

Szegedi Tudományegyetem
Természettudományi és Informatikai Kar
Fizika Doktori Iskola

**Szupernagy tömegű fekete lyuk kettősökre
utaló jelek rádió-hangos aktív galaxismagok
jeteiben**

PH.D. ÉRTEKEZÉS

Kun Emma
okleveles csillagász

Témavezetők:

Prof. Gergely Árpád László, egyetemi tanár
Szegedi Tudományegyetem, Fizika Intézet, Szeged

Dr. Gabányi Krisztina Éva, tudományos munkatárs
MTA CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet, Budapest

Szeged
2017

Tartalomjegyzék

Előszó	1
1. Az aktív galaxismagok	3
1.1. Az aktív galaxismagok felfedezése	3
1.2. Az aktív galaxismagok részei	4
1.3. Az aktív galaxismagok egyesített elmélete	7
1.3.1. Az aktív galaxismagok optikai osztályozásáról	10
1.4. Sugárzási mechanizmusok	11
1.4.1. Szinkrotron sugárzás	11
1.4.2. Inverz Compton szórás	16
1.5. Doppler erősítés és a szuperfénysebességű mozgás	16
1.6. Az aktív galaxismagok kozmikus részecskesugárzása	19
1.6.1. Ultra-nagy energiájú kozmikus részecskék	20
1.6.2. Neutrínók és az IceCube Neutrínó Observatórium	20
2. A relativisztikus jetek rádiócsillagászati megfigyelése	23
2.1. Nagyon hosszú bázisvonalú interferometria	23
2.1.1. Rádió interferométer hálózattal végzett mérések kalibrációja	25
2.1.2. VLBI képpalkotás	26
2.2. Hogyan építsünk fel egy VLBI jetet?	27
2.2.1. Kalibrált komplex vizibilitások lelőhelye: a MOJAVE felmérés	27
2.2.2. A modellillesztési eljárás gyakorlatban	28
2.2.3. Hibabecslés és komponensazonosítás	29
2.3. Jet precesszió azonosítása	31
2.3.1. AGN jet morfológia	31
2.3.2. AGN jet kinematika	31
2.3.3. AGN fluxussűrűség változékonyság	32
3. Szupernagy tömegű fekete lyuk kettősök és periodikus jet struktúrák	33
3.1. A szupernagy tömegű fekete lyuk kettős rendszerek dinamikai evolúciójáról	33
3.2. Keringő fekete lyuk a jet alapnál	35
3.2.1. A helikális jet	35
3.2.2. A pályamozgás hatása	36
3.2.3. A pályamozgás által befolyásolt helikális nyalábgerinc szimulációja	39
3.2.4. A spin-pálya precesszió kimutatása	41
3.3. A modellfüggetlen kettős paraméterek	42
3.3.1. Össztömeg	43
3.3.2. Szeparáció	44

4. Az S5 1928+738 jelű kvazár jetének VLBI méréseivel konzisztens szupernagy tömegű fekete lyuk kettős rendszer	45
4.1. A MOJAVE észlelések analízise	46
4.1.1. A VLBA adatok	46
4.1.2. Hibabecslés és komponensazonosítás	46
4.2. A jet viselkedése	46
4.3. A jet geometriai leírása	50
4.3.1. Egyszerűsített geometriai modell	50
4.3.2. A modell alkalmazása a S5 1928+738 jelű kvazár jetére	52
4.4. Szupernagy tömegű fekete lyuk kettős a jetalapnál	56
4.4.1. A teljes tömeg, kettős szeparáció és pályaperiódus korábbi becslései . . .	56
4.4.2. A kettős rendszer paramétereinek becslése	56
4.5. Összefoglalás	58
5. A PG 1302–102 jelű kvazárban sejtett szupernagy tömegű fekete lyuk kettős paramétereinek korlátozása a forrás parszek-skálájú jetszerkezete alapján	61
5.1. Rádió interferometrikus adatok	61
5.1.1. Az archív VLBA adatok Gauss profilú komponensekkel való leírása . . .	61
5.1.2. Az archív VLA adatok kalibrációja és a forrás kpc-skálájú térképezése . .	61
5.2. A PG 1302–102 rádió szerkezete	64
5.2.1. A PG 1302–102 parszekes skálán	64
5.2.2. A PG 1302–102 kiloparszekes skálán	65
5.3. Interpretáció	67
5.3.1. A kiloparszek skálájú jet lehetséges precessziós időskálája	67
5.3.2. A parszek és kiloparszek skálájú jetek közötti különbség	67
5.3.3. Kettős paraméterek	67
5.4. Összefoglalás és záró megjegyzések	68
6. Szupernagy tömegű fekete lyukak spinjére vonatkozó korlát relativisztikus jetek észlelései alapján	71
6.1. Bevezető	71
6.2. Pionkeltés ADAF korongokban	71
6.2.1. Proton energia: egy kulcsparaméter	71
6.2.2. A másodlagos pozitronpopuláció minimum energiája	72
6.2.3. Az ADAF korong	73
6.2.4. Protonsebesség a jet indulási zóna körül	75
7. Az ID5 jelű, nagy energiájú neutrínó esemény lapos spektrumú forrás-jelöltje, a PKS 0723-008 jelű blazár	77
7.1. Bevezető	77
7.2. A kozmikus eredetű neutrínók lehetséges forrásai	78
7.3. A forrás-jelölt: a PKS 0723-008 jelű blazár	79
7.4. A nagy energiájú neutrínók létrejöttének magyarázata	80
7.5. Diskusszió és összefoglalás	82
8. A doktori munka összefoglalása	85

