

EÖTVÖS LÓRÁND TUDOMÁNYEGYETEM



TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI DOLGOZAT

Egy neutrínóforrás-jelölt blazár rádióinterferométeres vizsgálata

Készítette: **Kőmíves Janka**
Csillagász MSc szakos hallgató

Témavezető: **Szentirmayné Dr. Gabányi Krisztina Éva**
egyetemi adjunktus, Csillagászati Tanszék
Eötvös Loránd Tudományegyetem

Budapest, 2022

Kivonat

Dolgozatomban bemutatom az aktív galaxismagokat és azok egy fajtáját, a blazárokat. Röviden összefoglalom a nagyon hosszú bázisvonalú rádióinterferometria működését és előnyeit, ezután ezen technika segítségével megfigyelt blazár forrás vizsgálatát mutatom be egy rádiócsillagászok számára létrehozott képmegjelenítő program segítségével. Modellezem a forrás fényességeloszlását és modellkomponenseket illesztetek a magra és a jetre, ennek segítségével vizsgálom a szerkezetében bekövetkező változásokat 1996 és 2021 között. A blazár pozícionálisan lehetséges nagyenergiás neutrínó-esemény forrása, ábrázolom a szerkezet időbeli változását az esemény időpontjának megjelölésével és megpróbálok következtetéseket levonni a blazár rádió tartományban megfigyelhető tulajdonságai és a neutrínó-esemény kapcsolatáról. Megvizsgálom továbbá, hogy tapasztalhatunk-e a blazárokra jellemző relativisztikus effektusokat, mint a látszólag fénysebességnél nagyobb sebességű mozgás a jetben vagy a forrás intenzitásának látszó növekedése, vagyis a Doppler-erősítés.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
1.1. Tudományos motiváció	3
1.2. Aktív galaxismagok	3
1.2.1. Blazárok	4
1.3. Nagyon hosszú bázisvonalú interferometria	6
1.4. A Nagyon Hosszú Bázisvonalú Hálózat	7
2. A forrás vizsgálata	9
2.1. Felhasznált kalibrált vizibilitás adatok	9
2.2. Hibrid térképezés és modellillesztés	11
2.2.1. Difmap	11
2.2.2. Hibrid térképezés	11
2.2.3. Modellkomponens illesztés	12
3. Eredmények és analízis	13
3.1. Az elkészült térképek	13
3.2. Hibaszámítás	16
3.3. Jet szerkezetének időfejlődése	16
3.4. A magkomponens fluxussűrűségének változása	18
3.5. A forrás fényességi hőmérséklete	18
4. Diskusszió és összefoglalás	21
Köszönetnyilvánítás	23
A. Az illesztett Gauss komponensek paraméterei	26

1. Bevezetés

1.1. Tudományos motiváció

Alexander Plavin és munkatársai egy 2020-ban megjelent cikkükben [1] olyan aktív galaxismagokat (active galactic nuclei, AGN) vizsgáltak és azonosítottak, melyek korábban detektált nagyenergiás, tehát 200 TeV-nél nagyobb energiájú neutrínó-események forrásai lehetnek. Az aktív galaxismagok relativisztikus jetjei a legerősebb részecskegyorsítók a világon. Ez a gyorsított kozmikus sugárzás neutrínókat és nagyenergiás gamma-fotonokat hoz létre. Többek közt az ilyen, az univerzum nagy távolságaiból származó neutrínók detektálására hozták létre az IceCube South Pole Neutrino Obszervatóriumot [2]. Plavin és munkatársai a detektált neutrínó-eseményekhez pozícionálisan kapcsolódó AGN-eket vizsgáltak. Arra a következtetésre jutottak, hogy a fényes Doppler-erősített jetekkel rendelkező aktív galaxismagok a neutrínóforrások fontos populációját alkotják. Valamint azt az eredményt kapták, hogy a nagyenergiájú neutrínók feltehetően az AGN-ek központi parszek-nagyságrendű régióikban keletkeznek, valószínűleg proton-foton kölcsönhatások során az akkréciós korongban vagy annak környékén [1].

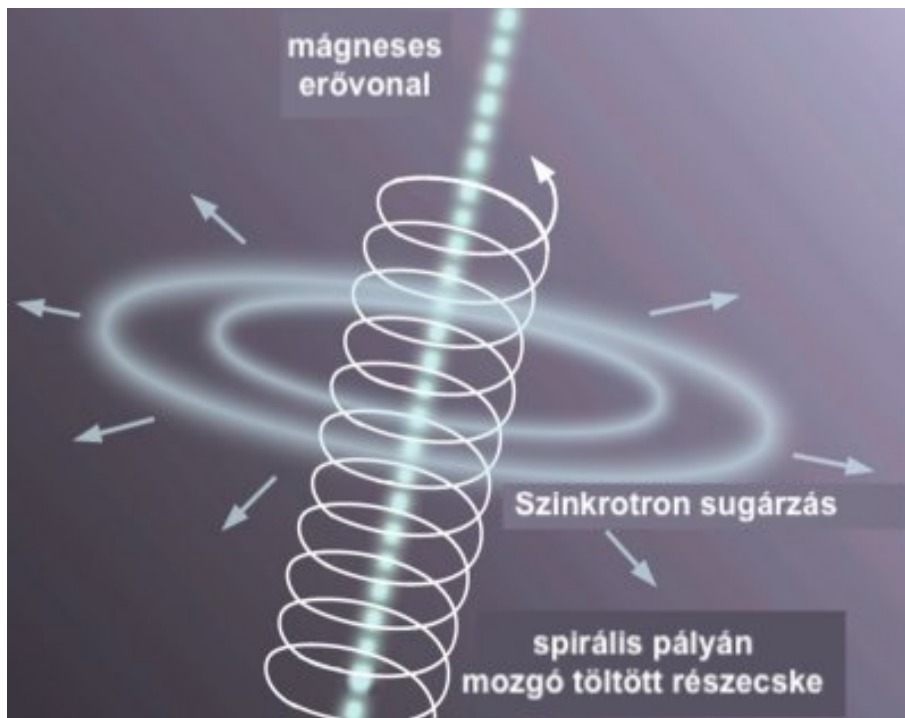
Ebben a cikkben szerepel az a neutrínóforrás-jelölt blazár, amit a dolgozatomban bemutatok és vizsgállok. (6.ábra)

1.2. Aktív galaxismagok

Aktív galaxismagoknak (AGN, active galactic nuclei) nevezzük az olyan galaxisok kompakt, központi magját, amelyek az elektromágneses spektrum több tartományában különösen nagy mennyiségű energiát bocsátanak ki. Ezen aktív galaxisok luminozitása több nagyságrenddel is meghaladja a „normál”, nem aktív galaxisokét.

Az 1960-as évek elején a csillagászok felfedeztek olyan kompakt rádióforrásokat, amik a látható fény tartományában csillagszerűnek mutatkoztak. Innen ered az aktív galaxismagok egy fajtájának neve is: kvazár, azaz „kvázi-sztelláris (csillagszerű) rádióforrás”. Hatalmas sugárzási teljesítményüket onnan nyerik, hogy a központi, nagytömegű (több millió vagy milliárd naptömegnyi) fekete lyuk közvetlen közelében levő anyag az erős tömegvonzás hatására forgó akkréciós (anyagbefogási) korongba gyűlik, ahonnan spirális pályán fokozatosan a központi fekete lyukba hullik. A befogott anyag egy része a rendszer forgástengelye mentén relativisztikus sebességgel kidobódik. Az így létrejövő plazmavillódásokban, az úgynevezett jetekben, erős mágneses térben közel fénysebességgel mozgó, elektromosan töltött részecskék bocsátják ki az általunk is észlelhető rádiósugárzást. Ez a szinkrotronsugárzás (1. ábra). A szinkrotronsugárzás esetében a töltött részecske (elektron vagy pozitron) relativisztikus sebességgel spirálvonalban mozog a mágneses mező erővonalai körül. A részecskék sebességvektora megváltozik, ennek következtében energiát bocsátanak ki.[3].

Az akkréciós korong síkjában tórusz alakban por található, ami körül optikai tartományú színeképvonalai alapján széles és keskeny vonalas területre oszló felhőket figyelhetünk



1. ábra. A szinkrotronsugárzás sematikus rajza. A kép forrása: Jon Lomberg, Gemini Obszervatórium.

meg. Az AGN-ek sematikus felépítését a 2. ábra mutatja.

Habár rádiókibocsátásuk révén fedezték fel őket, az aktív galaxismagoknak körülbelül mindössze 10 százaléka rendelkezik erős rádiósugárzással [4], ezeket rádióhangos AGN-eknek nevezzük, jeteket kizárólag az ilyen objektumoknál figyelhetünk meg.

1.2.1. Blazárok

A rádiósugárzó AGN-eket a jetnek a látóiránnyal bezárt szöge alapján további osztályokba szokás sorolni. A blazárok esetén alig néhány fokos szögben ($\lesssim 10^\circ$) látunk rá a jetre.

A blazárok nevüket két objektumtípus egyesítéséből kapták. Az egyik a BL Lacertae objektumok, amikre a gyors, nagy amplitúdójú fluxussűrűség változás jellemző, emiatt névadó forrását (BL Lac) eleinte változócsillagnak hitték. Spektrumában nem, vagy csak alig találhatók emissziós vonalak. A másik objektumtípus pedig a lapos spektrumú rádiókvazárok (flat spectrum radio quasar, FSRQ) objektumok, amelyek lapos rádióspektrummal rendelkező rádióhangos AGN-ek. [3]

Mivel kis szög alatt látunk rá a fénysebességhez közeli sebességgel mozgó sugárzó töltött részecskenyalábra a blazároknál speciális relativitáselmélet által leírt vetítési effektusok figyelhetők meg [3]. Az egyik ilyen jelenség a jet komponenseinek látszólagos szuperlumináris mozgása, vagyis, hogy a jet felénk mozgó részei a fénysebességnél nagyobb sebességűnek látszanak (3. ábra). Ez a látszólagos sebesség ($v_{\text{látszó}}$) az alábbi képlet segítségével számítható ki:

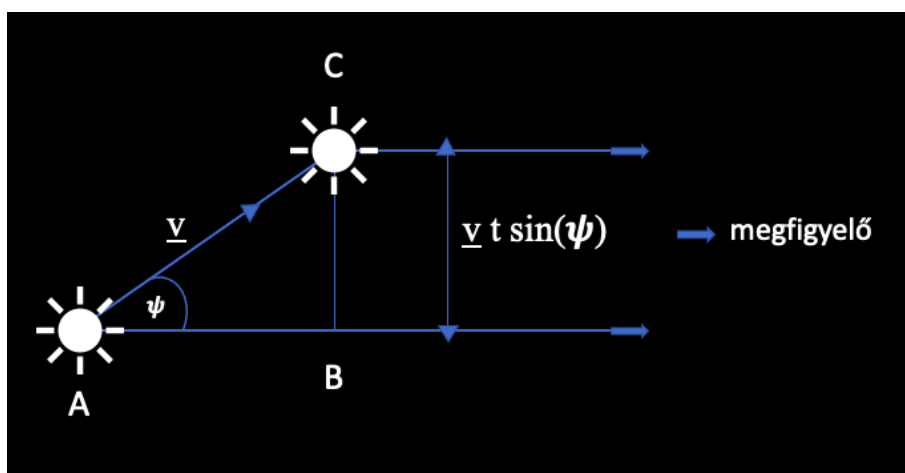
$$v_{\text{látszó}} = \frac{v \sin(\Psi)}{1 - \beta \cos(\Psi)}, \quad (1)$$

ahol v a jetkomponens valódi sebessége, β ez a sebesség fénysebesség egységeiben kifejezve, Ψ a jetkomponens látóiránnyal bezárt szöge.

