

EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM
Természettudományi Kar
Csillagászati Tanszék

TDK Dolgozat

A PKS 1424+240 neutrínó-forrás jelölt blazár rádiócsillagászati vizsgálata
archív VLBA mérések alapján

Készítette: Medveczky Attila
ELTE TTK

Témavezető: Dr. Kun Emma
ELKH CSFK KTM CSI

Konzulens: Dr. Gabányi Krisztina
Csillagászati Tanszék, ELTE

2022

Tartalomjegyzék

Kivonat	2
1. Kozmikus részecskegyorsítók	3
1.1. Ultranagy energiájú kozmikus sugarak	3
1.2. Nagy energiájú neutrínók és forrásaik	4
1.3. Neutrínó csillagászat az IceCube Neutrínó Detektorral	6
1.4. Neutrínó forró foltok a 10 éves IceCube adatsorban, a PKS 1424 + 240 blazár	8
2. Aktív galaxismagok	10
2.1. Történelmi bevezetés	10
2.2. Az aktív galaxismagok felépítése	10
2.3. Aktív galaxismagok egyesített elmélete	13
2.3.1. Rádió-hangos AGN-ek	14
2.3.2. Rádió-halk AGN-ek	15
2.4. Az aktív galaxismagokban végbemenő nemtermális sugárzási folyamatok .	16
2.4.1. Szinkrotron sugárzás	16
2.4.2. Inverz Compton szórás	17
2.5. Szuperfénysebességű mozgás, Doppler erősítés	19
3. A PKS 1424+240 jelű BL Lac objektum vizsgálata rádiócsillagászati módszerekkel	22
3.1. A nagyon hosszú bázisvonalú interferometria	22
3.1.1. Képalkotás	24
3.1.2. VLBA	25
3.2. VLBI jet modellalkotás	26
3.2.1. A MOJAVE-felmérés	26
3.2.2. Modellillesztés	26
3.2.3. Hibabecslés, komponensazonosítás	26
3.3. Jet morfológia, kinematika	28
3.4. Az archív MOJAVE adatok feldolgozása	28
3.5. Rádió, gamma, és röntgen tartományú mérések összehasonlí-tása	37
3.6. Összefoglalás	39
Köszönetnyilvánítás	40
Függelék A: A PKS 1424+240 blazár jetkomponensei hibákkal	41
Hivatkozások	49

Kivonat

A dolgozatban a PKS 1424+240 jelű neutrínó-jelölt forrást tanulmányozom rádiócsillagászati módszerekkel. A DIFMAP nevű szoftverrel megillesztettem a forrásból származó jet komponenseit, majd a kapott adatok alapján kiszámoltam a nyálábra jellemző fizikai tulajdonságokat. Ezeket összevetve más módszerekkel kapott eredményekkel, következtetéseket vonhatunk le.

A forrás a "Time-Integrated Neutrino Source Searches with 10 Years of IceCube Data" cikk alapján lett kiválasztva [1]. Az előbb említett cikk III. táblázata szerint, a forrásból valószínűleg 41 db kozmikus neutrínó érkezett az IceCube detektorba.

1. Kozmikus részecskegyorsítók

Az alábbi fejezetekben nagyban támaszkodom a [2] munkára.

1.1. Ultranagy energiájú kozmikus sugarak

A kozmikus sugarak legjellemzőbb összetevői a nagy energiájú hadronok. Meghatározó szerepet töltenek be a galaktikus dinamikában: a csillagközi gázt felmelegítik, befolyásolják a csillagkeletkezést, kölcsönhatásba lépnek a mágneses terekkel. A detektált kozmikus sugarak spektruma 0.1 GeV-től 10^{11} GeV-ig terjedő tartományt ölel fel, a fluxus pedig 4 részecske/ cm^2/s -tól 1 részecske/ $km^2/100$ év-ig terjed. Kompozíciós mérésekkel kimutatták, hogy a spektrum 100 GeV energiáig proton-dominált, felette pedig előfordulnak nehezebb magok is. A galaktikus és az extragalaktikus forrás közötti átmenet 10^9 GeV környékén következik be. Ultranagy energiájú sugárzás (Ultra-High Energy Cosmic Rays, UHECR) esetén a sugárzást 10^{18} - 10^{20} GeV energiát meghaladó hadronok alkotják. Ezek fluxusa kicsi, egy $1 km^2$ területen száz évente 1 db ilyen részecskét érzékelhetünk. Ennek a kicsi fluxusnak az az oka, hogy az UHECR-részecskék kölcsönhatásba lépnek a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzásból (KMHS) származó fotonokkal (γ_{hs}). Ha a részecske energiája meghaladja az $5 \cdot 10^{18}$ eV energiát, akkor fellép a Bethe-Heitler-féle párkeltés:

$$p + \gamma_{hs} \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.1)$$

$5 \cdot 10^{19}$ eV energia felett pedig a

$$\begin{aligned} p + \gamma_{hs} \rightarrow \Delta^+ &\rightarrow \pi^0 + p \\ &\rightarrow \pi^+ + n \end{aligned} \quad (1.2)$$

folyamat játszódik le (2/3 valószínűséggel semleges pion és proton keletkezik, 1/3 valószínűséggel pedig pozitív pion és neutron). 10^{19} eV környékén a hígulási hossz (az a távolság, amely után a valószínűség, hogy a részecske áthatoljon a közegen, e -ed részére csökken) 1000 Mpc. Ha bekövetkezik a Δ -rezonancia, ez a távolság már csak 10 Mpc nagyságrendű. Ha a részecskék ennél távolabbról érkeznek a Föld irányába, akkor a fluxusuk nagyon lecsökken, amely következtében a Greisen-Zacepin-Kuzmin (GZK)-levágást tapasztaljuk az energiaspektrumban. $5 \cdot 10^{19}$ eV energián a GZK-horizont távolsága ~ 50 Mpc, amely nagyjából $z \approx 0.01$ vöröseltolódásnak felel meg. Megfigyeltek már GZK-levágás feletti energiájú részecskéket is, ezek valószínűleg a lokális Univerzumból származnak. Mivel a részecskék töltéssel rendelkeznek, így a galaktikus és az intergalaktikus mágneses terek módosítják a pályájukat, forrásaik körül diffúz forró foltokat hagyva. Ennek következtében a detektált részecskéket nehéz konkrét forráshoz kötni.

Mérések szerint a részecskék először kisebb energiákkal rendelkeznek, majd gyorsulnak fel ultranagy energiákra. Az egyik leghatékonyabb ilyen gyorsító folyamat, a diffúz lökeshullám általi gyorsulás (elsőrendű Fermi-gyorsítás). Ez hidrodinamikai lökeshullámok felületén játszódik le, a különböző plazmaállapotok közötti határfelületeken a részecske

sebessége hirtelen változik. Asztrofizikai közegben általában az inhomogén mágneses tér gyorsítja a kozmikus sugarakat.

1.2. Nagy energiájú neutrínók és forrásaik

Az UHECR-részecskék kölcsönhatásba léphetnek a kozmikus sugárzási térrel (amely során a 1.1, 1.2 folyamatok játszódhatnak le), illetve a környező anyaggal.

A semleges töltésű pion fotonokra bomlik, ekkor nem keletkezik neutrínó. Ha protonok fotonokkal hatnak kölcsön, akkor pozitív pionkeltésen keresztül keletkezhet egy anti-müon-neutrínó és egy elektron neutrínó. Ha a protonok protonokkal hatnak kölcsön (anyagi kölcsönhatás):

$$p + p \rightarrow N_\pi[\pi^0 + \pi^+ + \pi^-] + X. \quad (1.3)$$

Ekkor ugyanakkora eséllyel keletkezhet pozitív, negatív, vagy semleges pion (és keletkezhetnek egyéb részecskék is, X -el jelölve). Pozitív pionkeltésen keresztül szintén az előbb említett neutrínók keletkezhetnek, negatív töltésű pion esetén pedig müonneutrínó és anti elektron neutrínó keletkezik:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \quad (1.4)$$

illetve

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e. \quad (1.5)$$

A fotonok energiája akár 100 GeV feletti is lehet, ezek lényegében eltérés nélkül haladnak a térben, de a horizont itt is véges, 1 TeV energia felett $z \approx 1$ -ig érzékelhetünk a γ -tarományban. A γ -fotonok kölcsönhatásba lépnek az extragalaktikus háttérfénnyel, és a KMHS fotonjaival. Ha az energiájuk megfelelő, akkor a γ -fotonok párkeltés útján megsemmisülnek:

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-. \quad (1.6)$$

A kozmikus neutrínók csak gyengén lépnek kölcsönhatásba az anyaggal, ezáltal az Univerzum sokkal távolabbi pontjairól is nyerhetünk információt; de ennek okán detektálásuk is komoly kihívást jelent. Ezért a neutrínódetektorokat olyan helyre kell telepíteni, ahol a közeg (detektoranyag) kiszűri a kozmikus hátteret – pl. jégbe, bányákba, tavakba.

Az észlelt kozmikus neutrínó események energiája főleg 100 GeV – 10 PeV nagyságrendű. A legnagyobb energiájú müon, amit eddig detektáltak, 4.5 PeV energiával rendelkezett, az ezt keltő müonneutrínó energiája 8.7 PeV. Ez a neutrínók nyugalmi tömegének felső határánál 15 nagyságrenddel nagyobb. A részecskék forrása lehet galaktikus és extragalaktikus.

Galaktikus neutrínóforrások

Nagy tömegű csillagok esetén a csillagfejlődés egyik lehetséges kimenetele az SNII-típusú szupernóva-robbanás. Ennek során a létrejövő lökéshullámok kölcsönhatnak a csillagközi anyaggal, így az abban található töltött hadronok PeV energiákra gyorsulnak, ez TeV energiájú neutrínó-emissziót okoz. Kettős neutroncsillag-rendszerek összeolvadása során ezredmásodperc periódussal forgó pulzárok keletkezhetnek, ami szintén lehet neutrínó forrás. Ezeken kívül további galaktikus források lehetnek a mikrokvazárok, magnetárok, anomális röntgenpulzárok, molekulafelhők.

Extragalaktikus neutrínóforrások

Aktív galaxismagok

Az aktív galaxismagok (active galactic nuclei, AGN) rendelkeznek a legnagyobb folyamatos fényteljesítménnyel az Univerzumban. Az aktivitásért a központi szupernagy tömegű fekete lyuk a felelős, amely az azt körülvevő anyagból akkréciós (tömegbefogási) korongot alakít ki maga körül. Az AGN-ekből rendszerint relativisztikus részecskenyaláb-párok indulnak ki. A nyalábok óriási energiáját feltehetőleg a központi fekete lyuk forgása biztosítja.

A részecskenyalábokban a kozmikus sugarak kellő energiára tehetnek szert, így kölcsönhatás léphet fel a környező gázzal/sugárzási térrel, amely következtében nagy energiájú neutrínók keletkezhetnek. Hatékony neutrínó közeg pl. az akkréciós korong fotontengere, illetve forgó feketelyuk-kettősökből származó részecskenyalábokban is keletkezhetnek ilyen részecskék.

Csillagontó galaxisok

Rádiótartományú mérések alapján a csillagontó galaxisokban relativisztikus elektronok vannak. Ezek jelenlétéből valamiféle gyorsítási folyamatra következtethetünk. A Pierre Auger Array mérései alapján, a csillagontó galaxisok az UHECR-részecskék egyik legjelentősebb forrása, így származhatnak innen kozmikus neutrínók, ez azonban egyelőre nem bizonyított.

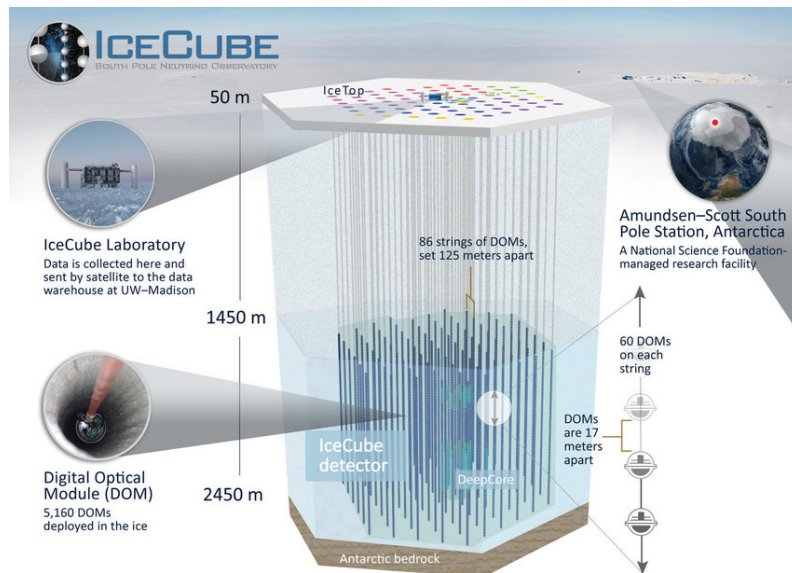
γ -kitörések

A γ -kitörések (gamma ray burst, GRB) egy rövid, maximum néhány perces "felvillanások" a gamma-tartományban. Ha a felvillanás legfeljebb 2 másodpercig tart, akkor azt valószínűleg két neutroncsillag, vagy egy neutroncsillag és egy feketelyuk összeolvadása okozza. A hosszabb gamma-kitörések (ezekből van több) nagy tömegű csillagok magjának kollapszusakor keletkeznek. A jobban vizsgált, hosszú GRB-k közül szinte az összes csillagontó galaxisokhoz köthető.

A γ -kitörés korai fázisában egy szupernóva-robbanás vagy kompakt objektumok összeolvadása során egy relativisztikus sebességű foton-proton-elektron "tűzgolyó" keletkezik. Ez a szupernóva-robbanás héjával vagy a központi pulzár szeleivel összeütközik, és kozmikus részecskék illetve γ -fotonok keletkeznek. Amikor a GRB prompt fázisba kerül, akkor UHECR részecskék nagy fluxusa keletkezik, illetve nagy energiájú γ -fotonok. Ebben az esetben a neutrínóspektrum $p - \gamma$ kölcsönhatásból jön létre. Kísérletileg még nem bizonyított a GRB-k és a neutrínók közvetlen kapcsolata.

1.3. Neutrínó csillagászat az IceCube Neutrínó Detektorral

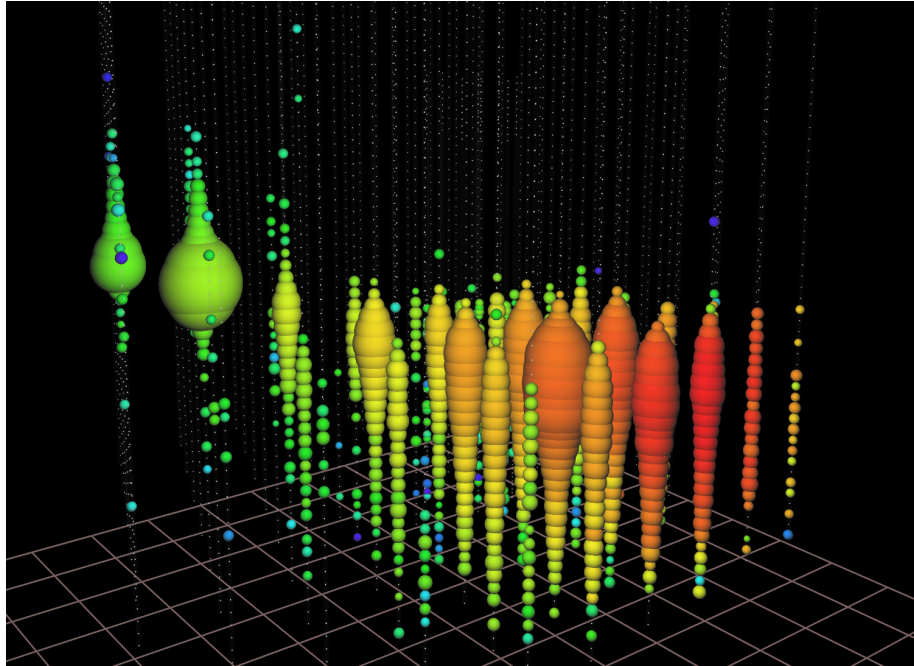
Az IceCube Neutrínó Detektor a neutrínók és az antarktiszi jég kölcsönhatása során létrejövő másodlagos részecskék Cserenkov-sugárzását méri [3, 4, 5]. A detektort 2000 és 2011 között építették. Összesen 86 detektorfüzért helyeztek az 1450 m és 2450 m-es mélységek közötti 1 km³ jégbe (1.1. ábra). Ezen a mélységen a nagy nyomás miatt a jég nagyon tiszta. A lyukak egymástól 125 m-re vannak, egy fűzér 60 db, egymástól 17 m-re lévő fotoelektron sokszorozót tartalmazó digitális optikai modult (DOM) tartalmaz.



1.1. ábra. Az IceCube Déli-sarki Neutrínó obszervatórium felépítése [6]

Az elektron neutrínók a jégben elektronokat keltenek. Ezek zápor-típusú mintázatot hagynak, emiatt az elektron neutrínók beérkezési irányát nagyon pontatlanul lehet meghatározni, a hiba néhányszor 10 fok is lehet. Müionneutrínó beérkezése esetén müion keletkezik, amire a detektor jelentősen érzékenyebb, ezek sáv-típusú mintázatot hagynak. A müionneutrínók irányának meghatározásánál a mediánhiba 0.5-1 fok körüli. A tau-neutrínók is az elektron neutrínókhoz hasonlóan zápor-típusú eseményt hoznak létre. Kozmikus tau-neutrínókat egyelőre még nem detektáltak egyértelműen. Egy konkrét zápor-típusú eseményre mutat példát az 1.2 ábra.

A kozmikus neutrínók elkülönítése a háttértől rendkívül nagy kihívás. Az IceCube tetején van a felszíni egység, az IceTop. Ez egy 324 DOM-ból álló detektor, amely 300 TeV és 1 EeV közötti energiákon észleli az eseményeket. Az IceTop detektálja a déli égbolt felől bejövő elsődleges kozmikus sugarakat, így megkönnyíti a kozmikus neutrínók atmoszferikus háttértől való elkülönítését. Ezen felül az energiaspektrumuk sem egyforma, és ezt is felhasználják az elkülönítéshez: A kozmikus neutrínók esetén a spektrum $dN/dE \sim E^{-2}$ alakú, az atmoszferikus neutrínókra pedig $dN/dE \sim E^{-3.7}$ alak jellemző. Azok a müionok, amelyek észak felől érkeznek, jó eséllyel kozmikus eredetűek, mert az atmoszferikus müionok energiája jóval kisebb, így azokat Föld kiszűri. A detektált események nagyon nagy részét az atmoszferikus részecskék okozzák.



1.2. ábra. Egy példa a zápor típusú eseményre. Ez a konkrét esemény 2014-ben történt, és lehetséges, hogy egy kozmikus tau-neutrínó okozta. Forrás: NSF/IceCube.

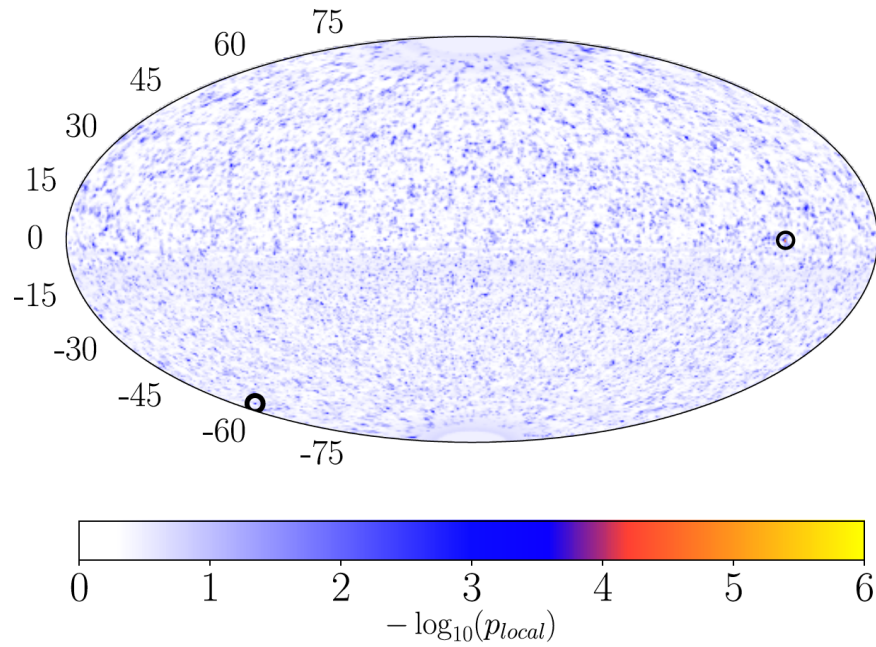
1.4. Neutrínó forró foltok a 10 éves IceCube adatsorban, a PKS 1424 + 240 blazár

Az IceCube detektor 2008. április 6.-tól 2018. július 7.-ig gyűjtött adatainak idő-integrált analízisét végezték el, neutrínóforrás-jelöltek után kutatva [1]. Az adatokat három különböző módszerrel dolgozták fel: Teljes égbolt felmérés, kiválasztott források vizsgálata, illetve összetett forrás-analízis. A források vizsgálata során a maximum-likelihood arány módszert alkalmazták, a forrás és a diffúz háttér eredő jelét összevetették a diffúz háttérrel. A teljes égbolt felmérést és a kiválasztott források vizsgálatát olyan irányokban végezték, ami maximalizálja ezt a likelihood-arányt. A méréseket a déli és az északi féltéken külön-külön végezték, mert teljesen más a detektor érzékenysége a két esetben (ld. előző alfejezet). Az észlelt forrásra az iránypontosság fél fokon belül van.