9. Summary of the PhD research	89
Köszönetnyilvánítás	93
A függelék: Az S5 1928+738 jelű kvazár VLBI jetének komponensei	95
B függelék: Az PG 1302-102 jelű kvazár VLBI jetének komponensei	107
Felhasznált irodalom	109

Ábrák jegyzéke

- 1.1. Az AGN-ek egyesített elméletének sematikus ábrája. Az észlelt objektumtípus függ a jetre való rálátási szögtől, a jet energiájától, és a kompakt központ teljessítményétől. Az alacsony energiánál található FRI, és nagyenergiánál található FR II jelölések rendre a rádiógalaxisok Fanaroff-Riley I és Fanaroff-Riley II osztályait jelölik. A BL Lac objektumok és a lapos spektrumú kvazárok (FSRQ) alkotják az AGN-ek blazár osztályát. Az 1-es típusú kvazárok (QSO) esetében a széles-vonalas régióra (BLRG), a 2-es típusú kvazárok esetében pedig a keskeny-vonalas régióra (NLRG) látunk rá. A szaggatott vonal a rádió-hangos és rádió-halk AGN-eket különíti el (a rádió-hangos AGN-ek szimmetrikus jetpárt bocsátanak ki). Az ábra a Beckmann és Shradet munkájában található [13], és Marie-Luise Menzel által készített illusztráció magyarítása. 5
- 1.2. Az AGN-ek rádió-hangosságuk alapján való osztályozása. A rádió hullámhossztartományban legfényesebb osztályokat pirossal jelölöm. Az FRI és FR II a rádiógalaxisok Fanaroff-Riley I és II osztályait jelenti, míg az FSRQ jelölés a lapos spektrumú kvazárokra utal. 7
- 1.3. Példa az egyes Fanaroff-Riley osztályokra. A bal oldali egy FRI, a jobb oldali pedig egy FR II rádiógalaxist mutat. Jól látszik, hogy a távolságarányon alapuló besorolás a kielégítő felbontással feltérképezett forrásoknál ekvivalens azzal, hogy az ábrákon pirosan látszó forró folt közelebb (FRI osztály)/távolabb (FR II osztály) van a központi galaxisához vagy kvazárhoz, mint a diffúz rádió emissziót mutató régiókhoz. Forrás: <http://www.jodrellbank.manchester.ac.uk/atlas/object/> 9
- 1.4. Az AGN-ek Baldwin-Phillips-Terlevich féle diagnosztikai ábrája az Sloan Digital Sky Survey (SDSS) Data Release 4 alapján, az [OIII] $\lambda 5007$, [NII] $\lambda 6583$, [$H\alpha$] $\lambda 6563$, és [$H\beta$] $\lambda 4861$ emissziós vonalakat felhasználva [107]. Az ábra alapján elkülöníthetők a fiatal csillagok által ionizált galaxisok a szupernagy tömegű fekete lyuk körüli akkréciós korong által ionizált galaxisoktól (Seyfert és LINER galaxisok). A folytonos vonal az AGN-eket és csillagontó galaxisokat elkülönítő, SDSS észlelések alapján számolt empirikus határvonalat jelöli [103]. A szaggatott vonal egy felső határt adó, extrém csillagontást feltételező fotoionizációs modell alapján számolt válaszvonalat reprezentálja [106]. 11
- 1.5. A 3C 66A nevű blazár spektrális energia eloszlása [2]. A $10^{10} \div 10^{18}$ GHz tartományba eső csúcs a forrás szinkrotron eredetű sugárzását mutatja, az ennél nagyobb frekvenciánál levő csúcs pedig a szinkrotron öngerjesztő-Compton szórásból származik (synchrotron self-Compton, SSC). 12
- 1.6. A kozmikus részecskék energiaspektruma különböző műszerek mérései alapján [86]. Látszik a fluxus energiától való hatványfüggése. 15
- 1.7. Balra egy tipikus önabszorpciós spektrum. A fluxussűrűség maximuma $S_{\max} = 3 \text{ Jy}$, és az átfordulási frekvencia $\nu_{\max} = 3 \text{ GHz}$. Jobbra hat önabszorpciós spektrum (piros görbék) eredő spektruma látható (fekete görbe). 15

