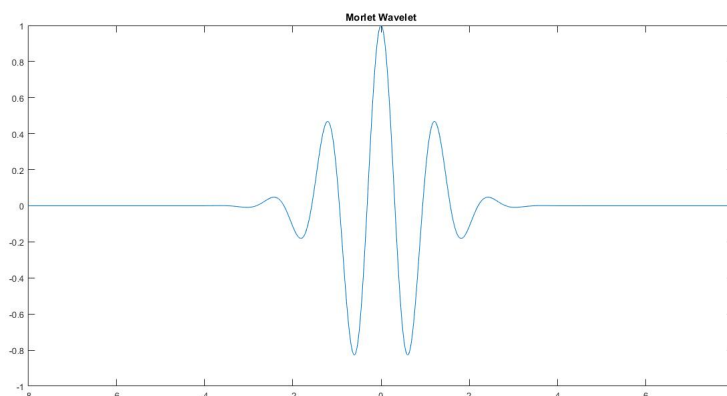
A Fourier-elemzés megfelelő eszköz időben nem változó periódusú jelek feldolgozásához, de a frekvencia változásáról nem ad információt.

A wavelet analízis megalapozása a '80-as évekre tehető [27]. A geológiai vonatkozású adatokra történő alkalmazás után terelődött a matematikusok figyelme az új módszer kutatásának, az elmélet pontosításának irányába. A fejlődés fontos állomása 1988. Ekkor Ingrid DAUBECHIES, belga matematikus, fizikus összeállította a róla elnevezett wavelet bázist, ami már a matematikai precizitásnak is megfelelt, és számos gyakorlati problémával kapcsolatban adott használható eszközt. A másik fontos momentum, hogy a francia Stéphane MALLAT jelfeldolgozással foglalkozó specialista és Yves MEYER matematikus *általános módszert* adott *wavelet bázis* konstruálására. Ezek az eredmények jelentős előrelépést hoztak mind a mérnöki alkalmazás, mind a matematikai tárgyalás szempontjából; lehetővé vált a *nem-stacionárius* jelek feldolgozása és értelmezése precízen kidolgozott matematikai apparátus segítségével. A wavelet analízis felhasználási területi köze tartozik a különböző jelek és idősorok feldolgozása, mint pl. a digitális hang feldolgozás vagy a csillagászat.

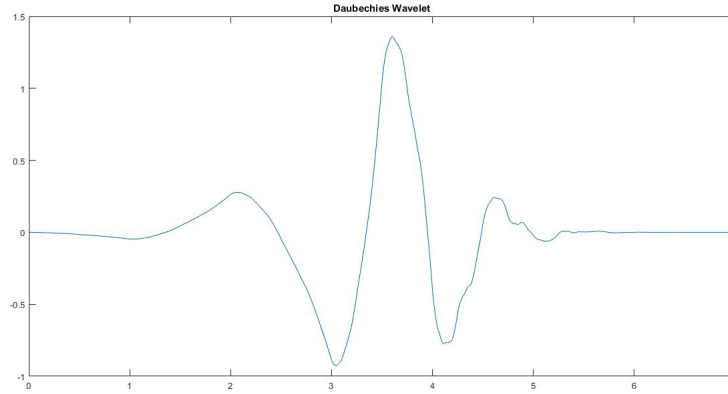
A módszer alkalmazásának megértéséhez célszerű röviden összefoglalni a lényeges ismereteket. Egy wavelettel kapcsolatban két alapvető koncepció érvényesül:

1. hullám jellegű, azaz oszcillál, illetve
2. nullától különböző amplitúdó értéket csak véges intervallumon (rövid ideig) vesz fel.

Az oszcillátor tulajdonság alapján valamilyen harmonikus függvény adódik kiindulás képpen a tervezés folyamán. A 3.2. és a 3.3. ábrán két különböző wavelet látható.



3.2. ábra. A Morlet wavelet



3.3. ábra. *Db4* wavelet

A gyakorlatban számos általános programcsomag áll rendelkezésre, melyek könyvtárában több wavelet család kapott helyet, így adott problémához kiválaszthatjuk a megfelelőt.

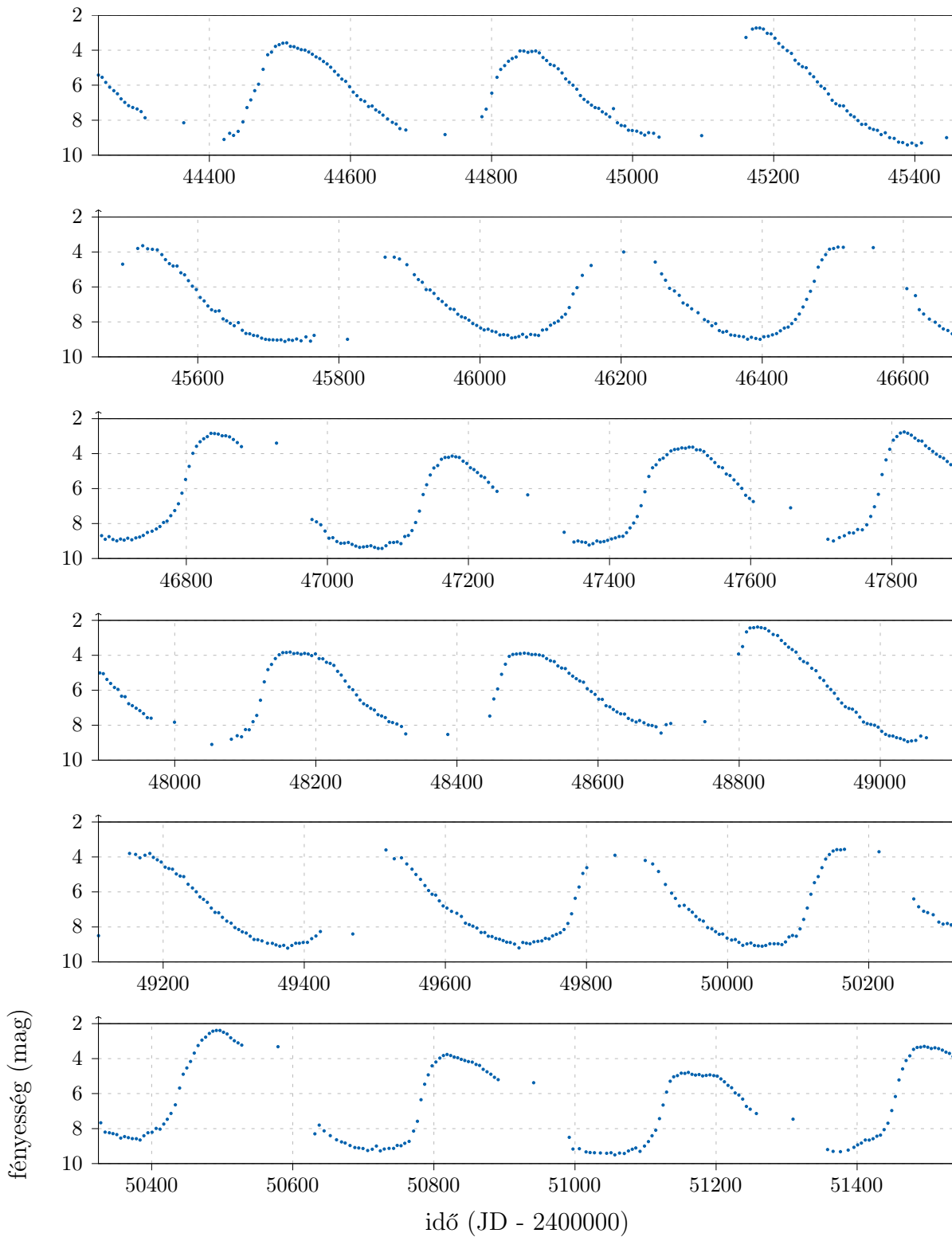
3.3. Digitális jelfeldolgozás, idősorok

Ha a jelenség megfigyelése nem terjed ki a teljes $t \in \mathbb{R}$ idő kontinuumra, *diszkrét mintavételezésről* beszélünk. Ez azt jelenti, hogy két megfigyelés között a folyamat jellemzőire interpolációval következtethetünk. Időfüggő periodikus jel diszkrét mintavételezéssel előállított adatsora az *idősor*. A megfigyelés gyakorisága, tehát a *mintavételezési frekvencia* jelentősen befolyásolja a kinyerhető információ használhatóságát. Ha a periodikus jelenség frekvenciája nagyobb, mint a megfigyelési gyakoriság fele, azaz $F_s/2 < f$, akkor az eredeti idősorban nem létező periódusok jelennek meg feldolgozás után. Ez a jelenség az *aliasing*. SHANNON mintavételezési tételét kell figyelembe venni, illetve a *Nyquist-kritérium*nak kell teljesülnie ahhoz, hogy értékelhető mintát kapjunk.

A fent ismertetett módszerek jól használhatók változócsillagok fénygörbéinek elemzése során.