A teljes égbolt felmérésnél a jel-háttér likelihood arányát vizsgálták egy $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ felbontású rácsot "helyezve" az égboltra, de az égi pólusok 8° -os környezetét kihagyják, mert abban a régióban túl nagy a hiba. A likelihood arányok a rácsponthan maximalizálva vannak, aminek következtében maximuma van a teszt-statisztikának (TS), a neutrínó események legjobb illesztési számának ($\hat{n}_s$), és a spektrálindexnek ($\hat{\gamma}$) egy feltételezett power-law energiaspektrum esetén. A helyi pre-próba valószínűséget (p-érték), hogy az adott (vagy annál nagyobb) TS értéket kapjuk az adott helyen, úgy számolják, hogy a (több, háttér-próba alapján meghatározott) TS eloszlást illesztik rácsponthonként egy χ^2 függvénnyel. A p-érték megmutatja, hogy mekkora eséllyel fluktuál a háttér úgy, hogy az adott pozícióban neutrínókat detektál az IceCube. Minél kisebb a p-érték, annál biztosabb, hogy valódi jelet látunk. A legkisebb p-értékkel rendelkező pontokat nevezzük forró foltoknak. A post-próba valószínűség meghatározásához a pre-próba valószínűséget vetik össze a forró foltok eloszlásával.

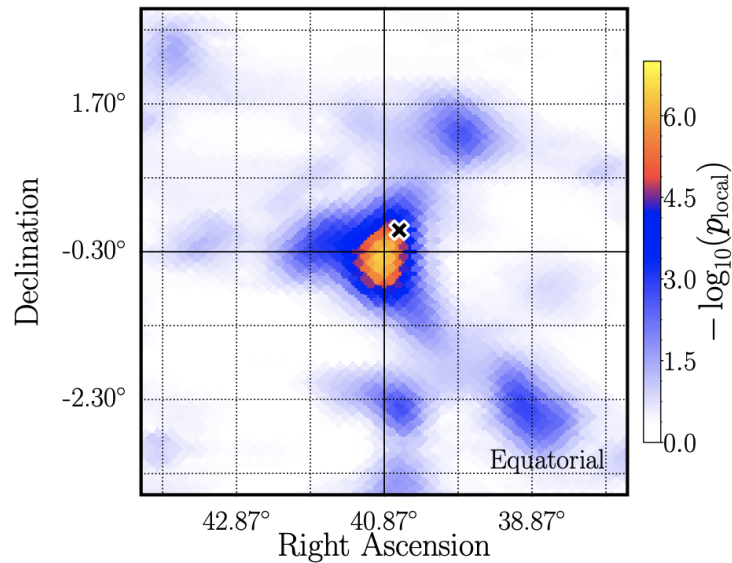
Az északi égbolton 97 neutrínó forrás jelöltet találtak (87 extragalaktikus és 10 galaktikus), míg a déli égbolton csak 13-at (11 extragalaktikus, 2 galaktikus). Ez a nagy eltérés a rendszer érzékenyégének eltéréséből fakad. A déli égbolton a legjelentősebb terület a PKS 2233-148 forrás irányában van, 0.06 pre-próba értékkel. Az északi égbolton 4 olyan forrás van, amelyre a p-érték < 0.01 [1]: NGC 1068, TXS 0506+056, PKS 1424+240, GB6 J1542+6129. A TXS 0506+056 bizonyítottan neutrínó forrás [7]. Jelen dolgozatban a PKS 1424+240 forrást tanulmányozom, amely egy BL Lac objektum. A forrás spektrál-indexe $\hat{\gamma} = 3.9$, pre-próba p értéke $p = 0.00158$ [1], ami 3.16σ valószínűségnek felel meg. Ez azt jelenti, hogy ha 634-szer megismételnénk a kísérletet, akkor abból 1 esetben detektálná az IceCube a modellezett forró foltot úgy, hogy annak valójában nincs égi forrása, csak a véletlennek köszönhetően jelenik meg a forró folt a forrás körül.

A teljes égbolt-felmérés eredményét és a legjelentősebb forró foltokat az 1.3. ábra mutatja.



1.3. ábra. A $-\log_{10}(p)$ értékek (ábrán p_{local}) az égbolton [1]. A színskála a p valószínűség negatív logaritmusát mutatja, tehát minél nagyobb az érték, a p értéke annál kisebb. Az ábrán feketével bekarikázva az északi és a déli égbolt legjelentősebb forró foltja látható.

A forró foltok méretét az 1.4. ábra szemlélteti:



1.4. ábra. Az északi égbolt legjelentősebb forró foltja, az NGC 1068 galaxis közelében (a galaxis pozícióját a fekete x jelöli) [1]. A forró folt szögkiterjedése mindkét irányban $\approx 1^\circ$.

2. Aktív galaxismagok

2.1. Történelmi bevezetés

Thomas Wright 1750-ben azt a feltételezést tette, hogy néhány, már megfigyelt csillagköd nem a Tejútrendszer része, hanem "önálló Tejútrendszerek". Charles Messier összeállított egy katalógust, amely az addig felfedezett, fényes mélyég-objektumokat tartalmazta. Ezek az elkövetkező 100 évben feledésbe merültek, amikoris Francois Arago felhívta a csillagászok figyelmét erre. Ennek hatására az extragalaktikus elmélet gyorsan elterjedt, de még nem volt teljes mértékben elfogadott. Nagy előrelépés volt a 19. század végére elkészült New General Catalogue, majd az ezt kiegészítendő Index Catalogue I-II, amelyek már több, mint 5000 ilyen objektum adatait tartalmazták. A 20. században spektroszkópiai mérésekkel Slipher megállapította, hogy néhány csillagköd spektrumvonalai alapján ezek az objektumok a Tejútrendszerhez képest olyan relatív sebességgel mozognak, amely meghaladja a Tejútrendszer szökési sebességét. Az extragalaktikus elmélet akkor vált teljesen elfogadottá, amikor az 1920-as években Heber Curtis bebizonyította, hogy az M31 (Androméda-köd) egy önálló galaxis.

A 20. század elején, az optikai megfigyelések ugyan mutattak néhány, AGN emisszióra jellemző karakterisztikus tulajdonságot, de ezeket még nem értették. Edward Fath munkájához köthető az egyik első spektroszkópiai AGN megfigyelés (1909), amikor felfedezte az M77 és M81 magjából származó emissziós vonalakat. Slipher kimutatta, hogy ezek a széles vonalak, valószínűleg a mag körüli gyors mozgás (3600 km s^{-1}) következtében jönnek létre. 1918-ban Heber Curtis felfedezte az M87 magjából származó jetet, egy fotolemezt vizsgálva.

A rádiócsillagászat kifejlődése jelentősen hozzájárult az aktív galaxismagok kutatásához. Először Karl Jansky fedezett fel a Naprendszeren kívülről érkező rádiójeleket, amelyeket a Sagittarius A, a Tejútrendszer közepén található szupernagy tömegű fekete lyukhoz kapcsolódó kompakt rádióforrás bocsájt ki. Az első felfedezett extragalaktikus rádióforrások az M87, Centaurus A és a Cygnus A voltak.

Az 1950-60-as években kimutatták a hidrogén 21 cm-es spektrumvonalát. A hetvenes évekre lettek annyira fejlettek a rádiótávcsövek (felbontása), hogy ki lehetett mutatni a rádiógalaxisok szerkezetét.

2.2. Az aktív galaxismagok felépítése

Szupernagy tömegű fekete lyuk

A szupernagy tömegű fekete lyukak tömege több milliótól a több milliárd naptömegig terjed. A gravitációs hatás (és más effektusok) következtében létrejön az akkréció, azaz tömegbefogás, amely hajtja az aktív galaxismagokban lezajló folyamatokat.

Akkréciós korong

Egy központi objektum körül keringő anyag az impulzusmomentum megmaradás miatt lapos, korongszerű szerkezetet vesz fel (pl. Szaturnusz gyűrűi). Az aktív galaxismagok esetén ez a központi objektum egy szupernagy tömegű fekete lyuk, a gravitációs hatása következtében az anyag a központ felé spirálozódik.

A részecskék sebessége függ a központtól való távolságtól. A fekete lyukhoz közelebbi pályán lévő részecske sebessége nagyobb, így az akkréciós korongban különböző sebességű, de együtt forgó régiók vannak, amelyek között erős nyírás (és így viszkózus súrlódás) lép fel. Ennek hatására a részecskék a gravitációs energiájuk egy részét kisugározzák, és főként protonokból és elektronokból álló plazma keletkezik. Mivel az impulzusmomentum megmarad, a viszkózus súrlódás okán a belsőbb régiókból impulzusmomentum áramlik a külső régiók felé, és a részecske egyre közelebb kerül a fekete lyukhoz. A viszkozitás azonban önmagában nem magyarázza az impulzusmomentum-transzportációt. 1973-ban Shakura és Sunyaev feltette, hogy a korongban létrejövő turbulencia van a jelenség mögött (α -Disk modell) [8]. 1991-ben S. A. Balbus és J. F. Hawley felvetése [9] szerint a jelenség a magnetorotációs instabilitáson alapul, azaz ha egy gyengén mágnesezett korong akkretál egy központi kompakt objektum körül, akkor a rendszer instabillá válik.

Amikor az anyag eléri a legbelső stabil körpályát, egy része a fekete lyuk eseményhorizontjára hull, a másik része viszont kifúvás formájában távozik a rendszerből. Az eseményhorizontra hulló anyag kinetikus energiája termalizálódik, és kisugárzódik elektromágneses sugárzásként.

Aktív galaxismagok esetében az akkréciós korong átmérője $10^{-3} - 10^{-2}$ pc ($1 \text{ pc} = 3.085 \cdot 10^{16} \text{ m}$), a belső szélének a legbelső stabil körpályát tekintjük. Megfigyelésük főként UV és röntgen tartományban lehetséges, a kontinuum spektrumban 10 eV körül létrehozzák a "Big Blue Bump" emissziós jelenséget.

A relativisztikus részecskenyaláb

A feketelyukak egyik jellemzője a dimenziómentes spin paraméter, amely -1 és 1 között vehet fel értéket. Szimulációk szerint, ha ennek a paraméternek értéke $0.95 < \chi \leq 1$, akkor a fekete lyuk forgástengelye mentén töltött részecskék (elektronok, pozitronok, protonok) hagyják el a rendszert, bipoláris, relativisztikus sebességű kollimált részecskenyaláb formájában. Az aktív galaxismagok esetében, a jetek méretének nagyságrendje hasonló a galaxis méretének nagyságrendjéhez, egyes esetekben meg is haladja azt. Ezeknek a kifúvásoknak köszönhetjük a rádió-hangos AGN-eket.

1950-ben Alfvén és Herlofson javasolta [10], hogy a Cygnus A-ból érkező rádiójelek forrása egy központi objektum mágneses mezejében mozgó kozmikus elektronokból származó szinkrotron sugárzás. A forgó fekete lyuk ergoszférájában (a fekete lyukkal együtt forgó régió, melyben a szemlélő nem maradhat nyugalomban az Univerzumhoz képest) az akkretáló anyag képes kivonni forgási energiát a fekete lyukból, ha a központi objektum körül poloidális mágneses tér keletkezik (Blandford-Znajek folyamat [11]). A relativisztikus jetek egyik legvalószínűbb energiaforrása a központi fekete lyuk forgása.

Az AGN jeteket két csoportba sorolhatjuk összetételük alapján: proton-elektron jetek, és elektron pozitron jetek. Kutatások szerint a valóságban a két típus kombinációja jön létre. A jetek felületi fényességeloszlását jetkomponensek alakítják ki, tehát nem homogén. A VLBI (very long baseline interferometry, azaz nagyon hosszú bázisvonalú interferometria) mérésekkel a jeteket milióvmásodperc (mas, $1 \text{ mas} = 4.84 \cdot 10^{-9} \text{ rad}$) skálán is vizsgálhatjuk.

Széles-vonalas régió

A széles-vonalas régió (broad-line region, BLR) az akkréciós korongtól $0.01 - 1 \text{ pc}$ -re található. Ebben a zónában az elektronok számsűrűsége $10^9 \text{ cm}^{-3} \leq n_e$. A központi fekete lyuk gravitációs hatása következtében a körülötte keringő "felhők" sebessége nagy, $1000 - 25000 \text{ km s}^{-1}$. Ennek okán a felhőből eredő, és a spektrumban megjelenő vonalak nagyfokú Doppler-kiszélesedést mutatnak. A BLR hőmérséklete $10^4 - 10^5 \text{ K}$, tömege $10^3 - 10^4 M_\odot$.

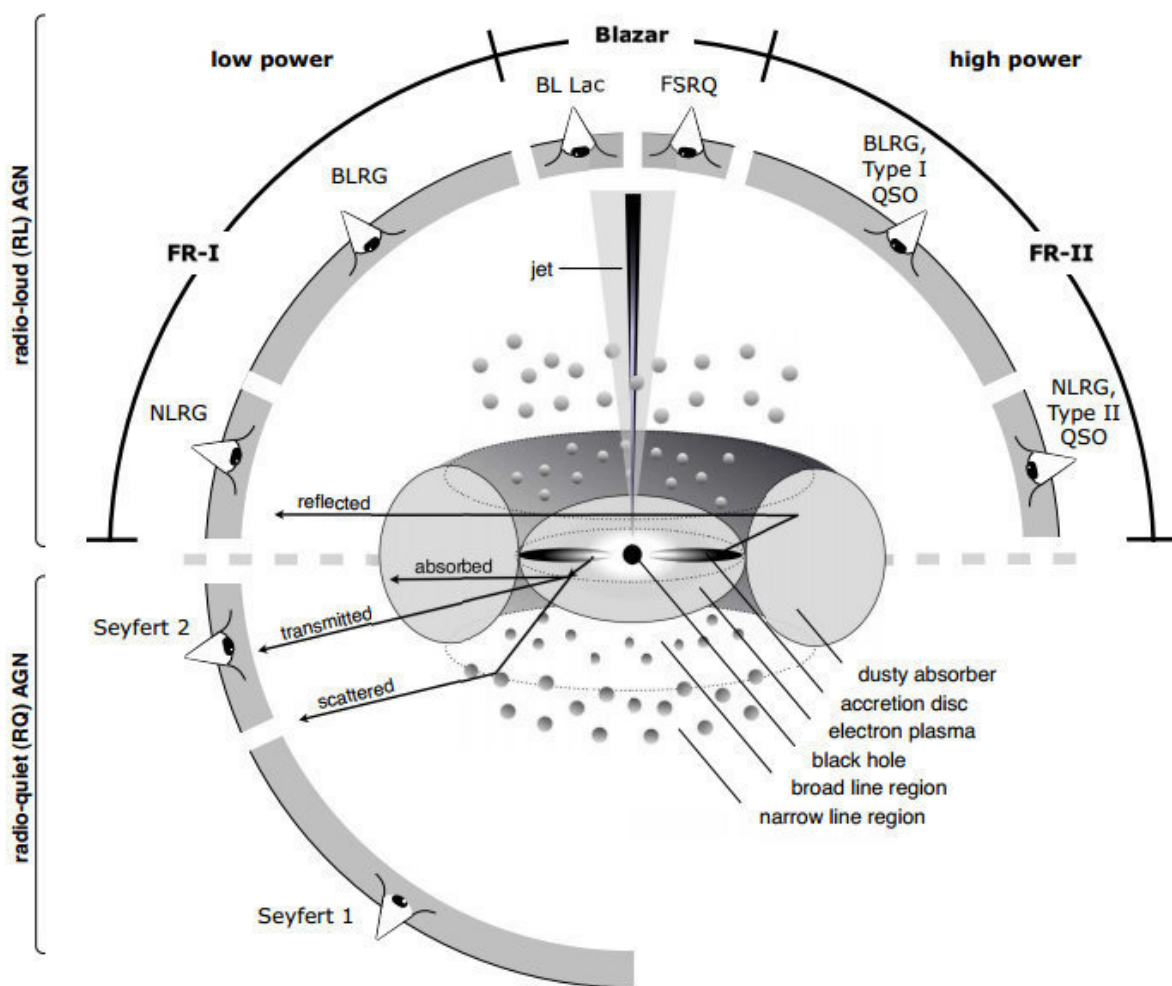
Molekuláris tórusz

A fekete lyuk és az akkréciós korong körül, egy azt elfedő molekuláris tórusz található. A belső sugara $1 - 10 \text{ pc}$, kiterjedése 100 pc nagyságrendű. Infravörös frekvenciákon sugároz leginkább, a spektruma az őt alkotó por feketetest-sugárzását mutatja. A por az akkréciós korong UV és röntgen sugárzása miatt $100\text{-}1000 \text{ K}$ hőmérsékletű.

Keskeny-vonalas régió

A keskeny-vonalas régió (narrow-line region, NLR) a fekete lyuktól $100 - 1000 \text{ pc}$ -re található. Itt az elektronok számsűrűsége $10^3 \leq n_e \leq 10^5$. Az ebben a régióban keringő "felhők" sebessége jelentősen kisebb ($< 500 \text{ km s}^{-1}$), mint a BLR-ben lévő felhőké. A megfigyelt spektrumhoz keskeny, kizárólag extrém alacsony sűrűség esetén létrejövő, "tiltott" vonalakat ad hozzá. A tartomány tömege $10^6 M_\odot$ nagyságrendű.

2.3. Aktív galaxismagok egyesített elmélete



2.1. ábra. Az aktív galaxismagok egyesített elméletének szemléltető ábrája. FR-I, FR-II: A rádiógalaxisok Fanaroff-Riley I és II osztálya, FSRQ: lapos-spektrumú kvazárok, QSO: kvazárok [12]. Az egyes típusok részletes bemutatása a szövegben szerepel.

Az egyesített elmélet szerint az AGN-ek típusa valójában ugyanannak az aktív galaxis-magnak a különböző nézetei, úgy, hogy az észlelt objektum típusa az aktív galaxis-magra való rálátási iránytól függ [13] (2.1. ábra). Az alábbiakban [14], [15] alapján részletezem az AGN-ek típusait.

2.3.1. Rádió-hangos AGN-ek

Blazárok

BL-Lac objektumok, lapos spektrumú kvazárok (FSRQ)

Az ezekből az objektumokból kilépő részecskenyalábok közel a megfigyelő irányába mutatnak (inklináció maximum 10° körüli). A Doppler-erősítés következtében látszó fényességük az eredeti fényességük több százszorosa is lehet.

A nagymértékű Doppler-erősítés miatt a spektrumban a kontinuum dominál, elfedve az emissziós és abszorpciós vonalakat (néhány BL-Lac objektumnál észlelhetünk gyenge és keskeny $Ly\alpha$ vonalakat [16]). Jellemző rájuk a nagy amplitúdójú és sebességű fluxusváltozékonyság, ami különböző megfigyelési frekvenciákon általában korrelál.

A BL-Lac objektumok az első felfedezett ilyen objektumról (BL Lacertae) kapták a nevüket, a "blazár" kifejezés pedig ebből és a kvazár szóból ered.

Kvazárok

A kvazárok szuperfényes AGN-ek. Az általuk kisugárzott energia hatalmas: bizonyos kvazárok fényessége több ezerszerese a Tejútrendszer fényességének. Főleg rádió és optikai tartományon sugároznak. Nevük a "quasi-stellar", azaz "csillagszerű" szóból ered, mivel amikor felfedezték őket (1950-es évek), a felvételeken csillagszerű pontoknak tűntek. Két csoportjuk van: rádió-halk kvazárok, és rádió-hangos kvazárok. A legtöbb kvazár (90-95 %) rádió-halk. Az optikai és rádió fluxussűrűségük alapján lehet eldönteni, hogy egy objektum melyik csoportba tartozik:

$$R = \frac{S_{4400\text{\AA}}}{S_{5\text{GHz}}}, \quad (2.1)$$

ahol $S_{4400\text{\AA}}$ a 4400 angström hullámhosszon, $S_{5\text{GHz}}$ frekvencián mért fluxussűrűség. A határ $R = 10$: alatta rádió-hangos, felette rádió-halk kvazárról beszélhetünk.

Spektrumukban gyakoriak az emissziós vonalak. Mivel a kvazárokból származó jetek inklinációja nagyobb, mint a blazárok esetén, a kontinuum kevésbé folyásolja be a spektrumot.

A kvazárok számsűrűsége a korai univerzumban nagyobb volt. Ez azzal magyarázható, hogy habár minden nagyobb galaxis magjában egy szupernagy tömegű fekete lyuk van, a legtöbb esetben már nincs elég anyag megfelelő távolságban az akkrécióhoz. Ebből arra következtethetünk, hogy a legtöbb galaxis, beleértve a Tejútrendszert is, keresztülment egy "aktív fázison".