1.8.	A szuperfénysebességű mozgás geometriája. Egy v sebességgel mozgó részecske fényjeleket bocsát ki először $t = 0$ időpillanatban az A pozícióban, majd $t = dt$ időpillanatban a B pozícióban.	17
1.9.	A β_{app} látszó sebesség különböző β jetsebességek esetén érvényes ι inklinációtól való függése. Az ábra elkészítéséhez az (1.21) egyenletet használtam fel. Látszik, hogy a jetsebességet a fénysebességhez tartva egyre élesebb és aszimmetrikusabb a $\beta_{\text{app}}(\beta, \iota)$ függvény alakja. A jetsebességet növelve a látszó sebesség maximuma egyre kisebb inklinációnál, egyre nagyobb értékkel jelenik meg.	18
1.10.	A δ Doppler faktor β_{app} látszó sebességtől való függése különböző β jetsebességek, és ι inklinációk esetében. Az ábra elkészítéséhez az (1.23) egyenletet használtam fel. Az ábrázolt jetsebességek $\beta = 0,9, 0,95, 0,98, 0,995, 0,998, 0,999, 0,9995$. Az ábrázolt inklinációk $\iota = 0,5^\circ, 1^\circ, 1,5^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ, 8^\circ, 10^\circ$	19
1.11.	Az IceCube füzérláncain neutrínók által keltett leptonok Cserenkov sugárzásának detektálási mintázata. Balra az IceCube által detektált ID5 azonosítójú sáv-típusú, és jobbra az ID35 azonosítójú zápor-típusú neutrínó események látszanak [1, 208]. A színkód az érkezési időt jelenti, a neutrínó által keltett részecske először a vörös utána a kék színnel jelzett jelet hagyja. A színes gömbök mérete a detektált Cserenkov-sugárzás intenzitásával arányos. Doktori munkám részeként az ID5-ös eseményt előidéző neutrínó eredetével hozom kapcsolatba a PKS 0723-008 nevű lapos spektrumú blazárt. Az ID35-ös eseményt előidéző PeV energiájú neutrínó eredetére [99] a PKS B1424-418 nevű blazárt javasolta.	22
2.1.	A forráshoz és az észlelőhöz kötött referencia síkok (Bhatnagar PhD értekezésének 2.2 ábrájának magyarázata [17]). Az égbolt síkjának 2D közelítését mutatja a érintő sík. A ábrázolt interferométer hálózat az 1-sel és a 2-sel jelölt rádióteleszkópokból áll. A forrás szögkiterjedése kicsi, így $x^2 + y^2 \ll 1$ miatt a w irányú integrálás eltüntethető (részletesebben [17]).	24
2.2.	A Very Large Baseline Array rádió-interferométer hálózat az Amerikai Egyesült Államok területén (forrás: http://images.nrao.edu/images/vlba_montage_med.jpg).	29
2.3.	Az S5 1928+738 jetének modell illesztése a 2013,06-as epochában, és 15 GHz-es észlelési frekvencián. A VLBI mag a (0,0) pozícióban található. A kontúrok a 2,18 Jy beam ⁻¹ -es csúcs-fluxus százalékáiban vannak megadva, és kétszeres faktorról növekednek. A legalacsonyabb kontúrszint 1.1 mJy beam ⁻¹ (a csúcs-fluxus 0,05 százaléka). Az rms zaj 0,16 mJy beam ⁻¹ . A helyreállító nyaláb mérete a kép bal alsó sarkában található (0,9mas × 0,9mas). Minden egyes kör egy Gauss profilú modellkomponensnek felel meg. A körök mérete a komponensek méretét reprezentálja.	30
3.1.	Példa helikális jetalakra egy jelenleg beadásra készülő munkából [125], ami az S5 1803+784 nevű blazár jetével foglalkozik. A jetkomponenseket hibahatárral ellátott fekete pontok, míg a rájuk legjobban illeszkedő helikális modellt folytonos fekete vonal mutatja.	36

3.2.	A jet kibocsátó fekete lyuk \mathbf{v}_{orb} pályasebesség vektora és a \hat{v}_s eredeti jetsebesség összegzéséhez definiált koordinátarendszer. A keringési sebesség által kifeszített pályasíkra merőleges \mathbf{L}_N newtoni pálya-impulzusmomentum vektor a koordináta-rendszer z -tengelyét jelöli ki, ami az \mathbf{S}_1 domináns spin irányába mutató \mathbf{v}_s vektorral κ szöget zár be. A \mathbf{v}_{jet} a helikális jet szimmetriatengelyét kijelölő vektor irányát mutatja.	37
3.3.	A jetalapnál keringő fekete lyuk helikális jetre gyakorolt hatása a szimuláció t_1 (bal panel), és t_2 (jobb panel) időpillanatában, ahol a két időpillanat között eltelt idő a pályaperiódus fele. A jetrészecskéket t_1 időpontban telt körök, míg t_2 időpontban telt háromszögek reprezentálják. A részecskék színezése Doppler erősítésükkel arányos. A jet belső fényessége illetve a részecskék sebessége konstans a nyalábgerinc mentén, így a látszó fluxussűrűség inhomogenitása a nyalábgerinc mentén folyamatosan változó inklináció okozta változó Doppler erősítésnek tulajdonítható. A fekete nyíl a jet áramlás globális irányát mutatja.	38
3.4.	A szimulált jet nyalábgerinc három pontjának $S_{\text{obs}}/S_{\text{int}}$ látszó fényessége az r (mas) projektált magszeparáció függvényében, 30 év alatt. A legnagyobb átlagos inklinációja ($\bar{i}_1 \approx 10^\circ$) a $\phi_1 = 50,177$ rad fázisszög által kijelölt pontnak van. A $\phi_2 = 52,113$ rad fázisú régió átlagos inklinációja kisebb, de a nem megy át a látóirányon ($\bar{i}_2 \approx 2^\circ$), és $\phi_3 = 53,510$ rad fázisszög olyan jetrégiót jelöl ki, ami a hullámszám hatására átmegy a látóirányon ($\bar{i}_3 \approx 0^\circ$). A fekete (legkülső), vörös, kék és lila (legbelső) görbék rendre az $m/M_\odot = 10^{10}$, $m/M_\odot = 10^9$, $m/M_\odot = 10^8$, $m/M_\odot = 10^7$ teljes tömeghez tartozó változékonyságot mutatják.	40
3.5.	A helikális jet három különböző fázisszögű pontjának magszeparációja az idő függvényében. Fentről lefelé: $\phi_1 = 50,177$ rad, $\phi_2 = 52,113$ rad, $\phi_3 = 53,510$ rad. A központi fekete lyuk tömege $m = 10^8 M_\odot$, periódusa $T = 10$ év, tömegaránya $\nu = 1/2$	40
3.6.	A spin-precesszió konfigurációja, \mathbf{J} , \mathbf{L}_N és \mathbf{S} relatív szögei. A zöld színnel jelölt sík merőleges az égbolt síkjára (\mathcal{K}_s lós : $\hat{\mathbf{w}}$ síkja), a kék színnel jelölt sík merőleges a \mathbf{J} teljes impulzusmomentumra (\mathcal{K}_i $\hat{\mathbf{x}} : \hat{\mathbf{y}}$ síkja), és a piros színnel jelölt sík merőleges a pálya-impulzusmomentumra, így megegyezik a pályamozgás síkjával.	41
4.1.	Bal oldalon a Cg nevű komponens VLBI maghoz képest megfigyelt relatív pozíciói, 15 GHz-es észlelési frekvencián mérve. A keleti irány az x -, míg az északi irány az y -tengelyt definiálja. Ez a komponens 5 epocha kivételével (1994,67, 1996,05, 1996,57, 1996,74, 1996,93) hibahatáron belül stacionárius helyzetű. Jobb oldalon ugyanezen komponens relatív magszeparációi az idő függvényében. . .	48
4.2.	A CS és Cg komponensek által definiált mag régió fluxussűrűsége (kék háromszögek), a jet teljes fluxussűrűsége a MOJAVE felmérésben (fekete nyitott körök), a komponensek teljes fluxussűrűsége saját modellillesztések alapján (narancs teli körök), az idő függvényében ábrázolva. A fluxussűrűségre vonatkozó mérési hibák kisebbek a mért fluxussűrűségeket ábrázoló szimbólumoknál, így azokat nem tüntettem fel az ábrán.	48