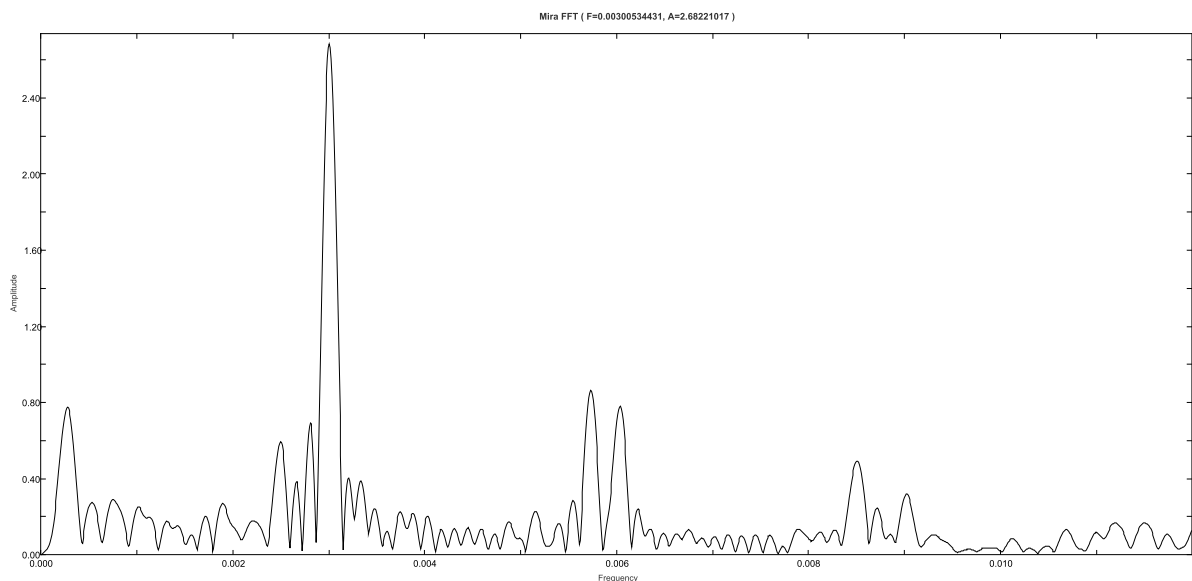
4. Pulzáló és félszabályos változók

Az első megfigyelés D. FABRICIUS pásztor nevéhez fűződik, aki 1595 augusztusában figyelt fel az *o Ceti* fényességének megváltozására [2]. A jelenség a változatlanul hitt csillagok világában szokatlan volt, a csillag ezért lett *Mira* (4.1. ábra), amely később a változók egy egész osztályát képviselte (Mira-típusú változók), illetve a hosszú periódusú (100-700 nap) változók prototípusa lett. A hosszú periódusú változók másik csoportját a *félszabályos változók* képviselik.



4.1. ábra. *o Ceti* 5 naponként átlagolt fénygörbe (adatok: AAVSO)

A 4.2. ábrán a Mira Period04 programmal készült frekvenciaspektruma látható. Az alaprezgés frekvenciája 0,003 00 ciklus/nap, ami ~ 333 napos periódusnak felel meg.



4.2. ábra. *o Ceti* frekvenciaspektrum (Period04)

4.1. A radiális pulzáció fizikája

A csillagok pulzációját elsősorban az anyag *radiális elmozdulása* okozza. Ez a közegben terjedő hanghullám. A pulzációs mechanizmus [2] alapján röviden az alábbiakban foglalható össze.

Az adiabatikus hangsebesség

$$v = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad , \quad (4.1)$$

ahol ρ az R sugarú csillagmodell állandónak feltételezett sűrűsége, P a nyomás. Állandó sűrűség mellett a hidrosztatikai egyensúlyt a

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho}{r^2} = -\frac{4}{3}\pi G \rho^2 r \quad (4.2)$$

összefüggés adja. Ekkor $P = 0$ határfeltétellel

$$P(r) = \frac{2}{3}\pi G \rho^2 (R^2 - r^2) \quad . \quad (4.3)$$

Így a Π pulzációs periódus

$$\Pi \approx 2 \int_0^R \frac{dr}{v} \approx 2 \int_0^R \frac{dr}{\sqrt{2/3\gamma\pi G \rho (R^2 - r^2)}} \quad , \quad (4.4)$$

azaz

$$\Pi \approx \sqrt{\frac{3\pi}{2\gamma G \rho}} \quad . \quad (4.5)$$

A 4.5 összefüggés a *periódus-átlagsűrűség* reláció, amely azt mutatja, hogy a pulzációs periódus



4.3. ábra. Csillagászati fotólemezek kiértékelése 1900 körül (forrás: AAVSO)

fordítottan arányos az átlagos sűrűséggel. Ez az összefüggés húzódik meg a Henrietta Swan LEAVITT által felfedezett (4.3. ábra) *periódus–fényesség reláció* mögött is.

A csillaganyagban kialakuló hanghullám *állóhullám*. Mivel a rezgést környezetétől el nem határolható fizikai közeg végzi, az *alaprégés* mellett számos *felharmonikus* (az alaphang egész számú többszöröse), illetve *felhang* (az alaprégés frekvenciájának nem egész számú többszöröse, ami a csillag inhomogén sűrűségének a következménye) alakul ki, számos *diszharmonikus* mellett.

A radiális rezgés elsősorban a csillag felszínéhez közeli anyag mozgását jelenti, és az energia nagy része az alaprégés frekvenciájához kapcsolódik. Ebből adódik, hogy csillagászati szempontból az alaprégés, illetve az első és legfeljebb a második felhang játszik szerepet a mechanizmusok vizsgálatában.

4.2. Pulzációs mechanizmusok

A pulzáció hajtóerejének magyarázatára két alapvető modell létezik.

A κ -mechanizmus lényege [2], hogy az ún. *részlegesen ionizált zónában*, egy a hőerőgépekéhez hasonló mechanizmus van jelen. Ez azt jelenti, hogy ha egy szferikus gágréteg tágul, és $\oint P dV > 0$, akkor a réteg munkát végez a környezetén, fenntartva így a pulzációt. Ha a réteg munkája $\oint P dV < 0$, azaz a réteg munkája negatív, az a pulzáció amplitúdójának csökkenését eredményezi. Ha az összes munka negatív, a pulzáció megszűnik.

A részlegesen ionizált zónában történő munkavégzés jelentős részben nem a gáz hőmérsékletét növeli, hanem további ionizációhoz vezet. Ebből az adódik, hogy a κ opacitás növekszik, így a nyomás növekedés hatására a réteg hőt vesz fel, amit a tágulás során lead, így újabb sugárirányú, de ellentétes értelmű elmozdulás következik be.

Az opacitással számoló modellek lényeges szerepet kapnak a *fényes kék változók* (l. 6.2. fejezet) működési mechanizmusainak megértése során is.

A γ -mechanizmus lényege [9], hogy az energiatermelésben szerepet játszó fúziós folyamat *fúziós*

rátája változik meg. A fúziós ráta az egységnyi térfogatban egységnyi idő alatt lejátszódó magreakciók száma, ami a bombázó, illetve *target* részecskék koncentrációja mellett elsősorban a sebességeloszlástól és a sebességre átlagolt hatáskeresztmetszettől,

$$r = n_a n_x \langle \sigma v \rangle \quad (4.6)$$

szerint függ. Ez a réteg felmelegedéséhez vezet, majd táguláshoz; a tágulás során csökken a fúziós ráta, majd lehűlés, és összehúzódás következik be.

4.3. Nem-radiális pulzáció

Ha a radiális pulzáció nem állandó sűrűségű réteget érint (és a valóságban ez történik), akkor szferikus hullámok alakulnak ki. Ezeket az $Y_l^m(\theta, \phi)$ harmonikus függvény valós része írja le [2]. Itt l egy nem-negatív egész, m egy $-l$ és l közé eső $2l + 1$ értéket felvehető szám. Ez azt jelenti, hogy létezik l számú, a csillag felszínén lévő *csomóvonal* (itt $\delta r = 0$), ahol $|m|$ számú a pólusokon megy át, és $l - |m|$ számú párhuzamos az egyenlítővel. Ha $l = m = 0$, akkor a pulzáció tisztán radiális.

A csillag felszínével párhuzamosan terjedő hanghullámok a *p-hullámok*, amelyeket a nyomáskülönbség tart fenn, míg az *f-hullámok* a felületi gravitáció periodikus változása gerjeszti.

A *p-hullámok* szögsebessége két csomóvonal között az *akusztikus frekvenciával* közelíthető, ami

$$S_l = 2\pi \left[\frac{v}{2\pi / \sqrt{l(l+1)}} \right] = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \frac{\sqrt{l(l+1)}}{r}, \quad (4.7)$$

ahol v a 4.1 összefüggéssel adott adiabatikus sebesség. Mivel a hangsebesség a hőmérséklettel arányos, a csillag mélyebb rétegeiben nagy az akusztikus sebesség, míg a felszín közelében alacsonyabb. A *p-hullámok* kialakulásában az S_l átlagos nagysága dominál, amit a rezgésben leginkább szerepet játszó zónák határoznak meg.

Ha a csillag forgásától eltekintünk, a pulzációs periódus csak a radiális módusok számától és l -től függ. A periódus m -től független, mert nincs olyan forgás, amelynek határozatlan lenne a pólusa vagy egyenlítője, így m -nek nincs fizikai jelentősége ebben a modellben. Azonban forgó csillag esetén maga a forgás jelöli ki a pólust, illetve egyenlítőt, így a hullámok terjedése egyenes, illetve retrográd irányba történhet (ezt jelzi az m meghatározásában szereplő előjel). Az, hogy a hullámok milyen arányban oszlanak el a két irány mentén, a forgás Ω szögsebessége határozza meg.

A szferikus hullámok részletes tárgyalása megtalálható [15] műben.