Rádiógalaxisok

Ezen galaxisok rádiófluxusa jelentősen nagyobb (több nagyságrenddel), mint amelyet az optikai fényességük alapján várhatnánk. A rádióindexük (a látszólagos fotografikus magnitúdó és a rádió magnitúdó különbsége) magas, amely azt jelenti, hogy az energia legnagyobb részét rádiótartományban sugározzák ki. A rádiógalaxisokat Fanaroff és Riley

két csoportba sorolták úgy, hogy a galaxis átellenes oldalainak legfényesebb régiói közötti távolságot elosztották a galaxis kiterjedésével. Amelyeknél ez az arányszám kisebb mint 0.5, azok az FR-I osztályúak, felette pedig FR-II. Mérések alapján egy luminozítás-határ is van: Az FR-I osztályú objektumok 178 MHz-n mért luminozítása kisebb, mint $2 \cdot 10^{-25} \text{ W Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, az FR-II osztályúaké pedig ennél nagyobb. Különbség van még a jetszerkezetben is: FR-I esetén ezek kompaktabbak, a maghoz közelebbi kifúvások, míg FR-II galaxisoknál a jetek sokkal nagyobbak, sokszor a szülőgalaxist meghaladó méretűek, kiterjedésük Mpc nagyságrendű, és rádió-lebenyben végződnek. Ebből a régióból származik az emisszió jelentős része.

2.3.2. Rádió-halk AGN-ek

Seyfert galaxisok

Rádió-halkságuk abból következik, hogy ezek az AGN-ek nem bocsájtanak ki nagy energiájú, kollimált jeteket. Leggyakrabban porban és gázban gazdag spirálgalaxisok közepén találhatók.

Magjuk a kvazárokéhoz hasonló, de fényességük valamivel elmarad tőlük, így a szülőgalaxisuk is kivehető. Optikai tartományban úgy tűnnek, mint a normál spirálgalaxisok, de más észlelési frekvencián feltűnik, hogy a mag luminozítása teljes galaxisok luminozításával esik egy nagyságrendbe.

A spektrumukban számos vonal található. A Seyfert-galaxisokat az emissziós vonalak szélessége alapján két osztályba sorolhatjuk: A Seyfert 1 galaxisok spektrumában jelen vannak keskeny és széles emissziós vonalak is. A széles vonalak láthatóságának oka, hogy belelátunk a mag közepébe, és így rálátunk a széles és a keskeny vonalas régióra is. A Seyfert 2 galaxisok esetében csak a keskeny vonalak jelennek meg, mivel az AGN-ek egyesített elmélete szerint ezekre a galaxisokra az egyenlítői síkjukból látunk rá, és így molekuláris törusz számunkra elfedi a széles-vonalas régiót.

Léteznek azonban átmeneti csoportok is, amelyek mindkét csoport tulajdonságait mutatják, pl. Seyfert 1.5 vagy 1.9, amely szám a keskeny és a széles vonalak relatív erősségét jelzi. Ez arra enged következtetni, hogy ezek valójában ugyan azon objektumcsoportokhoz tartoznak.

LINER galaxisok

A LINER galaxisok ("Low-ionization nuclear emission-line region") emissziós vonalai gyengék, és nem rendelkeznek más, az AGN-ekre jellemző spektrális tulajdonsággal. Ezek a galaxisok a rádió-halk AGN-ek legkisebb luminozítású tagjai. Nem tisztázott, hogy az aktivitásuk akkréciónak köszönhető, vagy pedig a csillagkeletkezéshez van köze.

2.4. Az aktív galaxismagokban végbemenő nemtermális sugárzási folyamatok

Az AGN kontinuum spektrumát főleg két folyamat határozza meg: a szinkrotron sugárzás, és az inverz Compton szórás. Ezek nemtermális (azaz nem követik a feketetest-sugárzás spektrumát) sugárzások. A két sugárzást a [17] munka alapján részletezem.

2.4.1. Szinkrotron sugárzás

Szinkrotron sugárzást töltött, relativisztikus sebességű, gyorsuló részecskék bocsájtanak ki. A Lorentz-erő következtében a mágneses térben a töltött részecske körpályára (vagy helikális pályára) kényszerül, így folyamatosan (radiálisan) gyorsuló mozgást végez, és fotonokat bocsájt ki, melyek energiáját a részecske sebessége határozza meg.

A szinkrotron sugárzás nyalábolódik, és polarizált (lineárisan és cirkulárisan is). Egy elektron által egységnyi Ω térszögbe kisugárzott P teljesítmény egységnyi frekvencián egységnyi idő alatt:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{\left| \vec{n} \times \left[(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}} \right] \right|^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^5}, \quad (2.2)$$

ahol e az elektron töltése (egységnyi töltés), c a fénysebesség, $\vec{n}$ a megfigyelő irányába mutató egységvektor, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ a részecske sebessége fénysebesség egységben.

A sebesség és a gyorsulás irányának egymáshoz való viszonya alapján két típust különböztethetünk meg: lineáris gyorsítók esetén $\vec{v} \parallel \dot{\vec{v}}$, és a gyorsulást az elektromos tér okozza, transzverzális gyorsítók esetén pedig $\vec{v} \perp \dot{\vec{v}}$, a gyorsulást a mágneses tér okozza. Az intergalaktikus közegben a transzverzális eset a jellemző.

A 2.2 egyenlet alapján a kisugárzott teljesítmény sebességfüggése:

$$\frac{dP}{d\Omega} \sim \dot{v}^2 \gamma^6, \quad (2.3)$$

ahol $\gamma = \left(\sqrt{1 - \beta^2} \right)^{-1}$ a Lorentz-faktor. Ha térszögre integrálunk:

$$P(t) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{dP}{d\Omega} d\Omega \sim \dot{v}^2 \gamma^4. \quad (2.4)$$

Látjuk, hogy a kisugárzott teljesítmény a Lorentz-faktor negyedik hatványától függ. Ezt az erős függést relativisztikus erősítésnek, "boosting"-nak nevezzük. Ennek az az oka, hogy a töltött, relativisztikus sebességgel mozgó részecske az energiájának döntő többségét a mozgás irányába sugározza ki. Az erősítésnek köszönhetően a nyugalomban lévő töltött részecske Lorentz-dipóllal leírható sugárzási mintázatának a mozgás irányába eső lebenye megnyúlik. A lebeny szélessége az energiamaximum felénél:

$$\theta_{HP} \approx \frac{1}{\gamma} = \frac{m_0 c^2}{E^2}, \quad (2.5)$$

ahol E a részecske energiája, m_0 a nyugalmi tömege, c a fénysebesség.

A töltött részecskére felírva a Lorentz-erőt:

$$m\dot{\vec{v}} = m(\vec{v} \times \omega_L) = -\frac{e}{c}(\vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.6)$$

ahol $\omega_L = eB/(\gamma m_0 c)$ a Larmor frekvencia, B a mágneses tér erősségének nagysága. Ebből kifejezhető a részecske radiális mozgásának sugara az elektromos erővonalak körül (Larmor-sugár):

$$r_L = \frac{v}{\omega_L} = \frac{m_0 v c}{e B} \sin(\chi), \quad (2.7)$$

ahol χ a sebesség és a mágneses tér iránya által bezárt szög.

A relativisztikus sebességű mozgás következtében a részecske által kisugárzott jelek közötti időtartam csökken. Ha egy v sebességű részecske δt időtartamonként jelet bocsájt ki, akkor ez az időtartam a megfigyelőhöz rögzített koordináta-rendszerben

$$\delta t' = \frac{\delta t}{\gamma} \quad (2.8)$$

időtartamnak felel meg. Ennek következtében a jel frekvenciaspektruma az eredetihez képest γ faktossal nagyobb tartományba kerül.

2.4.2. Inverz Compton szórás

A relativisztikus elektronok és a fotonok közötti kölcsönhatás következtében a foton energiát nyer a nagy sebességű elektrontól, így az energiaszintje eléri a röntgen vagy a gamma tartományt is. Ezeket a szóródó fotonokat az elektronok szinkrotron sugárzása biztosítja. Ez a szinkrotron-öngerjesztő-Compton (synchrotron self-Compton, SSC) folyamat.

Egy elektron átlagos szinkrotron teljesítménye:

$$P_{sync} = \frac{4}{3} \sigma_T \beta^2 \gamma^2 c u_B, \quad (2.9)$$

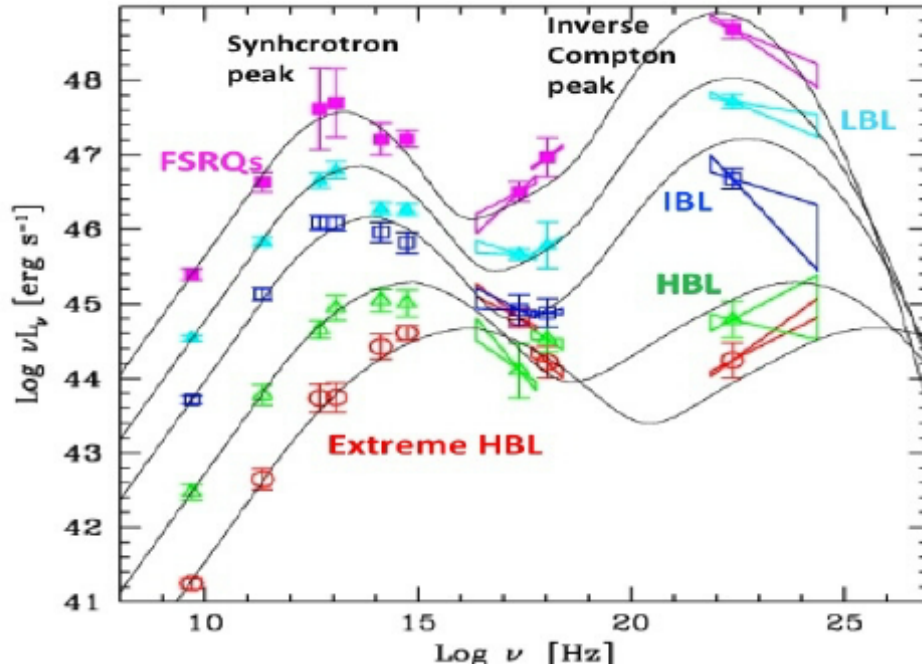
ahol $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$ Thomson szórási hatáskeresztmetszet, $r_e = e^2/(m_e c^2)$ klasszikus elektronsugár, $u_B = B^2/8\pi$ a mágneses tér elektronsűrűsége. Felírhatjuk így az inverz Compton teljesítményt:

$$P_{ic} = \frac{4}{3} \sigma_T \beta^2 \gamma^2 c u_{rad}, \quad (2.10)$$

ahol u_{rad} a fotonmező energiasűrűsége. Elosztva a két egyenletet egymással:

$$\frac{P_{ic}}{P_{sync}} = \frac{u_{rad}}{u_B}. \quad (2.11)$$

Látszik, hogy az inverz Compton és a szinkrotron teljesítmények aránya a fotonter energiasűrűségének és a mágneses tér energiasűrűségének arányával egyezik meg. A szinkrotron sugárzás és az inverz Compton szórás spektrális energiaeloszlását a 2.2. ábrával szemléltetem.

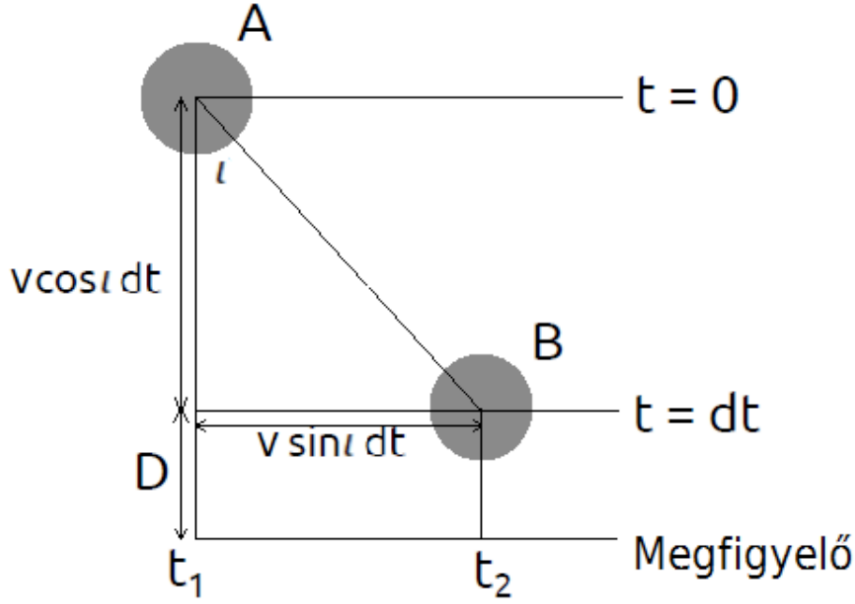


2.2. ábra. Különböző típusú blazárok spektrális energiaeloszlása. Jól látszanak a szinkrotron és az inverz Compton szórás következtében létrejövő csúcsok. LBL: alacsony frekvenciacsúcsú, HBL: magas frekvenciacsúcsú objektumok. Az IBL-ek a kettő között helyezkednek el [18].

2.5. Szuperfényssebességű mozgás, Doppler erősítés

Az alfejezetnél nagyban támaszkodom a [19] munkára.

A vizsgált jet sebessége a relativisztikus tartományba esik, és a látóránnyal bezárt (inklinációs) szöge kicsi, így a relativisztikus és a projekciós hatások jelentősek.



2.3. ábra. A szuperfényssebességű mozgás sematikus ábrája. Egy v sebességgel mozgó forrás fényjeleket bocsájt ki az "A" helyen $t = 0$ időpillanatban, majd "B" helyen $t = dt$ időpillanatban. [19]

A szuperfényssebességű mozgás elve vázlatosan a 2.3. ábrán látható. Egy forrás az "A" pontban fényjelet bocsájt ki $t = 0$ időpontban. Ezután a részecske dt ideig halad v sebességgel, majd $t = dt$ időpontban a "B" helyen egy újabb fényjelet bocsájt ki a megfigyelő irányába. Ekkor a fényjelek rendre t_1 és t_2 idő elteltével érkeznek a szemlélőhöz:

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{D}{c} + \frac{v \cos(\iota) dt}{c}, \\ t_2 &= dt + \frac{D}{c}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

ahol ι az inklinációs szög, azaz a mozgás iránya és a látóirány által bezárt szög. A két időpillanatot kivonva egymásból:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = dt - \frac{v}{c} \cos(\iota) dt = (1 - \beta \cos(\iota)) dt, \quad (2.13)$$

ahol $\beta = v/c$ a forrás sebessége fénysebesség egységeiben. A projektált részecske $\beta \sin(\iota) dt$ utat tesz meg mire A-ból B-be ér, így a szuperfénysebességű mozgás sebességét kifejezhetjük

$$\beta_{app} = \frac{\beta \sin(\iota)}{1 - \beta \cos(\iota)} \quad (2.14)$$

alakban. A β_{app} inklinációfüggését a 2.4. ábrán mutatom.

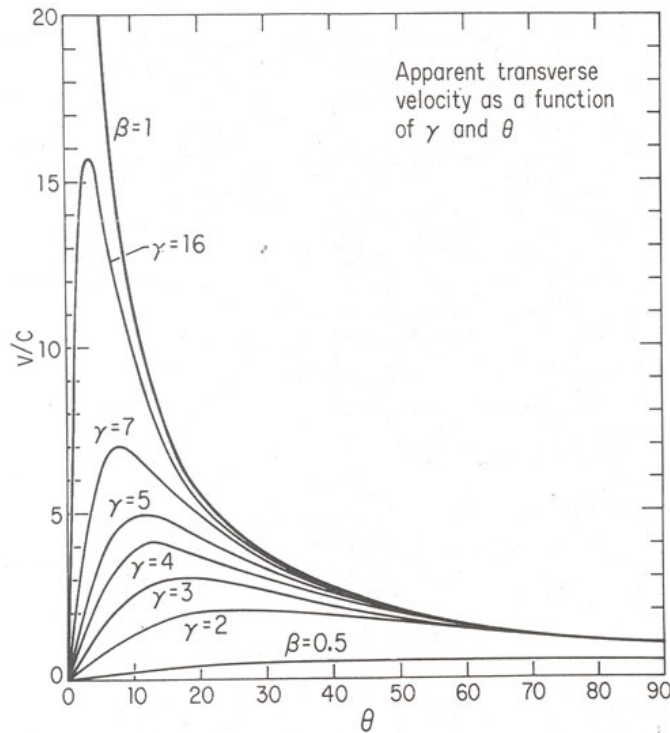
Ennek következtében egy relativisztikus sebességű forrás által kibocsájtott ν frekvenciájú fotont a megfigyelő már $\nu' = \delta \nu$ frekvencián érzékel. Ez a Doppler-erősítés, amelyet a δ Doppler faktorról jellemezhetünk:

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos(\iota))}, \quad (2.15)$$

ahol $\gamma = (\sqrt{1 - \beta^2})^{-1}$ a Lorentz-faktor. A Doppler faktor és a látszólagos sebesség kapcsolata:

$$\delta = \sqrt{1 - \beta_{app}^2 + 2\beta_{app} \cot(\iota)}. \quad (2.16)$$

Az összefüggést grafikusán a 2.5. ábrával szemléltetem.



2.4. ábra. A β_{app} függése az inklinációs szögtől (az ábrán θ -val jelölve) különböző Lorentz-faktorok esetén ¹.

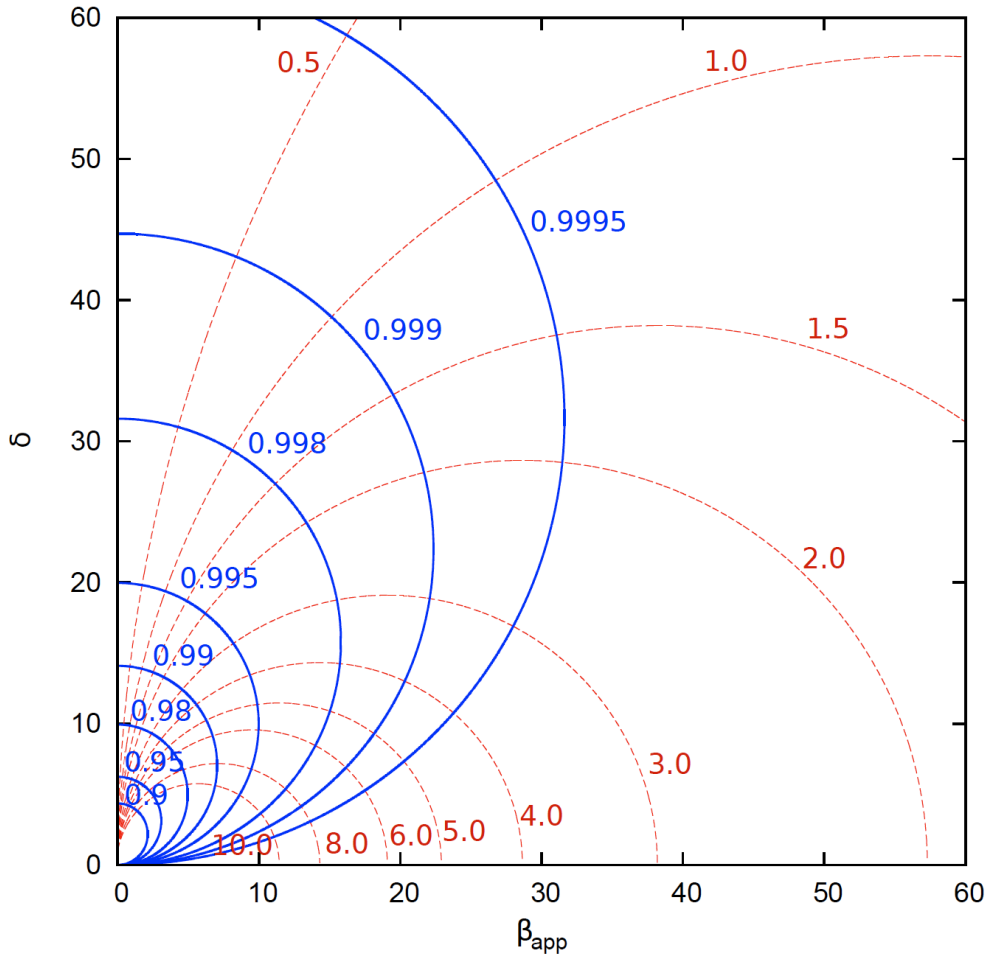
A Doppler-erősítés egyik következménye, hogy a részecskenyaláb T_{int} valódi belső fényességi hőmérséklete helyett a T_B , Doppler-erősített látszólagos fényességi hőmérsékeltet érzékeljük. Ezek között a kapcsolat:

$$T_B = \delta T_{int}. \quad (2.17)$$

A T_B -t a következőképpen számolhatjuk [20]:

$$T_B = 1.22 \cdot 10^{12} \cdot (1+z) \frac{S}{\theta^2 \nu^2} \text{ K}, \quad (2.18)$$

ahol z a vizsgált forrás kozmológiai vöröseltolódása, S [Jy] a fluxussűrűség, θ [mas] a komponens félértékszélessége, ν [GHz] az észlelési frekvencia.



2.5. ábra. A Doppler-faktor függése a látszólagos sebességtől, különböző inklinációk (piros) és β jetsebességek (kék) mellett [19].