4.3.	A fekete keresztet a [130] munkában megadott 43 GHz-es komponens-pozíciókat, míg a vörös, hibahatárokkal ellátott pontok az általam kimért 15 GHz-es komponens-pozíciókat jelöli, ahol x a komponens VLBI maghoz képest megfigyelt relatív rektaszcenziója mas-ban mérve, és y a komponens VLBI maghoz képest megfigyelt relatív deklinációja szintén mas-ban mérve. Ezen az ábrán az északi irány a negatív y -értékek felé irányított. A hét darab 43 GHz-es komponensből ötöt tudtam azonosítani a 15 GHz-es térkép alapján. A fekete görbe a 43 GHz-es adatokra illesztett geometriai modellt mutatja.	53
4.4.	A jet 15 GHz-en mért teljes fluxussűrűsége (felső panel), a szimmetriatengelyének inklinációja (középső ábra) és pozíciószöge (alsó ábra) az idő függvényében ábrázolva a belső jet komponens-pozíciói alapján. A folytonos görbék az idősorokhoz legjobban illeszkedő függvényeket mutatják, amelyekkel a periodicitásokat és lineáris trendeket jellemzem.	55
4.5.	A vastag folytonos vonal $\kappa(\nu)$ függvényt jelöli, az e-feletti és alatti folytonos vonalak pedig az 1σ hibasávot mutatják. A függőleges folytonos vonal állítja be a tömegarány határát, $\nu = 1/3$ -ot. A sátrózott részt engedik meg az észlelések. . .	57
4.6.	A vezető és 1PN rendben számolt periódus a tömegarány függvényében, az ábrán megadott teljes tömeg és szeparációk esetében.	58
5.1.	A PG 1302–102 nyalábgerincének időbeli változása a MOJAVE rádióészlelések észlelési epochái alapján, a VLBA interferométer hálózattal, 15 GHz-es észlelési frekvencián mérve. A vízszintes és függőleges tengelyeken a VLBI maghoz képest megadott relatív rektaszcenziókat és relatív deklinációkat ábrázoltam. A fekete pontok a Gauss profilú komponensek pozícióit jelzik, a bal alsó sarokban jelzett észlelési epochában. A világoskék pontok az összes komponenszt jelölik az összes epochában mérve.	62
5.2.	A magtól mért komponens-távolságok az idő függvényében. Az azonosított komponenseket (C1, C2, C3, C4, C5, C6) külön szimbólumokkal jelölöm az ábrán feltüntetett rendszer szerint. A komponensek lineáris saját mozgásának illesztését szaggatott vonalak jelölik. Néhány komponenszt nem azonosítottam, ezeknek pozícióját az üres háromszögekkel jelölöm.	63
5.3.	A bal oldali ábrán a C1-től C6-ig jelölt komponensek VLBI maghoz képest megadott relatív koordinátái láthatóak. A jobb oldali ábrán a belső jetet ábrázolom. A pontozott vonalak a jet nyílásszögét reprezentálják.	63
5.4.	PG 1302–102 1,4 GHz-es VLA térképe, az északi jet komponenseihez illesztett kúpos csavarvonallal ábrázolva. A déli oldalon jelölt, szaggatott vonal az északi csavarvonallalhoz szimmetrikus hipotetikus jet trajektóriát reprezentálja. A déli jet szerkezete különbözik az egyszerű precessziós modell alapján várható képest. A körök és a központi ellipszis a DIFMAP-pal illesztett Gauss profilú komponensek helyzetét és méretét reprezentálják. A kép csúcspontjának mérete $543 \text{ mJy beam}^{-1}$. A legalacsonyabb kontúrszint $4,3 \text{ mJy beam}^{-1}$, a további kontúrok értékei kétszeres szorzóval növekednek ehhez képest. Az rms zaj $0,08 \text{ mJy beam}^{-1}$. A helyreállító nyaláb méretét ($1,66 \text{ arcsec} \times 1,21 \text{ arcsec}$) jelöli a bal alsó sarokban látható ellipszis.	66