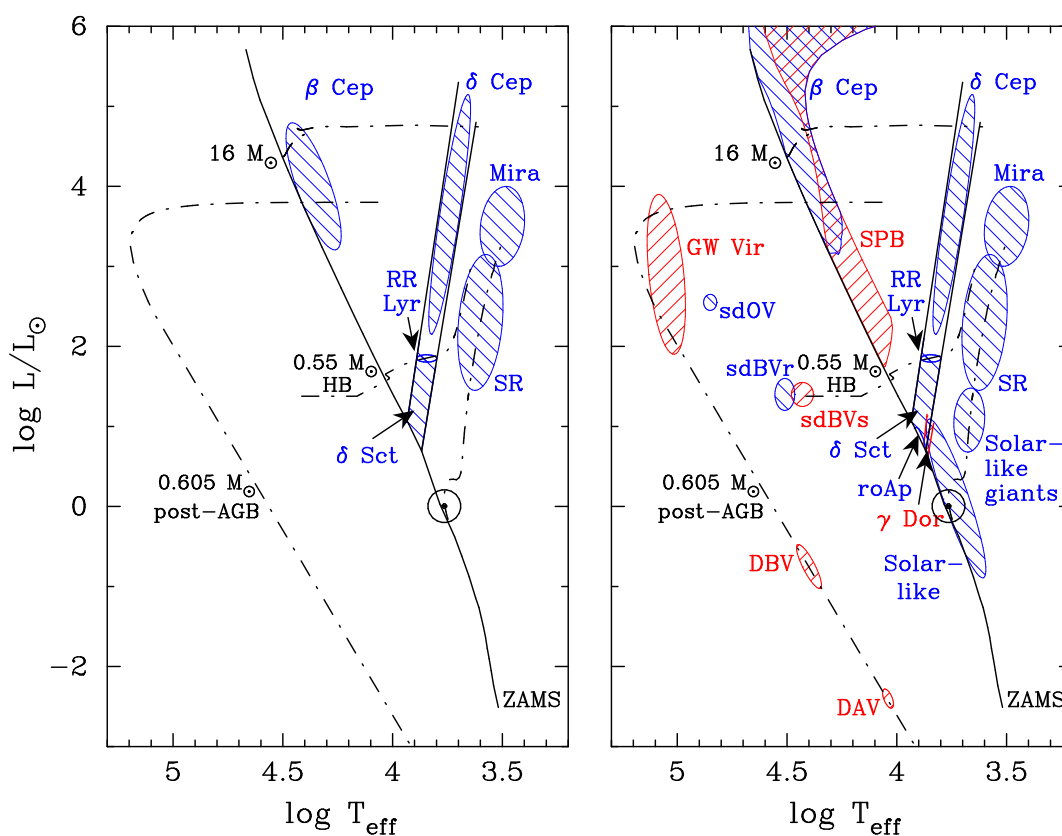
A harmadik hullámtípus a *g-hullám*. Ez szintén gravitációs eredetű (l. *f-hullámok*), azonban ezt nem felületi, hanem a csillag mélyében kialakuló gravitációs zavar tartja fenn, és lényegében a körülhatárolt térrészekben található anyag hidrosztatikai nyomással összefüggő viselkedésével

függ össze (úszás). A frekvencia nagyságát formálisan a *Brunt–Väisälä-frekvencia* írja le:

$$N = \sqrt{-Ag} = \sqrt{\left(\frac{1}{\gamma P} \frac{dP}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr}\right) g} \quad (4.8)$$

A csillag centrumában a g gravitációs gyorsulás eltűnik, illetve a konvekciós zóna határán (ahol $A = 0$) szintén nulla. Az N felhajtóerő különbségből adódó pulzációs frekvencia azokban a zónákban fejt hatását, amelyek stabilabbak a konvekció által okozott zavarra. A fenti egyenletben $A < 0$ esetén nincs konvekció, míg $A > 0$ esetén a felhajtóerőből származó periódus nem értelmezhető.

A pulzáció különböző mechanizmusainak tanulmányozása elvezet a *helio-*, illetve *asztroszeizmológia* területére. Egy konkrét objektum szeizmikus modelljét összevetve a fotometriai és spektroszkópiai mérésekkel, a modellek és elmélet lényeges pontosítása érhető el.



4.4. ábra. Pulzáló változók a HRD-n 40 éve (balra) és manapság (jobbra) (forrás: [6])

4.4. Fél szabályos változók

A hosszú periódusú pulzációs változóknak megismert mechanizmusok létezését feltételezhető a *fél szabályos* változóknak lezajló folyamatok hátterében is, azonban az egyensúly, így a szabályos pulzáció kialakulását *nem-egyensúlyi* folyamatok zavarják meg.

A *Változócsillagok Általános Katalógusa* négy fél szabályos változó típust különböztet meg: SRa,

SRb, SRc, SRd.

Az SRa és SRb csillagok óriások, míg az SRc osztályba szuperóriás változók tartoznak. A Mira-típusú változók és az SRa változók fő különbsége az, hogy az előbbiek amplitúdója kisebb 2,5 mag -nál [23]. A mirák és az SRa-k fénygörbéje is sokszor csak szubjektíven különböztethető meg. Az SRb osztályba az SRa-hoz hasonló csillagok tartoznak, kevésbé határozott periódussal. Az SRa és SRb osztályba jellemzően M, S és C színképosztályú csillagok sorolhatók, azonban ezekben a C részaránya lényegesen nagyobb, mint a mirákban. Ez azzal magyarázható, hogy a csillagatmoszférában a molekuláris abszorpció fázisfüggő. A hűvösebb, oxigénben gazdag csillaglégkörben domináló TiO vonalak jelentősen felerősödnek a minimum környékén, ami az amplitúdó növekedését eredményez, ezzel közelítve a fénygörbét a mirákéhoz (l. fent). A szénben gazdag változók esetén ez a mechanizmus hiányzik, így azok amplitúdójának nagysága jól elkülöníthetővé teszi ezt a típust a Mira-típusú változóktól. Az SRa és SRb változókat szintén a mirákhoz teszi hasonlóvá, hogy nem mutatnak emissziós vonalakat.

Az SRa és SRb típusok tömegük vonatkozásában is nagy heterogenitást mutatnak, a gömbhalmazokban és az AGB ágon találhatóak, a miráknál fényesebbek. A lokális rendszerben végzett sebességmérések alapján ezek gömbhalmazoknál fiatalabb kora adódott.

Az SRC osztályba tartozó félszabályos változók progenitora $8 M_{\odot}$ -et elérő csillag lehet. Mint később látjuk (6. fejezet), ez az a határ, ahol a csillag fejlődése nagy valószínűséggel szupernóva kialakulásához vezet. Ezek a csillagok jó közelítéssel a periódus–fényesség relációt is követik. Az SRd osztályba F, G és K színképosztályú óriások és szuperóriások tartoznak, melyek színképben esetenként emissziós vonalak is megfigyelhetők. A fémekre jellemző emissziós vonalak és az amplitúdó nagy szórása alacsony metallicitásra és a mirákhoz való hasonlóságra utal.

A félszabályos változók nem-lineáris tulajdonságaival foglalkozik [1]. A pulzációs mechanizmusok klasszikus leírása [3] műben található.

5. Y Lyncis

Az *Y Lyncis* egy SRc osztályú, $M5^2$ I-IIb típusú csillag. A félszabályos változók fényességének amplitúdója és frekvenciája a csillag belsejében lejátszódó periodikus folyamatokra utal. A vizsgálat lényege a fényességváltozás paramétereinek meghatározása, később pedig a változást magyarázó modell összeállítása, pontosítása. Az 5.1. ábrán az *Y Lyn* vörös szűrővel készült felvétele látható az égbolt $7,5'' \times 7,5''$ nagyságú területén. A középpont koordinátái 07 28 11.61 +45 59 26.2 (J2000).

²AAVSO SRc M6S1b-II



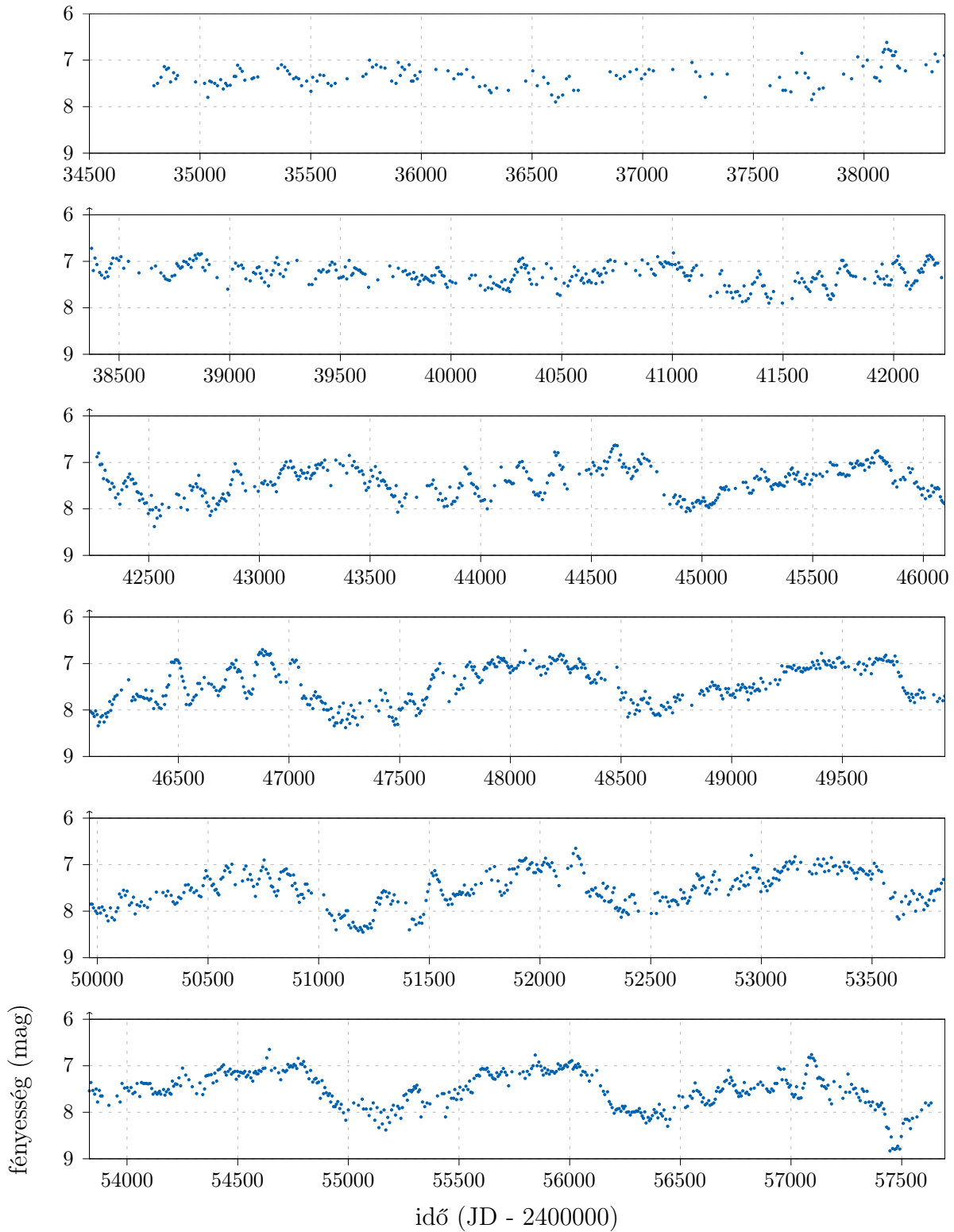
5.1. ábra. *Y Lyn* (forrás: AAVSO STScI)

A változó csillagok fényességének megfigyelési adatait az AAVSO³ teszi hozzáférhetővé az *AAVSO International Database (AID)* szolgáltatásán keresztül. Az adatbázis 18 millió vizuális, PEP és CCD észlelés adatait tartalmazza, hatezer észlelő hatezer objektumra és sok esetben több, mint 100 év gyűjtésére vonatkozó megfigyelése alapján.