¹<https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept04/Kellermann2/Kellermann37.html>

3. A PKS 1424+240 jelű BL Lac objektum vizsgálata rádiócsillagászati módszerekkel

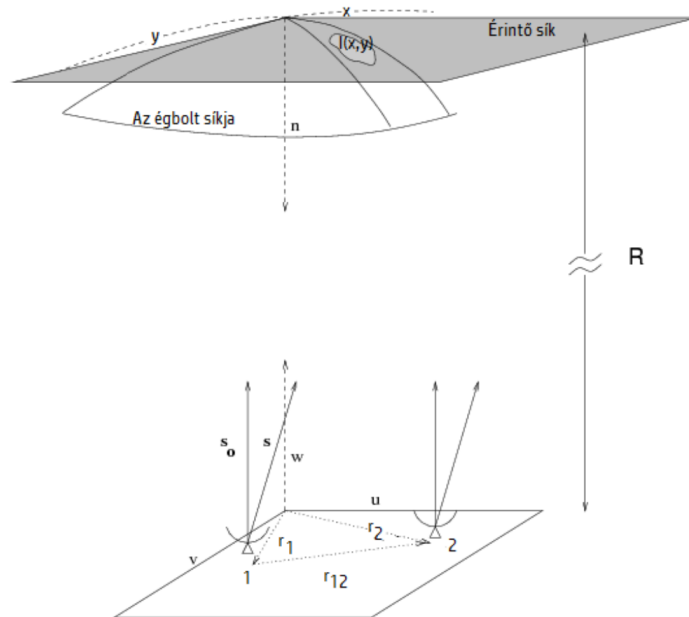
3.1. A nagyon hosszú bázisvonalú interferometria

Két Gauss intenzitáseloszlású forrás egymástól elkülöníthető (felbontható), ha azok egymástól legalább θ szögtávolságra vannak:

$$\theta \propto \frac{\lambda}{D} \quad (3.1)$$

Ahol λ az észlelési hullámhossz, D a detektor átmérője. Ez a felbontás Rayleigh-kritériuma. Ebből látszik, hogy egy D tükrös (vagy lencsés) átmérőjű optikai távcsővel jelentősen nagyobb felbontást érhetünk el, mint egy ilyen paraméterű rádióteleszkóppal, mivel az optikai tartományba eső fény hullámhossza jóval kisebb, mint a rádióhullámé. Pontosabb szögfelbontást lehet elérni pl. apertúra-szintézissel, amely során több különböző rádiótávcső segítségével egy nagyobb, virtuális teleszkópot hoznak létre. Ezt először Ryle és Hewish írta le.

1967. április 17.-én két rádióteleszkóppal, a kanadai Dominion Radio Astrophysical Observatory 26 m-es teleszkópjával, és a tőle 3074 km-re lévő Algonquin Radio Observatory 43 m-es teleszkópjával készítettek interferométert, és ezzel kvazárokat vizsgáltak. Ez volt az első nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (VLBI) mérés.



3.1. ábra. A forrás és a megfigyelő referenciasíkjai. Az érintő sík az égbolt 2 dimenziós közelítése [19].

A rádiótartományú VLBI módszerrel rendkívül nagy szögfelbontás is elérhető. Ez annak köszönhető, hogy a θ szögfelbontás nem a hálózatot alkotó teleszkópok átmérőjétől függ, hanem a közöttük lévő távolságtól (bázisvonal). Manapság a 0.1 mas felbontás általános, de olyan VLBI rendszerekkel, ahol az egyik tag az űrben van, akár mikro-ívmásodperc is elérhető a Földet az űrteleszkóppal összekötő bázisvonal mentén. Más hullámhosszakon (optikai, infravörös) is alkalmazzák a VLBI módszert, de mivel ezeknél a hullámhossz rövid, ezért technikailag nehéz koherenciát létrehozni.

A VLBI mérés során az égbolt két pontjából származó elektromágneses hullámok közös koherenciafüggvényét vizsgáljuk. A rendszer elemei atomórák jeleivel szinkronizálva vannak, ennek alapján a központi egység (korrelátor) segítségével az interferencia létrehozható. A kiindulási egyenlet egy forrás elektromos terének térbeli koherenciafüggvénye, amelyet az uv síkban adunk meg. Az uv -síkot a következőképpen definiáljuk:

$$\vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \lambda(u, v, 0) \quad (3.2)$$

Ahol $\vec{r}_i$ az i . antenna pozíciója, λ pedig az észlelési hullámhossz. Az uv -sík a 3.1. ábrán látszik. Legyen $\vec{u} = (u, v)$, illetve $\vec{x} = (x, y)$. Ekkor az égbolt síkjában mért $I_\nu(x, y)$ fényesség eloszlás, és az uv -síkban mért $V_\nu(u, v)$ komplex vizibilitás között az alábbi összefüggés teremt kapcsolatot:

$$V_\nu(u, v) = \iint I_\nu(x, y) e^{-2\pi i \vec{u} \cdot \vec{x}} dx dy \quad (3.3)$$

Amely a forrás felületi fényességének síkbeli Fourier-transzformáltja. Ez a Van Cittert-Zernike elméletből következik: Bizonyos feltételek mellett egy távoli, inkoherens forrás közös koherenciafüggvénye megegyezik annak a komplex vizibilitásával. Tehát egy VLBI mérés során a forrás fényességeloszlásának Fourier transzformáltját kapjuk meg. Ebből inverz Fourier transzformációval visszakaphatjuk a fényességeloszlást az uv -síkon:

$$I_\nu(x, y) = \iint V_\nu(u, v) e^{2\pi i \vec{u} \cdot \vec{x}} du dv \quad (3.4)$$

Az uv -síkon való mintavételezés függ a rendszer lehetséges bázisvonalainak számától, és az észlelés időtartamától. Ha a rendszer N tagból áll, akkor a lehetséges bázisvonalak száma $N_b = N(N - 1)/2$. A mintavételezési sűrűség leírására bevezethetünk egy $S(u, v)$ mintavételezési függvényt. A mintavételezési sűrűséggel arányos a kapott Fourier komponensek száma. Eredményképpen a "piszkos" képet (dirty image) kapjuk, amely a mérési rendszer pontkiszéledési függvénye (pont-spread function, PSF, $B(u, v)$), azaz a "piszkos" nyaláb (dirty beam) és a forrás $I_\nu(x, y)$ fényességeloszlásának a konvolúciója:

$$I_\nu^D(x, y) = \iint V_\nu(u, v) S(u, v) e^{2\pi i \vec{u} \cdot \vec{x}} du dv \quad (3.5)$$

illetve

$$B(x, y) = \iint S(u, v) e^{2\pi i \vec{u} \cdot \vec{x}} du dv \quad (3.6)$$

Azaz a $B(x, y)$ az $S(u, v)$ Fourier transzformáltja. A forrás tényleges fényességeloszlásának megismeréséhez a piszkos képet dekonvolválni kell a mérési rendszer pontkiszélesedési függvényével (a konvolúció a Fourier térben szorzásnak felel meg). Ha több bázisvonalat egyszerre használunk, azt nevezzük apertúra-szintézisnek, ha pedig kihasználjuk a Föld forgását is, az pedig a Föld-forgás szintézis.

Az interferometriás mérések során abszolút pozíciómérést csak fázis referált mérés esetén tudunk végezni. Ennek az alapja az, hogy két, egymáshoz képest nagyon kicsi szögtávolságra lévő forrás fázishibái hasonlóak. A mérés során egy, a forráshoz közeli kalibrátor forrást is mérünk. Az eredetileg mérendő forrás előtt és után észlelt kalibrátor forrás alapján interpolált fáziskorrekciókat végzünk a mérendő forrás fázisán.

Fázis referált méréseket nem csinálnak gyakran, mert nagyon költségesek, és a kivitelezésük nehéz. Jelen dologzatban is az általánosan elterjedt módszert, a differenciális térképezést alkalmazom. Ennek az a lényege, hogy a forrás egy kitüntetett pontjához (a VLBI-maghoz) tárjuk fel a forrás szerkezetét. Ebben az esetben is relatív pozíciókat kapunk, de itt a térkép origója nincs inerciarendszerhez kötve.

Az előbb tárgyalt egyenletek csak ideális VLBI mérések esetén igazak, ahol tökéletes komplex vizibilitásokat kapnánk. A valóságban ez nem fordul elő, a légkör hatása, illetve a mérőhálózat hibái miatt a kapott $V(u, v)$ komplex vizibilitásokat nem csak inverz Fourier transzformálni kell, hanem kalibrálni kell három lépésben: fringe fitting, amplitúdó kalibráció, és fáziskalibráció.

3.1.1. Képalakítás

A képalakítás során a piszkos nyalábot kell dekonvolválni a kalibrált vizibilitásokkal. A nehézséget az adja, hogy az uv -síkon olyan pontokra is meg kell adni a vizibilitásokat, ahol nincsenek mérési pontok. Erre különböző algoritmusok vannak, pl. a CLEAN algoritmus [21], vagy a Maximum Entrópia Módszer (MEM) [22]. A legegyszerűbb modell:

$$\hat{V}(u, v) = \sum_p \sum_q \hat{I}(p\Delta x, q\Delta y) e^{2\pi i(pu\Delta x + qv\Delta y)}, \quad (3.7)$$

ahol a képsík $N_x \times N_y$ darab $\Delta x \times \Delta y$ méretű tartományra van felosztva. Ekkor a modellnek $N_x \cdot N_y$ szabad paramétere van. Ahol nincs mérési adat, ott a model bármilyen értéket felvehet. A cellákra való felbontás következtében az egyenlet egy konvolúciós reláció lesz:

$$I_{p,q}^D = \sum_{p',q'} B_{p-p',q-q'} \hat{I}_{p',q'} + E_{p,q} \quad (3.8)$$

ahol I^D a piszkos kép, B a piszkos nyaláb, $\hat{I}$ a cellákra osztott kép, E a zaj függvény. A valódi képhez ezt az egyenletet kell megoldani. Ehhez az első megoldások helyes kombinációt, és a homogén megoldások részhalmazait kell megkeresni. Az első megoldások az uv -sík azon pontjait tartalmazzák, ahol nincsenek mérési adatok, így az amplitúdók 0-k.

3.1.2. VLBA

A dolgozat során elemzett mérési adatok a VLBA (Very Long Baseline Array) nevű rádió-interferométer hálózattal készültek 15 GHz mérési frekvencián. A VLBA-t 10 darab rádióteleszkóp alkotja, melyeknek az átmérője (egyenként) 25 m. Ezek az Amerikai Egyesült Államok területén helyezkednek el (3.2. ábra) Jelenleg a National Radio Astronomy Observatory (NRAO) üzemelteti. Az állomások nevei, és az államok, ahol találhatóak: St. Croix (U.S. Virgin Szigetek), Hancock (New Hampshire), North Liberty (Iowa), Fort Davis (Texas), Los Alamos (Új-Mexikó), Pie Town (Új-Mexikó), Kitt Peak (Arizona), Owens Valley (Kalifornia), Brewster (Washington), Mauna Kea (Hawaii). A rendszer leghosszabb bázisvonala 8611 km, amely a Mauna Kea és a St. Croix állomások között húzódik. A nyáláb félértékszélessége 0.47 mas 2 cm-en.



3.2. ábra. A VLBA hálózat tagjai az USA területén².

²<https://svs.gsfc.nasa.gov/10869>

3.2. VLBI jet modellalkotás

3.2.1. A MOJAVE-felmérés

A "Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments" (MOJAVE) egy több, mint 27 éve tartó rádiócsillagászati felmérés [23, 24, 25], amely során az aktív galaxismagokból származó jeteket vizsgálják. A méréseket a VLBA hálózattal végzik. Az eddig keletkezett minta 494 rádióhangos AGN adatait tartalmazza. A minimum észlelhető fluxussűrűség az északi égbolton és a déli égbolton eltér egymástól. Az eltérést az okozza, hogy a VLBA csökkentette a déli égbolt óraszög-lefedését, mert a képalkotó képesség gyengébb volt [23].

Forrásonként nagy számú epocha (mérési időpont) áll rendelkezésre. A VLBI méréseknél elterjedt szokás, hogy a mérést végző csoport 1 évig kizárólagosan használhatja a kapott adatokat, a MOJAVE csoport viszont a mérések után az adatokat kalibrálja, és a kalibrált *uv*-vizibilitásokat egyből közzéteszi a honlapján ³. Ezeket már lehet használni a rádiótérkép elkészítéséhez. A csoport automatizált eljárással elkészítette a források felületi fényességeloszlásának modellezését és kinematikai vizsgálatát. Jelen dolgozatban a felmérés keretében a PKS 1424+240 forrásról 2009 és 2020 között készült, archiv adatokat használok fel [26].

3.2.2. Modellillesztés

Kiterjedt, hosszú források esetén, a felületi fényességeloszlást közelíthetjük 2 dimenziós, Gauss fényességprofilú komponensek összeadásával. Az eljárás során a Gauss-komponensek integrált fluxussűrűségét (S_t), pozícióját (magszeparáció: r , pozíciósög északtól mérve keleten keresztül: λ), és a méretének félértékszélességét (d) kapjuk meg. A PKS 1424 + 240 forrás esetén csak kör alapú komponenseket használtam. Először a legfényesebb komponest (a VLBI magot) kell megilleszteni, majd utána a maradék képen iteratíván a többi, egyre kisebb fluxussűrűségű komponest, míg elérjük a zajszintet (A határ $4 - 6 \sigma$). Egy példát a 3.3. ábrán mutatok be.

3.2.3. Hibabecslés, komponensazonosítás

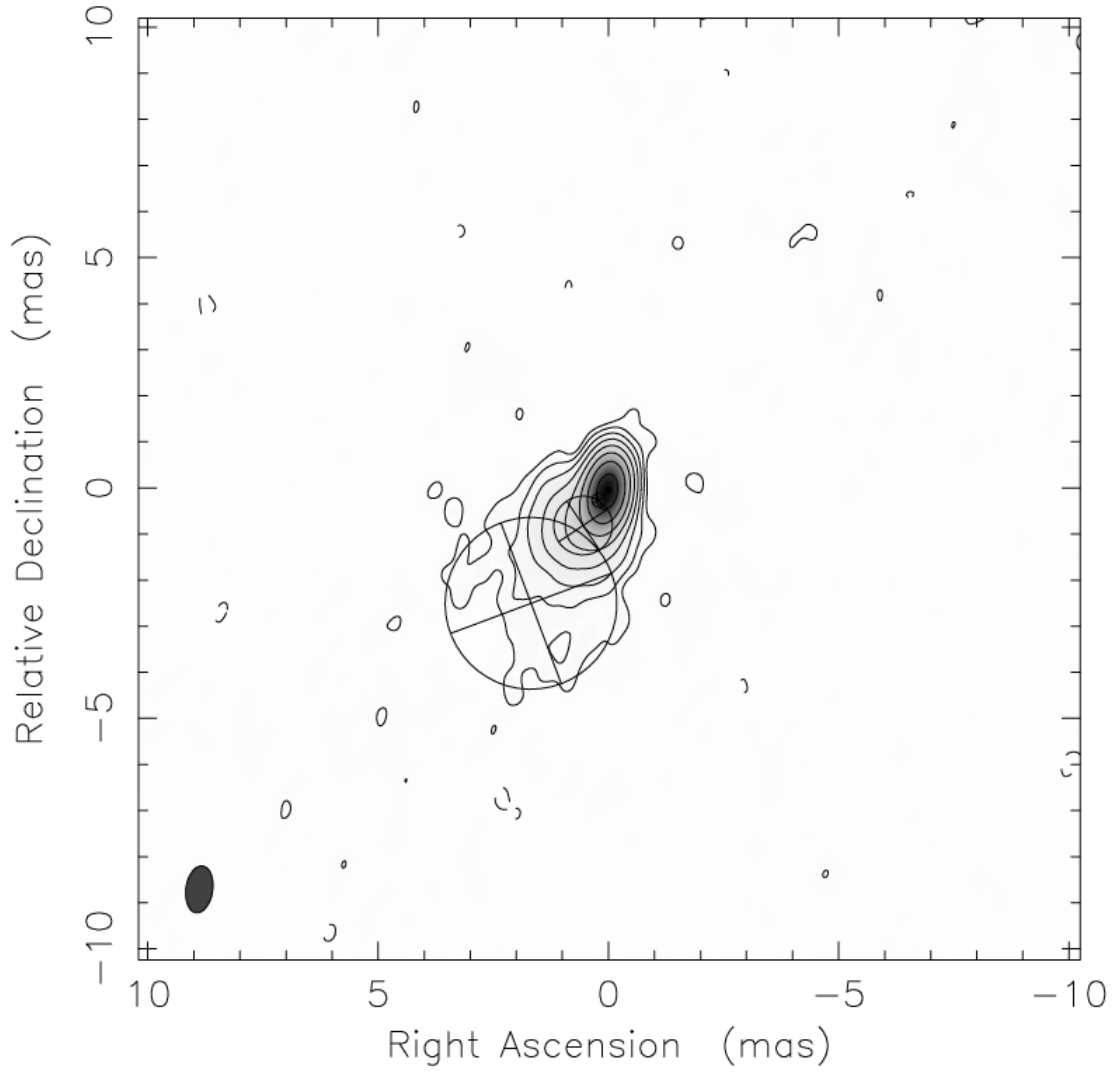
A jetkomponensek az eredeti térképről való kivonása után, a komponensekre meg kell határozni a zajszint négyzetes középértékét (root main square, rms, σ_p) a maradék (reziduál) képeken. A komponens fluxusának maximumát (S_p) az integrált fluxussűrűségből és a komponens félértékszélességéből lehet számolni:

$$S_p = \frac{S_t}{d} \frac{2.35482}{\sqrt{2\pi}}. \quad (3.9)$$

A helyreállító nyaláb kistengelye legyen θ_{min} , a nagytengelye θ_{maj} . Ekkor a nyaláb mérete:

$$\theta = \sqrt{\theta_{min}^2 + \theta_{maj}^2}. \quad (3.10)$$

³<http://www.astro.purdue.edu/MOJAVE>



3.3. ábra. A PKS 1424 + 240 jetének modellillesztése a 2009.333 epochában, 15 GHz észlelési frekvencián. A legalacsonyabb kontúrszint 0.55 mJy/beam, további kontúrok értékei kétszeres szorzóval növekednek. A zajszint 0.136 mJy/beam.

Ezek ismeretében az integrált fluxussűrűség hibáját kiszámíthatjuk [27]:

$$\sigma_t = \left(\sigma_p \sqrt{1 + SNR} \right) \sqrt{\left(1 + \frac{S_t^2}{S_p^2} \right)}, \quad (3.11)$$

ahol $SNR = S_p / \sigma_p$ jel-zaj arány. A komponens méretének a hibája:

$$\sigma_d = \begin{cases} \sigma_p \frac{\sqrt{\theta^2 + d^2}}{S_p}, & \theta > d, \\ \sigma_p \frac{d}{S_p}, & \theta \leq d. \end{cases} \quad (3.12)$$

A modell megalkotásához szükség van a projektált xy koordinátákra is:

$$\begin{aligned}x &= r \sin(\lambda), \\ y &= r \cos(\lambda).\end{aligned}\tag{3.13}$$

Lister és a munkatársai munkája alapján [28] a pozíciók hibája a helyreállító nyalábbal konvolvált komponensméret 10%-a:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 0.1 \sqrt{\theta_x^2 + d^2}, \\ \sigma_y &= 0.1 \sqrt{\theta_y^2 + d^2}.\end{aligned}\tag{3.14}$$

ahol σ_x , σ_y a projektált helyreállító nyaláb mérete. Az adatfeldolgozás és a számítások során a további hibák vagy görbeillesztésből erednek, vagy pedig ezekből származtathatóak a hibaterjedés módszerével.

A komponens pozíciókat a fényes, kis méretű komponensek esetén viszonylag pontosan meghatározhatjuk. Ahogy növekedik a magzeparáció (távolabbi komponenseket vizsgálunk), növekszik a komponensek mérete is (adiabatikus hűlés és tágulás miatt), ezáltal megnő a pontatlanság. A különböző epochákban készült térképeken a komponenseket kereszt-azonosítani kell, a magzeparáció, az integrált fluxussűrűség, és a komponens méretének figyelembevételével.

3.3. Jet morfológia, kinematika

Morfológia

A VLBI mérésekkel, köszönhetően a nagy elérhető térbeli felbontásnak és fluxusérzékenységnek, az AGN jetek morfológiáját részletesen lehet tanulmányozni. A jeteknél sok esetben kimutatható erős görbület a szub-parszektől a megaparszek skáláig [29, 30]. Az ember számára megfigyelhető periodicitások a parszek-skálán vannak, a fény véges terjedése sebessége miatt.

A görbületet a jetkomponensek látszó pozíciója alapján lehet kimutatni. A komponensek magzeparációit ábrázolni kell az idő függvényében, és ez alapján megadhatjuk a nyalábgerinc alakját. A nyalábgerinc az egy epochában lévő komponensek középeit összekötő vonal, és ha a jet görbült, a görbület ezen a vonalon megfigyelhető.