Ezek a relativisztikus hatások nem csak a forrás látszó sebességére, hanem a fényességére is hatással vannak. A felénk mutató jet megfigyelt fényessége felerősödik, ezt a



2. ábra. Az aktív galaxismagok felépítése. Blazárok esetén a jet látóiránnyal bezárt szöge csak néhány fok. A kép forrása: Aurore Simonnet, Sonoma Állami Egyetem.



3. ábra. Látszólagos szuperluminális mozgás sematikus rajza: A sugárzó jetkomponenst A pontból C pontba halad v sebességgel. Ezeket Δt időkülönbséggel észleljük. A két komponens látszó távolsága Δs . A komponens mozgásának látszó sebességét a $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ összefüggés adja a (1) képlet segítségével.

jelenséget hívjuk relativisztikus nyalábolásnak vagy Doppler-erősítésnek. A blazár jetek nemtermikus sugárzást bocsátanak ki, ezért fényességi hőmérsékletük nem hőmérsékletet fejez ki, hanem az adott frekvencián mért intenzitásukkal ekvivalens mennyiség. Elméleti számítások alapján ez a mennyiség nem haladhat meg egy bizonyos határértéket, az ekvipartíciós fényességi hőmérsékletet, $5 \cdot 10^{10}$ K [5]. Ennek ellenére gyakran tapasztalunk

ennél a határértéknél nagyobb fényességi hőmérsékletű blazárokat. Ekkor kiszámolhatjuk a relativisztikus nyalábolás mértékét, amit Doppler-faktornak neveznek.

1.3. Nagyon hosszú bázisvonalú interferometria

A nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (angolul: Very Long Baseline Interferometry, VLBI) egy rádiócsillagászati megfigyelési technika, amelyet 1967-ben alkalmaztak először. Lényege, hogy egy adott égi rádióforrást - például blazárt - egyidőben több, egymástól távoli rádióteleszkóppal figyelnek meg. Előnye más rádióinterferometriás technikákhoz képest, hogy nincs szükség valós idejű közvetlen kapcsolatra a teleszkópok közt, mivel azok jeleit mágneses adathordozókra összegyűjtik, feldolgozzák majd az interferenciát később a jelek korrelálásával állítják elő. A közvetlen kapcsolat hiánya miatt lehetővé válik, hogy az antennák közti távolság közel Föld átmérőnyi legyen, vagy műholdak segítségével akár még ennél is nagyobb [6] [7].

Az ilyen eszközök felbontása akár milliívmásodperces (mas) nagyságrendű is lehet, ugyanis a képalkotás szögfelbontását nem az antennák mérete, hanem a köztük levő távolság (az ún. bázisvonal hossza) határozza meg:

$$\theta = \frac{\lambda}{b}, \quad (2)$$

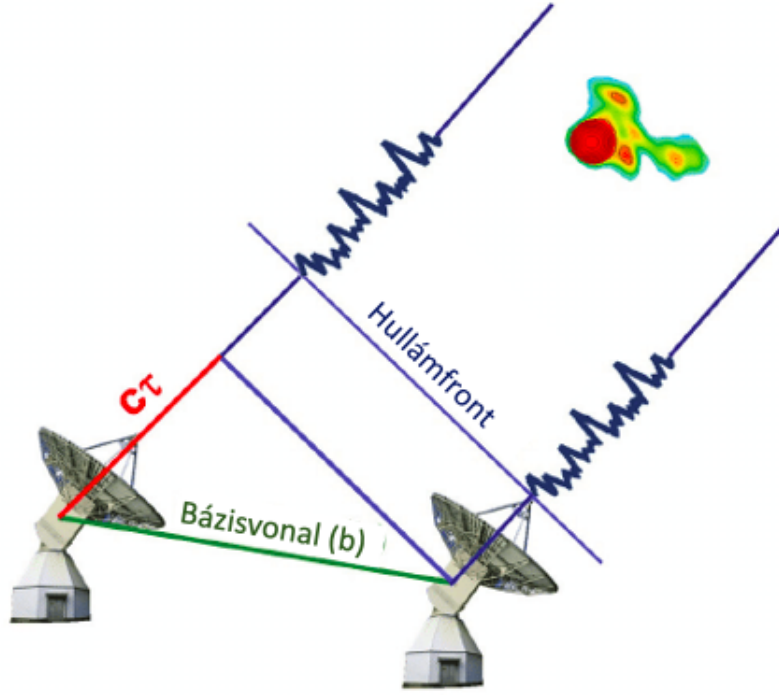
ahol θ a szögfelbontás, λ a hullámhossz, b pedig a bázisvonal hossza.

Mivel egyedi távcsövek esetén az elérhető szögfelbontás a hullámhosszal egyenesen, a műszer nyílásának átmérőjével fordítottan arányos és a rádióhullámhosszak sok nagyságrenddel meghaladják a látható fény hullámhosszát, a hagyományos optikai távcsövek felbontóképességének eléréséhez ugyanennyivel nagyobb eszközöket kellene építeni. Ez azonban műszakilag megoldhatatlan feladat volna.

Tehát a VLBI technika nagy előnye, hogy a teleszkóphálózathoz egy akkora méretű rádiótávcsövet „hoznak létre”, amekkora a két antenna közötti távolság, vagyis a bázisvonal hossza. Így elmondható, hogy a VLBI teleszkóphálózatok a legjobb felbontással dolgozó teleszkópok ma a csillagászatban.

A technikával akár a megfigyelhető univerzum szélén található nagyon távoli objektumok is vizsgálhatók. Hátránya, hogy a forrásnak millió vagy annál is több kelvines fényességi hőmérsékletűnek kell lennie a detektáláshoz, illetve a bázisvonalak hossza miatt a fázisok bizonytalanságával is számolni kell.

A VLBI megvalósításához kihasználják az elektromágneses sugárzás hullámtermészetét. Mivel a forrás nagyon nagy távolságban helyezkedik el, a beérkező hullámok párhuzamosnak tekinthetők. A hullámfrontok az egyes távcsövekhez más-más időben érkeznek be, ezt nevezzük időkésésnek, aminek mértéke függ az antennák relatív helyzetét leíró bázisvonalvektortól (4. ábra). Az időkésés pontos meghatározásához elengedhetetlen az egyes antennáknál nagy pontosságú atomórák (általában hidrogénmézer órák) használata.



4. ábra. A VLBI technika sematikus rajza. τ jelöli az időkést, c a fénysebességet, b pedig a bázisvonal hosszát. Az ábra forrása: Emine Tanir Kayıkçı, (Modelling Very Long Baseline Interferometry (VLBI) observations). [8]

Az a mennyiség, amit az interferométerünk mér, egy komplex szám, az úgynevezett vizibilitás. Ez a forrásunk valódi intenzitáseloszlásának Fourier-transzformáltja:

$$V_\nu(u, v) = \iint I_\nu(l, m) e^{-2\pi i(ul+vm)} dldm, \quad (3)$$

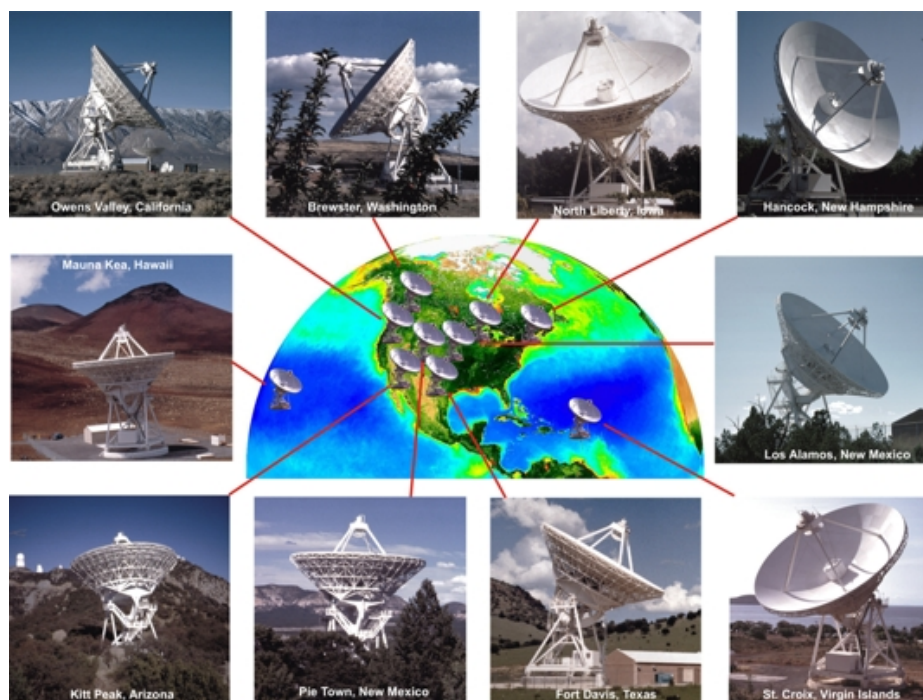
ahol V_ν a ν frekvencián mért vizibilitás függvény, I_ν a vizsgált forrás intenzitása ν frekvencián. Az u és v koordináták az (u, v) sík origójából a sík egy pontjára mutató vektor komponensei, amik a vetített elemek távolságát és irányát jellemzik, hullámhossz egységekben mérve. Az l és m koordináták a forrás valódi helyzetét leíró vektor komponensei. [6]

1.4. A Nagyon Hosszú Bázisvonalú Hálózat

Az egyik legismertebb VLBI hálózat a amerikai Nemzeti Rádiócsillagászati Observatórium (National Radio Astronomy Observatory, NRAO) Nagyon Hosszú Bázisvonalú Hálózata (Very Long Baseline Array, VLBA), ami egy 10 antennából álló, az Amerikai Egyesült Államok területén található rádióinterferométer-hálózat (5. ábra). A hálózatot alkotó 10 antenna neve az 1. táblázatban szerepel. Mind a 10 antenna egyforma, 25 méter átmérőjű. Két antenna közti legrövidebb távolság 200 km, leghosszabb pedig 8600 km. A leghosszabb bázisvonal a hawaii Mauna Kea-n és a virgin-szigeteki St.Croix-n lévő antennákat köti össze. A hálózat távolról irányítható a Socorro-ban található központból. A korrelátor is itt található. A rendszer megfigyelési frekvenciatartománya 312 MHz és 96 GHz között van, ez 90 cm-től 3 mm-es tartományig terjedő hullámhosszaknak felel meg. A hálózat felbontóképessége tovább javítható, ha más VLBI hálózatok antennáival egy hálózatba kötve végeznek megfigyeléseket [9].

1. táblázat. A VLBA hálózat antennáinak helyzete és a hozzájuk tartozó kétjegyű kódok [9].

helyzet	rövidítés
Saint Croix, VI	SC
Hancock, NH	HN
North Liberty, IA	NL
Fort Davis, TX	FD
Los Alamos, NM	LA
Pie Town, NM	PT
Kitt Peak, AZ	KP
Owens Valley, CA	OV
Brewster, WA	BR
Mauna Kea, HI	MK



5. ábra. VLBA rádióinterferométer hálózat. A kép forrása: (<http://images.nrao.edu>).