Az adatok letöltéséhez grafikus kereső felületet biztosítanak. A letöltéshez meg kell adni az objektum csillagászati azonosítójelét (AUID), a lekérdezés intervallumát (JD), a fájl formátumára, illetve a letöltést kezdeményező személyére vonatkozó néhány adatot.

Érdekesség, hogy az *Y Lyn* első magyar fényességi adata 1972. április 08. (19:12:00.0 UT) dátummal került az adatbázisba. Az *Y Lyncis* egy SRc osztályú, M5 I-IIb típusú csillag. A félszabályos változókra jellemző, hogy fényességük amplitúdója és frekvenciája is a csillag belsejében lejátszódó periodikus folyamatra utal. A vizsgálat lényege a fényességváltozás paramétereinek meghatározása, később pedig a változást magyarázó modell összeállítása, illetve pontosítása. Az 5 naponként átlagolt fénygörbe az 5.2. ábrán látható.

³American Association of Variable Star Observers



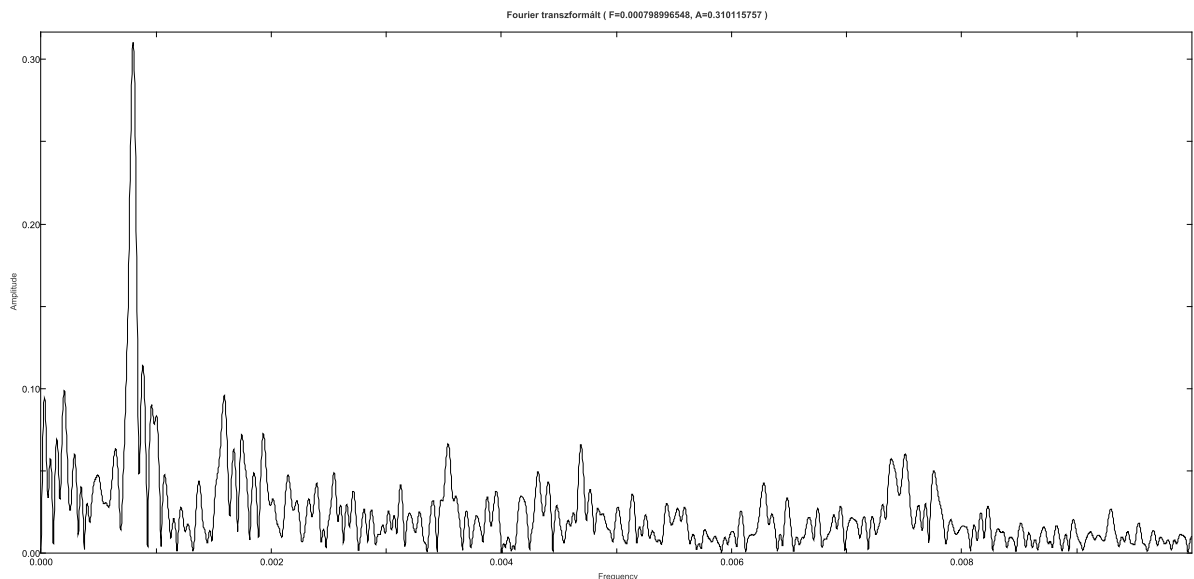
5.2. ábra. Y Lyn 5 naponként átlagolt fénygörbe (adatok: AAVSO)

A fénygörbe összetett, harmonikusokból, felhangokból és zajból álló jelsorozat. Frekvencia tartományba transzformálva ezekről a komponensekről nyerhető információ. Az adatok letöltése szököz karakterrel elválasztott mezőket, és soronként egy rekordot tartalmazó fájlban történt. A kiértékelés előtt szükség van az adatok előfeldolgozására. Olyan fájl szeretnénk előállítani,

amely csak a mérés időpontjára és a fényességre vonatkozó adatokat tartalmaz, soronként két szóközzel elválasztott valós szám formájában. Az eredeti, adatbázisból letöltött fájl 15095 rekordot tartalmaz. Ezt egy olyan reguláris kifejezéssel szűrve, amely csak egy szóközzel elválasztott két valós számra illeszkedik, a rekordok száma 15072-re csökken. Valóban található 23 olyan fényesség adat, amelyet ' $<$ ' (kisebb) szimbólum előz meg.

Az előfeldolgozás részét képezi az adatok átlagolása. Ezzel feltételezésünk szerint információvesztés nélkül csökkenthető az adatok mennyisége. [26]

Az Y Lyn frekvencia spektruma az 5.3. ábrán látható.

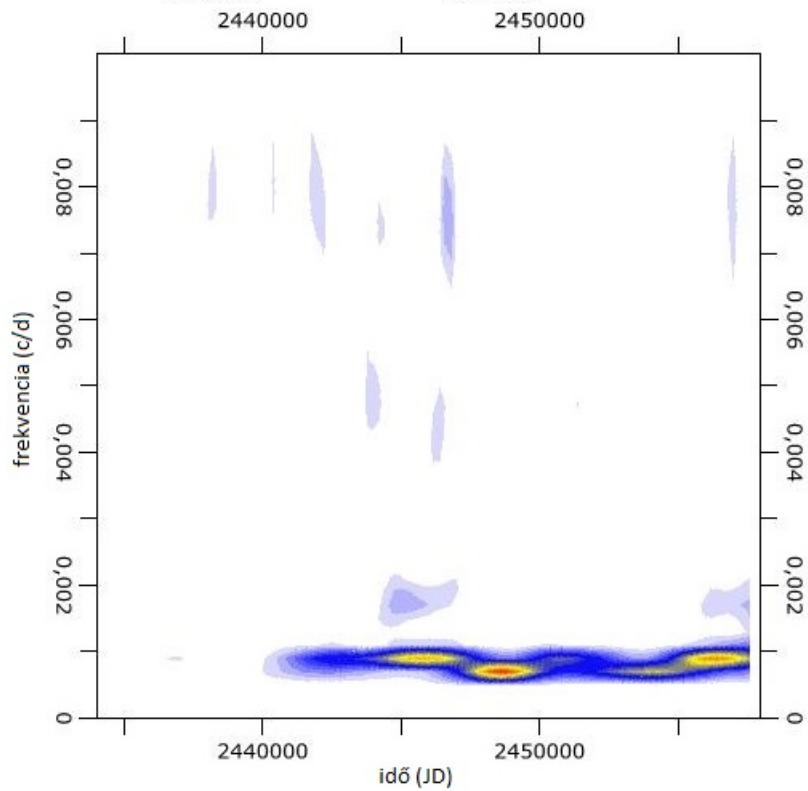


5.3. ábra. Az Y Lyn frekvencia spektruma

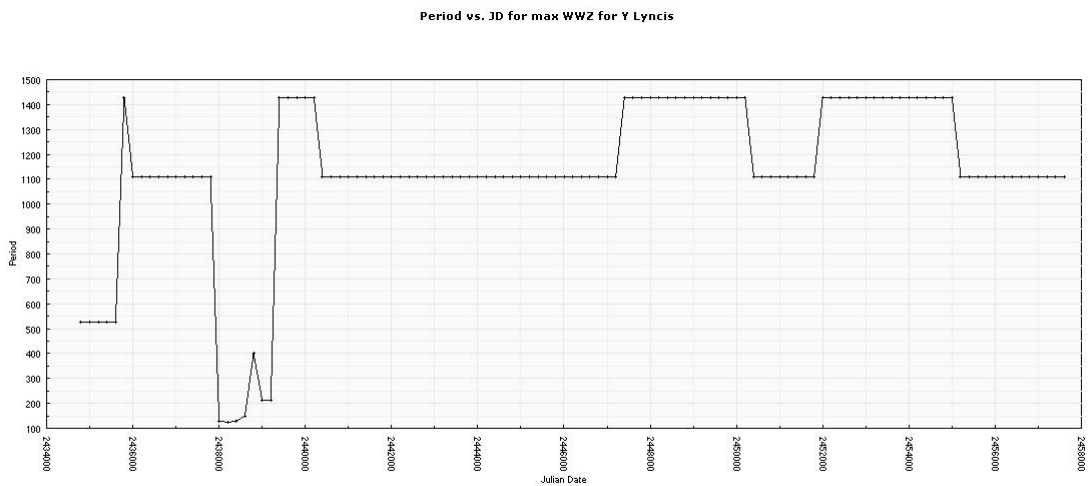
A legerősebb komponens $0,000\ 798\ c/d$ és $0,310$ amplitúdóval jelenik meg. A $\sim 0,0008$ napi ciklus 1250 napos periódusnak felel meg.

Az 1190 ± 30 napos periódus mellett, részintervallumok vizsgálatával rövidebb, 595 , 214 és 133 napos ciklusok is kimutathatók voltak [11].

[17] cikkben bemutatott vizsgálatok alapján a $137,4$ napos periódus mellett egy $1258,7$ napos hosszú, másodlagos periódus (LSP) mutatható ki.



5.4. ábra. Az Y Lyn wavelet diagramja (WinWWZ)



5.5. ábra. Az Y Lyn periódus diagramja (WinWWZ)

6. Nagy tömegű csillagok fejlődése

A protocsillag kialakulásától a fősorozaton át tartó, és meghatározott állapotban véget érő csillagfejlődés jelentősen függ az M_{init} kezdeti tömegtől. A kezdeti tömegnek létezik egy felső

határa, amit meghaladva a csillag biztosan szupernóvaként fejezi be fő fejlődési szakaszát. Ez $M_{\text{init}} \gtrsim 8 M_{\odot}$. Nagy tömegűnek az ennél nagyobb kezdeti tömegű fősorozati (jellemzően B2-nél korábbi típusú) csillagok tekinthetők.