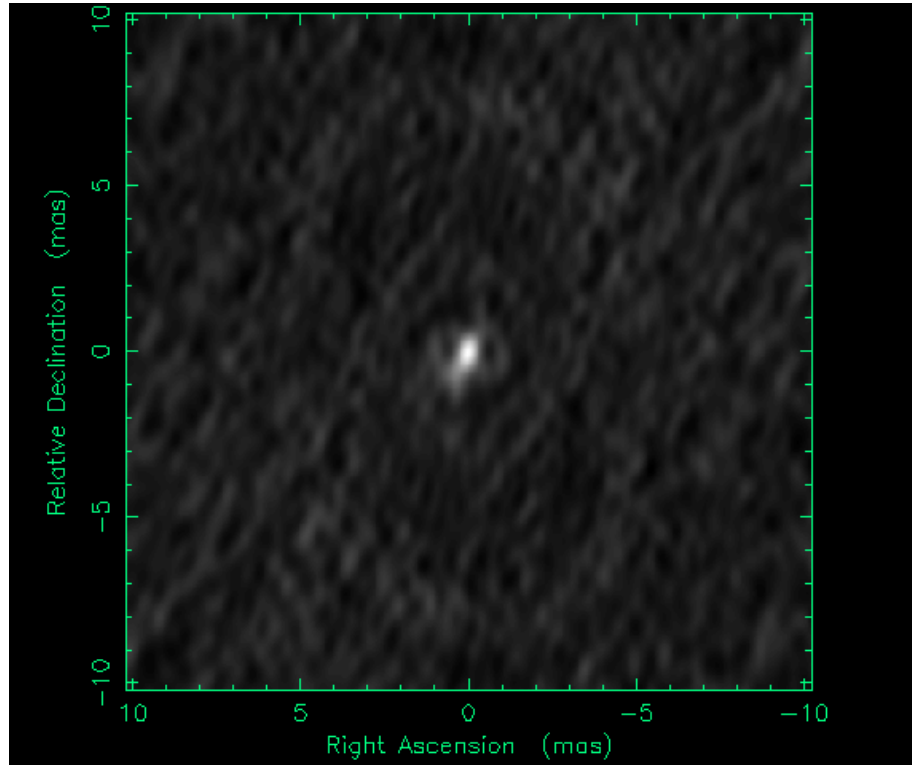
Kinematika

A VLBI mérésekkel meg lehet határozni a komponensek sajátmozgását is. Ennek segítségével meg lehet becsülni a jet félnyílásszögét, inklinációját, és a rá jellemző Doppler faktort.

3.4. Az archív MOJAVE adatok feldolgozása

A PKS 1424 + 240 forrásról készült kalibrált uv vizibilitásait a MOJAVE weboldaláról töltöttem le. A modellillesztést a DIFMAP nevű, Caltech által fejlesztett differenciális

térképező szoftverrel [31] végeztem. A modellillesztési eljárást a 3.2.2. szekcióban részletezem, ezt a módszert végeztem el a különböző epochákban. A kiindulási piszkos térkép a 3.4. ábrán látható. Egy teljes illesztési folyamatot a 3.5. ábrán szemléltetek.



3.4. ábra. A PKS 1424 + 240 forrás piszkos térképe, még bármiféle illesztés előtt. Jól látható a legfényesebb komponens, a VLBI mag. A megjelenített fluxus maximum 0.176 Jy/beam.

A 2020.912 epochában a modellillesztés során a 3.1. táblázatban szereplő illesztett értékeket kaptam:

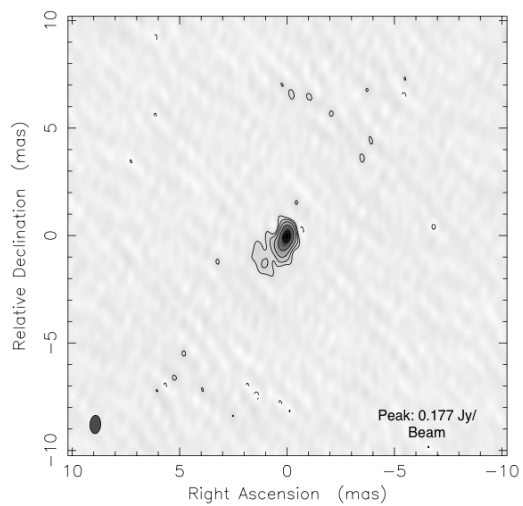
Komponens	Fluxus [Jy]	Magszeparáció [mas]	Pozíciószög [fok]	Komponens FWHM [mas]
c_0	0.153 ± 0.021	0.02	-32.32	0.078 ± 0.00009
c_1	0.071 ± 0.007	0.51	155.49	0.353 ± 0.001
c_2	0.054 ± 0.007	1.171	134.86	1.051 ± 0.01
c_3	0.048 ± 0.009	2.749	149.15	3.758 ± 0.113

3.1. táblázat. A PKS 1424 + 240 forrás modellillesztése a 2020.912 epochában. Ez konzisztens azzal, hogy az egyre távolabbi komponensek egyre nagyobbak, és a fluxussűrűségük egyre kisebb. Az adatfeldolgozás során készített teljes táblázat az illesztett és számolt mennyiségekkel, hibákkal együtt a függelékben megtalálható.

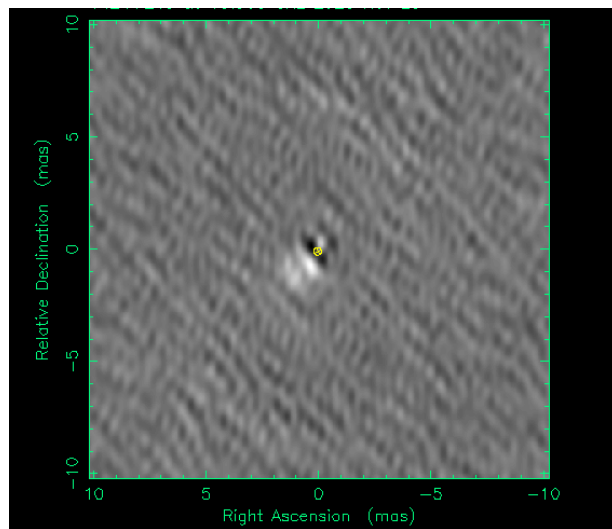
A munkám során feldolgozott vizibilitások mérési időpontjait (epochák), az egyes mérések VLBA kódját, valamint a helyreállító nyalábok kis- és nagytengelyeinek méretét illetve pozíciósögeit a 3.8. táblázat tartalmazza:

Epocha	VLBA kód	B_{min} [mas]	B_{maj} [mas]	B_{pa} [°]	Komponensek száma
2009.333	BL149BK	0.581	1.022	-8.1	4
2009.481	BL149BO	0.633	1.146	-14.7	3
2009.960	BL149CE	0.553	1.107	-8.8	3
2010.114	BL149CH	0.589	1.175	0.7	4
2010.710	BL149CP	0.571	1.158	-3.6	4
2011.619	BL149DO	0.635	1.331	3.2	4
2012.003	BL178AE	0.598	1.025	-2.8	4
2012.326	BL178AJ	0.651	1.045	-0.2	4
2013.161	BL178BA	0.585	1.139	0.2	4
2014.029	BL193AD	0.587	1.034	-2.4	4
2016.422	BL193BE	0.594	1.011	-3.6	4
2019.619	BL273AA	0.578	1.032	-7.5	4
2019.767	BL273AB	0.59	1.021	-4.8	4
2019.871	BL273AC	0.63	1.042	-11.2	4
2019.953	BL273AD	0.569	1.016	-9.7	4
2019.973	BL229BC	0.579	1.042	-0.1	4
2020.008	BL273AE	0.581	1.026	-7.5	4
2020.159	BL273AF	0.57	1.1	-6.6	4
2020.233	BL273AG	0.614	1.022	-10.0	4
2020.331	BL273AH	0.596	1.031	-6.8	4
2020.389	BL273AI	0.673	1.438	-28.1	4
2020.408	BL273AJ	0.702	1.069	10.7	4
2020.452	BL273AK	0.592	1.017	-7.0	4
2020.580	BL273AL	0.599	0.981	-3.9	4
2020.621	BL273AM	0.598	0.972	-9.1	4
2020.674	BL273AN	0.602	1.045	-7.7	4
2020.838	BL273AO	0.591	0.972	-10.1	4
2020.912	BL273AP	0.641	1.045	-5.9	4

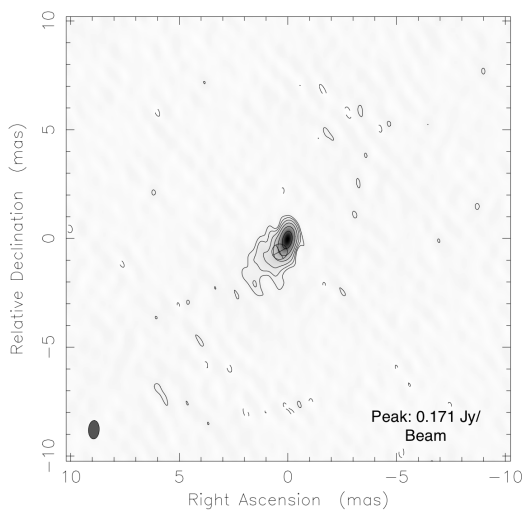
3.2. táblázat. A PKS 1424 + 240 forrás méréseinek időpontjai, VLBA kódjai, a helyreállító nyalábok kis- és nagytengelyeinek mérete



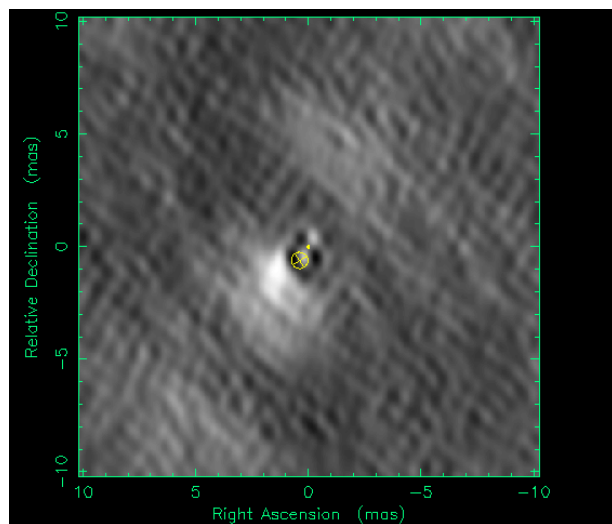
(a)



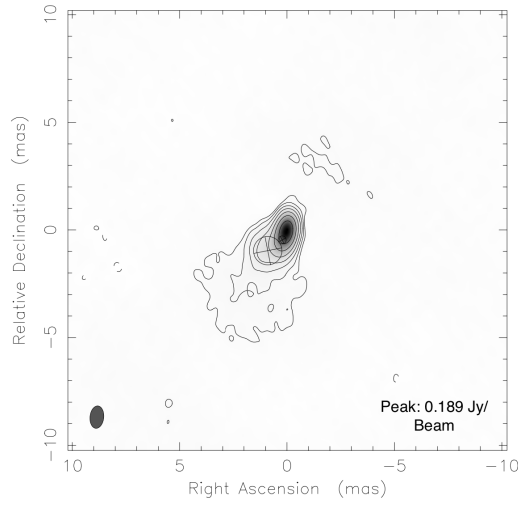
(b)



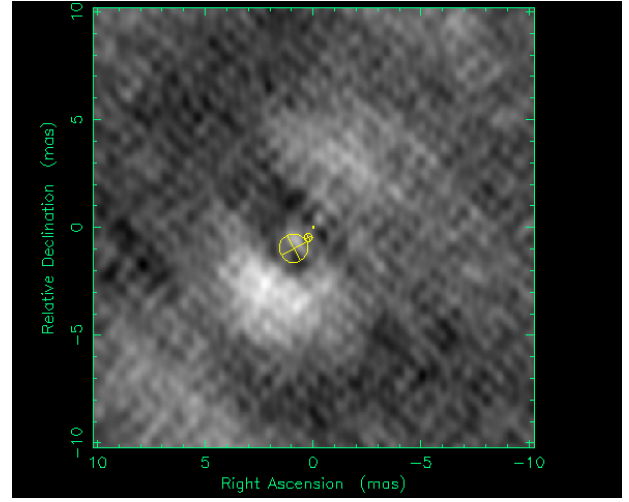
(c)



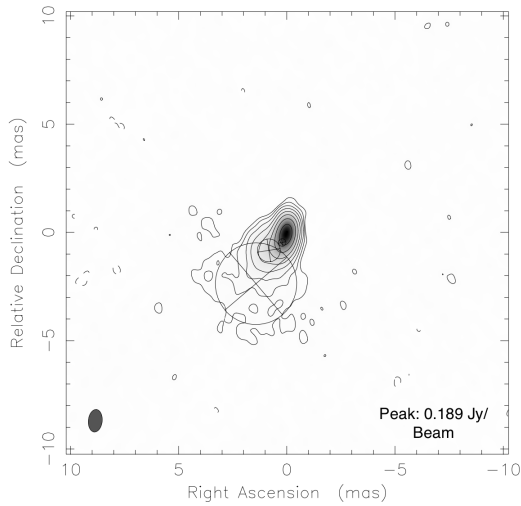
(d)



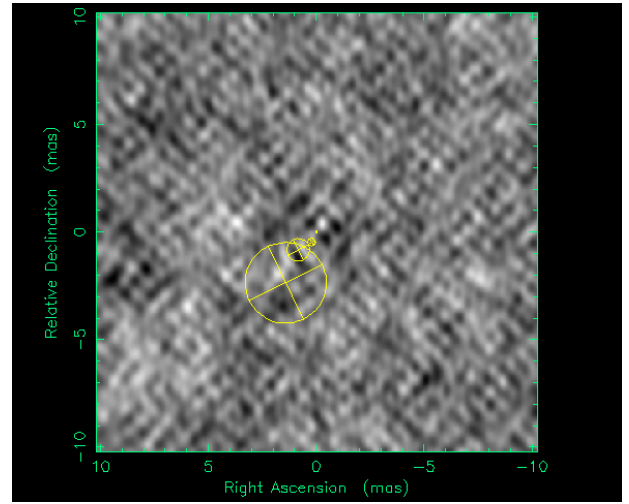
(e)



(f)

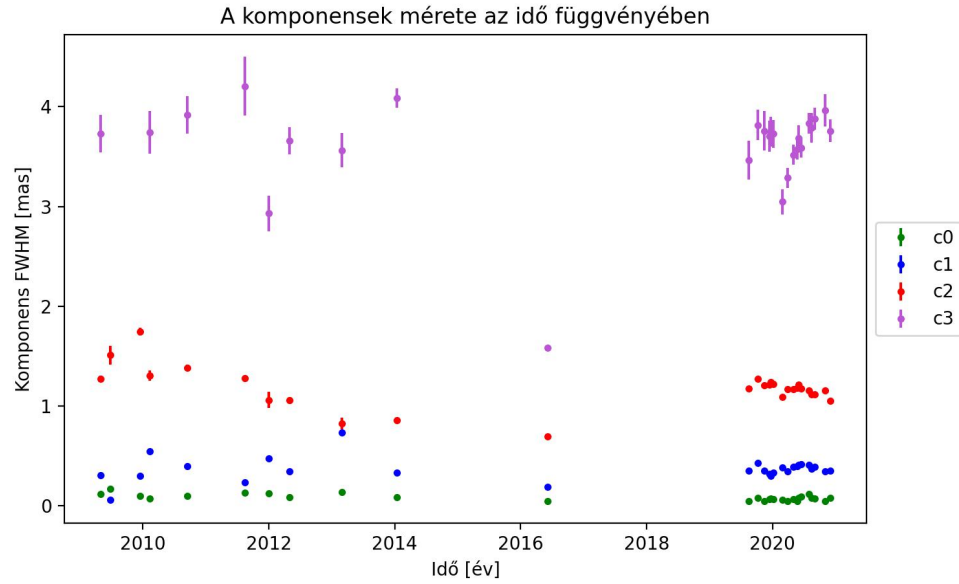


(g)

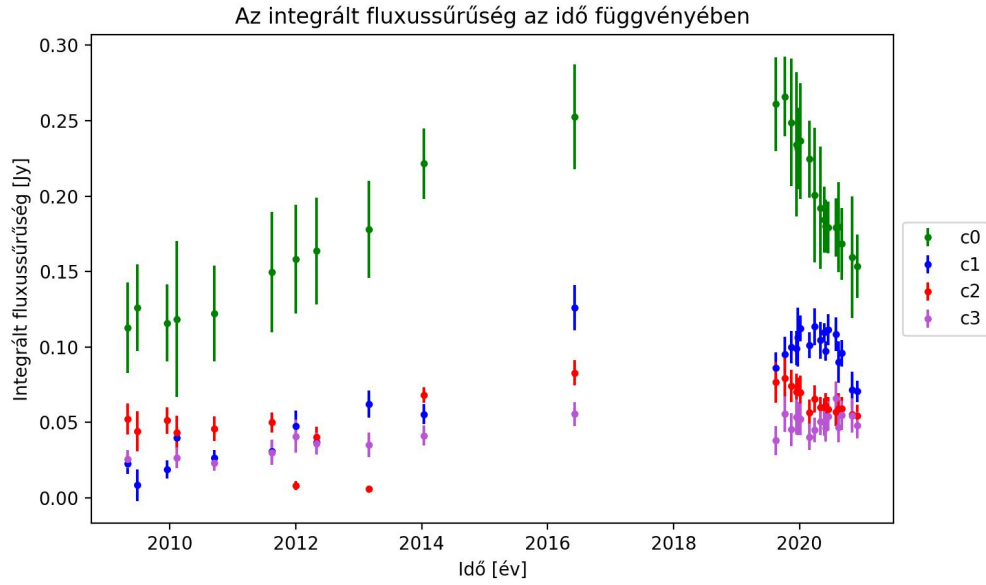


(h)

3.5. ábra. A PKS 1424 + 240 jetének modellillesztése a 2020.912-es epochában, balra a clean térképek, jobbra a piszkos térképek. Az (a) kép a VLBI mag illesztése után készült, a maradék képen (b) a maximum fluxus 0.0321 Jy/beam. A c (d) - e (f) - g (h) képeken a további, egyre távolabbi (és nagyobb) komponensek láthatóak. A (d) maradék képen a maximum fluxus: 0.0109 Jy/beam, az (f) maradék képen a maximum fluxus: 0.00408 Jy/beam, az (e) maradék képen a maximum fluxus: 0.00152 Jy/beam. Látszik, hogy ahogy egyre távolabbi komponenseket illesztünk, a fluxus egyre kevésbé csökken a maradék képen. A maradék képeken egyre jobban közelítünk a zajszinthez.



(a) A komponensek mérete az idő függvényében. Látszik, hogy 2016-os adat kivételével, időben egyenletes, nagy skálát tekintve.



(b) A PKS 1424 +240 jelű blazár VLBI jetkomponenseinek integrált fluxussűrűsége 15 GHz-es észlelési frekvencián. Különösen a c_0 jelű VLBI mag esetén látványos, hogy a teljes fluxussűrűség 2016-ig növekszik, majd hirtelen lecsökken.

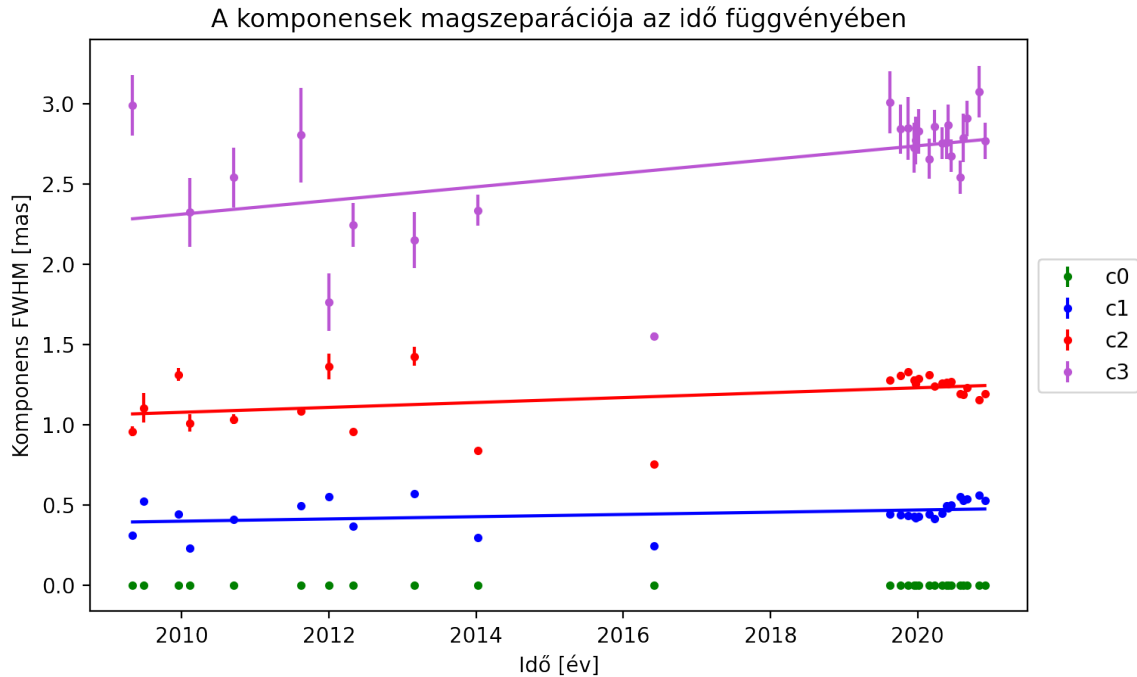
3.6. ábra. A komponensek méretének és az integrált fluxussűrűségének ábrázolása epochánként.

Az illesztés során kapott komponensek méretének és integrált fluxussűrűségének időfüggését a 3.6. ábrán mutatom. A modellalkotáshoz meg kell határozni a maghoz képesti relatív xy koordinátákat. Ezt úgy kapjuk meg, hogy a 3.13. egyenlet alapján kiszámítjuk a magra az xy koordinátákat, majd a többi komponens xy koordinátájából kivonjuk a mag koordinátáit. Ezen felül szükség van a komponensek látszólagos fényességi hőmérsékletére, amelyet a 2.18. egyenlet alapján számolhatunk. Ezeket az adatokat a 3.3. táblázat tartalmazza, szintén a 2020.912 epochában:

Komponens	X_{rel}	Y_{rel}	T_B [K]
c_0	0.0 ± 0.097	0.0 ± 0.04	$2.07 \cdot 10^{11} \pm 2.84 \cdot 10^{10}$
c_1	0.222 ± 0.103	-0.481 ± 0.053	$4.68 \cdot 10^9 \pm 4.76 \cdot 10^8$
c_2	0.841 ± 0.143	-0.843 ± 0.112	$4.06 \cdot 10^8 \pm 5.47 \cdot 10^7$
c_3	1.42 ± 0.388	-2.377 ± 0.378	$2.81 \cdot 10^7 \pm 5.39 \cdot 10^6$

3.3. táblázat. A PKS 1424 + 240 forrás illesztett adataiból számolt relatív koordináták, illetve látszó fényességi hőmérsékletek.