2. A forrás vizsgálata

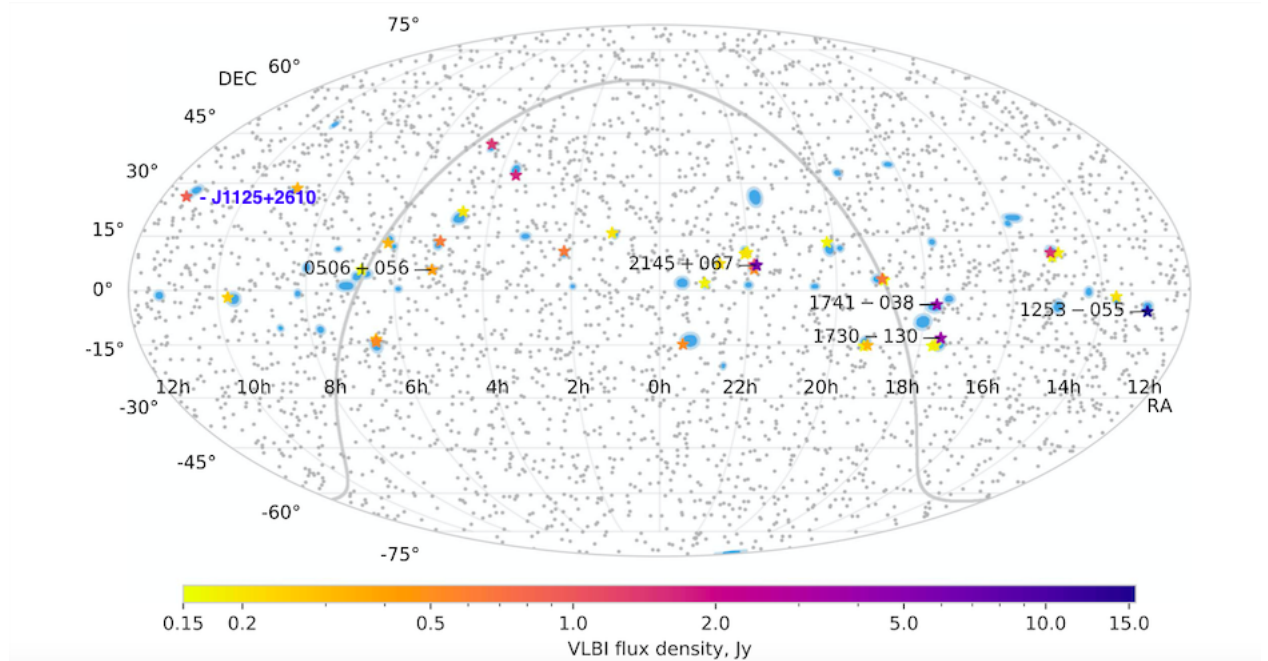
2.1. Felhasznált kalibrált vizibilitás adatok

Az általam vizsgált objektum, a CTD 74 (alternatív elnevezései: J1125+2610 és TXS 1123+264) jelű blazár. A 6. ábrán kék szöveggel látható a pozíciója az éggömbön. Vöröseltolódása $z = 2,3502 \pm 0,0001$ [10].

$H_0 = 70 \text{ km s}^{-1}$ Hubble-paraméterű, $\Omega_M = 0.27$ anyagsűrűségű és $\Omega_{vac} = 0.73$ vákumsűrűségű kozmológiát feltételezve a vöröseltolódás ismeretében a forrás szögátmérő távolsága $D_A = 1734,2 \text{ Mpc}$, a szögszála pedig $8,407 \text{ pc mas}^{-1}$ [11].

A forrásról szabadon felhasználható, kalibrált vizibilitás adatok a L. Petrov által fenntartott astrogeo.org weboldalon érhetők el. Ezek közül én a 8,6 GHz-es frekvenciasávban készült megfigyelésekkel foglalkoztam. A mérések 22 epochában készültek 1996 és 2021 között nem egyenletes eloszlással. A mérések adatait a 2. táblázatban foglaltam össze.

Az elsődleges rádióinterferométer hálózat, amit használtak a VLBA volt, de részt vett több mérésben az Európai VLBI hálózat (EVN) több antennája: Medicina (MC, Olaszország), Shanghai (SH, Kína), Onsala (ON, Svédország), Hartebeesthoek (HH, Dél-Afriai Köztársaság) illetve más antenák is Goddard (GG USA), Gilcreek (GC, USA), Kokee Park (KK, USA), Matera (MA, Olaszország), Wetzell (WZ, Németország).



6. ábra. IceCube-bal detektált nagyenergiás neutrínóesemények (kék ellipszisek), néhány lehetséges forrás megjelölésével. Az általam vizsgált forrás kék szöveggel jelölve. Az ábra forrása: [1].

2. táblázat. A mérések középfrekvenciái és a forráson töltött idő.

Epocha	ν (GHz)	forráson töltött idő (s)
1996.05.15.	8,34	282
1997.01.10.	8,34	556

A 2 . táblázat folytatása

Epocha	ν (GHz)	forráson töltött idő (s)
2000.05.22.	8,65	1352
2002.09.25.	8,65	1548
2011.02.27.	8,36	280
2011.08.06.	8,36	383
2012.04.10.	8,36	96
2013.07.24.	8,64	17383
2014.02.12.	8,64	7259
2014.05.31.	8,67	609
2015.01.23.	8,67	25
2016.07.17.	7,62	56
2016.11.30.	8,65	31760
2017.03.27.	8,67	14
2017.04.28.	8,67	37
2017.06.28.	8,67	17352
2017.09.26.	8,67	47
2017.10.09.	8,67	35
2018.07.05.	8,65	119
2020.11.18.	8,64	12892
2021.03.24.	8,64	20238
2021.05.19.	8,64	16018

2.2. Hibrid térképezés és modellillesztés

2.2.1. Difmap

A mérési adatok vizsgálatára, megjelenítésére és feldolgozására a DIFMAP nevű programot használtam [12]. Ezt először a Caltech (California Institute of Technology) VLBI programcsomag részeként hozták létre, majd később, 1993 júniusában kiadták önálló programként.

A DIFMAP segítségével felhasználóbarát módon lehet a vizibilitás adatokat ellenőrizni, szerkeszteni és kalibrálni. A grafikus parancsok egy csoportja különböző nézőpontokból jeleníti meg a megfigyelt forrás és a modell vizibilitás adatait, és lehetővé teszi a felhasználó számára, hogy a vizibilitásokat közvetlenül az egérrel jelölje meg vagy távolítsa el („flaggelés”). Lehetőség van továbbá a különböző távcsövek, bázisvonalak és frekvenciasávok közötti gyors váltásra. A DIFMAP segítségével a vizibilitás adatok külön-külön és önállóan is szerkeszthetők, az egyes részletek pedig kinagyíthatók. Ez mind azért fontos, mert így lehetővé válik a felhasználók számára a hibás adatok gyors azonosítása.

A Difmap program segítségével végeztem az előre kalibrált mérési adatok térképezését.

2.2.2. Hibrid térképezés

Ha megfelelően sok komplex vizibilitás adat állna rendelkezésre, inverz Fourier-transzformációval közvetlenül rekonstruálható lenne a vizsgált forrás képe. Azonban praktikusán a vizibilitás függvényt csak diszkrét pontokban tudjuk mintavételezni, és ezért nem ismerjük azt a teljes tartományban. A rádiócsillagászoknak olyan rekonstrukciós módszerekhez kell folyamodniuk, amivel a hiányzó adatokat megbecsülhetjük. Emellett ahhoz hogy a forrás valódi fényesség eloszlását megkapjuk dekonvolválnunk kell az úgynevezett piszkos képet (dirty image) a mérési rendszerünk pontkiszélesedési függvényétől. Erre szolgál a már az 1970-es években kifejlesztett CLEAN algoritmus [13].

Az úgynevezett hibrid térképezés eljárást alkalmaztam, hogy a vizibilitás adatokból visszafejtssem a forrás eredeti fényességeloszlását. Ez az eljárás több CLEAN iterációs lépést és fázis, majd amplitúdó önkalibrációt tartalmaz [7], [14].

Első lépésben minden epocha esetén létrehoztam egy térképet, ami tartalmazza a kalibrált vizibilitás adatokat. Ezután megkerestem azt a pontot, ahol a fluxussűrűség eloszlás maximuma van és ennek környezetében létrehoztam egy ablakot. Ezután a `clean` parancs segítségével a CLEAN algoritmus-t futtattam. Ez minden iterációnál levonja a korábban definiált tartományon belüli legfényesebb pixelérték pár százalékát (esetemben 5 %-t állítottam be). Ezek a levont pontforrások fogják alkotni a forrás intenzitáseloszlását leíró modellt. Általában 50, 100 pontforrás automatikus definiálása után, az így létrehozott modell segítségével az első fázis önkalibráció elvégezhető. Erre a `selfcal` parancs szolgál. A kalibrált adatokon újabb CLEAN iterációt futtattam, melynek során a modellt tovább tudtam finomítani, majd ezzel a javított modellel végeztem el a következő önkalibrációs lépést.

Közben figyeltem, hogy a modell mennyire illeszkedik jól az eredeti fázis értékekhez. Ezt a hibrid térképezési eljárást addig folytattam, amíg a maradvány térképen (amiből a pontforrás modellek levonásra kerültek) a legfényesebb pixel értéke nem haladta meg a zajszint hatszorosát. Azaz jelperzaj arány (signal-to-noise ratio, SNR) nem haladta meg a 6σ értéket. Közben folyamatosan figyeltem a térképet, hogy ne adjak a modellhez olyan esetlegesen távoli pontokat, amik nem tartoznak a forráshoz.

Amikor további fázis önkalibrációval nem tudtam javítani a modelletem, amplitúdó önkalibrációt végeztem. Egy így kapott fényességeloszlás modell a 7(a). ábrán látható.

2.2.3. Modellkomponens illesztés

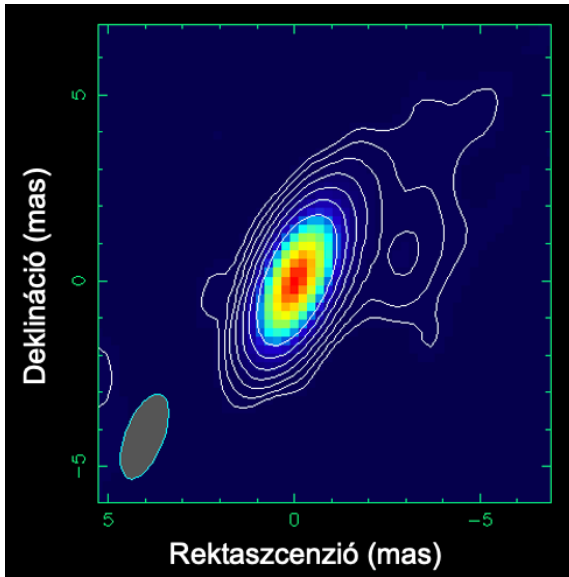
Ahhoz, hogy a jet szerkezetének változását vizsgálhassam, a kalibrált vizibilitás adatokra modellkomponenseket illesztettem. A módszer lényege, hogy 2 dimenziós, Gauss fényességprofilú komponenseket adogatunk össze, hogy jobb képet kapjunk a jet szerkezetéről. A „piszkos térképen” a program segítségével jelöltem ki a komponensek kezdeti méretét és pozícióját, amelyeket aztán a `modelfit` parancs segítségével illesztettem.