6.1. Szupernóvák

A nagy tömegű csillagokat magas centrális hőmérséklet és nagy luminozitás jellemzi; így fejlődésük viszonylag rövid idő alatt végbemegy. Színképükben erős emissziós vonalak láthatók, amit vizsgálva a fotoszféra anyagát nagy sebességgel szétterítő áramlásra („csillagszél”) lehet következtetni. Az erős áramlás oka a nagy luminozitással összefüggő nagy sugárnyomás. A megfigyelések feldolgozása alapján ezek csillagok a Hertzsprung–Russell diagram (HRD) felső területén találhatóak.

A $8 M_{\odot}$ alatti csillagok centrális hőmérséklete nem éri el a C fúziójához szükséges mértéket. Az aszimptotikus óriáságon (AGB) fejlődve ezek a csillagok elveszítik külső héjukat és szén-oxigén fehér törpék (WD) alakulnak ki.

Azonban [9] a $8 M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegű csillagok centrális hőmérséklete elég magas a szén és – pontosabb számítások szerint – a neon fúziójának megindulásához. A folyamat előrehaladása során mind nehezebb elemek kerülnek fúzióra alkalmas állapotba, azonban ezek energiamélege kisebb. Az egyensúly úgy tartható fenn, hogy a fúziós ráta (l. 4.6) növekszik, azaz a csillag egyre gyorsabban használja el nukleáris tüzelőanyagát. A folyamat egy vasban erősen feldúsult mag („vasmag”), illetve az e felett elhelyezkedő, inhomogén kémiai összetételű, jellegzetes hagymahéjszerkezet kialakulásához vezető állapot eléréséig tart. A vasmag tömege tovább növekszik, azonban a fúzió leállása után már nem képes a hidrosztatikai egyensúly fenntartására⁴. A mag kollapszusával járó folyamat eredménye (kollapszár) *szupernóva*.

A szupernóva eseményt a kezdeti tömeg determinálja: a $8 M_{\odot}$ -nél nagyobb csillagok végállapotában kialakuló vasmagban, elérve a $\sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$ sűrűséget és a $\sim 8 \times 10^9 \text{ K}$ hőmérsékletet, létrejönnek a gyenge kölcsönhatás által meghatározott *inverz béta bomláshoz* ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$) szükséges feltételek. Ez a folyamat a *neutronizáció*.

A folyamat során a csillag magjában lecsökken az elektronok, így az elfajult elektronok sűrűsége. Mivel az egyensúly fenntartásában az elfajult elektrongáz nyomása jelentős szerepet játszik, a megváltozott feltételek következményeként *gravitációs kollapszus* következik be. A vasmag tömege ekkor a Chandrasekhar-tömeg körüli érték, sugara $\sim 0,01 R_{\odot}$. A kollapszus időtartamát a szabadesés időskálája adja ($\sim 1 \text{ s}$). A teljessé váló neutronizáció egy Chandrasekhar-tömegű neutroncsillagot hagy maga után.

A neutronok kollapszus hatására történő elfajulása $\sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$ sűrűségnél következik be. Ekkor a nyomás hirtelen megnövekedését a kollapszus lassulása követi, míg a mag feletti, nem-elfajult gáz sebességét megtartva zuhan a mag felé. Az így becsapódó anyag gyakorlatilag visszapattan,

⁴A csillag magtömegének kémiai összetételétől függő legnagyobb értékét a *Schönberg–Chandrasekhar-határ* adja, ami izotermikus, inaktív He magra $M_c \approx 0,1M$, ahol M a csillag tömege. Azaz egy ilyen mag a csillagtömeg nagyjából 10 %-át képes megtartani.

és a centrum felé zuhanó anyaggal ütközve nagy sűrűségű, kifelé növekvő sebességgel terjedő *lökéshullámot* hoz létre. A lökéshullám energiája a burok hőmérsékletének ($T_{\text{init}} = 10^5$ K) és mozgási energiájának növelésére fordítódik, így a burok $\sim 10\,000$ km/s sebességgel ledobódik. A magkollapszus során felszabaduló gravitációs energia $\sim 10^{55}$ erg. Az energiamérleg meghatározásakor figyelembe kell venni, hogy

- a neutrínók lényeges szerepet játszanak az energiatranszportban, illetve hogy
- a burokban is lejátszódnak fúziós folyamatok.

Így a burok tágulására és felfűtésére fordítódó energia nagyságrendje 10^{51} erg.

Adiabatikus tágulás során a burok néhány hét alatt kihűlne, tehát a burok luminozitása, ennek megfelelően fényessége is lecsökkenne. Azonban a robbanás során végbemenő *nukleoszintézissel* jelentős mennyiségű ^{56}Ni is keletkezik. Ez ^{56}Co izotóppá (6,1 nap felezési idővel), utóbbi pedig ^{56}Fe izotóppá (77,7 nap felezési idővel) bomlik. E radioaktív bomlási lánc kialakulása következtében a ledobott burok hosszú ideig magas hőmérsékletű marad, így hónapokon keresztül sugároz. Ez a szupernóva *fotoszferikus fázisa*.

A robbanás után 3-4 hónappal a burok opacitása jelentősen csökken és átlátszóvá válik: a remanens objektum sugárzása nem lép számottevő kölcsönhatásba a ledobott anyaggal. Ez a szupernóva *nebuláris fázisa*. A kisugárzott energiát ekkor lényegében már csak a radioaktív ^{56}Co fedezi. A bomlás

$$L = \frac{dn}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (6.1)$$

formulája és a bolometrikus fényességre vonatkozó

$$m_{\text{bol}} = m_{\odot, \text{bol}} - 2,5 \log_{10} \frac{L}{L_{\odot}} \quad (6.2)$$

összefüggés alapján adódik, hogy

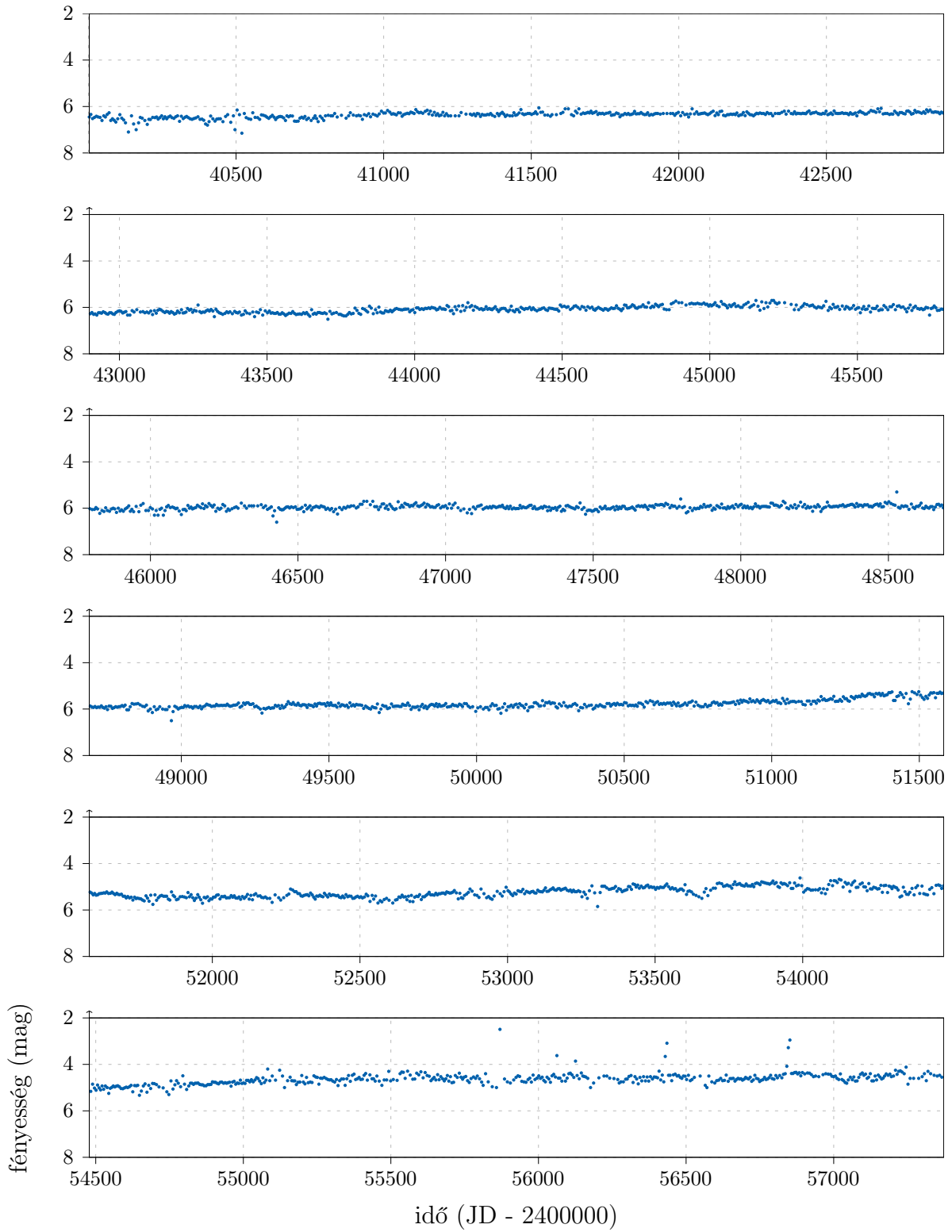
$$\frac{dm_{\text{bol}}}{dt} = \frac{2,5\lambda}{\ln 10} = 0,01 \text{ mag/nap} \quad . \quad (6.3)$$

A késői fényességváltozásra vonatkozó összefüggések ezt alátámasztják, azaz a fényváltozás valóban a fenti összefüggésnek megfelelő meredekségű.

6.2. Fényes kék változók

A fényes kék változók⁵ 1 mag-nál nagyobb szabálytalan fényesség változást mutató eruptív csillagok [9].

⁵Luminous Blue Variables



6.1. ábra. η Carinae 5 naponként átlagolt fénygörbe (adatok: AAVSO)

A fényes kék változók működési modellje szempontjából fontos az *Eddington-féle kritikus fényességre* vonatkozó összefüggés [18].