A relatív xy koordinátákból visszaszámoljuk a relatív magseparációt és a pozíciósöveget, és ezeket ábrázoljuk az epochák függvényében (3.7. ábra):



3.7. ábra. A magseparáció az idő függvényében. Az illesztett egyenes meredeksége alapján meghatározhatjuk a komponensek látszólagos sajátmozgását.

Az illesztett egyenesek meredekségei (3.4. táblázat):

Komponens	Meredekség [mas/yr]	Látszólagos sebesség [c]
c_1	0.007 ± 0.004	0.25 ± 0.13
c_2	0.015 ± 0.006	0.54 ± 0.23
c_3	0.043 ± 0.016	1.51 ± 0.57

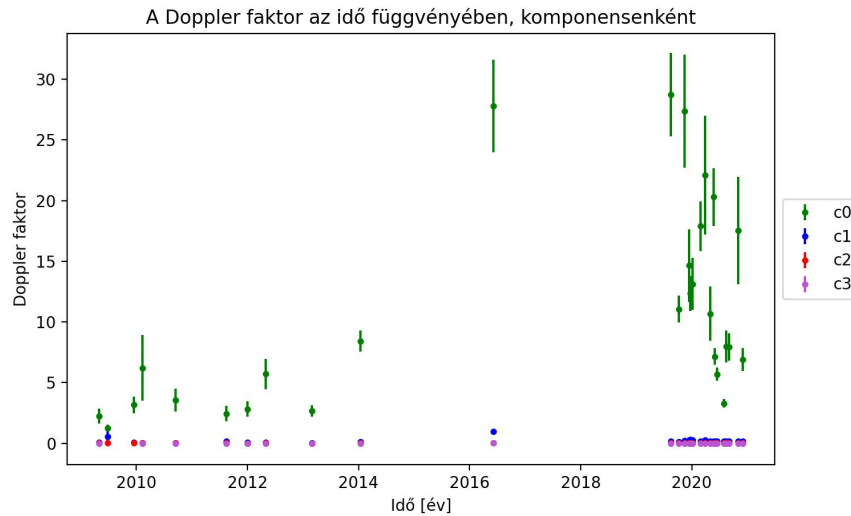
3.4. táblázat. A magzeparáció - epocha adatokra illesztett egyenesek meredekségei, és az ebből számolt β_{app} látszólagos sebességek.

A látszólagos sebességhez (β_{app}) a meredekségeket át kell váltani a vonatkozó kozmológiai skála ($z = 0.6047$ vöröseltolódásra 6.787 kpc/'') segítségével:

$$\beta_{app} = \frac{m \cdot scale}{0.30660136} \cdot (1 + z), \quad (3.15)$$

ahol m az illesztett egyenes meredeksége, 0.30660136 pedig a fénysebesség pc/yr sebességegységben. A kapott értékeket a 3.4. táblázat tartalmazza. A további számításokhoz a c_3 komponensre kapott értéket használom fel. Egy adott jetben a legnagyobb mértékű sajátmozgást vizsgálva minimális Lorentz faktort és maximális inklinációs szöget határozzunk meg.

Következő lépésként meghatároztam a forrásra jellemző Doppler faktort. Ehhez minden epochában komponensenként kiszámítottam a látszó fényességi hőmérsékletet, majd felhasználva azt, hogy Homan D. C. és munkatársai nyomán [32] a $T_{int} = 3 \cdot 10^{10}$ K, a 2.17. egyenlet átrendezésével megkaptam a Doppler-faktorokat, amelyeket a 3.8. ábrán mutatok be.



3.8. ábra. A Doppler faktor az idő függvényében, komponensenként. Látszik, hogy 2016-2017-ben jelenősen megváltozik a magra (c_0 komponens) az értéke.

A VLBI magra (c0 komponens) kapott Doppler faktorok alapján egy nyugalmi (2009-2014) és egy perturbált fázisát (2016-) különítettem el a forrásnak. A Doppler faktor függ a valódi jetsebességtől (β) és az inklinációtól (ι) is. Mivel a perturbált fázisban nem tudjuk egyértelműen eldönteni, hogy a perturbált fázis elején a jetsebesség növekedett meg, vagy az inklináció csökkent le a nyugalmi fázishoz képest, ezért a jet geometriáját a nyugalmi fázis alapján határozzuk meg. A közelítéshez a c_0 komponens nyugalmi állapotú Doppler faktorainak az átlagát használom:

$$\bar{\delta}_{c_0} = \delta = 3.844 \pm 0.568.$$

A megfelelő jetmodell elkészítéséhez ismerni kell a jet félnyílásszögét. A mérési adatok alapján egy ψ_{obs} projektált, ún. obszervált félnyílásszöget lehet becsülni epochánként a következőképpen:

$$\psi_{obs} = \frac{\max(|\varphi|) - \min(|\varphi|)}{2}, \quad (3.16)$$

ahol $\max(|\varphi|)$ a legnagyobb abszolút értékű relatív pozíciószög az adott epochán belül, $\min(|\varphi|)$ pedig a legkisebb abszolút értékű. A továbbiakban az epochánként meghatározott obszervált félnyílásszögek átlagát használom, tehát:

$$\bar{\psi}_{obs} = \psi_{obs} = 10.43^\circ \pm 0.18^\circ.$$

Ahhoz, hogy a kapott mennyiségek valódi (azaz deprojektált) értékét meg lehessen becsülni, ismerni kell az inklinációs szöget. Az inklinációs szög, a látszólagos jetsebesség, és a Doppler faktor között az alábbi egyenlet teremt kapcsolatot [19]:

$$\cot(\iota) = \frac{\delta^2 - 1 + \beta_{app}^2}{2\beta_{app}}, \quad (3.17)$$

amelyet a rendelkezésre álló adatokkal megoldva, ι -ra következőt kapjuk:

$$\iota = 0.186 \text{ rad} = 10.7^\circ \pm 3.98^\circ.$$

Ennek ismeretében a valódi félnyílásszög:

$$\psi = \psi_{obs} \cdot \sin(\iota) = 0.0337 \text{ rad} = 1.931^\circ \pm 0.71^\circ. \quad (3.18)$$

A jet minimum hosszának a meghatározásához meg kell nézni, hogy mi volt a legnagyobb magszeparáció. Jelen esetben ez a 2020.838-as epochában a mag és a 3. komponens közötti távolság, amely 3.074 mas. Ez pc-ba átváltva 20.87 pc. Ez egy projektált mennyiség, tehát deprojektálni kell:

$$l = \frac{20.87}{\sin(\iota)} = 112.63 \text{ pc} \pm 44.04 \text{ pc}. \quad (3.19)$$

A közelítő valódi jetméret megadásához meg kell határozni komponensenként az átlagos magszeparációkat, és az átlagos szélességeket. Az átlagos magszeparációk:

$$\bar{r}_1 = 16.371 \text{ pc} \pm 0.44 \text{ pc},$$

$$\bar{r}_2 = 43.321 \text{ pc} \pm 0.76 \text{ pc},$$

$$\bar{r}_3 = 96.331 \text{ pc} \pm 2 \text{ pc}.$$

Az átlagos szélességek az i . komponensnél a deprojektálatlan félnyílásszög és az átlagos magszeperációk segítségével számolhatók:

$$\bar{w}_i = 2\bar{r}_i \cdot \sin(\psi), \quad (3.20)$$

ahonnan a jet valódi szélessége a c_1 , c_2 , c_3 komponensek átlagos rendre $\bar{r}_1$, $\bar{r}_2$, $\bar{r}_3$ magszeperációjánál:

$$\bar{w}_1 = 1.104 \text{ pc} \pm 1.232 \text{ pc},$$

$$\bar{w}_2 = 2.922 \text{ pc} \pm 2.415 \text{ pc},$$

$$\bar{w}_3 = 6.497 \text{ pc} \pm 5.987 \text{ pc}.$$

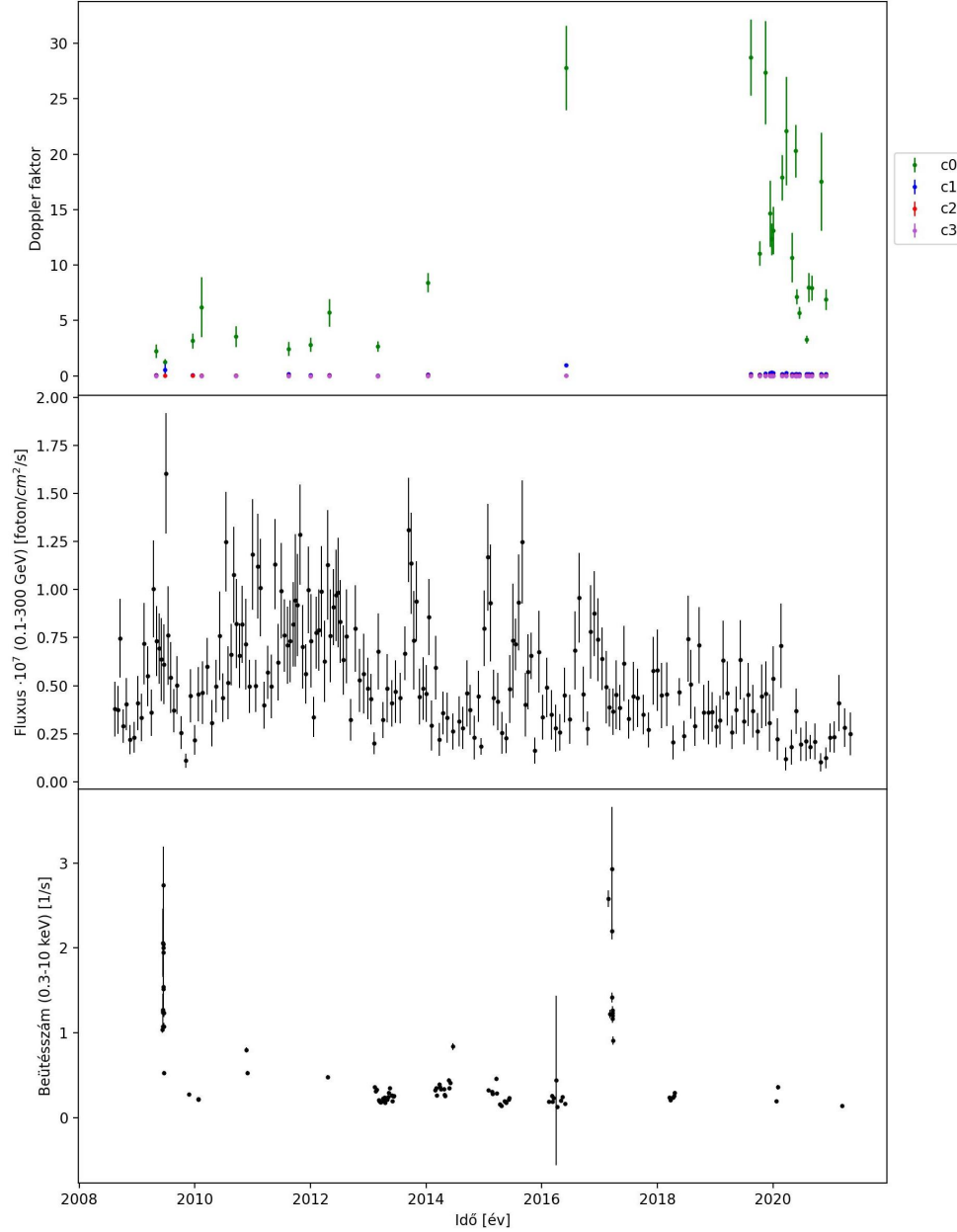
3.5. Rádió, gamma, és röntgen tartományú mérések összehasonlítása

Az adatfeldolgozás során az összes keletkezett ábrán látszik, hogy a PKS 1424 + 240 blazár 15 GHz-en vizsgált jetének a tulajdonságai a 2016-2019 időszakban nagymértékben eltérnek a nyugalmi fázisban (2009 - 2014) tapasztaltaktól. Amikor a Doppler faktor nagyon megugrik, a rádiófluxus is megemelkedik, viszont ezt nem az okozza, hogy kilöködött volna egy új komponens, mert a 2019-2020-as vizibilitások alapján készített rádiótérképeken nem találtam erre utaló jelet. A forrás 2009 és 2014 között nyugalmi állapotban volt, majd egy perturbált fázisba került. A perturbált fázist elektrongyorsító folyamatok jellemzik, amelyek gyorsíthatnak protonokat is, amely neutrínókeltő folyamat. Érdemes összevetni a kapott eredményeket más észlelési frekvencián kapott eredményekkel, ezt mutatja a 3.9. ábra.

Az összehasonlítás során az tűnik fel, hogy a másik két frekvencián is változást tapasztaltak ebben az időszakban. A gamma fénygörbe nem mutat éles flet a perturbált fázisban, ami egybecseng azzal, hogy a hatékony neutrínókeltő közegek gamma-gamma optikai mélysége nagy (pl. [40], [41]), emiatt a pionikus gamma fotonok egymással hatékonyan kölcsönhatva elektron-pozitron párkeltés során elnyelődnek. A perturbált fázis elején a Swift űrtávcső által észlelt 0.3-10 keV-os röntgen tartományban erőteljes fluxusnövekedést mutat a forrás. A forrás eme észlelt viselkedése alátámasztja azt a szakirodalomból ismert sejtést, miszerint a pionikus fotonok elektron-pozitron párkeltéssel elnyelődnek és a tipikus gamma foton energiák mellett a keltett elektronok és pozitronok röntgenben szinkrotron sugároznak [42]. Neutrínó emisszió esetén a gamma tartomány helyett a röntgen tartományban érdemes felvillanásokat keresni. Tekintve, hogy a TXS 0506+056 forrás is hasonló viselkedést mutatott, és az bizonyítottan neutrínóforrás,

valamint hogy az IceCube adatsorban a PKS 1424+240 szerepel, mint forró folt, így valószínűsíthetőleg ebből a forrásból is történt neutrínó-emisszió, de ennek a tényleges bizonyítása további vizsgálatokat igényel.

Különböző észlelési frekvencián kapott mérési eredmények a PKS 1424 + 240 forrásról



3.9. ábra. A PKS 1424 + 240 forrás rádió- (felső ábra, Doppler-faktorok), gamma- (középső ábra, nyers adatok forrása: Fermi-LAT [33], feldolgozás: Kun Emma) és röntgentartományú (alsó ábra, Swift műhold, 0.3-10 KeV tartomány, [34]) fénygörbéi.

3.6. Összefoglalás

A MOJAVE csoport által közétett kalibrált vizibilitásokat feldolgozva meghatároztam a PKS 1424 + 240 forrás jetének komponenseit. Az illesztések és további számolások segítségével közelítőleg megadtam a jet morfológiai és kinematikai paramétereit (3.5. táblázat):

Mennyiség	Érték
ψ_{obs}	$10.43^\circ \pm 0.18$
δ_{c_0}	3.844 ± 0.568
m_{c1}	$0.007 \text{ mas/yr} \pm 0.0038$
m_{c2}	$0.015 \text{ mas/yr} \pm 0.0064$
m_{c3}	$0.043 \text{ mas/yr} \pm 0.016$
$\beta_{app_{c1}}$	0.25 ± 0.134
$\beta_{app_{c2}}$	0.542 ± 0.227
$\beta_{app_{c3}}$	1.51 ± 0.571
ι	$10.657^\circ \pm 3.982$
ψ	$1.931^\circ \pm 0.71$
l	$112.63 \text{ pc} \pm 44.04$
$\bar{r}_1$	$16.371 \text{ pc} \pm 0.4414$
$\bar{r}_2$	$43.321 \text{ pc} \pm 0.7585$
$\bar{r}_3$	$96.331 \text{ pc} \pm 1.9981$
$\bar{w}_1$	$1.104 \text{ pc} \pm 1.2319$
$\bar{w}_2$	$2.9218 \text{ pc} \pm 2.4149$
$\bar{w}_3$	$6.497 \text{ pc} \pm 5.987$

3.5. táblázat. A PKS 1424 + 240 forrás meghatározott paramétereit a hibákkal együtt.

A VLBI mag (c_0 komponens) Doppler faktora alapján elkülönítettem a forrás nyugalmi és perturbált fázisát. A kapott eredményeket összevetettem más észlelési frekvencián kapott eredményekkel, és azt találtam, hogy a perturbált fázis idejében más tartományon is megfigyelhetünk változást. A kapott eredményeim összhangban vannak azzal a feltételezéssel, miszerint a neutrínókibocsátás esetén megemelkedő rádiófluxus a magból származik (korábbi munkák alapján, pl. TXS 0506 + 056), illetve azzal, hogy a hatékony neutrínó keltő közegek esetén az elektronok és pozitronok röntgentartományú szinkrotron sugárzását észlelhetjük.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Kun Emmának, hogy bevezetett az asztrofizika, azon belül a rádiócsillagászat világába, a számos, hosszú konzultációért, beszélgetésekért, és a folyamatos, magas szintű szakmai támogatásáért a kezdetektől fogva, ami nélkül ez a dolgozat nem jöhetett volna létre.

Köszönöm a konzulensemnek, Dr. Gabányi Krisztinának, hogy alaposan leellenőrizte a dolgozatomat, és hasznos tanácsokkal, észrevételekkel látott el.

Köszönöm a családomnak és a barátaimnak a kitartó támogatást.

Függelék A: A PKS 1424+240 blazár jetkomponensei hibákkal

Epocha	Komponens	X_{rel}	Y_{rel}	Fluxus [Jy]	FWHM [mas]
2009.333	c0	0.0 ± 0.028	0.0 ± 0.1	0.113 ± 0.03	0.118 ± 0.001
	c1	0.208 ± 0.039	-0.233 ± 0.104	0.022 ± 0.007	0.305 ± 0.006
	c2	0.552 ± 0.13	-0.782 ± 0.161	0.052 ± 0.01	1.275 ± 0.031
	c3	1.682 ± 0.374	-2.47 ± 0.386	0.026 ± 0.006	3.731 ± 0.189
2009.481	c0	0.0 ± 0.063	0.0 ± 0.098	0.126 ± 0.029	0.168 ± 0.001
	c1	0.398 ± 0.061	-0.34 ± 0.097	0.008 ± 0.01	0.064 ± 0.005
	c2	0.614 ± 0.163	-0.917 ± 0.18	0.044 ± 0.013	1.512 ± 0.093
2009.960	c0	0.0 ± 0.09	0.0 ± 0.066	0.116 ± 0.026	0.1 ± 0.0003
	c1	0.294 ± 0.095	-0.33 ± 0.071	0.019 ± 0.006	0.301 ± 0.006
	c2	0.734 ± 0.196	-1.086 ± 0.186	0.051 ± 0.009	1.745 ± 0.04
2010.114	c0	0.0 ± 0.09	0.0 ± 0.076	0.118 ± 0.052	0.073 ± 0.001
	c1	0.178 ± 0.105	-0.145 ± 0.093	0.04 ± 0.007	0.547 ± 0.008
	c2	0.63 ± 0.159	-0.789 ± 0.151	0.043 ± 0.011	1.307 ± 0.054
	c3	1.127 ± 0.385	-2.031 ± 0.382	0.027 ± 0.007	3.745 ± 0.216
2010.710	c0	0.0 ± 0.104	0.0 ± 0.052	0.122 ± 0.032	0.097 ± 0.005
	c1	0.268 ± 0.111	-0.31 ± 0.065	0.026 ± 0.006	0.396 ± 0.005
	c2	0.631 ± 0.173	-0.819 ± 0.148	0.046 ± 0.008	1.387 ± 0.029
	c3	1.163 ± 0.405	-2.257 ± 0.395	0.023 ± 0.005	3.92 ± 0.186
2011.619	c0	0.0 ± 0.134	0.0 ± 0.015	0.149 ± 0.04	0.13 ± 0.001
	c1	0.265 ± 0.135	-0.418 ± 0.025	0.031 ± 0.008	0.237 ± 0.004
	c2	0.679 ± 0.184	-0.844 ± 0.128	0.05 ± 0.007	1.279 ± 0.014
	c3	1.42 ± 0.441	-2.418 ± 0.421	0.03 ± 0.008	4.206 ± 0.295
2012.003	c0	0.0 ± 0.097	0.0 ± 0.037	0.158 ± 0.036	0.125 ± 0.001
	c1	0.319 ± 0.108	-0.449 ± 0.059	0.047 ± 0.011	0.477 ± 0.008
	c2	0.931 ± 0.143	-0.993 ± 0.111	0.008 ± 0.003	1.061 ± 0.08
	c3	0.794 ± 0.309	-1.576 ± 0.295	0.041 ± 0.011	2.932 ± 0.179
2012.326	c0	0.0 ± 0.103	0.0 ± 0.023	0.164 ± 0.036	0.089 ± 0.0003
	c1	0.249 ± 0.108	-0.272 ± 0.04	0.037 ± 0.007	0.348 ± 0.004
	c2	0.566 ± 0.147	-0.771 ± 0.108	0.04 ± 0.007	1.059 ± 0.017
	c3	1.174 ± 0.38	-1.914 ± 0.367	0.036 ± 0.007	3.661 ± 0.137
2013.161	c0	0.0 ± 0.112	0.0 ± 0.026	0.178 ± 0.032	0.136 ± 0.0005
	c1	0.362 ± 0.134	-0.438 ± 0.077	0.062 ± 0.009	0.734 ± 0.006
	c2	0.39 ± 0.139	-1.371 ± 0.086	0.006 ± 0.002	0.829 ± 0.058
	c3	1.172 ± 0.373	-1.801 ± 0.357	0.035 ± 0.008	3.564 ± 0.173
2014.029	c0	0.0 ± 0.077	0.0 ± 0.07	0.222 ± 0.023	0.085 ± 0.00006
	c1	0.207 ± 0.083	-0.21 ± 0.077	0.055 ± 0.007	0.33 ± 0.001
	c2	0.485 ± 0.115	-0.682 ± 0.111	0.068 ± 0.005	0.859 ± 0.002
	c3	1.142 ± 0.416	-2.037 ± 0.415	0.041 ± 0.007	4.086 ± 0.098
2016.422	c0	0.0 ± 0.091	0.0 ± 0.045	0.253 ± 0.035	0.05 ± 0.00003
	c1	0.088 ± 0.093	-0.227 ± 0.049	0.126 ± 0.015	0.191 ± 0.0