A modellparaméterek számának minimalizálása érdekében igyekeztem köralapú Gauss függvényeket használni, de voltak epochák, ahol az elliptikus modell bizonyult jobbnak. Az egyes illesztéseket addig iteráltam, amíg a model egy stabil állapothoz nem konvergált. Az egyes Gauss komponensek paraméterei a fluxussűrűség, a pozíció és a méret. Ez utóbbi a Gauss függvény félértékszélessége (full width at half maximum, FWHM). Elliptikus komponensek esetében még további változó paraméter a profil kis- és nagytengelyének aránya, és a nagytengely irányszöge.

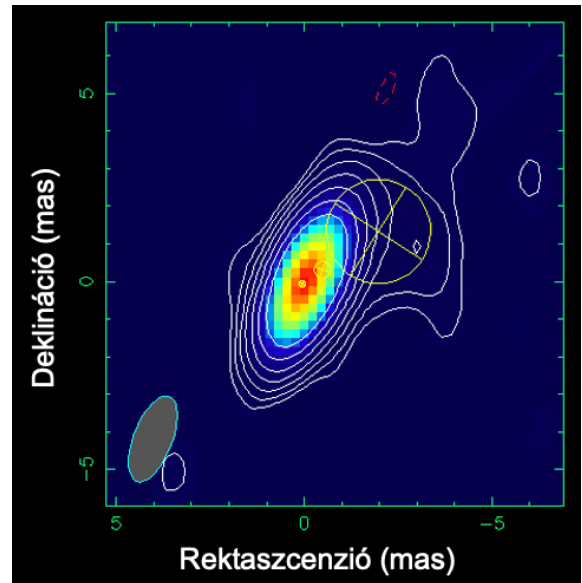
Újabb modellkomponenseket addig definiáltam, amíg a mardványtérképen az SNR az 5σ értékig csökkent, vagy praktikusán amíg a piszkos térképen már nem látszott fényes, elkülönülő struktúra.

Az 7(b). ábrán egy ilyen kétdimenziós Gauss függvény illesztés végeredményét mutatom be. Jól láthatóan visszaadja a forrás hibrid térképezési eljárással készített térképét (7(a). ábra).

A vizibilitás amplitúdóját és fázisát az illesztett modell értékekkel a (8. ábra mutatja. Itt is jól láthatóan illeszkedik a modell a mért értékekhez.

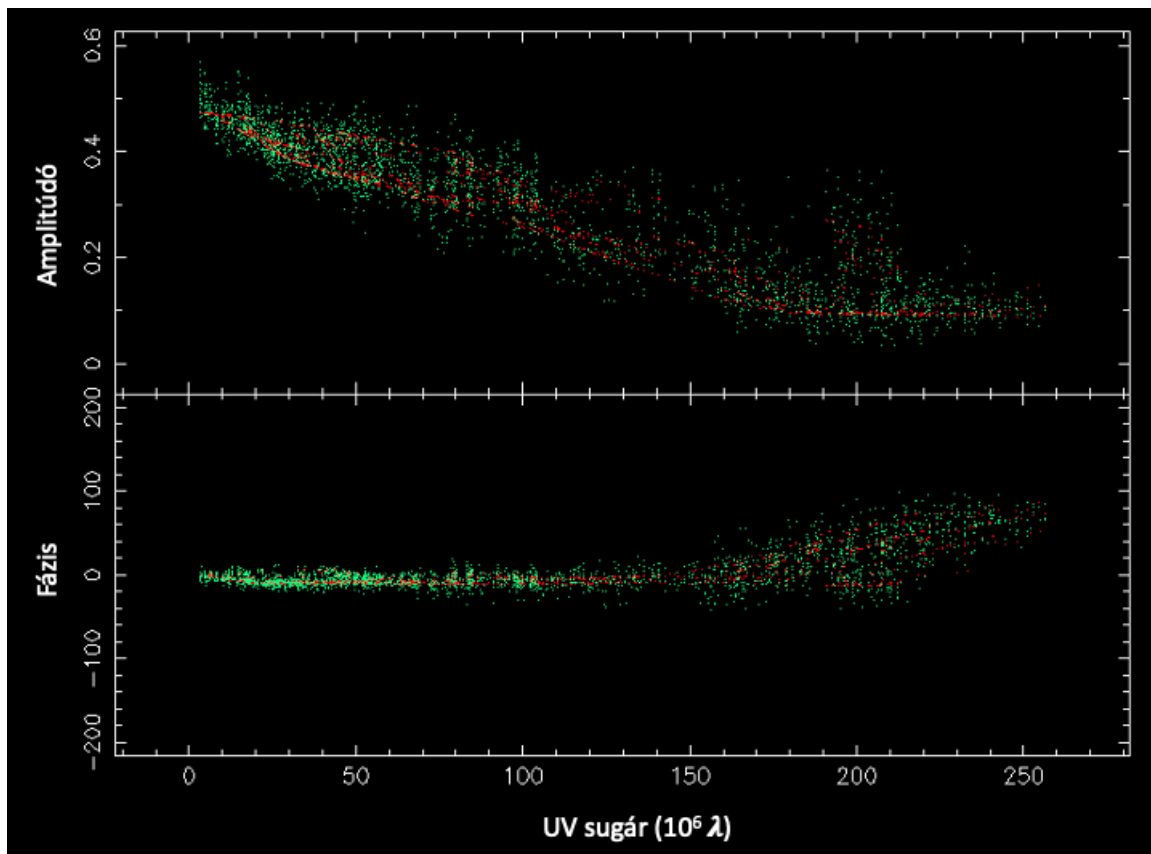


((a)) 2012.04.10. mérés fényességeloszlás modellje a hibrid térképezés után. Az intenzitás csúcsértéke: $943 \text{ mJy beam}^{-1}$. A legalsó pozitív kontúr értéke: $3,12 \text{ mJy beam}^{-1}$. Ez a zajszint háromszorosa, a további kontúrok egy kettes faktorial növekednek. Visszaállító nyaláb mérete: $2,42 \times 1,03 \text{ (mas)}$. Ennek pozíciószöge: $-21,2^\circ$. Mérési frekvencia: $8,355 \text{ GHz}$.



((b)) 2012.04.10. mérés fényességeloszlás modellje a Gauss fényességkomponens illesztések után. Sárga körrel jelölve a C0,C1,C2 mag- és jetkomponensek. Az intenzitás csúcsértéke: $941 \text{ mJy beam}^{-1}$. A legalsó pozitív kontúr értéke: $3,12 \text{ mJy beam}^{-1}$. Ez a zajszint háromszorosa, a további kontúrok egy kettes faktorial növekednek. Visszaállító nyaláb mérete: $2,42 \times 1,03 \text{ (mas)}$. Ennek pozíciószöge: $-21,2^\circ$. Mérési frekvencia: $8,355 \text{ GHz}$.

7. ábra. A CTD 74 jelű blazár egy hibrid térképezéssel (a) és modelillesztéssel (b) kapott képe ugyanazon az epochában. Látható, hogy mennyire hasonló fényességeloszlás modellt kapunk, ha hibrid térképezéssel vagy Gaussos modellkomponens illesztéssel közelítjük a fluxussűrűségeloszlást. Az ábrák bal sarkában található ellipszis a visszaállító nyalábot szemlélteti, ez mutatja meg, hogy mennyire jó az interferométer-hálózat felbontása.



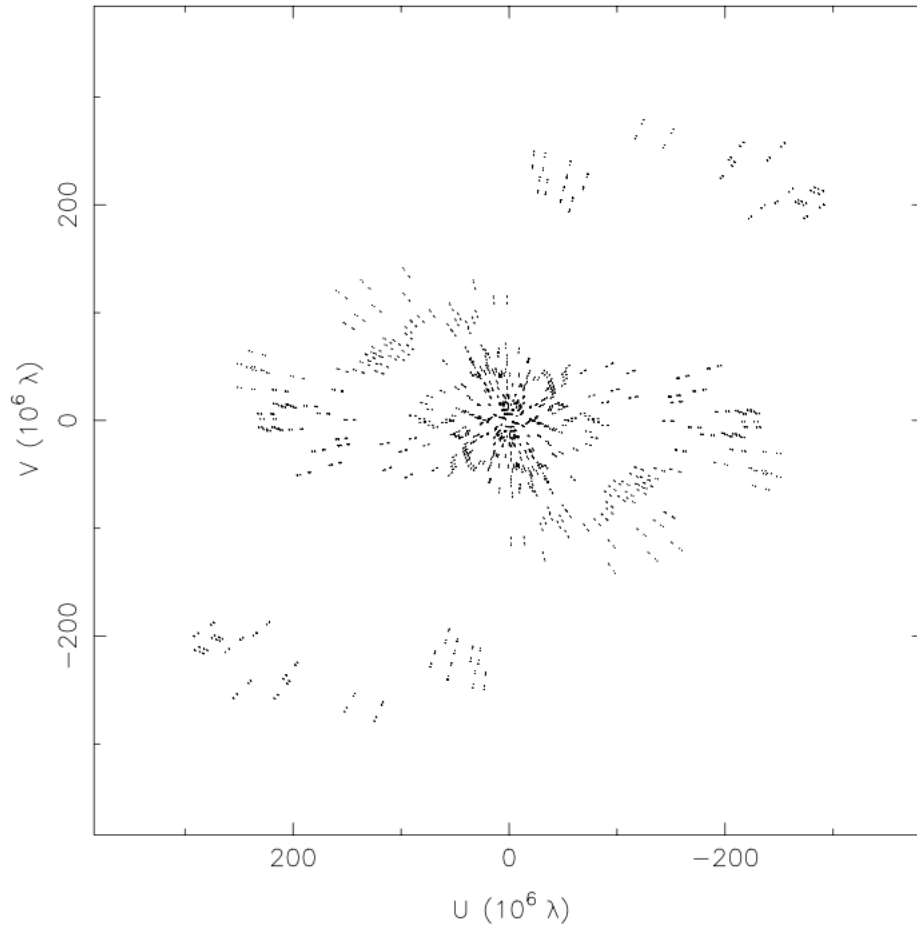
8. ábra. 2021. március 24.-i mérés 8,636 GHz frekvencián. Az ábra felső részén a vizibilitások amplitúdója, az alsón a fázisa látszik az uv sík kezdőpontjától való radiális távolság függvényében. A zöld pontok jelölik a méréshez tartozó értékeket, a piros pontok pedig az illesztés utáni modell amplitúdó és fázis értékeket.