- 6.1. A pionkeltés P valószínűsége a sugárzásosan nem hatékony ADAF-ban. R az akkretáló részecske radiális koordinátáját jelöli a $R\phi$ síkban. A piros folytonos és a kék szaggatott vonalak rendre a $P = 0,1$ és $P = 0,2$ értékekhez tartozó R koordinátákat jelölik. A plazma gázdominált $\gamma = 5/3$, és így $\epsilon' = 0$ 76
- 7.1. A bal oldali panel a PKS 0723-008 jelű blazár Planck spektrumát (a 7.1. táblázatban), illetve a WMAP spektrumát prezetálja. A spektrálinde克斯 $\alpha_{30\text{GHz},857\text{GHz}} = -0,18 \pm 0,04$, ami konzisztens a [77] munka lapos spektrumot definiáló $\alpha < -0,5$ kritériumával. A Planck spektrum legmeredekebb része is még kissé lapos a kritérium szerint: $\alpha_{70\text{GHz},545\text{GHz}} = -0,45 \pm 0,03$. A jobb oldali panel a PKS 0723-008 NASA/IPAC Extragalactic Database-ből elérhető spektrális információit prezetálja. A Planck és WMAP űrteleszkópok által felvett spektrumok különbözőségéről a 7.3. fejezetben bővebben szólok. 78
- 7.2. A PKS 0723-008 jelű blazár jetkomponenseinek magtól való távolságának változása az idő függvényében a MOJAVE felmérés 15 GHz-es mérései alapján. A különböző szimbólumok az egy mérési időhöz tartozó komponenseket jelölik. 80
- 7.3. A PKS 0723-008 blazár 12 epochában felvett rádiótérképei. A rádiótérképeket a MOJAVE csoport által publikussá tett kalibrált VLBA uv -vizibilitások alapján hoztam létre. A kép közepén a 15 GHz-es integrált fluxussűrűség időfüggése látható ugyanazon adatok alapján, az idő függvényében ábrázolva. A fluxussűrűségekre rakódó hibák kisebbek, mint az értékeket jelölő szimbólum, így a hibákat nem tüntettem fel az ábrán. Az ID5-ös jelű neutrínó esemény detektálási idejét függőleges piros vonallal jelöltem be. 81

Táblázatok jegyzéke

3.1. Szimulációs paraméterek.	39
4.1. A 15 GHz-es kép paraméterei. (1) a VLBA mérés epochája, (2) VLBA mérési kód, (3)–(4) rendre a helyreállító nyaláb kis és nagytengelyei, (5) a helyreállító nyaláb pozíciószöge, (6) a reziduál kép zajszintje, (7) a DIFMAP modellillesztés redukált χ^2 -e, (8) modellkomponensek száma.	47
4.2. Az S5 1928+738 jelű kvazár VLBI jetének felületi fényességeloszlásához illesztett modellkomponensek paraméterei. (1) észlelési epocha, (2) fluxussűrűség, (3)–(4) a maghoz képest megfigyelt relatív pozíció, (5) komponens méret, (6) azonosított komponens neve. A B1-6 jetkomponensek a jet fényes, illesztett részei, amelyek nem azonosíthatóak a 2.2.3. fejezetben megadott kritériumrendszer alapján. A teljes táblázat az „A” függelékben található.	49
4.3. A geometriai modell 43 GHz-es komponens-pozícióhoz [130] legjobban illeszkedő paraméterei. A rögzített ι_0 inklinációs szöget a maximum látszó sebességből számoltam.	52
4.4. A 15 GHz-es adatok parametrikus illesztéséből meghatározott epochánkénti inklinációk és pozíciószögek.	54
4.5. A jet 15 GHz-en vett teljes fluxussűrűsége, a szimmetriatengelyének inklinációja és pozíciószögéhez illesztett egyenletek legjobban illeszkedő paraméterei. A χ^2 értékeket is feltüntettem (a szabadsági fokok száma $N = 39$ mindhárom esetben).	55
4.6. A kettős rendszer paraméterei. A teljes tömegre vonatkozó becslés független eredmény [221].	57
5.1. A PG 1302–102 VLBI jetének felületi fényességeloszlásához illesztett jetkomponensek. (1) észlelési epocha, (2) fluxussűrűség, (3)–(4) a maghoz képest megadott relatív pozíció, (5) komponens méret, (6) azonosított komponens neve. A teljes táblázat a „B” függelékben található.	64
5.2. A PG 1302–102-re származtatott kettős paraméterek. A * jel független eredményeket jelöl [75].	68
7.1. Azon PCCS2 detektálások összegzése, amelyeknek forrása-jelöltje a PKS 0723-008. (1) detektálás név a PCCS2 katalógusban, (2) frekvencia, (3) $J2000$ rektasz-cenzió, (4) $J2000$ deklináció, (5) Galaktikus szélesség, (6) Galaktikus hosszúság, (7) apertúra fotometriával kapott fluxussűrűség, (8) detektálási fluxus, (9) PSF fotometriával kapott fluxussűrűség, (10) Gauss fotometriából kapott fluxussűrűség. A közelsége és fényessége alapján ezeket a detektálásokat a PKS 0723-008 blazár multi-frekvenciás észleléseiként azonosítottam.	78