	c2	0.562 ± 0.115	-0.506 ± 0.083	0.083 ± 0.008	0.699 ± 0.002
	c3	0.835 ± 0.183	-1.309 ± 0.165	0.056 ± 0.008	1.584 ± 0.024
2019.619	c0	0.0 ± 0.036	0.0 ± 0.097	0.261 ± 0.031	0.05 ± 0.00002
	c1	0.203 ± 0.05	-0.391 ± 0.103	0.086 ± 0.01	0.354 ± 0.001
	c2	0.918 ± 0.123	-0.887 ± 0.153	0.077 ± 0.013	1.179 ± 0.022
	c3	1.49 ± 0.348	-2.615 ± 0.36	0.038 ± 0.01	3.464 ± 0.194
2019.767	c0	0.0 ± 0.012	0.0 ± 0.102	0.266 ± 0.026	0.081 ± 0.00004
	c1	0.194 ± 0.044	-0.395 ± 0.11	0.095 ± 0.012	0.428 ± 0.002
	c2	0.945 ± 0.127	-0.902 ± 0.163	0.079 ± 0.013	1.272 ± 0.024
	c3	1.422 ± 0.382	-2.459 ± 0.395	0.056 ± 0.012	3.818 ± 0.155
2019.871	c0	0.0 ± 0.022	0.0 ± 0.102	0.249 ± 0.042	0.05 ± 0.00005
	c1	0.181 ± 0.041	-0.392 ± 0.108	0.1 ± 0.011	0.353 ± 0.001
	c2	0.975 ± 0.122	-0.904 ± 0.158	0.074 ± 0.011	1.205 ± 0.016
	c3	1.425 ± 0.377	-2.464 ± 0.39	0.045 ± 0.011	3.76 ± 0.196
2019.953	c0	0.0 ± 0.098	0.0 ± 0.028	0.234 ± 0.048	0.066 ± 0.00012
	c1	0.179 ± 0.103	-0.389 ± 0.042	0.099 ± 0.011	0.323 ± 0.001
	c2	0.921 ± 0.156	-0.887 ± 0.125	0.07 ± 0.012	1.217 ± 0.022
	c3	1.462 ± 0.383	-2.298 ± 0.372	0.053 ± 0.012	3.705 ± 0.156
2019.973	c0	0.0 ± 0.104	0.0 ± 0.013	0.231 ± 0.027	0.072 ± 0.00005
	c1	0.178 ± 0.108	-0.381 ± 0.032	0.106 ± 0.019	0.301 ± 0.002
	c2	0.903 ± 0.162	-0.868 ± 0.124	0.073 ± 0.006	1.239 ± 0.005
	c3	1.442 ± 0.389	-2.367 ± 0.375	0.052 ± 0.011	3.75 ± 0.148
2020.008	c0	0.0 ± 0.036	0.0 ± 0.096	0.237 ± 0.038	0.07 ± 0.00009
	c1	0.181 ± 0.049	-0.386 ± 0.102	0.112 ± 0.009	0.335 ± 0.0
	c2	0.925 ± 0.127	-0.894 ± 0.156	0.07 ± 0.011	1.224 ± 0.018
	c3	1.475 ± 0.375	-2.412 ± 0.385	0.052 ± 0.011	3.728 ± 0.139
2020.159	c0	0.0 ± 0.105	0.0 ± 0.035	0.225 ± 0.026	0.059 ± 0.00003
	c1	0.203 ± 0.111	-0.396 ± 0.051	0.101 ± 0.008	0.383 ± 0.001
	c2	0.935 ± 0.151	-0.918 ± 0.114	0.057 ± 0.008	1.092 ± 0.013
	c3	1.408 ± 0.322	-2.252 ± 0.307	0.04 ± 0.009	3.047 ± 0.124
2020.233	c0	0.0 ± 0.086	0.0 ± 0.056	0.201 ± 0.045	0.05 ± 0.00009
	c1	0.17 ± 0.092	-0.377 ± 0.065	0.113 ± 0.012	0.343 ± 0.001
	c2	0.867 ± 0.145	-0.886 ± 0.13	0.066 ± 0.009	1.17 ± 0.013
	c3	1.528 ± 0.34	-2.415 ± 0.334	0.045 ± 0.008	3.289 ± 0.101
2020.331	c0	0.0 ± 0.09	0.0 ± 0.051	0.192 ± 0.04	0.07 ± 0.00015
	c1	0.185 ± 0.098	-0.406 ± 0.064	0.104 ± 0.012	0.39 ± 0.001
	c2	0.891 ± 0.147	-0.89 ± 0.127	0.06 ± 0.006	1.167 ± 0.008
	c3	1.506 ± 0.363	-2.307 ± 0.356	0.051 ± 0.009	3.52 ± 0.099
2020.389	c0	0.0 ± 0.142	0.0 ± 0.025	0.184 ± 0.022	0.05 ± 0.00004
	c1	0.195 ± 0.147	-0.453 ± 0.047	0.11 ± 0.006	0.398 ± 0.001
	c2	0.926 ± 0.185	-0.862 ± 0.121	0.06 ± 0.006	1.184 ± 0.007
	c3	1.39 ± 0.385	-2.382 ± 0.359	0.05 ± 0.009	3.577 ± 0.103
2020.408	c0	0.0 ± 0.032	0.0 ± 0.103	0.18 ± 0.018	0.083 ± 0.00006
	c1	0.192 ± 0.051	-0.439 ± 0.11	0.097 ± 0.006	0.409 ± 0.001
	c2	0.904 ± 0.125	-0.866 ± 0.159	0.061 ± 0.008	1.215 ± 0.014

	c3	1.55 ± 0.37	-2.409 ± 0.383	0.046 ± 0.009	3.688 ± 0.128
2020.452	c0	0.00005 ± 0.077	0.0 ± 0.067	0.179 ± 0.017	0.093 ± 0.0
	c1	0.197 ± 0.087	-0.46 ± 0.079	0.111 ± 0.01	0.418 ± 0.001
	c2	0.903 ± 0.14	-0.889 ± 0.135	0.059 ± 0.008	1.177 ± 0.014
	c3	1.422 ± 0.367	-2.266 ± 0.365	0.054 ± 0.01	3.591 ± 0.103
2020.580	c0	0.0 ± 0.072	0.0 ± 0.069	0.179 ± 0.019	0.122 ± 0.00012
	c1	0.214 ± 0.082	-0.51 ± 0.079	0.109 ± 0.011	0.41 ± 0.001
	c2	0.861 ± 0.136	-0.825 ± 0.134	0.057 ± 0.009	1.159 ± 0.019
	c3	1.363 ± 0.39	-2.146 ± 0.39	0.066 ± 0.011	3.836 ± 0.103
2020.621	c0	0.0 ± 0.092	0.0 ± 0.032	0.179 ± 0.03	0.079 ± 0.00011
	c1	0.201 ± 0.099	-0.49 ± 0.048	0.09 ± 0.014	0.372 ± 0.002
	c2	0.807 ± 0.145	-0.87 ± 0.116	0.059 ± 0.01	1.115 ± 0.019
	c3	1.601 ± 0.39	-2.282 ± 0.38	0.047 ± 0.01	3.789 ± 0.151
2020.674	c0	0.0 ± 0.018	0.0 ± 0.104	0.168 ± 0.024	0.076 ± 0.00008
	c1	0.215 ± 0.042	-0.493 ± 0.11	0.096 ± 0.009	0.391 ± 0.001
	c2	0.859 ± 0.113	-0.883 ± 0.152	0.059 ± 0.008	1.116 ± 0.011
	c3	1.458 ± 0.388	-2.516 ± 0.401	0.055 ± 0.01	3.879 ± 0.11
2020.838	c0	0.0 ± 0.076	0.0 ± 0.061	0.159 ± 0.04	0.05 ± 0.0001
	c1	0.236 ± 0.083	-0.506 ± 0.07	0.072 ± 0.012	0.349 ± 0.002
	c2	0.785 ± 0.138	-0.844 ± 0.13	0.055 ± 0.009	1.154 ± 0.018
	c3	1.825 ± 0.404	-2.474 ± 0.401	0.055 ± 0.012	3.966 ± 0.161
2020.912	c0	0.0 ± 0.097	0.0 ± 0.04	0.153 ± 0.021	0.078 ± 0.00009
	c1	0.222 ± 0.103	-0.481 ± 0.053	0.071 ± 0.007	0.353 ± 0.001
	c2	0.841 ± 0.143	-0.843 ± 0.112	0.054 ± 0.007	1.051 ± 0.01
	c3	1.42 ± 0.388	-2.377 ± 0.378	0.048 ± 0.009	3.758 ± 0.113

3.6. táblázat. A PKS 1424 + 240 forrás feldolgozása során keletkezett adatok, 1.

Epocha	Komponens	S_p [Jy]	RMS [mJy bm^{-1}]	Zaj	SNR	θ [mas]	θ_x [mas]	θ_y [mas]
2009.333	c0	0.901	0.988	0.0	911.635	0.594	-0.249	0.991
	c1	0.069	0.575	0.0	120.248	0.594	-0.249	0.991
	c2	0.038	0.925	0.0	41.572	0.594	-0.249	0.991
	c3	0.006	0.327	0.0	19.781	0.594	-0.249	0.991
2009.481	c0	0.706	1.129	0.0	625.433	0.725	-0.611	0.969
	c1	0.122	0.871	0.0	140.353	0.725	-0.611	0.969
	c2	0.027	1.679	0.0	16.3	0.725	-0.611	0.969
2009.96	c0	1.084	0.593	0.0	1825.859	0.612	-0.898	0.648
	c1	0.059	0.541	0.0	109.054	0.612	-0.898	0.648
	c2	0.028	0.636	0.0	43.398	0.612	-0.898	0.648
2010.114	c0	1.534	1.724	0.0	890.274	0.692	0.899	0.757
	c1	0.068	0.586	0.0	116.301	0.692	0.899	0.757
	c2	0.031	1.279	0.0	24.301	0.692	0.899	0.757
	c3	0.007	0.384	0.0	17.351	0.692	0.899	0.757
2010.71	c0	1.181	0.845	0.0	1396.945	0.661	-1.038	-0.512

	c1	0.062	0.412	0.0	151.594	0.661	-1.038	-0.512
	c2	0.031	0.656	0.0	47.172	0.661	-1.038	-0.512
	c3	0.006	0.263	0.0	21.107	0.661	-1.038	-0.512
2011.619	c0	1.083	1.441	0.0	751.606	0.845	-1.329	-0.078
	c1	0.121	0.495	0.0	244.533	0.845	-1.329	-0.078
	c2	0.037	0.406	0.0	90.435	0.845	-1.329	-0.078
	c3	0.007	0.471	0.0	14.258	0.845	-1.329	-0.078
2012.003	c0	1.193	1.059	0.0	1126.986	0.613	-0.966	0.343
	c1	0.093	0.939	0.0	99.515	0.613	-0.966	0.343
	c2	0.007	0.543	0.0	13.184	0.613	-0.966	0.343
	c3	0.013	0.8	0.0	16.38	0.613	-0.966	0.343
2012.326	c0	1.731	0.723	0.0	2395.187	0.68	1.024	0.208
	c1	0.099	0.489	0.0	203.069	0.68	1.024	0.208
	c2	0.036	0.588	0.0	60.711	0.68	1.024	0.208
	c3	0.009	0.344	0.0	26.81	0.68	1.024	0.208
2013.161	c0	1.23	0.828	0.02	1485.311	0.666	1.116	0.226
	c1	0.08	0.635	0.02	125.235	0.666	1.116	0.226
	c2	0.007	0.465	0.02	14.176	0.666	1.116	0.226
	c3	0.009	0.45	0.02	20.563	0.666	1.116	0.226
2014.029	c0	2.447	0.221	0.0	11067.132	0.607	-0.762	0.698
	c1	0.158	0.239	0.0	661.05	0.607	-0.762	0.698
	c2	0.075	0.189	0.0	394.809	0.607	-0.762	0.698
	c3	0.009	0.227	0.0	41.827	0.607	-0.762	0.698
2016.422	c0	4.746	0.251	0.0	18878.129	0.601	-0.907	-0.447
	c1	0.62	0.35	0.0	1770.946	0.601	-0.907	-0.447
	c2	0.111	0.392	0.0	284.244	0.601	-0.907	-0.447
	c3	0.033	0.494	0.0	66.732	0.601	-0.907	-0.447
2019.619	c0	4.905	0.197	0.0	24849.029	0.596	0.358	0.968
	c1	0.228	0.418	0.0	544.965	0.596	0.358	0.968
	c2	0.061	1.117	0.0	54.598	0.596	0.358	0.968
	c3	0.01	0.576	0.0	17.887	0.596	0.358	0.968
2019.767	c0	3.072	0.224	0.0	13705.368	0.602	0.089	-1.017
	c1	0.209	0.557	0.0	374.531	0.602	0.089	-1.017
	c2	0.058	1.08	0.0	54.089	0.602	0.089	-1.017
	c3	0.014	0.555	0.0	24.642	0.602	0.089	-1.017
2019.871	c0	4.675	0.381	0.0	12273.231	0.656	0.212	-1.02
	c1	0.266	0.381	0.0	697.859	0.656	0.212	-1.02
	c2	0.058	0.747	0.0	77.186	0.656	0.212	-1.02
	c3	0.011	0.59	0.0	19.165	0.656	0.212	-1.02
2019.953	c0	3.318	0.687	0.0	4829.861	0.578	-0.978	-0.276
	c1	0.289	0.404	0.0	715.14	0.578	-0.978	-0.276
	c2	0.054	0.975	0.0	55.519	0.578	-0.978	-0.276
	c3	0.014	0.571	0.0	23.767	0.578	-0.978	-0.276
2019.973	c0	3.027	0.242	0.0	12507.087	0.603	1.037	0.104
	c1	0.332	1.024	0.0	324.298	0.603	1.037	0.104

	c2	0.056	0.239	0.0	233.297	0.603	1.037	0.104
	c3	0.013	0.521	0.0	25.253	0.603	1.037	0.104
2020.008	c0	3.157	0.465	0.0	6789.957	0.596	0.356	0.962
	c1	0.316	0.206	0.0	1529.053	0.596	0.356	0.962
	c2	0.054	0.808	0.0	66.525	0.596	0.356	0.962
	c3	0.013	0.489	0.0	26.815	0.596	0.356	0.962
2020.159	c0	3.59	0.182	0.0	19711.888	0.627	1.045	0.343
	c1	0.248	0.245	0.0	1012.211	0.627	1.045	0.343
	c2	0.049	0.6	0.0	81.283	0.627	1.045	0.343
	c3	0.012	0.508	0.0	24.485	0.627	1.045	0.343
2020.233	c0	3.772	0.524	0.0	7203.012	0.628	-0.858	-0.556
	c1	0.31	0.428	0.0	725.189	0.628	-0.858	-0.556
	c2	0.053	0.587	0.0	89.602	0.628	-0.858	-0.556
	c3	0.013	0.395	0.0	32.463	0.628	-0.858	-0.556
2020.331	c0	2.566	0.633	0.0	4056.574	0.614	0.896	0.509
	c1	0.252	0.507	0.0	497.246	0.614	0.896	0.509
	c2	0.048	0.34	0.0	142.294	0.614	0.896	0.509
	c3	0.014	0.382	0.0	35.384	0.614	0.896	0.509
2020.389	c0	3.465	0.136	0.0	25460.351	0.968	-1.416	0.249
	c1	0.259	0.13	0.0	1999.02	0.968	-1.416	0.249
	c2	0.047	0.297	0.0	159.734	0.968	-1.416	0.249
	c3	0.013	0.378	0.0	34.746	0.968	-1.416	0.249
2020.408	c0	2.033	0.151	0.0	13494.037	0.75	-0.311	-1.023
	c1	0.223	0.151	0.0	1482.459	0.75	-0.311	-1.023
	c2	0.047	0.535	0.0	88.298	0.75	-0.311	-1.023
	c3	0.012	0.412	0.0	28.724	0.75	-0.311	-1.023
2020.452	c0	1.81	0.162	0.0	11152.282	0.602	0.767	0.668
	c1	0.25	0.343	0.0	729.789	0.602	0.767	0.668
	c2	0.047	0.563	0.0	82.981	0.602	0.767	0.668
	c3	0.014	0.406	0.0	34.872	0.602	0.767	0.668
2020.58	c0	1.376	0.265	0.0	5192.428	0.588	-0.712	-0.675
	c1	0.249	0.419	0.0	592.747	0.588	-0.712	-0.675
	c2	0.046	0.744	0.0	62.162	0.588	-0.712	-0.675
	c3	0.016	0.434	0.0	37.198	0.588	-0.712	-0.675
2020.621	c0	2.145	0.411	0.0	5221.166	0.581	-0.921	0.31
	c1	0.227	0.732	0.0	310.756	0.581	-0.921	0.31
	c2	0.05	0.867	0.0	57.356	0.581	-0.921	0.31
	c3	0.012	0.463	0.0	25.008	0.581	-0.921	0.31
2020.674	c0	2.071	0.274	0.0	7571.715	0.629	0.16	1.033
	c1	0.23	0.289	0.0	795.547	0.629	0.16	1.033
	c2	0.05	0.481	0.0	103.434	0.629	0.16	1.033
	c3	0.013	0.376	0.0	35.163	0.629	0.16	1.033
2020.838	c0	2.994	0.543	0.0	5514.408	0.574	-0.759	-0.608
	c1	0.193	0.645	0.0	299.755	0.574	-0.759	-0.608
	c2	0.045	0.699	0.0	64.328	0.574	-0.759	-0.608

	c3	0.013	0.524	0.0	24.672	0.574	-0.759	-0.608
2020.912	c0	1.841	0.239	0.0	7699.889	0.67	0.969	-0.391
	c1	0.188	0.239	0.0	786.053	0.67	0.969	-0.391
	c2	0.049	0.476	0.0	102.015	0.67	0.969	-0.391
	c3	0.012	0.363	0.0	33.141	0.67	0.969	-0.391

3.7. táblázat. A PKS 1424 + 240 forrás feldolgozása során keletkezett adatok, 2.