A fotonűrűség változása módosítja a lokális gravitáció nagyságát [11]. Ekkor az *effektív*

gravitációs gyorsulás

$$g_{\text{eff}} = \frac{GM(r)}{r^2} - \frac{\kappa L(r)}{c4\pi r^2} \quad , \quad (6.4)$$

ahol κ az effektív opacitás.

A csillag felszínén, $r = R$ -ben, az effektív gravitációs gyorsulás $g_{\text{eff}} = 0$ esetben a csillag a stabilitás határán van. Az ehhez tartozó *Eddington-luminozitás*

$$L_E = \frac{4\pi GMc}{\kappa} \quad . \quad (6.5)$$

Az Eddington-határnál nagyobb luminozitáshoz tartozó sugárnyomás „szétfújja” a csillag anyagát. Az összefüggés szerint az opacitás növekedése, vagyis az anyag és a sugárzás kölcsönhatásának erősödése az Eddington-határ nagyságát csökkenti, azaz a luminozitás növekedése során a csillag hamarabb éri el a kritikus értéket.

Megfigyelték, hogy a HR diagramon elhelyezett csillagok kirajzolják a luminozitás (így az effektív hőmérséklet) felső határát. Eszerint nincsenek $\log(L/L_\odot) > 5,8$ vörös óriások, ami ezeket az objektumokat tekintve $\sim 40 M_\odot$ tömegnek felel meg. Ebből következik, hogy az ennél nagyobb tömegű csillagok nem válnak vörös óriássá.

Ezt, a HRD-n megfigyelhető felső határt nevezik *Humphreys–Davidson-határnak* (HD határ). A 10 000 K feletti T_{eff} effektív hőmérsékletet elérve a luminozitás fokozatosan növekszik $\log(L/L_\odot) > 6,8$ logaritmikus luminozitás-viszonyig, ami az O típusú csillagokra jellemző $T_{\text{eff}} = 40\,000$ K effektív hőmérsékletnek felel meg. Ekkor a fotonok elektronokon való ütközésének, majd az elektronok és az ionok közötti elektromos kölcsönhatás érvényesülésének következtében a csillag külső rétegei, legyőzve a gravitációs erőt, kifelé gyorsulnak és a csillag mindinkább eltávolodik az egyensúlyi állapottól.

Azonban az atmoszféra *tényleges* opacitása nagyobb, mint ami kizárólag az elektronokon való szóródás alapján várható. Így az anyag „szétszórásához” elegendő sugárnyomás is kisebb lesz. Ez alapján az opacitással módosított Eddington-határhoz a héjat alkotó, centrumtól távolodó gáz nagyobb R sugárirányú gyorsulása, és a gyorsan növekvő R sugár eredményeként az

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (6.6)$$

összefüggés szerint nagyobb luminozitás-növekedés tartozik (összhangban egy LBV típusú, eruptív változó fényességnövekedésének nagyságrendjével), mint az elméleti Eddington-határral számolva.

Ez a mechanizmus jelentős szerepet játszik a HD-határ közeli állapotban lévő, epizodikus kitöréseket produkáló fényes kék változók luminozitás-változással összefüggő folyamataiban. A HRD felső régiójában található LBV-k jellemzője a szórványos, jelentős tömegvesztéssel járó események ismétlődése [8]. Kitörés során a fotoszféra tágul, és a hőmérséklet 8000 K-re csökken. A bolometrikus luminozitás általában közel állandó marad (S Doradus, AG Carinae, R127), azonban az olyan fényes kék változók, mint a P Cygni, az η Carinae, az SN 1954J/V12

vagy az SN 1961V erős kitörése során a bolometrikus fényesség-növekedés meghaladhatja az 1 – 2 mag-t. Az esemény során bekövetkező anyagkidobódás következménye a fényesség növekedésének szupernóvákkal összemérhető nagysága.

Egy klasszikus fényes kék változó bolometrikus luminozitása $M_{\text{bol}} \approx -9,6$ mag, kezdeti tömege $M_{\text{init}} \gtrsim 50 M_{\odot}$. Mivel ilyen luminozitás mellett nem alakul ki hideg csillag, ezek az objektumok feltehetően nem vörös szuperóriások. Azonban létezik az LBV-khez hasonló csillagoknak egy kevésbé fényes csoportja -9 mag és -8 mag közötti M_{bol} fényességgel, alacsonyabb hőmérséklettel, kisebb amplitúdóval és kisebb \dot{M} tömegcsökkenéssel. Ezek feltehetően vörös szuperóriások, amelyek aktuális nem-egyensúlyi állapotát már egy korábbi, jelentős tömegvesztéssel járó folyamat előzhette meg.

Bár az LBV-k instabilitása mögött meghúzódó fizikai folyamatokat még nem értelmezték maradéktalanul, a lehetséges mechanizmusok között található

- a sugárnyomás jelentős növekedése vagy
- a külső héj instabilitása (miközben a csillag a fősorozattól távolodik),

ami megakadályozza vörös szuperóriás kialakulását.

Ahogy láttuk, egy fényes kék változó az Eddington-határhoz közeli állapotban, az

$$Y = \frac{L}{L_E} = \frac{\kappa}{4\pi cG} \frac{L}{M} \quad (6.7)$$

arány által jellemezhető erőviszonyok mentén (6.5) egyensúlyoz, ahol a számlálóban a luminozitással összefüggő sugárnyomást, míg a nevezőben a gravitációt reprezentáló mennyiségek állnak. Mivel $Y < 1$, csillagállapotban létezik L/M -nek egy felső korlátja.

A forró csillagok ionizált fotoszférájának tanulmányozása során alkalmazott klasszikus (vagy elméleti) Eddington-határ tömegegységre jutó κ opacitását a szabad elektronokon történő szóródás határozza meg, ami független a hullámhossztól, a sűrűségtől és a hőmérséklettől, így ez adja a legkisebb valószínű opacitást, azaz a maximális L/M arányt.

A *fotometriai változékonyság* a különböző erősségű, vizuális tartományban megfigyelhető kitörések formájában jelentkeznek. Egy kitörés jellemzően az alábbi kategóriákba sorolható.

Nagy erősségű kitörés, ahol a változás $\Delta M_V \geq 2$ mag: rövid idő alatt nagy mennyiségű anyag dobódik ki, és általában a bolometrikus luminozitás is növekszik. Ilyen volt az η Carinae 1837 és 1860 közötti kitörése, amikor az Eddington-határ alapján meghatározott egyensúlyi feltétel biztosan nem teljesült. (Ezután gyors elhalványodás, majd nyugalmi állapot következett.)

Átlagos kitörést $\Delta M_V \geq 1 - 2$ mag változás kísér. A folyamat karakterisztikus ideje 10 – 40 év, a látszó fényesség néhány hónap alatt bekövetkező növekedése mellett. A luminozitás (bolometrikus fényesség) gyakorlatilag nem változik, később az ultraibolyából a látható tartományba tolódik el.

Kisebb oszcillációk fél magnitúdó körüli fényességváltozások, néhány hónapon (éven) keresztül, akár egy átlagos kitörést követően.

Mikrováltozások $\Delta M_V \leq 0,1$ mag.

A *színképben* megfigyelhető jellegzetes vonalak a H, He I, Fe II, [Fe II] emissziójától származnak, melyek a fényességváltozással korrelálnak (a [. . .] szögletes zárójel a tiltott vonalakon történő sugárzást jelölik). A csillag nyugalomban forró szuperóriásként észlelhető, H és He I emissziós vonalakkal. A legtöbb LBV minimum idején mutatja a legerősebb Fe II és [Fe II] emissziót, míg vizuális maximum idején a spektrum, az optikailag vastag *pszeudo-fotoszféra* (kitágult atmoszféra) hatásának következtében a színkép hidegebb, A vagy F típusú óriások spektrumára emlékeztet, csökkenő Fe II emisszió mellett, megtartva a P Cygni vonalprofil.

A *karakterisztikus hőmérséklet* vizuális minimumban 12 000 – 30 000 K, maximumban 7000 – 8000 K. A kitörés idején mérhető hőmérséklet nagysága az effektív hőmérséklet definíciója (formálisan L és R közötti összefüggés) alapján nem értelmezhető, mert R nincs egyértelműen meghatározva. A fő problémát az okozza, hogy az atmoszféra opacitása elsősorban a *szórástól* függ: rétegről rétegre befolyásolja a kialakuló hőmérséklet nagyságát, így az energia eloszlását. Ezért az effektív hőmérséklet LBV-viszonyok között nem értelmezhető; helyette a T_{app} *karakterisztikus hőmérséklet* írja le megfelelően a csillag hőmérsékletét. A színkép alapján (pl. átlagos fotonenergia) ez is meghatározható.

A héjkidobás fázisában a tömegvesztés $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, ami $\sim 10 - 100$ -szor nagyobb egy átlagos szuperóriás tömegvesztésénél (hasonló luminozítás mellett).

A *csillag körüli anyagot* (CSM) $1 - 3 \mu\text{m}$ hullámhosszú, alacsony intenzitású IR emisszió jellemzi a szabad–szabad és a szabad–kötött átmenetek (l. 2.2. fejezet) következményeként.

Fentiek alapján egy fényes kék változó olyan nagy luminozítású, instabil, forró szuperóriás, amelyre szabálytalan (S Dor, AG Car) vagy óriás kitörések (η Car, P Cyg) jellemzők. A kitörések oka nem ismert kétséget kizáróan, de minden esetben nagy mennyiségű anyag dobódik ki (nagy átlagos \dot{M}), egy kitágult külső réteget, ún. pszeudo-atmoszférát alakítva ki a csillag körül a vizuális maximum idején. Ekkor a lassan, $100 - 200 \text{ km/s}$ sebességgel táguló külső héj hideg, $7000 - 8000 \text{ K}$ és sűrű, $N \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. A csillag nagyon fényes, A típusú szuperóriásként látszik.

7. SN 1961V

Az SN 1961V égitesttel kapcsolatos kutatások célja, hogy a jelenség mögött meghúzódó fizikai folyamatok rekonstrukciójával a jelentős fényesség növekedés okára fényt derítsenek. A kezdetben *szupernóvaként* azonosított objektummal kapcsolatban felmerül, hogy a változás nem kollapszár szupernóva robbanás, hanem *LBV kitörés* következménye.