3. Eredmények és analízis

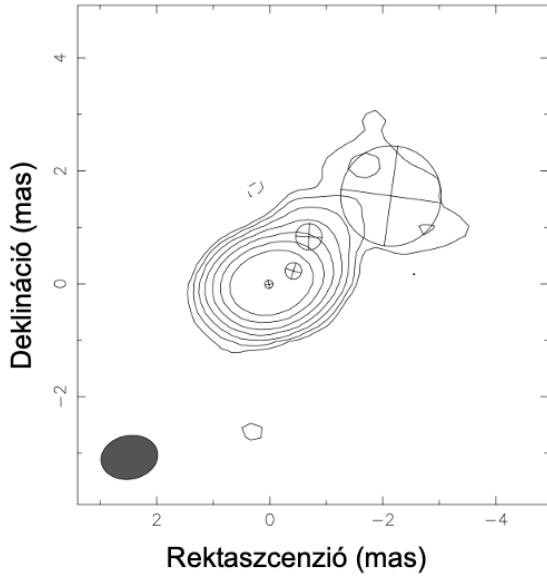
3.1. Az elkészült térképek

A 22 epochából 2 mérés volt, ahol modellkomponens illesztés során csak két komponenst tudtam illeszteni a 2002.09.25.-i és a 2011.08.06.-i mérések. Ez feltehetően a rosszabb felbontásnak és kis integrációs időnek volt köszönhető, ezeket a továbbiakban kihagytam a kiértékelésből. A maradék 20 epochából 18-ban 3 komponenst, kettőben pedig 4 komponenst tudtam illeszteni. Az egyik ilyen mérést (2014.02.12.) a 10(a). ábra mutatja. Ezeknél a méréseknél az interferométer hálózat több antennát tartalmazott és a mérés ideje is tovább tartott, feltehetően a jobb uv lefedettség (9. ábra) következtében tudtam ezeket jobban felbontani és több komponenst illeszteni.

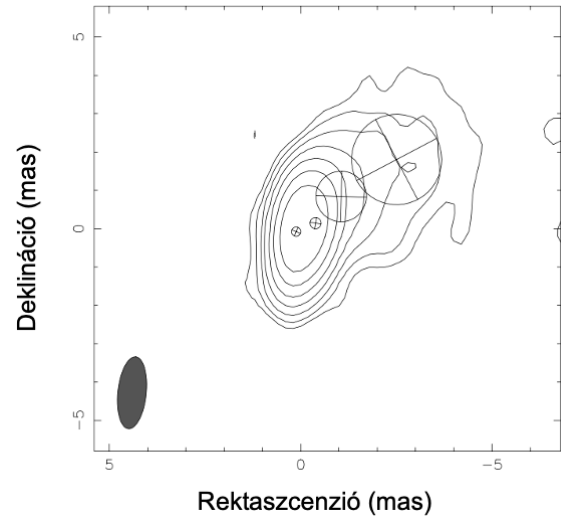
Volt továbbá a felhasznált mérések közül két epocha (1997. január 10. és 2017. október 9.), ahol a forrás jobban modellezhető volt elliptikus komponensekkel. A 11. ábrán az egyik ilyen modellesztést mutatok be. A többi esetben mindenhol elegendő volt körszimmetrikus Gauss komponenseket illeszteni.



9. ábra. A 2020. november 18.-i mérés uv térképe. A mérés frekvenciája 8,636 GHz. A tengelyeken a bázisvonal vektorok u és v koordinátái szerepelnek egymillió hullámhossz egységekben. A 2. táblázatban látszik, hogy a mérés időtartama hosszú volt, ez a Föld forgásának köszönhetően nagyobb uv lefedettséget eredményezett.

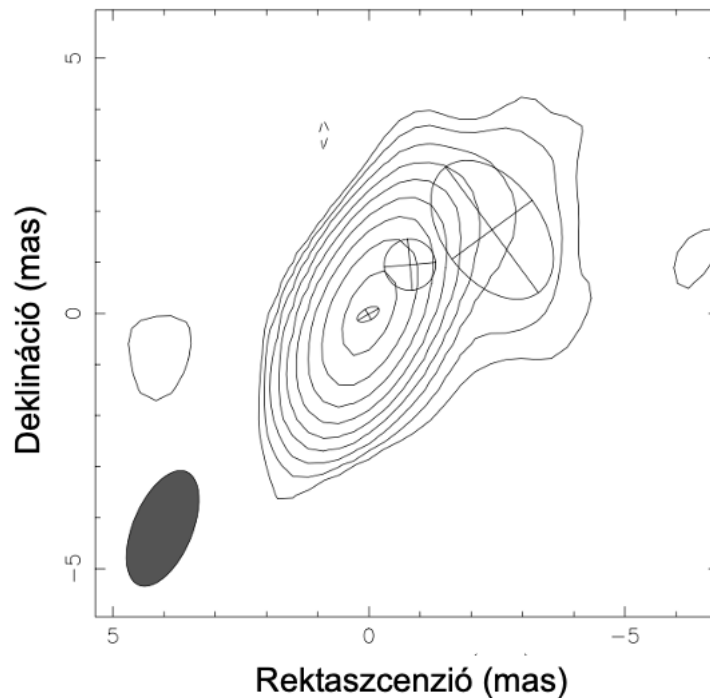


((a)) 2014.02.12. mérés fényességeloszlás modellje. Az intenzitás csúcserőte: $867 \text{ mJy beam}^{-1}$. A legalsó pozitív kontúr értéke: $4,77 \text{ mJy beam}^{-1}$. Ez a zajszint három és félszerese, a további kontúrok egy kettes faktorról növekednek. Visszaállító nyaláb mérete: $1,01 \times 0,774 \text{ (mas)}$. Ennek pozíciósöge: $-78,8^\circ$. Mérési frekvencia: $8,636 \text{ GHz}$.



((b)) 2021.03.24. mérés fényességeloszlás modellje. Az intenzitás csúcserőte: $298 \text{ mJy beam}^{-1}$. A legalsó pozitív kontúr értéke: $1,83 \text{ mJy beam}^{-1}$. Ez a zajszint háromszorososa, a további kontúrok egy kettes faktorról növekednek. Visszaállító nyaláb mérete: $1,89 \times 0,743 \text{ (mas)}$. Ennek pozíciósöge: $-5,9^\circ$. Mérési frekvencia: $8,355 \text{ GHz}$.

10. ábra. A két epocha, ahol 4 komponenst tudtam illeszteni. Az (a) esetben feltehetőleg a jobb uv lefedettség és felbontás miatt tudtam jobban felbontani a forrást. A (b) esetben látható, hogy a magkomponens el van tolódva a középponthoz képest, itt a belső két komponens lehet, hogy helyettesíthető lenne egy elliptikus komponenssel.



11. ábra. 2017.10.09. mérés fényességeloszlás modellje. A magkomponens és második jetkomponens elliptikus komponensekkel illesztve. Az intenzitás csúcserőte: $764 \text{ mJy beam}^{-1}$. A legalsó pozitív kontúr értéke: $2,08 \text{ mJy beam}^{-1}$. Ez a zajszint négyszerese, a további kontúrok egy kettes faktorról növekednek. Visszaállító nyaláb mérete: $2,41 \times 1,16 \text{ (mas)}$. Ennek pozíciósöge: $-22,7^\circ$. Mérési frekvencia: $8,668 \text{ GHz}$.

3.2. Hibaszámítás

A forrás tulajdonságainak vizsgálatához meghatároztam az illesztett komponensek paramétereinek hibáját az alábbi képletek alapján [15]:

$$\begin{aligned}\Delta P &= \Delta R \text{ az adott gauss komponens csúcserősségének hibája,} \\ \Delta W &= \Delta RW/P \text{ komponens szélességének hibája,} \\ \Delta L &= \Delta RW/2P \text{ Pozíció hibája,} \\ \Delta F &= \sqrt{\Delta R^2 + (F\Delta W/W)^2} \text{ Fluxussűrűség hibája}\end{aligned}\tag{4}$$

A fenti egyenletekben W a komponens FWHM mérete, ΔR a térkép zajszintje, F a komponens fluxussűrűsége.

Ahogy a hivatkozott cikkben is leírják, ezek a hibák durva becslések egy dimenzióban és a valódi hibák ennél nagyobbak is lehetnek, a fluxussűrűség és a komponens méretei közt erős korreláció van és több komponens illesztésénél, ha azok átfednek előfordulhat, hogy a paraméterek nem lesznek jól szétválaszthatók és a fenti összefüggéseknél a valós hibák nagyobbak.

A legkisebb felbontható méret kiszámítható az alábbi összefüggés alapján [16]:

$$\theta_{\text{lim}} = b_{\psi} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi} \ln \left(\frac{\text{SNR}}{\text{SNR} - 1} \right)},\tag{5}$$

ahol b_{ψ} a helyreállító nyaláb félértékszélessége egy tetszőleges ψ pozíciószög mentén mérve. SNR pedig a jel/zaj arányt jelöli, amit a fluxussűrűség csúcserősségének és a zajszintnek a hányadosából számoltam ki. Ha egy komponens mérete kisebb mint a legkisebb felbontható méret, akkor az praktikusán nem felbontott, tehát a mérete az adott méréssel nem meghatározható. Ebben az esetben a θ_{lim} egy felső határt ad a komponens méretére, ennél az értéknél a komponens biztosan kisebb.

3.3. Jet szerkezetének időfejlődése

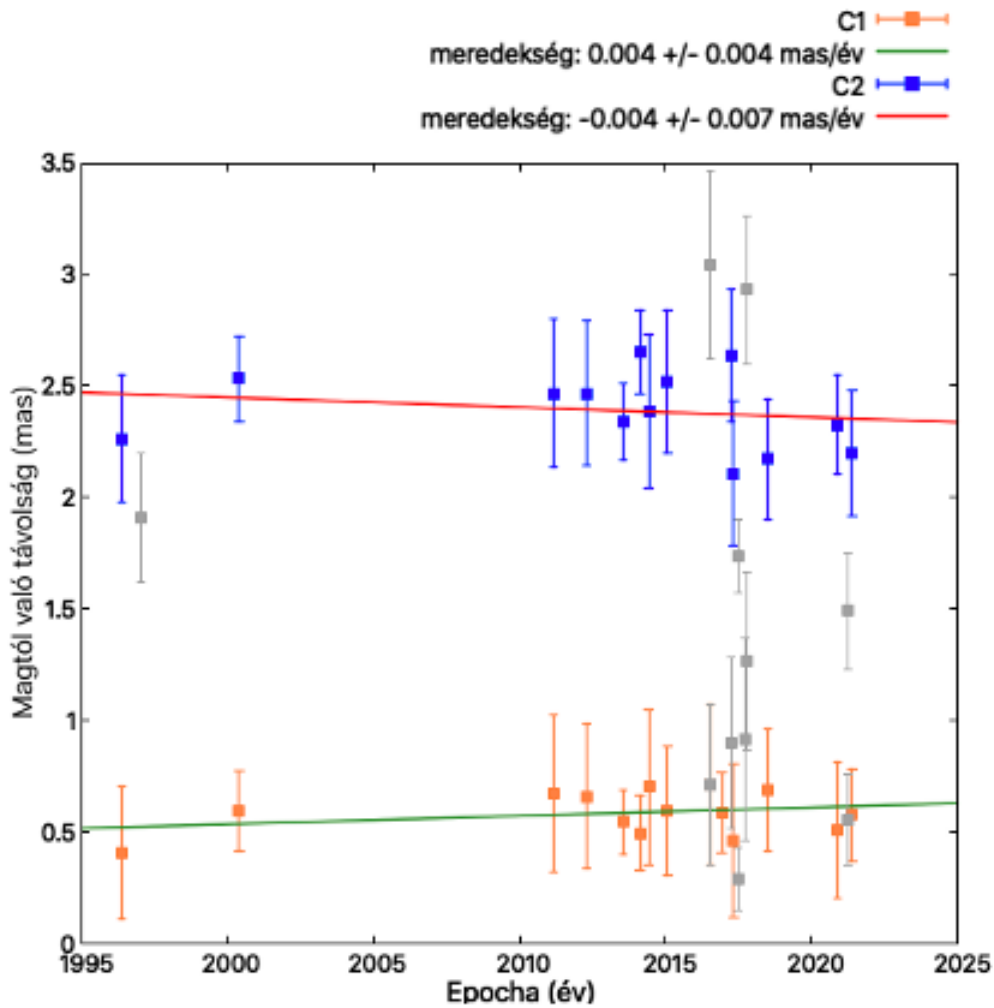
Az illesztés után a komponensek pozícióját a Difmap a térkép origójához képest északi és keleti irányban adja meg milliívmásodperc egységekben. Ahhoz, hogy a jetkomponensek mozgását vizsgáljuk a maghoz képest, előbb ki kellett számolnom a komponensek relatív radiális távolságát a magkomponens pozíciójához képest. A magot stacionáriusnak tekintettem. A magtól való távolság hibáját a pozíciós hibákból hibaterjedés eljárással számoltam ki.