Epocha	Komponens	r [mas]	λ [°]	T_b [K]	δ
2009.333	c0	0.0		$6.73\text{e}+10 \pm 1.80\text{e}+10$	2.244 ± 0.6
	c1	0.312 ± 0.082	-48.249 ± 13.788	$1.99\text{e}+09 \pm 5.94\text{e}+08$	0.066 ± 0.02
	c2	0.957 ± 0.152	-54.75 ± 8.452	$2.65\text{e}+08 \pm 5.32\text{e}+07$	0.009 ± 0.002
	c3	2.988 ± 0.382	-55.741 ± 7.244	$1.53\text{e}+07 \pm 3.94\text{e}+06$	0.001 ± 0.0001
2009.481	c0	0.0		$3.70\text{e}+10 \pm 8.43\text{e}+09$	1.233 ± 0.281
	c1	0.523 ± 0.079	-40.485 ± 9.198	$1.69\text{e}+10 \pm 2.13\text{e}+10$	0.562 ± 0.709
	c2	1.104 ± 0.175	-56.189 ± 8.738	$1.59\text{e}+08 \pm 5.16\text{e}+07$	0.005 ± 0.002
2009.96	c0	0.0		$9.48\text{e}+10 \pm 2.09\text{e}+10$	3.159 ± 0.696
	c1	0.441 ± 0.083	-48.278 ± 11.054	$1.72\text{e}+09 \pm 5.48\text{e}+08$	0.057 ± 0.018
	c2	1.311 ± 0.189	-55.937 ± 8.444	$1.39\text{e}+08 \pm 2.50\text{e}+07$	0.005 ± 0.001
2010.114	c0	0.0		$1.86\text{e}+11 \pm 8.11\text{e}+10$	6.198 ± 2.704
	c1	0.23 ± 0.101	-39.158 ± 24.482	$1.09\text{e}+09 \pm 2.05\text{e}+08$	0.036 ± 0.007
	c2	1.01 ± 0.154	-51.374 ± 8.831	$2.09\text{e}+08 \pm 5.60\text{e}+07$	0.007 ± 0.002
	c3	2.322 ± 0.383	-60.96 ± 9.484	$1.57\text{e}+07 \pm 4.37\text{e}+06$	0.001 ± 0.0001
2010.710	c0	0.0		$1.07\text{e}+11 \pm 2.78\text{e}+10$	3.56 ± 0.927
	c1	0.41 ± 0.088	-49.168 ± 13.154	$1.39\text{e}+09 \pm 2.93\text{e}+08$	0.046 ± 0.01
	c2	1.034 ± 0.158	-52.391 ± 9.099	$1.96\text{e}+08 \pm 3.58\text{e}+07$	0.007 ± 0.001
	c3	2.539 ± 0.397	-62.739 ± 9.101	$1.25\text{e}+07 \pm 3.09\text{e}+06$	0.0004 ± 0.0001
2011.619	c0	0.0		$7.34\text{e}+10 \pm 1.97\text{e}+10$	2.448 ± 0.655
	c1	0.495 ± 0.075	-57.653 ± 13.294	$4.48\text{e}+09 \pm 1.18\text{e}+09$	0.149 ± 0.039
	c2	1.083 ± 0.153	-51.194 ± 8.71	$2.52\text{e}+08 \pm 3.35\text{e}+07$	0.008 ± 0.001
	c3	2.805 ± 0.426	-59.574 ± 8.905	$1.40\text{e}+07 \pm 4.40\text{e}+06$	0.0004 ± 0.0001
2012.003	c0	0.0		$8.42\text{e}+10 \pm 1.91\text{e}+10$	2.806 ± 0.637
	c1	0.551 ± 0.079	-54.6 ± 9.79	$1.72\text{e}+09 \pm 3.87\text{e}+08$	0.057 ± 0.013
	c2	1.361 ± 0.127	-46.855 ± 5.452	$5.93\text{e}+07 \pm 2.43\text{e}+07$	0.002 ± 0.001
	c3	1.765 ± 0.298	-63.27 ± 9.934	$3.93\text{e}+07 \pm 1.15\text{e}+07$	0.001 ± 0.0004
2012.326	c0	0.0		$1.71\text{e}+11 \pm 3.72\text{e}+10$	5.712 ± 1.241
	c1	0.369 ± 0.079	-47.538 ± 13.108	$2.51\text{e}+09 \pm 5.11\text{e}+08$	0.084 ± 0.017
	c2	0.956 ± 0.123	-53.681 ± 8.076	$2.96\text{e}+08 \pm 5.22\text{e}+07$	0.01 ± 0.002
	c3	2.246 ± 0.37	-58.469 ± 9.606	$2.21\text{e}+07 \pm 4.79\text{e}+06$	0.001 ± 0.0002
2013.161	c0	0.0		$7.96\text{e}+10 \pm 1.45\text{e}+10$	2.654 ± 0.482
	c1	0.568 ± 0.104	-50.483 ± 11.503	$9.52\text{e}+08 \pm 1.40\text{e}+08$	0.032 ± 0.005
	c2	1.425 ± 0.091	-74.117 ± 5.458	$7.00\text{e}+07 \pm 3.07\text{e}+07$	0.002 ± 0.001
	c3	2.149 ± 0.362	-56.942 ± 9.831	$2.28\text{e}+07 \pm 5.77\text{e}+06$	0.001 ± 0.0002
2014.029	c0	0.0		$2.53\text{e}+11 \pm 2.66\text{e}+10$	8.423 ± 0.888
	c1	0.295 ± 0.08	-45.517 ± 15.594	$4.19\text{e}+09 \pm 4.93\text{e}+08$	0.14 ± 0.016
	c2	0.837 ± 0.112	-54.6 ± 7.771	$7.64\text{e}+08 \pm 5.72\text{e}+07$	0.025 ± 0.002
	c3	2.335 ± 0.415	-60.73 ± 10.194	$2.04\text{e}+07 \pm 3.42\text{e}+06$	0.001 ± 0.0001
2016.422	c0	0.0		$8.34\text{e}+11 \pm 1.14\text{e}+11$	27.803 ± 3.808

	c1	0.244 ± 0.056	-68.714 ± 20.735	$2.85\text{e}+10 \pm 3.40\text{e}+09$	0.95 ± 0.113
	c2	0.756 ± 0.102	-42.041 ± 7.456	$1.40\text{e}+09 \pm 1.40\text{e}+08$	0.047 ± 0.005
	c3	1.553 ± 0.17	-57.482 ± 6.55	$1.83\text{e}+08 \pm 2.68\text{e}+07$	0.006 ± 0.001
2019.619	c0	0.0		$8.62\text{e}+11 \pm 1.03\text{e}+11$	28.732 ± 3.43
	c1	0.44 ± 0.094	-62.537 ± 8.489	$5.65\text{e}+09 \pm 6.88\text{e}+08$	0.188 ± 0.023
	c2	1.276 ± 0.138	-43.993 ± 6.248	$4.54\text{e}+08 \pm 8.11\text{e}+07$	0.015 ± 0.003
	c3	3.01 ± 0.357	-60.323 ± 6.682	$2.61\text{e}+07 \pm 7.20\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2019.767	c0	0.0		$3.32\text{e}+11 \pm 3.29\text{e}+10$	11.06 ± 1.095
	c1	0.44 ± 0.101	-63.763 ± 8.151	$4.29\text{e}+09 \pm 5.37\text{e}+08$	0.143 ± 0.018
	c2	1.306 ± 0.145	-43.665 ± 6.452	$4.04\text{e}+08 \pm 7.05\text{e}+07$	0.013 ± 0.002
	c3	2.841 ± 0.392	-59.95 ± 7.772	$3.15\text{e}+07 \pm 7.13\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2019.871	c0	0.0		$8.22\text{e}+11 \pm 1.40\text{e}+11$	27.385 ± 4.651
	c1	0.432 ± 0.1	-65.169 ± 7.803	$6.61\text{e}+09 \pm 7.12\text{e}+08$	0.22 ± 0.024
	c2	1.33 ± 0.14	-42.84 ± 6.143	$4.20\text{e}+08 \pm 6.20\text{e}+07$	0.014 ± 0.002
	c3	2.846 ± 0.386	-59.955 ± 7.646	$2.64\text{e}+07 \pm 6.96\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2019.953	c0	0.0		$4.40\text{e}+11 \pm 8.99\text{e}+10$	14.654 ± 2.995
	c1	0.429 ± 0.058	-65.29 ± 12.726	$7.86\text{e}+09 \pm 9.07\text{e}+08$	0.262 ± 0.03
	c2	1.278 ± 0.142	-43.923 ± 6.31	$3.91\text{e}+08 \pm 6.83\text{e}+07$	0.013 ± 0.002
	c3	2.724 ± 0.375	-57.533 ± 7.991	$3.22\text{e}+07 \pm 7.46\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2019.973	c0	0.0		$3.70\text{e}+11 \pm 4.34\text{e}+10$	12.341 ± 1.447
	c1	0.421 ± 0.054	-64.976 ± 13.447	$9.69\text{e}+09 \pm 1.77\text{e}+09$	0.323 ± 0.059
	c2	1.253 ± 0.145	-43.873 ± 6.56	$3.95\text{e}+08 \pm 3.27\text{e}+07$	0.013 ± 0.001
	c3	2.772 ± 0.379	-58.659 ± 7.965	$3.08\text{e}+07 \pm 6.89\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.008	c0	0.0		$3.94\text{e}+11 \pm 6.40\text{e}+10$	13.134 ± 2.133
	c1	0.427 ± 0.095	-64.847 ± 8.31	$8.29\text{e}+09 \pm 6.33\text{e}+08$	0.276 ± 0.021
	c2	1.286 ± 0.142	-44.01 ± 6.359	$3.86\text{e}+08 \pm 6.12\text{e}+07$	0.013 ± 0.002
	c3	2.828 ± 0.382	-58.558 ± 7.647	$3.09\text{e}+07 \pm 6.68\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.159	c0	0.0		$5.37\text{e}+11 \pm 6.12\text{e}+10$	17.892 ± 2.041
	c1	0.445 ± 0.068	-62.904 ± 13.113	$5.70\text{e}+09 \pm 4.75\text{e}+08$	0.19 ± 0.016
	c2	1.311 ± 0.134	-44.467 ± 5.844	$3.92\text{e}+08 \pm 5.86\text{e}+07$	0.013 ± 0.002
	c3	2.656 ± 0.311	-57.989 ± 6.856	$3.59\text{e}+07 \pm 8.28\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.233	c0	0.0		$6.63\text{e}+11 \pm 1.47\text{e}+11$	22.098 ± 4.9
	c1	0.414 ± 0.071	-65.688 ± 12.241	$7.94\text{e}+09 \pm 8.61\text{e}+08$	0.265 ± 0.029
	c2	1.239 ± 0.137	-45.612 ± 6.367	$3.95\text{e}+08 \pm 5.45\text{e}+07$	0.013 ± 0.002
	c3	2.858 ± 0.335	-57.67 ± 6.778	$3.43\text{e}+07 \pm 6.70\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.331	c0	0.0		$3.20\text{e}+11 \pm 6.73\text{e}+10$	10.676 ± 2.244
	c1	0.446 ± 0.071	-65.474 ± 11.922	$5.68\text{e}+09 \pm 6.67\text{e}+08$	0.189 ± 0.022
	c2	1.259 ± 0.138	-44.971 ± 6.261	$3.64\text{e}+08 \pm 3.97\text{e}+07$	0.012 ± 0.001
	c3	2.754 ± 0.358	-56.867 ± 7.509	$3.37\text{e}+07 \pm 6.25\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.389	c0	0.0		$6.09\text{e}+11 \pm 7.18\text{e}+10$	20.296 ± 2.394
	c1	0.493 ± 0.072	-66.769 ± 15.851	$5.72\text{e}+09 \pm 3.29\text{e}+08$	0.191 ± 0.011
	c2	1.265 ± 0.158	-42.948 ± 6.965	$3.52\text{e}+08 \pm 3.60\text{e}+07$	0.012 ± 0.001
	c3	2.758 ± 0.365	-59.737 ± 7.858	$3.23\text{e}+07 \pm 6.03\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.408	c0	0.0		$2.15\text{e}+11 \pm 2.09\text{e}+10$	7.154 ± 0.698
	c1	0.479 ± 0.103	-66.305 ± 7.731	$4.80\text{e}+09 \pm 3.12\text{e}+08$	0.16 ± 0.01
	c2	1.252 ± 0.142	-43.794 ± 6.581	$3.42\text{e}+08 \pm 4.69\text{e}+07$	0.011 ± 0.002
	c3	2.865 ± 0.379	-57.244 ± 7.476	$2.82\text{e}+07 \pm 5.86\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.452	c0	0.0		$1.71\text{e}+11 \pm 1.64\text{e}+10$	5.696 ± 0.547
	c1	0.501 ± 0.08	-66.876 ± 9.853	$5.26\text{e}+09 \pm 4.80\text{e}+08$	0.175 ± 0.016
	c2	1.267 ± 0.138	-44.555 ± 6.236	$3.49\text{e}+08 \pm 5.00\text{e}+07$	0.012 ± 0.002
	c3	2.675 ± 0.366	-57.892 ± 7.854	$3.47\text{e}+07 \pm 6.47\text{e}+06$	0.001 ± 0.0

2020.58	c0	0.0		$9.89\text{e}+10 \pm 1.06\text{e}+10$	3.298 ± 0.355
	c1	0.553 ± 0.079	-67.244 ± 8.464	$5.32\text{e}+09 \pm 5.47\text{e}+08$	0.177 ± 0.018
	c2	1.193 ± 0.135	-43.774 ± 6.485	$3.51\text{e}+08 \pm 5.88\text{e}+07$	0.012 ± 0.002
	c3	2.542 ± 0.39	-57.585 ± 8.791	$3.70\text{e}+07 \pm 6.64\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.621	c0	0.0		$2.40\text{e}+11 \pm 3.98\text{e}+10$	7.992 ± 1.327
	c1	0.53 ± 0.059	-67.669 ± 10.134	$5.37\text{e}+09 \pm 8.32\text{e}+08$	0.179 ± 0.028
	c2	1.187 ± 0.13	-47.158 ± 6.378	$3.92\text{e}+08 \pm 6.96\text{e}+07$	0.013 ± 0.002
	c3	2.787 ± 0.383	-54.944 ± 7.949	$2.69\text{e}+07 \pm 6.04\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.674	c0	0.0		$2.38\text{e}+11 \pm 3.38\text{e}+10$	7.948 ± 1.128
	c1	0.538 ± 0.103	-66.414 ± 6.259	$5.17\text{e}+09 \pm 4.77\text{e}+08$	0.172 ± 0.016
	c2	1.232 ± 0.134	-45.768 ± 6.202	$3.92\text{e}+08 \pm 5.12\text{e}+07$	0.013 ± 0.002
	c3	2.908 ± 0.398	-59.91 ± 7.716	$3.00\text{e}+07 \pm 5.54\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.838	c0	0.0		$5.26\text{e}+11 \pm 1.33\text{e}+11$	17.537 ± 4.444
	c1	0.559 ± 0.073	-65.036 ± 8.336	$4.87\text{e}+09 \pm 8.12\text{e}+08$	0.162 ± 0.027
	c2	1.152 ± 0.134	-47.073 ± 6.694	$3.42\text{e}+08 \pm 5.64\text{e}+07$	0.011 ± 0.002
	c3	3.074 ± 0.402	-53.596 ± 7.508	$2.86\text{e}+07 \pm 6.48\text{e}+06$	0.001 ± 0.0
2020.912	c0	0.0		$2.07\text{e}+11 \pm 2.84\text{e}+10$	6.893 ± 0.947
	c1	0.53 ± 0.064	-65.201 ± 10.403	$4.68\text{e}+09 \pm 4.76\text{e}+08$	0.156 ± 0.016
	c2	1.191 ± 0.128	-45.065 ± 6.185	$4.06\text{e}+08 \pm 5.47\text{e}+07$	0.014 ± 0.002
	c3	2.769 ± 0.381	-59.142 ± 7.975	$2.81\text{e}+07 \pm 5.39\text{e}+06$	0.001 ± 0.0

3.8. táblázat. A PKS 1424 + 240 forrás feldolgozása során keletkezett adatok, 3. Ahol nincs érték/hiba, ott az adott mennyiség nem értelmezhető.

Hivatkozások

- [1] M. G. Aartsen és mtsai "Time-Integrated Neutrino Source Searches with 10 Years of IceCube Data" In: Phys. Rev. Lett. 124, 051103 (2020); doi:10.1103/PhysRevLett.124.051103, arXiv:1910.08488, 2020
- [2] Kun E., 2020, Fizikai szemle
- [3] M. G. Aartsen és mtsai (IceCube): First year performance of the IceCube neutrino telescope. Astroparticle Phys. 26 (2006) 155.
- [4] M. G. Aartsen és mtsai (IceCube): "Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector". Science 342 (2013) 1.
- [5] M. G. Aartsen és mtsai (IceCube): "Time-Integrated Neutrino Source Searches with 10 Years of IceCube Data." Phys. Rev. Lett. 124 (2020) 051103.
- [6] IceCube Kollaboráció és mtsai "Neutrinos and Cosmic Rays Observed by IceCube.", 2021
- [7] IceCube Kollaboráció és mtsai "Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A" 2018, Science, this issue p. 147, p. eaat1378
- [8] Shakura, N. I.; Sunyaev, R. A. (1973). "Black Holes in Binary Systems. Observational Appearance". Astronomy and Astrophysics. 24: 337–355.
- [9] Balbus, Hawley "A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis" In: Astrophysical Journal v.376, p.214; doi:10.1086/170270, 1991
- [10] H. Alfvén, N. Herlofson "Cosmic Radiation and Radio Stars" Phys. Rev. 78, 616 – Published 1 June 1950
- [11] Blandford, R. D., Znajek, R. L. "Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes.", In: MNRAS, Vol. 179, 433-456 (1977), doi: 10.1093/mnras/179.3.433
- [12] Drouart, Guillaume "AGN and star formation history in high redshift radio galaxies.", 2018
- [13] Urry, Padovani "Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei" 1995, PASP, 107, 803
- [14] Chris R. Shrader, Martina Padmanabhan Volker Beckmann "Active Galactic Nuclei", 2012
- [15] Markus Boettcher, Daniel E. Harris, Henric Krawczynski "Relativistic Jets From Active Galactic Nuclei", 2012

-
- [16] Stocke és mtsai "An HST/COS Observation of Broad Ly α Emission and Associated Absorption Lines of the BL Lacertae Object H 2356-309" In: The Astrophysical Journal, 2014; doi: 10.1088/0004-637X/795/1/57
- [17] U. Klein, A. Fletcher. Galactic and Intergalactic Magnetic Fields. 2015.
- [18] Falomo és mtsai "An Optical View of BL Lacertae Objects." In: The Astronomy and Astrophysics Review. 22. 10.1007/s00159-014-0073-z, 2014
- [19] Kun Emma "Szupernagy tömegű fekete lyuk kettősökre utaló jelek rádió-hangos aktív galaxismagok jeteiben", 2017, Doktori tézis
- [20] J. J. Condon és mtsai "Strong radio sources in bright spiral galaxies. II - Rapid star formation and galaxy-galaxy interactions". In: ApJ 252 (1982), pp. 102–124. DOI: 10.1086=159538.
- [21] J. A. Högbom. "Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines". In: AAS 15 (1974), p. 417.
- [22] B. R. Frieden. "Restoring with Maximum Likelihood and Maximum Entropy". In: Journal of the Optical Society of America (1917-1983) 62 (1972), p. 511.
- [23] M. L. Lister és mtsai "MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets". In: AJ 138 (2009), pp. 1874–1892. DOI: 10.1088=0004-6256=138=6=1874. arXiv: 0909.5100 [astro-ph.CO].
- [24] M. L. Lister és mtsai "MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei". In: AJ 146 (2013), p. 120. DOI: 10.1088=0004-6256=146=5=120. arXiv: 1308.2713 [astro-ph.CO].
- [25] M. L. Lister és mtsai. "MOJAVE: XIII. Parsec-scale AGN Jet Kinematics Analysis Based on 19 years of VLBA Observations at 15 GHz". In: AJ 152 (2016), p. 12. DOI: 10.3847=0004-6256=152=1=12. arXiv: 1603.03882.
- [26] Lister és mtsai "MOJAVE. XV. VLBA 15 GHz Total Intensity and Polarization Maps of 437 Parsec-scale AGN Jets from 1996 to 2017" The Astrophysical Journal Supplement Series, Volume 234, Issue 1, article id. 12, 6 pp. (2018).
- [27] F. K. Schinzel. "Physics and Kinematics of the Parsec Scale Jet of the Quasar 3C345". PhD thesis. Max-Planck-Institut für Radioastronomie ;EMAIL; frank@schinzels.dej/EMAIL;, 2011.
- [28] M. L. Lister és mtsai "MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets". In: AJ 138 (2009), pp. 1874–1892. DOI: 10.1088=0004-6256=138=6=1874. arXiv: 0909.5100 [astro-ph.CO].

-
- [29] T. P. Krichbaum és mtsai “MM-VLBI: Bending of Jets in the Vicinity of AGN”. In: Compact Extragalactic Radio Sources. Ed. by J. A. Zensus K. I. Kellermann. 1994, pp. 39–+.
- [30] T. P. Krichbaum és mtsai “Very-Long-Baseline Radio Interferometry (VLBI) Observations of γ -Ray Blazars: Results from Millimeter-VLBI Observations”. In: Proceedings of the National Academy of Science 92 (1995), pp. 11377–11380. DOI: 10.1073/pnas.92.25.11377.
- [31] M. C. Shepherd, T. J. Pearson, és G. B. Taylor. “DIFMAP: an interactive program for synthesis imaging.” In: Bulletin of the American Astronomical Society. Vol. 26. BAAS. 1994, pp. 987–989.
- [32] Homan D. C., és mtsai “Intrinsic brightness temperatures of agn jets” 2006, ApJ, 642, L115
- [33] Atwood, W. B. és mtsai “The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission” In: The Astrophysical Journal;doi:10.1088/0004-637X/697/2/1071, 2009
- [34] Swift-XRT Monitoring of Fermi-LAT Sources of Interest
- [35] E. Kun és mtsai “A spinning supermassive black hole binary model consistent with VLBI observations of the S5 1928+738 jet” In: Monthly not. of the Roy. Astr. Soc, 445; doi:10.1093/mnras/stu1813, 2014
- [36] E. Kun és mtsai “Flaring radio lanterns along the ridge line: long-term oscillatory motion in the jet of S5 1803+784” In: Monthly not. of the Roy. Astr. Soc, 478; doi:10.1093/mnras/sty981, 2018
- [37] W. Steffen és mtsai “A helical model for the compact jet in 3C 345”, 1995
- [38] J. Becker Tjus és mtsai “High-energy neutrinos from radio galaxies” arXiv:1406.0506v1, 2014
- [39] Emma Kun és mtsai “Cosmic Neutrinos from Temporarily Gamma-suppressed Blazars” 2021 ApJL 911 L18
- [40] Kohta Murase és mtsai “Hidden Cosmic-Ray Accelerators as an Origin of TeV-PeV Cosmic Neutrinos” Phys. Rev. Lett. 116, 071101
- [41] Francis Halzen és mtsai “On the Neutrino Flares from the Direction of TXS 0506+056” 2019 ApJL 874 L9
- [42] Kohta Murase és mtsai “Blazar Flares as an Origin of High-energy Cosmic Neutrinos?” 2018 ApJ 865 124