1. Az S5 1928+738 VLBI-jetének felületi fényességeloszlásához illesztett modell komponensek. (1) észlelési epocha, (2) fluxus-sűrűség, (3)-(4) a maghoz képesti relatív pozíció, (5) komponens méret, (6) azonosított komponens neve. A B1-6 jet-komponensek a jet fényes, illesztett részei, viszont nem tudtam azonosítani őket a 2.2.3. fejezetben megadott kritériumrendszer alapján. 95
2. A PG 1302-102 VLBI-jetének felületi fényességeloszlásához illesztett modell komponensek. (1) észlelési epocha, (2) fluxus-sűrűség, (3)-(4) a maghoz képesti relatív pozíció, (5) komponens méret, (6) azonosított komponens neve. 107

Előszó

Doktori értekezésemben a Szegedi Tudományegyetem Fizika Doktori Iskolájának PhD hallgatójaként (2012-2015), majd a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékének pre-doktori ösztöndíjasaként (2015-) végzett munkámat foglalom össze. Az SZTE Kísérleti Fizikai és Elméleti Tanszékein, a Prof. Gergely Árpád László vezetésével működő gravitációs csoport tagjaként doktori témám az aktív galaxismagokhoz (Active Galactic Nuclei, AGN) köthető. Főként az AGN-ek kompakt központi tartományából induló részecskenyalábok, ún. „jet”-ek rádió hullámhossztartományba eső sugárzásával, illetve a szerkezetükben mutatkozó periodikus struktúrák megfelelő modellekkel való magyarázatával foglalkoztam. A munkához kapcsolódóan jelentős mennyiségű rádiócsillagászati adatfeldolgozást végeztem. Ezenkívül az AGN-ek központjában található szupernagy tömegű fekete lyukak forgásának, és a szupernagy tömegű fekete lyukak végső összeolvadásának a részecskefizika eszközeivel való kimutatási lehetőségével foglalkoztam.

Doktori értekezésem felépítése a következő.

- Az 1. fejezetben bemutatom az aktív galaxismagokat.
- A 2. fejezetben a relativisztikus jetek rádiócsillagászati megfigyeléséről szólok. Ismertetem a nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (very long baseline interferometry, VLBI) vizsgálati módszerét, az általam felhasznált adatok feldolgozásának folyamatát, illetve a jet viselkedésének észlelések tükrében való jellemzését.
- A 3. fejezetben leírom, hogy hogyan következtettem a jet felületi fényességeloszlását leíró komponensek mozgásából a jet alapjánál található fekete lyuk pályamozgására és spinjének precessziójára.
- A 4. fejezetben bemutatom a S5 1928+738 jelű kvazár jetének VLBI észleléseivel konzisztens szupernagy tömegű fekete lyuk kettős rendszert.
- Az 5. fejezetben a periodikus optikai fényváltozást mutató PG 1302–102 jelű kvazárban sejtett szupernagy tömegű fekete lyuk kettős rendszer paramétereit korlátozom annak jetszerkezete alapján.
- A 6. fejezetben egy, a szupernagy tömegű fekete lyukak spinjére vonatkozó kimutatási lehetőséget ismertetek.
- A 7. fejezetben bemutatom a PKS 0723-008 jelű blazárt egy sáv-típusú, nagy energiájú neutrínó esemény eredetének forrás-jelöltjeként. Emellett egy fekete lyuk kettős végső összeolvadásán alapuló modellel megmagyarázom a forrás rádió hullámhossz-tartománybeli karakterisztikáját, illetve az antarktisi IceCube Neutrínó Observatórium által detektált nagy energiájú neutrínó emisszióját.
- A 8. és 9. fejezetekben a doktori értekezésem magyar és angol nyelvű összefoglalóját adom meg.

1. Fejezet

Az aktív galaxismagok

1.1. Az aktív galaxismagok felfedezése

A 18. század végén Charles Messier francia csillagász katalógusba gyűjtötte az égbolt egyértelműen nem csillagszerű megjelenésű objektumait. A 19. század végére a „New General Catalog”, és annak kiegészítése, az „Index Catalog” már több ezer ilyen objektumot tartalmazott. A csillagászati spektroszkópia megjelenése lehetővé tette a diffúz ködök spektrumvonalak szerint való osztályozását. Optikai színeképük megfigyelése alapján ezen objektumok nagy része normál galaxis, illetve kisebb hányaduk aktív centrummal rendelkezik.

Az egyik első, optikai hullámhosszon történő AGN-azonosítás Fath munkájához köthető [61], aki saját észlelések alapján felfedezte az M77 (NGC 1068) magjából származó emissziós vonalakat. Pár évvel később Slipher kimutatta [196], hogy ezek a vonalak nagyon szélesek, valószínűleg a mag körüli nagy sebességű mozgások miatt (a sebességmaximum 3600 km s^{-1}). Campbell még ennél is nagyobb sebességet mért az NGC 4151 magjában [40] (a sebességmaximum 7500 km s^{-1}). 1918-ban Heber D. Curtis az M87-ről készült fotólemezt vizsgálva először pillantott meg egy AGN-ből kiáramló relativisztikus részecskenyalábot.