Az SN 1961V felfedezése 1961. júliusban történt és P. WILD munkájának eredménye. Pre- és

posztmaximumban plató jellegű fénygörbe (0,5 év) volt mérhető, majd egy 3 év terjedelmű, szinte változatlan $m_{pg} \approx 18,5$ mag fényességű időszak következett, később $m_{pg} \approx 21 - 22$ mag fényességre csökkenve. A spektrumot keskeny H és a He I vonalak jellemzik. A Fe II alapján a tágulás sebessége 2000 km/s. Az SN 1961V (NGC 1058) objektumot szupernóvaként F. ZWICKY sorolta osztályba, és az V jelzéssel látta el [30]. Azonban felmerült a kérdés, hogy az SN 1961V *valóban szupernóva volt-e*, és nem egy η Carinae-szerű *fényes kék változó* nagyon erős kitörése.

FILIPPENKO és munkatársai a HST WFPC felvételeit és az SN 1961V ismert rádiópozícióját összehasonlítva arra a következtetésre jutottak, hogy a csillag „túlélte” a feltételezett szupernóva eseményt, és egy $V \approx 25,6$ mag, $V - I \approx 1,9$ mag objektummal azonosítható. Annak eldöntéséhez, hogy az SN 1961V fényességének megnövekedése szupernóva robbanásként, vagy improztor eseményként értelmezhető-e, szükség van a csillag fejlődésének rekonstrukciójára. Ez elsősorban a progenitor és a remanens objektum közötti fizikai kapcsolat vizsgálatát jelenti.

STOCKDALE és munkatársai rádióhullámhosszakon is azonosították az elhalványuló objektumot [24], és felvetették, hogy jellemzői alapján leginkább egy II-es típusú szupernóvához hasonló. [30] szerint a HST WFPC2 felvételeit elemezve megerősítették FILIPPENKO és munkatársai (1995, AJ, 110, 2261) új rádiópozícióra vonatkozó közlését: fényességben, színben változatlan, halvány ($I \approx 24,3$ mag), nagyon vörös objektumot találtak. A feltételezés szerint ez nem más, mint az SN 1961V esemény túlélője.

Az NGC 1058 – eseményt megelőző – felvételein a lehetséges progenitor egy $m_{pg} \approx 18$ mag, illetve $M_{pg}^0 \approx -12$ mag, 9,3 Mpc távolságban lévő objektum, amelynek tömegére $\sim 2000 M_{\odot}$ adódott [28]; egy másik [5], valószínűbb, 100 – 200 M_{\odot} becslés mellett is: a galaxis egyik legfényesebb egyedi objektumát azonosították. [5] azt posztulálták, hogy az SN 1961V *nem valódi szupernóva*, hanem LBV-kitörés; a progenitor esemény utáni „eltűnése” a kidobott anyaggal keveredő, vastag porburok fényelnyelő hatásának a következménye; feltételezték e mellett, hogy az esemény helyén egy S Dor típusú, nyugalmi fázisban lévő, forró Of/WN, optikailag vastag anyag mögött található, intenzív csillaganyag kiáramlást produkáló objektum lehet.

Mérlegelve, hogy

$$\begin{array}{lll} A_V \approx 5 \text{ mag} & BC \approx -4 \text{ mag} & \text{értékekkel a csillag jelenleg } V \approx 27 \text{ mag} \\ A_V \approx 4 \text{ mag} & BC \approx -3 \text{ mag} & \text{értékekkel a csillag jelenleg } V \approx 25 - 26 \text{ mag} \\ A_V \approx 4 - 5 \text{ mag} & BC \approx 0 & \text{értékekkel a csillag jelenleg } V \approx 22 - 23 \text{ mag} \end{array}$$

végezték el [4] a WFPC V RI képeinek feldolgozását F555W, F702W és F785LP szűrőket használva, nagyon pontos földi asztrometriai adatok ismeretében. A kiértékelés során akkor azt állapították meg, hogy az SN 1961V egy három csillagból álló csoportban található; távolságuk $\sim 2''$, azaz ~ 90 pc.

[30] szerint a 2, 5, 6 és 11 objektumok esnek arra a területre, ahol a progenitor megtalálása várható, és ugyancsak – a cikkben ismertetett megfontolások alapján – a 6-os, illetve a 11-

es objektumokat nevezi meg legvalószínűbb túlélőkként. A 6-os objektum $V \approx 25,6$ mag, $V - R \approx 1,0$ mag, $R - I \approx 0,9$ mag, ami alapján ez egy K típusú szuperóriás. Azonban az intersztelláris anyag hatását eltávolítva a csillag az O színképosztályba sorolható. A 11-es objektum a mérések szerint $I \gtrsim 24,3$ mag, de meglehetősen vörös ($B - I \gtrsim 1,0$ mag és $V - I \gtrsim 1,1$ mag).

A rádiókutatások alapján az SN 1961V Iip (*peculiar*) típusú rádió szupernóva (de más V-ös típusú szupernóvákra vonatkozó rádió mérések, azaz az összehasonlíthatóság, hiánya miatt e tekintetben sok a bizonytalanság).

Összefoglalva [30] alapján elmondható, hogy a mérések eredményeként a 11-es objektum azonosítható, mint az SN 1961V legvalószínűbb progenitora, bár az újabb kutatások [29] szerint ez a 7-es objektum. Az adatok minden esetben egy korai típusú szuperóriás jellemzőivel konzisztensek ($A_V \gtrsim 1$ mag).

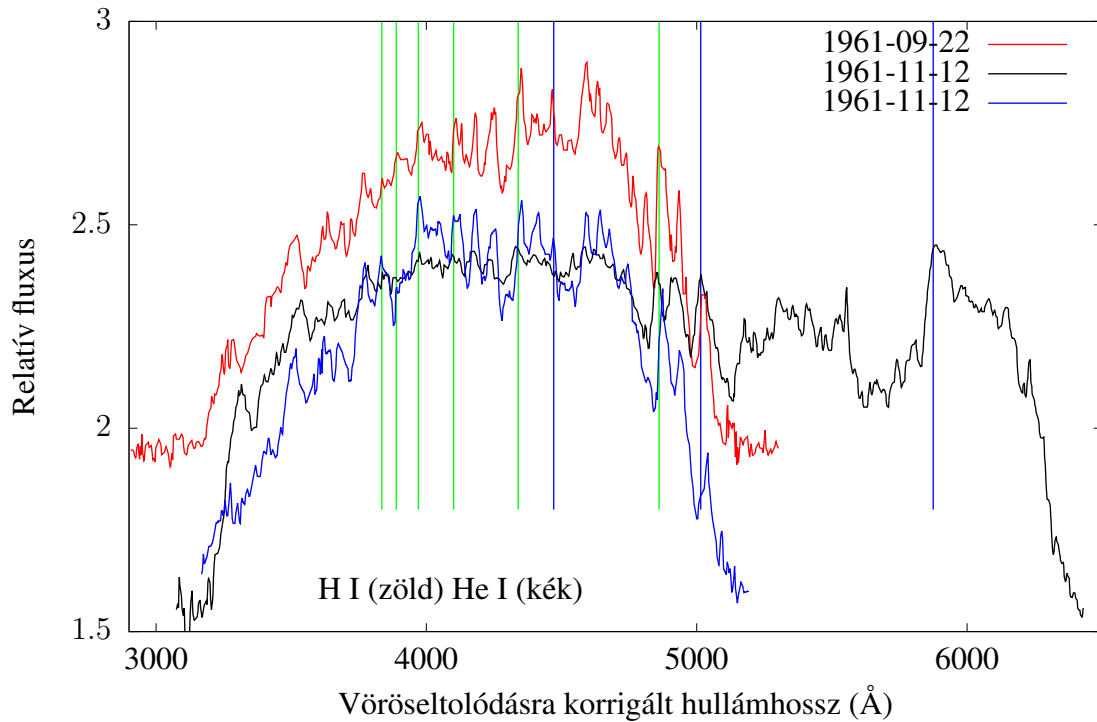
A terület ($1''$ tartományon belül) további vizsgálatának célja LBV kidobódás, öreg szupernóva vagy szupernóva maradvány felfedezése. A 2002-es feldolgozás során fontos eredményeket vártak az ACS (Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys) F475W, F625W és F775W szűrőkkel végzett megfigyeléseitől.

A nagy felbontású, közeli IR megfigyelés szintén fontos, mert egy kihűlő szupernóva és egy porral körülvett LBV jellemző színképe is ebben a tartományban van.

$$\begin{array}{ll} \eta \text{ Carinae} & J - H \approx 0,9 \text{ mag} \quad H - K \approx 1,5 \text{ mag} \\ \text{SN 1998S (IIn)} & J - H \approx 0,4 \text{ mag} \quad H - K \approx 0,8 \text{ mag} \end{array}$$

Egy másik fontos következtetés, hogy ha az SN 1961V és a szintén V típusba sorolt SN 1986J között létezik *bármilyen fizikai kapcsolat*, és az SN 1961V progenitora nem semmisült meg, akkor a IIn „robbanás” nem magkollapszus következménye; az SN 1961V egy ún. *szupernóva impostor*.

Az SN 1961V, a hozzá hasonló SN 1954J, és az általuk produkált esemény látszólagos hasonlósága az η Carinae LBV kitöréséhez, számos kérdést vet fel a nagy tömegű csillagok fejlődésével kapcsolatban, melyek tisztázása – más kutatások mellett – éppen a szupernóva impostorok megfigyelésével és az eredmények értelmezésével kapcsolatos vizsgálatok feladata.



7.1. ábra. Az SN 1961 relatív fluxusa (forrás: wiserep.weizmann.ac.il/spectra/list)

Az SN 1961V sugárzásának hullámhossz szerinti eloszlását a 7.1. ábra mutatja. A mérések a Caltech Palomar-hegyi obszervatóriumának P200 LFC műszerével készültek.