Ezek a távolságok láthatók az idő függvényében az 12. ábrán. A 22 epochából 13 olyan mérés volt, ahol komponenseket egymásnak konzisztens módon tudtam megfeleltetni. Az ábrán szürkével jelöltem azokat a komponenseket, amelyekre ez nem volt igaz. Ezekbe beletartoznak azok a mérések, amiknél a magkomponens láthatóan nem az eloszlás maximumánál helyezkedik el, ezeket a jövőben megkísérlem elliptikus komponensekkel illeszteni. Szürkével szerepel továbbá a 2021.03.24-es mérés, ahol négy komponens van, illetve az a két mérés, ahol elliptikus komponenszt illesztettem és nem körszimmetrikusat.

A 4. táblázatban és az ábrán nem szerepel az a két epocha, ahol csak két komponens tudtam illeszteni, a rossz felbontás miatt ezeket az elején kiszűrtem és nem végeztem el rájuk a távolság- és hibaszámításokat.

A 13 mérés pontjaira egyenest illesztettem GNUPLLOT program segítségével, ezek a 4. függelékben lévő 4. táblázatban található C1 és C2-vel jelzett komponensek.

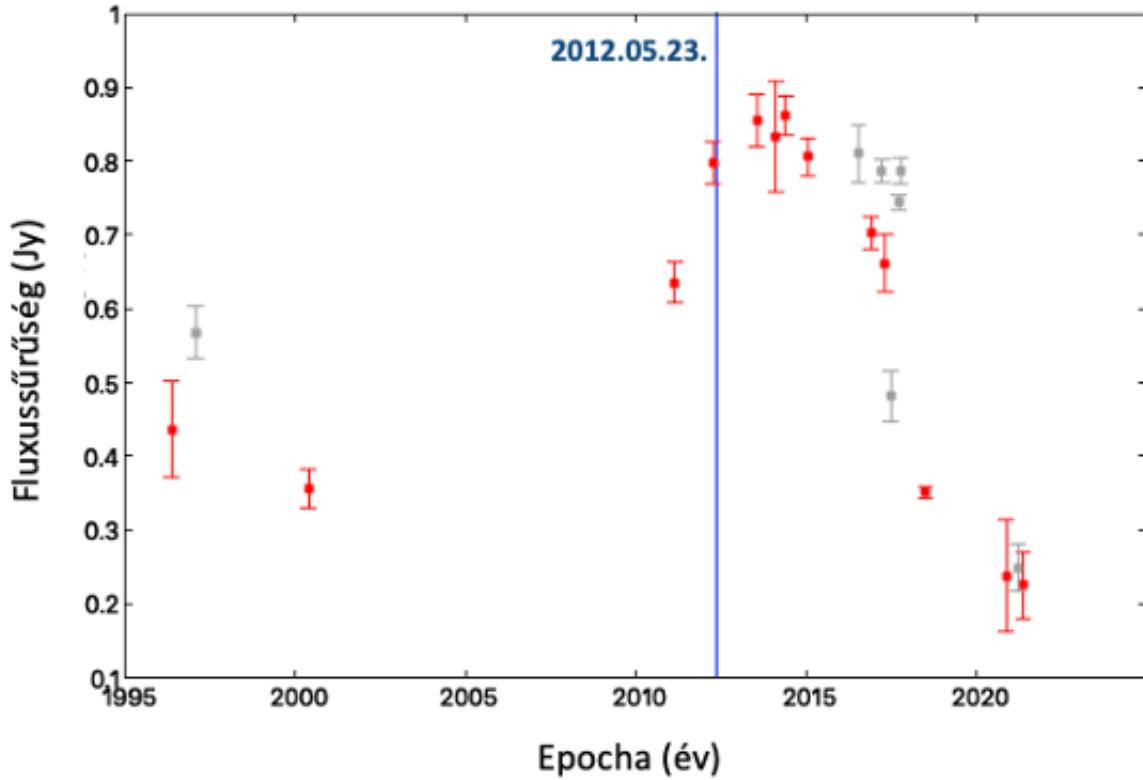
Az illesztett egyenes meredeksége adja meg a komponens látszó sebességét. Ez a C1 komponensekre illesztett egyenes esetén $0,004 \pm 0,004$ mas/év, a C2 komponensekre illesztett egyenes meredeksége pedig $-0,004 \pm 0,007$ mas/év. Az illesztés alapján a jet komponensei stacionáriusnak látszanak, ennek oka nagy valószínűséggel az, hogy olyan kis szögben látunk rá a jetre, hogy nem érzékeljük a komponensek maghoz képesti elmozdulását. Így elmondható, hogy nem tapasztalunk szuperlumináris, fénysebességnél látszólag nagyobb sebességű mozgást.



12. ábra. A C1 (sárga szimbólumok) és C2 (kék szimbólumok) jelű jetkomponensek magtól való távolsága az idő függvényében. A szürke pontok azokat a komponenseket jelölik, amiket nem tudtam konzisztensen megfeleltetni a többi komponensnek. A piros, és zöld vonalak a C2 és C1 komponensek magtól való távolságára illesztett lineáris görbék.

3.4. A magkomponens fluxussűrűségének változása

Megvizsgáltam, hogy a magkomponens fluxussűrűsége hogyan változik az idő függvényében. Ahogy a 13. ábra mutatja, látható egy felfényesedést, ami 2014 környékén elér egy maximumot, majd a magkomponens elhalványodik.



13. ábra. A magkomponens fluxussűrűségének változása az idő függvényében. Kék vonallal jelölve a neutrínóesemény, amihez pozícionálisan kapcsolódik a forrás. A szürke pontok azokat a magkomponenseket jelölik, ahol a többi komponens nem tudtam konzisztensen megfeleltetni a 3.3 fejezetben tárgyalt 13 epocha komponenseivel.

Pirossal jelöltem ahhoz a 13 epochához tartozó magkomponenseket, melyek jetkomponenseit az előző fejezetben leírtak szerint meg tudtam egymásnak konzisztensen feleltetni. Így a szürke pontokba tartoznak többek közt azok a mérések amiknél a magkomponens láthatóan nem az eloszlás maximumánál helyezkedik el és a jövőben további vizsgálatra szorulnak.

3.5. A forrás fényességi hőmérséklete

Amennyiben ismerjük a forrás vöröseltolódását, a forrás komponenseinek fényességi hőmérséklete kiszámítható a VLBI mérés adataiból. A mag komponens esetében az alábbi összefüggés alapján [17]:

$$T_{b,VLBI} = 1,22 \cdot 10^{22} (1+z) \frac{S_{mag}}{\nu^2 \theta_{nagy} \theta_{kicsi}}, \quad (6)$$

ahol S_{mag} a mag fluxussűrűsége Jy egységekben, ν a mérési frekvencia GHz-ben kifejezve, θ_{kicsi} és θ_{nagy} pedig rendre az illesztett elliptikus Gauss komponensek kis és nagy tengelyeinek félértékisélességei millióvmásodpercben.

3. táblázat. *A magkomponensek fényességi hőmérséklete hibával.*

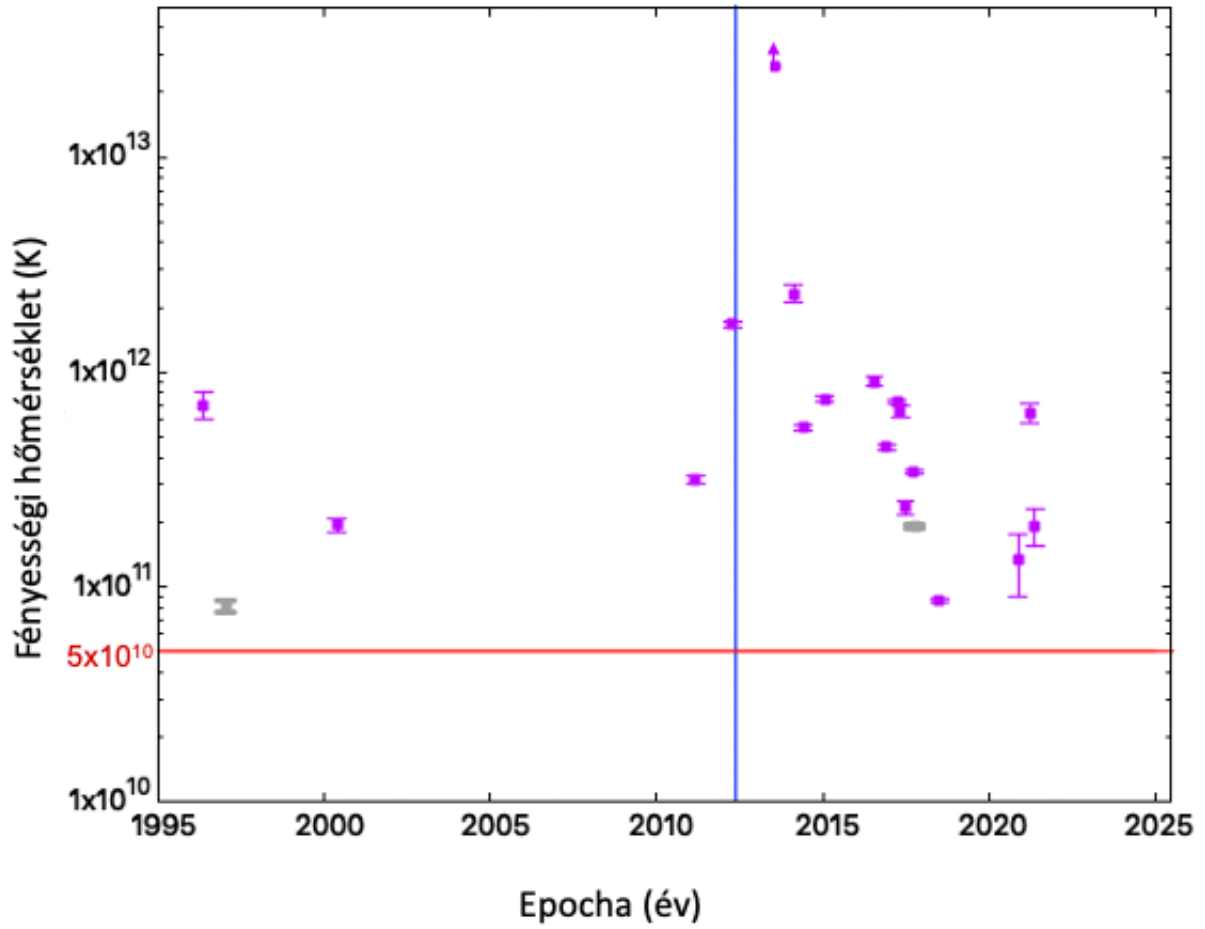
Epocha	$T_{b,VLBI} (10^{10}K)$
1996.05.15.	$70,5 \pm 10,6$
1997.01.10.	$8,2 \pm 0,5$
2000.05.22.	$19,4 \pm 1,4$
2011.02.27.	$31,6 \pm 1,4$
2012.04.10.	$166,5 \pm 6,2$
2013.07.24.	$2\,625,5 \pm 3,5$
2014.02.12.	$232,4 \pm 21$
2014.05.31.	$55,3 \pm 1,7$
2015.01.23.	$74,7 \pm 2,3$
2016.07.17.	$90,4 \pm 4,3$
2016.11.30.	$44,9 \pm 1,4$
2017.03.27.	$73,4 \pm 1,4$
2017.04.28.	$66,0 \pm 3,8$
2017.06.28.	$23,4 \pm 1,7$
2017.09.26.	$34,3 \pm 0,5$
2017.10.09.	$19,2 \pm 0,4$
2018.07.05.	$8,6 \pm 0,2$
2020.11.18.	$13,3 \pm 4,3$
2021.03.24.	$64,2 \pm 6,5$
2021.05.19.	$19,2 \pm 3,8$