Az aktív galaxismagok vizsgálatában igazi áttörést a rádiócsillagászat kifejlődése hozott. Karl G. Jansky írt le először Naprendszeren túlról érkező rádióhullámokat [97], amelyek forrása a Tejútrendszer közepén található szupernagy tömegű fekete lyukhoz kapcsolódó Saggitarius-A. Az első ismert extragalaktikus rádióforrás a Cygnus-A jelű aktív galaxismag, amit Grote Reber fedezett fel 1939-ben. Később Walter Baade a Palomar távcsővel optikailag is azonosította a forrást, amit két ütköző galaxisnak gondolt. A hetvenes években már elég nagy volt a rádiótávcsövek felbontása ahhoz, hogy a rádiógalaxisok struktúráját is ki lehessen mutatni. A Cygnus-A rádiótérképén mutatkozó két, egymással ellentétes irányba mutató rádiólebeny valójában a központból induló részecskenyaláb-pár intergalaktikus közeggel való kölcsönhatásának eredménye.

A rádiócsillagászat forradalma az 1950-es, 1960-as években következett be, amikor a hidrogén 21 cm-es vonalának kimutatásával felfedezték a kvazárokat, pulzárokat, és a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzást. Ez utóbbi vizsgálatában a rádiócsillagászat kiemelkedő jelentőségű, hiszen a sugárzás alacsony hőmérséklete miatt annak észlelése rádió hullámhosszon lehetséges. Az aktív galaxismagokban mozgó, relativisztikus sebességű töltött részecskék szinkrotronsugárzásának rádiócsillagászati vizsgálata számos, addig ismeretlen jelenséget tárt fel. Az aktív galaxisok részletes történeti leírása található például Shields munkájában [193].

1.2. Az aktív galaxismagok részei

Alábbiakban bemutatom az AGN-eket felépítő komponenseket, illetve ábrázolom őket az 1.1. ábrán.

Szupernagy tömegű fekete lyuk

Az aktív galaxismagok fő motorja a központi szupernagy tömegű fekete lyuk. Gravitációs hatása révén a tömegbefogadási, ún. „akkréciós korong”-on keresztül anyagot nyel el a környezetéből.