A fentiek alapján körvonalazódik, hogy a kutatás a fejlődés végéhez érő nagy tömegű csillagokkal kapcsolatban fogalmaz meg kérdéseket. Mivel a jelenség fotometriai és spektroszkópiai mérések alapján szupernóva kitörésnek látszik, ám az esemény után nem a magkollapszussal járó végállapotban lévő objektum detektálható, a csillagfejlődés egy sajátos állapotára lehet következtetni.

8. Összefoglalás

A félszabályos változók megfigyelése során egy ~ 100 d/c ún. *főperiódus*, illetve számos esetben egy ennél körülbelül tízszer hosszabb, *másodlagos periódus* (LSP) mutatható ki. A kutatások elsősorban ennek magyarázatára kísérelnek meg választ adni. A hosszú, másodlagos periódusok kialakulásával összefüggésben három mechanizmus merül fel [17]:

8.1. Szabályos és félszabályos változók

8.1.1. Nagy kiterjedésű konvekciós cellák emelkedéséből és süllyedéséből adódó fényesség változás [25],

A konvekciós cellák mozgásának megfordulásából adódó magyarázat abból a megfigyelésből táplálkozik, hogy egy körülfordulási idő az LSP karakterisztikus idejével jól összemérhető. Az elképzelés a modellek és a megfigyelési eredmények összevetésével tovább pontosítható. A modell lényeges paramétere a *konvekció keveredési hossza*, illetve a felületi *radiális sebesség változás*.

Egy óriás konvekciós cella, formájától és kitöltésétől függetlenül a teljes konvekciós mélységre kiterjed. Ha a cella befelé (lefelé), illetve kifelé (fölfelé) irányuló sebessége v (amely az ún. *keveredési hossz elmélet*⁶ szerint adott), akkor ezt a sugárnyomással módosítva, meghatározható az emelkedés/süllyedés ideje.

8.1.2. Konvekcióhoz köthető módusok kialakulása [21]

A konvekció által gerjesztett oszcillációs módusok lényegesen eltérnek az adiabatikus eredetű g -hullámoktól, és jellemzően olyan fényes vörös óriásokban mutathatók ki, melyekre $\log L/L_{\odot} \gtrsim 3$ teljesül. Ilyen módusok a legkülső, nem-adiabatikus rétegekben alakulnak ki, ahol a sugárzás fluxusának hatása lényegesen felülmúlja az alsóbb rétegekben szerepet játszó konvekció hatását. Az oszcillációs konvekciós hullámok periódusa a luminozitással növekszik.

8.1.3. A vörös óriás körül keringő, porfelhőbe burkolt kis tömegű kísérő átvonulásai [22]

Ez a magyarázat spektroszkópiai vizsgálatok eredménye, melyek alapján az látszik igazoltnak, hogy az LSP ciklusok során bekövetkező hőmérséklet változás kisebb annál, mint amit konvekciós eredetű fényesség változást feltételezve várnánk.

A kutatások szerint, több változót megvizsgálva, a $1/f^7$ zaj mutatható ki a spektrális felbontásban, ami sztochasztikus, nagy kiterjedésű, a Nap esetén is kimutatható konvekció jelenlétére utal [12].

⁶Megalapozása PRANDTL nevéhez fűződik. A konvektív cella által megtett távolság, mialatt a konvekciót befolyásoló tulajdonságai a befoglaló anyag tulajdonságaival válnak egyenlővé.

⁷„Rózsaszín”, az oktávonként azonos energiájú zaj.

8.2. Szupernóva imosztorok

A *fényes kék változók* nagy tömegű, fényes objektumok, gyakran a II-es típusú szupernóvákhöz hasonló maximum körüli fénygörbével és emissziós vonalakkal. A kutatás elsődleges célja, hogy egy *kitörést vagy robbanást* produkáló csillag esemény közeli történetét rekonstruálják, azaz vagy egy kollapszár szupernóvát, vagy az esemény helyén egy továbbra is aktív csillag jelenlétét mutassák ki, felfedezve és azonosítva az esemény *progenitorát*.

A jelenség értelmezésével kapcsolatos nehézségek a nagy tömegű csillagok fejlődését leíró modellek körüli problémákra is felhívják a figyelmet.

8.2.1. Kollapszár szupernóva

Ahogy [13] is rávilágít, az SN 1961 esetében a kollapszár szupernóva fekete lyuk vagy neutroncsillag maradvánnyal, illetve egy fényes kék változó által produkált kitörés jöhet számításba magyarázatként, azonban írásukban az LBV jelenléte mellett érvelő magyarázatokat nem tartják meggyőzőnek. Szupernóvára utalnak egy halványodó rádióforrásra vonatkozó megfigyelési adatok, míg az utóbbit a fénygörbe jellege és az alacsony kezdeti tágulási sebesség támasztaná alá. A két jelenség között az tesz alapvető különbséget, hogy a magkollapszus jelentős fizikai átalakulással jár, míg egy LBV kitörés után a csillag alapvető jellemzői nem változnak meg („túléli” az eseményt). Ha a szupernóva kitörést a csillag köré szétfújt anyag kidobása előzi meg, akkor az imosztor jelenség valódi szupernóvaként magyarázható.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm Dr. SZATMÁRY Károly egyetemi tanárnak a szakmai gyakorlati beszámoló, illetve a szakdolgozat, és Dr. VINKÓ József egyetemi docensnek a projektmunka elkészítésében nyújtott elengedhetetlen segítségét.

Nyilatkozat

Alulírott, Száldobágyi Csaba László Fizika BSc levelező szakos hallgató (ETR azonosító: SZCRAAT.SZE), a "Pulzáló és kataklizmikus változócsillagok Y Lyncis és SN 1961V" című szakdolgozat szerzője, fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézetek általános szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Szeged, 2017. május 19.

Száldobágyi L. Csaba

Hivatkozások

- [1] J. Robert Buchler and Z. Kolláth. Nonlinear properties of the semiregular variable stars. *ASSL*, 283:59 – 66, 2003.
- [2] B. W. Carroll and D. A. Ostle. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Pearson Education Ltd., 2007.
- [3] John P. Cox. *Theory Of Stellar Pulsation*. Princeton University Press, 1980.
- [4] A. V. Filippenko, A. J. Barth, G. C. Bower, L. C. Ho, G. S. Stringfellow, R. W. Goodrich, and A. C. Porter. *ApJ*, 112, 1996.
- [5] R. W. Goodrich, G. S. Stringfellow, G. D. Penrod, and A. V. Filippenko. *ApJ*, 342, 1989.
- [6] G. Handler. *Asteroseismology*. Springer, 2012.
- [7] K. B. Howell. *Principles of Fourier analysis*. Chapman & Hall/CRC, 2001.
- [8] R. M. Humphreys and K. Davidson. The Luminous Blue Variables: Astrophysical geysers. *PASP*, 106:201–213, október 1994.
- [9] Szatmáry K., Vinkó J., Gergely Á. L., and Keresztes Z. *Asztrofizika*, 2013. URL http://astro.u-szeged.hu/oktatas/asztrofizika/asztrofizika_pdf.html.
- [10] David W. Kammler. *A First Course In Fourier Analysis*. Cambridge University Press, 2008.
- [11] Szatmáry Károly and Vinkó József. Periodicities of the light curve of the semiregular variable star Y Lyncis. *MNRAS (ISSN 0035-8711)*, 256(2):321–328, May 1991.
- [12] L. L. Kiss, Gy. M. Szabo, and T. R. Bedding. Variability in red supergiant stars: pulsations, long secondary periods and convection noise. *MNRAS*, 372, 2006.
- [13] C. S. Kochanek, D. M. Szczygiel, and K. Z. Stanek. The supernova impostor impostor sn 1961v: Spitzer shows that zwicky was right (again). *ApJ*, 737(76), 2011.
- [14] Francis LeBlanc. *An introduction to stellar astrophysics*. John Wiley and Sons, Ltd., 2010.
- [15] D. H. Menzel. *Mathematical physics*. Dover Books on Physics, 1961.
- [16] Lloyd Motz. *Astrophysics and Stellar Structure*. Ginn and Company, 1970.
- [17] John R. Percy and Emily Deibert. Studies of the long secondary periods in pulsating red giants. *JAASO*, 2016. (submitted).
- [18] O. R. Pols. Stellar structure and evolution. Notes, 2009. (R. Kippenhahn and A. Weigert "Stellar Structure and Evolution", Springer 1990 című könyve alapján).

- [19] K. R. Popper. *A tudományos kutatás logikája*. Európa Kiadó, 1997. 50. oldal.
- [20] E. J. Post. *A history of physics as an exercise in philosophy*. 1997. Copyright by E. J. Post.
- [21] Hideyuki Saio, Peter R. Wood, Masaki Takayama, and Yoshifusa Ita. Oscillatory convective modes in red giants: a possible explanation of the long secondary periods. *MNRAS*, 452, 2015.
- [22] I. Soszynski and A. Udalski. The light curve shapes as a key to resolving the origin of long secondary periods in red giant stars. *ApJ*, 788(1), 2014.
- [23] C. Sterken and C. Jaschek. *Light Curve of Variable Stars*. Cambridge University Press, 1996.
- [24] C. J. Stockdale, M. P. Rupen, J. J. Cowan, Y. H. Chu, and S. S. Jones. *The Astrophysical Journal*, 122, 2001.
- [25] Richard B. Stothers. Giant convection cell turnover as an explanation of the long secondary periods in semiregular red variable stars. *ApJ*, 725:1170–1174, 2010.
- [26] Pang-Ning Tan, Vipin Kumar, and Michael Steinbach. *Adatbányászat - Alapvetés*. Panem Kft., 2012.
- [27] Y. Y. Tang, L. H. Yang, J. Liu, and H. Ma. *Wavelet Theory and Its Application to Pattern Recognition*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2000.
- [28] V. P. Utrobin. Supernova SN 1961V - an explosion of a very massive star. *Astrophys. Space Sci.*, 98(1), 1984.
- [29] S. D. Van Dyk and T. Matheson. It's alive! The supernova impostor SN 1961V. *ApJ*, 746: 179, 2012.
- [30] S. D. Van Dyk, A. V. Filippenko, and W. Li. Possible recovery of SN 1961V in Hubble Space Telescope archival images. *PASP*, 114(797), 2002.