Feltételezve, hogy a forrás belső (valós) fényességi hőmérséklete megegyezik az ekvipartíciós hőmérséklettel, $T_{belső} = T_{ekvi} = 5 \cdot 10^{10} K$ [5], a relativisztikus nyalábolás mértékét megadó Doppler erősítési faktor az alábbi módon számolható ki:

$$\delta = \frac{T_{b,VLBI}}{T_{belső}}. \quad (7)$$

Ahogy az a 14. ábrán is jól látszik minden mért fényességi hőmérséklet 1-2 nagyságrenddel nagyobb, mint a piros vízszintes vonallal jelölt $T_{belső}$ belső fényességi hőmérséklet. Tehát minden mérési időpontban tapasztalhatunk Doppler-erősítést, a blazár minden epochában fényesebbnek látszik, mint valójában (3. táblázat).

Az átlagos fényességi hőmérséklet $1,87 \cdot 10^{12} K$, az átlagos Doppler-faktor pedig 37.



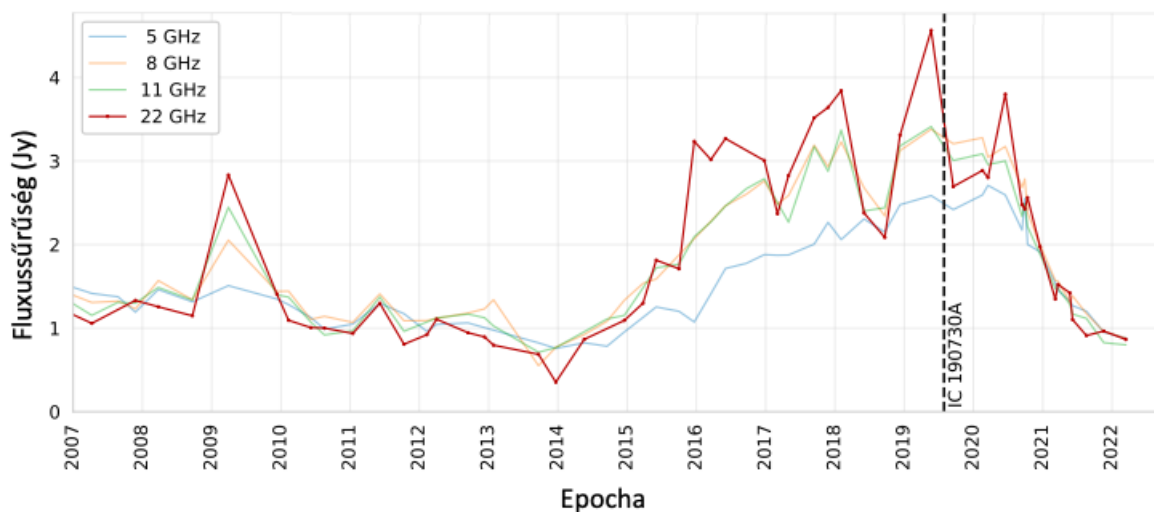
14. ábra. A magkomponensek fényességi hőmérsékletének változása az idő függvényében. Kék vonallal jelölve a neutrínóesemény, amihez pozícionálisan kapcsolódik a forrás. A piros vonal az ekvipartíciós hőmérsékletet jelöli ($5 \cdot 10^{10} \text{ K}$ [5]) A szürke pontok azokat a magkomponenseket jelölik, ahol elliptikus modellkomponenst tudtam jobban illeszteni.

4. Diszkusszió és összefoglalás

TDK munkámban egy égi pozíciója alapján nagy valószínűséggel neutrínóforrásként azonosított blazárról 1996 és 2021 között készült rádióinterferométeres mérésorozatot analizáltam. Rekonstruáltam a forrás fényességeloszlását a DIFMAP program segítségével először hibrid térképezés módszerével, majd Gauss komponensek illesztésével. Ezeket minden epochában térképen ábrázoltam. Vizsgáltam az illesztett jetkomponensek magtól való távolságának változását az idő függvényében, ehhez lineáris függvényt illesztettem a mérési pontokra. Az így kapott egyenes meredeksége adja meg a komponensek sajátmozgását a maghoz képest. Ez alapján a jet komponensei stacionáriusnak adódnak. Ennek oka az lehet, hogy a jet látóiránnyal bezárt szöge olyan kicsi, hogy a jet komponensek elmozdulását nem tudjuk detektálni. Továbbá vizsgáltam a magkomponens fluxussűrűség változását az idő függvényében annak érdekében, hogy összefüggést találjak a blazár fényességváltozása és a hozzá pozícionálisan köthető nagyenergiás neutrínó-esemény időpontja között. A neutrínó-detektálás időpontjához (2012.05.23.) legközelebbi mérés 2012. április 10.-e volt, ekkor a magkomponens fluxussűrűsége $0,80 \pm 0,03$ Jy volt. Ezután tovább nőtt a mag fényessége, ami 2014.05.31.-én elért egy maximumot ($0,86 \pm 0,03$ Jy) majd az utolsó 2021-es mérésig lecsökkent $0,23 \pm 0,05$ Jansky-re.

Hasonló kutatást, neutrínó események és neutrínóforrás-jelölt blazárok rádiótartományban megfigyelhető fluxussűrűség változása közti kapcsolatot vizsgáltak Plavin és munkatársai egy jelenleg elbírálás alatt lévő cikkükben ([18]). A PKS 1502+106 jelű blazár az egyik legvalószínűbb neutrínó-forrásként azonosítják. Az általuk közölt fluxussűrűségváltozás és neutrínó-esemény detektálás időpontjának viszonya (15. ábra) nagyon hasonló az általam vizsgált forrás esetén tapasztaltnak.

Azonban mivel a blazárok általában jelentős fényességváltozásokat mutatnak hónapos, éves (de akár pár hetes) időskálán is, statisztikailag jobban megalapozott, nagyobb mintán végzett vizsgálatokra van szükség, hogy a neutrínó-események és a rádiótartományban mért fényességváltozás közti kapcsolatot egyértelműen bizonyítani lehessen.



15. ábra. A PKS 1502+106 jelű blazár fényességváltozása az idő függvényében több frekvenciatartományban. Fekete szaggatott vonallal jelölve a pozícionálisan hozzá tartozó neutrínóesemény időpontja. A kép forrása: Plavin és mtsai (2022) [18].

Megvizsgáltam továbbá, hogy tapasztalhatunk-e a blazárookra jellemző relativisztikus effektusokat a CTD 74 jelű AGN esetében. Szuperlumináris, látszólag fénysebességnél nagyobb sebességű mozgást nem sikerült kimutatni a jetben. A forrás intenzitásának látszó növekedésének kimutatásához kiszámítottam az illesztett magkomponensek fényességi hőmérsékletét, ami blazárok esetében az intenzitással ekvivalens mennyiség. Azt tapasztaltam, hogy ez az érték minden mérési pontban meghaladja az elméleti határértéket, vagyis egyértelműen kimutatható a Doppler-effektus. A relativisztikus nyalábolás mértékét, vagyis a Doppler-faktort kiszámoltam minden mérési pontban, ezek átlagértéke: 37.

Terveim közt szerepel az L. Petrov által fenntartott astrogeo.org weboldalon elérhető 2 és 5 GHz-es rádiótartományú mérések analízise, a forrás rádióspektrumának tanulmányozása. Emellett azon 8 GHz-es epochák vizsgálata, ahol nem sikerült a komponenseket konzisztens módon azonosítani a többi epochában detektálhatókkal.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Szentirmayné Dr. Gabányi Krisztina Évának a rengeteg segítségért, szakmai tanácsért, türelemért, megértésért és legfőképpen a rám szánt időért, amik nélkül ez a dolgozat nem jöhetett volna létre. Valamint hálával tartozom, amiért rendelkezésemre bocsátotta a kutatáshoz szükséges szakirodalmat.

Köszönöm Leonid Petrovnak az astrogeo.org oldal üzemeltetőjének, hogy az előre kalibrált mérésekkel lehetővé tette a dolgozat létrejöttét.

Továbbá ezúton szeretném megköszönni az MTA-ELTE Tejútrendszer Kutatócsoportnak, hogy demonstrátori foglalkoztatás keretében támogatják a kutatásomat.

Hivatkozások

- [1] A. Plavin, Y. Y. Kovalev, Y. A. Kovalev, and S. Troitsky, „Observational evidence for the origin of high-energy neutrinos in parsec-scale nuclei of radio-bright active galaxies,” *The Astrophysical Journal*, vol. 894, p. 101, may 2020.
- [2] M. A. et al., „The IceCube neutrino observatory: instrumentation and online systems,” *Journal of Instrumentation*, vol. 12, pp. P03012–P03012, mar 2017.
- [3] C. M. Urry and P. Padovani, „Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei,” , vol. 107, p. 803, Sept. 1995.
- [4] Ž. Ivezić, K. Menou, G. R. Knapp, M. A. Strauss, R. H. Lupton, D. E. Vanden Berk, G. T. Richards, C. Tremonti, M. A. Weinstein, S. Anderson, N. A. Bahcall, R. H. Becker, M. Bernardi, M. Blanton, D. Eisenstein, X. Fan, D. Finkbeiner, K. Finlator, J. Frieman, J. E. Gunn, P. B. Hall, R. S. J. Kim, A. Kinkhabwala, V. K. Narayanan, C. M. Rockosi, D. Schlegel, D. P. Schneider, I. Strateva, M. SubbaRao, A. R. Thakkar, W. Voges, R. L. White, B. Yanny, J. Brinkmann, M. Doi, M. Fukugita, G. S. Hennessy, J. A. Munn, R. C. Nichol, and D. G. York, „Optical and Radio Properties of Extragalactic Sources Observed by the FIRST Survey and the Sloan Digital Sky Survey,” , vol. 124, pp. 2364–2400, Nov. 2002.
- [5] A. C. S. Readhead, „Equipartition Brightness Temperature and the Inverse Compton Catastrophe,” , vol. 426, p. 51, May 1994.
- [6] A. R. Thompson, „Fundamentals of Radio Interferometry,” in *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II* (G. B. Taylor, C. L. Carilli, and R. A. Perley, eds.), vol. 180 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 11, Jan. 1999.
- [7] R. C. Walker, „Very Long Baseline Interferometry,” in *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II* (G. B. Taylor, C. L. Carilli, and R. A. Perley, eds.), vol. 180 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 433, Jan. 1999.
- [8] K. Teke, E. Tanir Kayıkçı, J. Böhm, and H. Schuh, „Modelling very long baseline interferometry (vlbi) observations,” *Journal of Geodesy and Geoinformation*, vol. 1, pp. 17–26, 01 2012.
- [9] *Very Long Baseline Interferometry and the VLBA*, vol. 82 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Jan. 1995.
- [10] R. e. a. Ahumada, „The 16th Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys: First Release from the APOGEE-2 Southern Survey and Full Release of eBOSS Spectra,” , vol. 249, p. 3, July 2020.
- [11] E. L. Wright, „A Cosmology Calculator for the World Wide Web,” , vol. 118, pp. 1711–1715, Dec. 2006.
- [12] M. C. Shepherd, „Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging,” in *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI* (G. Hunt and H. Payne, eds.), vol. 125 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 77, Jan. 1997.
- [13] J. A. Högbom, „Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines,” , vol. 15, p. 417, June 1974.

- [14] T. Cornwell, „Synthesis imaging: self-calibration,” in *Synthesis Imaging* (R. A. Perley, F. R. Schwab, and A. H. Bridle, eds.), pp. 137–147, Jan. 1986.
- [15] E. B. Fomalont, „Image Analysis,” in *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II* (G. B. Taylor, C. L. Carilli, and R. A. Perley, eds.), vol. 180 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 301, Jan. 1999.
- [16] K. et al., „Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure,” , vol. 130, pp. 2473–2505, Dec. 2005.
- [17] P. Veres, S. Frey, Z. Paragi, and L. I. Gurvits, „Physical parameters of a relativistic jet at very high redshift: the case of the blazar J1430+4204,” , vol. 521, p. A6, Oct. 2010.
- [18] A. V. Plavin, Y. Y. Kovalev, Y. A. Kovalev, and S. V. Troitsky, „Growing evidence for high-energy neutrinos originating in radio blazars,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:2211.09631, Nov. 2022.

A. Az illesztett Gauss komponensek paramétereit

4. táblázat. Az illesztett gauss komponensek paramétereit hibákkal. Az első oszlopban a mérések időpontjai szerepelnek. A második oszlopban a modellkomponensek jelöléseit tüntettem fel: 0 a mag, 1, 2, 3 rendre a magtól egyre távolabb található jet komponensek indexei. „C” előtaggal jelöltem azokat a komponenseket, amiket konzisztensen meg tudtam feleltetni egymásnak epocháról epochára. „E” előtaggal jelöltem az elliptikus komponenseket. „A”, „B”, „F”, „G”, „H” előtaggal szerepelnek komponensek, amiket nem tudtam más mérés komponenseivel megfeleltetni, ezért saját betű jelölést kaptak. A harmadik oszlopban (F) a fluxussűrűségek, a negyedikben (η) a gauss komponensek tengelyeinek arányai, az ötödikben a komponens félnagy tengelyének féltérszélessége milliüvmásodpercben (W), a hatodik oszlopban pedig a komponensek középpontjának relatív távolsága a magkomponenshez képest (P) került feltüntetésre.

epocha	#	F (Jy)	η	W (mas)	P (mas)
1996.05.15.	C0	$0,44 \pm 0,066$	1	$0,1917 \pm 0,0004$	0
	C1	$0,37 \pm 0,040$	1	$0,3436 \pm 0,0005$	$0,41 \pm 0,30$
	C2	$0,04 \pm 0,013$	1	$2,2043 \pm 0,0196$	$2,26 \pm 0,30$
1997.01.10	E0	$0,57 \pm 0,036$	0,203	$0,6416 \pm 0,0009$	0
	B1	$0,02 \pm 0,014$	1	$1,2521 \pm 0,0162$	$1,91 \pm 0,29$
	B2	$0,01 \pm 0,026$	1	$2,7768 \pm 0,3995$	$3,86 \pm 0,26$
2000.05.22.	C0	$0,36 \pm 0,026$	0,455	$0,3189 \pm 0,0002$	0
	C1	$0,21 \pm 0,021$	0,827	$0,5847 \pm 0,0007$	$0,60 \pm 0,18$
	C2	$0,02 \pm 0,046$	1	$1,1342 \pm 0,1520$	$2,53 \pm 0,19$
2011.02.27.	C0	$0,64 \pm 0,028$	1	$0,3412 \pm 0,0001$	0
	C1	$0,17 \pm 0,011$	1	$0,4028 \pm 0,0001$	$0,67 \pm 0,35$
	C2	$0,05 \pm 0,020$	1	$2,1100 \pm 0,0339$	$2,47 \pm 0,33$
2012.04.10.	C0	$0,80 \pm 0,030$	1	$0,1666 \pm 0,0000$	0
	C1	$0,24 \pm 0,011$	1	$0,4375 \pm 0,0001$	$0,66 \pm 0,32$
	C2	$0,06 \pm 0,003$	1	$2,7671 \pm 0,0014$	$2,47 \pm 0,32$
2013.07.24.	C0	$0,85 \pm 0,353$	1	$\leq 0,05004$	0
	C1	$0,18 \pm 0,036$	1	$0,4334 \pm 0,0013$	$0,55 \pm 0,14$
	C2	$0,01 \pm 0,052$	1	$0,6844 \pm 0,1333$	$2,34 \pm 0,17$
2014.02.12.	C0	$0,83 \pm 0,075$	1	$0,1407 \pm 0,0001$	0
	C1	$0,11 \pm 0,022$	1	$0,3045 \pm 0,0004$	$0,50 \pm 0,17$
	H2	$0,04 \pm 0,011$	1	$0,4681 \pm 0,0117$	$1,10 \pm 0,18$
	C2	$0,04 \pm 0,063$	1	$1,8348 \pm 0,0239$	$2,65 \pm 0,19$
2014.05.31.	C0	$0,86 \pm 0,027$	1	$0,2900 \pm 0,0001$	0
	C1	$0,12 \pm 0,008$	1	$0,5268 \pm 0,0002$	$0,70 \pm 0,35$
	C2	$0,05 \pm 0,005$	1	$2,2279 \pm 0,0026$	$2,39 \pm 0,34$
2015.01.23.	C0	$0,81 \pm 0,025$	1	$0,2414 \pm 0,0000$	0
	C1	$0,17 \pm 0,009$	1	$0,6111 \pm 0,0002$	$0,59 \pm 0,29$
	C2	$0,02 \pm 0,017$	1	$0,7589 \pm 0,0091$	$2,52 \pm 0,32$
2016.07.17.	C0	$0,81 \pm 0,038$	1	$0,2519 \pm 0,0001$	0
	A1	$0,10 \pm 0,011$	1	$0,6237 \pm 0,0005$	$0,71 \pm 0,36$
	A2	$0,03 \pm 0,015$	1	$2,0540 \pm 0,0265$	$3,04 \pm 0,42$
2016.11.30.	C0	$0,70 \pm 0,022$	1	$0,2908 \pm 0,0001$	0
	G1	$0,06 \pm 0,007$	1	$1,0592 \pm 0,0005$	$1,63 \pm 0,18$

4 . táblázat folytatása

Epocha	#	F (Jy)	η	W (mas)	P (mas)
	G2	$0,03 \pm 0,066$	1	$0,0490 \pm 0,0003$	$0,59 \pm 0,18$
2017.03.27.	C0	$0,79 \pm 0,016$	1	$0,2407 \pm 0,0000$	0
	F1	$0,08 \pm 0,004$	1	$0,4402 \pm 0,0000$	$0,90 \pm 0,38$
	F2	$0,03 \pm 0,003$	1	$3,1455 \pm 0,0009$	$2,64 \pm 0,30$
2017.04.28.	C0	$0,66 \pm 0,038$	1	$0,2327 \pm 0,0001$	0
	C1	$0,17 \pm 0,017$	1	$0,3333 \pm 0,0002$	$0,46 \pm 0,34$
	C2	$0,05 \pm 0,006$	1	$2,0088 \pm 0,0029$	$2,11 \pm 0,32$
2017.06.28.	F0	$0,48 \pm 0,034$	1	$0,3371 \pm 0,0003$	0
	F1	$0,29 \pm 0,011$	1	$2,1073 \pm 0,0020$	$0,29 \pm 0,14$
	F2	$0,06 \pm 0,065$	1	$0,1000 \pm 0,0007$	$1,74 \pm 0,16$
2017.09.26.	C0	$0,74 \pm 0,010$	1	$0,3425 \pm 0,0000$	0
	C1	$0,08 \pm 0,003$	1	$0,5537 \pm 0,0000$	$0,92 \pm 0,45$
	C2	$0,05 \pm 0,002$	1	$2,3774 \pm 0,0003$	$2,49 \pm 0,40$
2017.10.09.	E0	$0,79 \pm 0,017$	0,486	$0,4710 \pm 0,0001$	0
	G1	$0,42 \pm 0,028$	1	$1,0026 \pm 0,0019$	$1,27 \pm 0,40$
	E2	$0,03 \pm 0,002$	0,636	$3,0585 \pm 0,0008$	$2,93 \pm 0,33$
2018.07.05.	C0	$0,35 \pm 0,007$	1	$0,4758 \pm 0,0000$	0
	C1	$0,05 \pm 0,003$	1	$0,7494 \pm 0,0001$	$0,69 \pm 0,27$
	C2	$0,06 \pm 0,004$	1	$2,4373 \pm 0,0010$	$2,17 \pm 0,27$
2020.11.18.	C0	$0,24 \pm 0,076$	1	$0,3148 \pm 0,0024$	0
	C1	$0,14 \pm 0,074$	1	$0,2539 \pm 0,0025$	$2,33 \pm 0,31$
	C2	$0,04 \pm 0,061$	1	$1,8782 \pm 0,3040$	$0,51 \pm 0,22$
2021.03.24.	G0	$0,25 \pm 0,032$	1	$0,2403 \pm 0,0001$	0
	G1	$0,15 \pm 0,019$	1	$0,2910 \pm 0,0002$	$0,55 \pm 0,20$
	G2	$0,05 \pm 0,015$	1	$1,3192 \pm 0,0026$	$1,49 \pm 0,26$
	G3	$0,03 \pm 0,005$	1	$2,3570 \pm 0,0046$	$3,12 \pm 0,24$
2021.05.19.	C0	$0,23 \pm 0,045$	1	$0,2551 \pm 0,0006$	0
	C1	$0,20 \pm 0,033$	1	$0,4522 \pm 0,0011$	$0,58 \pm 0,21$
	C2	$0,05 \pm 0,014$	1	$1,6064 \pm 0,0097$	$2,20 \pm 0,28$