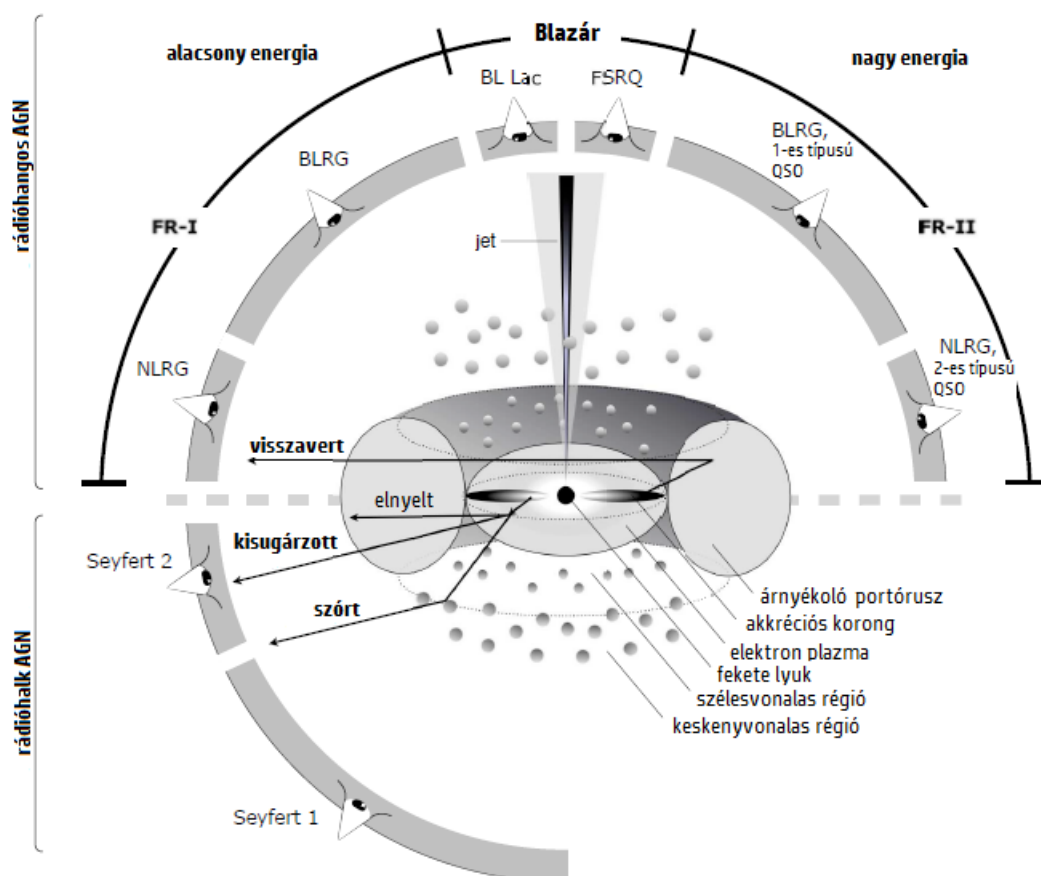
Akkréciós korong

A központi objektum felé áramló anyag az impulzusmomentum megmaradása miatt nem közvetlenül hull a központra, hanem akkréciós korongba rendeződve keringő mozgást végez. A korong központi tartományában felszabaduló óriási súrlódási hő hatására a központ felé spirálozó, addig semleges molekulák ionizálódnak, főként protonokat és elektronokat tartalmazó plazmát alakítva ki. A részecskék keringési sebessége függ pályájuk félnagy tengelyétől, s mivel a fekete lyukhoz közelebbi pályákon a részecskék keringési sebessége nagyobb, erős nyírás alakul ki a különböző pályákon keringő gázrétegek között. A külső, kisebb sebességű, és a belső, nagyobb sebességű részecskék közötti viszkozus súrlódás hatására impulzusmomentum áramlik a külső rétegek felé, ezáltal a részecske belsőbb pályára kerül.

A legbelső stabil körpályát elérve az anyag egy része a központi fekete lyuk eseményhorizontjára hull, másik része pedig jetek, vagy kifúvások formájában elhagyja a rendszert. A bezuhanás eredményeképpen energia szabadul fel. Ez a szabadesési akkréció révén valósul meg, a behulló anyag mozgási energiája termalizálódik, majd kisugárzódik elektromágneses sugárzás formájában. A kompakt objektumok körüli akkréciós korong igen hatékony energia-konverziós rendszer, a tömeg-energia konverzió hatásfoka közel tízszerese a hidrogénégés energiatermelő hatásfokának (például [88]).

AGN-ek esetében az akkréciós korong $10^{-3} \div 10^{-2}$ pc kiterjedésű ($1 \text{ pc} = 3,085 \times 10^{16} \text{ m}$), belső szélét dinamikailag a legbelső stabil körpálya definiálja. Az akkréciós korongok tipikusan UV-ben és röntgenben fényesek, az AGN kontinuum spektrumában 10 eV körül az ún. „big blue bump” nevű emissziós jellegzetességet hozzák létre (további részletek például [116]).

Legegyszerűbb esetben az akkréció gömbszimmetrikus és az akkretáló anyag impulzusmomentuma nulla. Ez az ún. Bondi-akkréció [31]. Valós fizikai rendszerekben Bondi-akkréció nem történhet, mivel az akkretáló anyag impulzusmomentuma sosem nulla. Shakura és Sunyaev feltételezte [191], hogy az akkréciós korong viszkozitása kapcsolatban van a turbulens gáz áramlási sebességével (α -korong). Akkréciós korong modelljük egy lokális termodinamikai egyensúlyban levő, geometriailag vékony és optikailag vastag korongot ír le. Optikailag vastag közegek a sugárzás számára átlátszatlanok. Ilyenkor a ρ sűrűségű közeg ν frekvencián érvényes $\tau_\nu = -\kappa_\nu \rho dr$ optikai mélysége sokkal nagyobb, mint 1, ami az egységnyi tömegről vonatkoztatott κ_ν abszorpciós koefficiens nagysága miatt teljesül. Az általuk megadott akkréciós korong modell egyenletei a központi kompakt objektumhoz közelében, erősen görbült téridő esetén nem érvényesek. Az általános relativitáselmélet eszközeit felhasználva Novikov és Thorne írta le az akkréciós korongnak a fekete lyukhoz közeli régióiban is alkalmazható modelljét [153].



1.1. ÁBRA. Az AGN-ek egyesített elméletének sematikus ábrája. Az észlelt objektumtípus függ a jetre való rálátási szögtől, a jet energiájától, és a kompakt központ teljesítményétől. Az alacsony energiánál található FRI, és nagyenergiánál található FR-II jelölések rendre a rádiógalaxisok Fanaroff-Riley I és Fanaroff-Riley II osztályait jelölik. A BL Lac objektumok és a lapos spektrumú kvazárok (FSRQ) alkotják az AGN-ek blazár osztályát. Az 1-es típusú kvazárok (QSO) esetében a széles-vonalas régióra (BLRG), a 2-es típusú kvazárok esetében pedig a keskeny-vonalas régióra (NLRG) látunk rá. A szaggatott vonal a rádió-hangos és rádió-halk AGN-eket különíti el (a rádió-hangos AGN-ek szimmetrikus jetpárt bocsátanak ki). Az ábra a Beckmann és Shrader munkájában található [13], és Marie-Luise Menzel által készített illusztráció magyarázata.

A kompakt központi objektum egyenlítői síkjához képest megdőlt akkréciós korong belső régiója a fekete lyuk spinjének hatására a kompakt objektum forgási síkjába rendeződik. Ez a Bardeen-Petterson effektus [9], ami a központi kompakt objektum téridő vonszolásának („frame dragging”) következménye. Az akkréciós korongnak a fekete lyuk forgássíkjába beállt belső, és ahhoz képest szöveget bezáró külső része közötti átmenet sima, így belülről kifelé impulzusmomentum áramolhat (a viszkozitás hatására).

Az AGN jet

Mágnesesen kötött akkréciós korongok szimulációi azt mutatják (például [205]), hogy ha a fekete lyuk dimenziómentes spinparamétere $0,95 < \chi \leq 1$, akkor a fekete lyuk forgástengelye mentén töltött részecskék, főként elektronok, pozitronok és protonok hagyják el a rendszert, relativisztikus sebességű bipoláris részecskenyalábokat, ún. „jet”-eket formálva. Az aktív galaxisok magjában levő szupernagy tömegű fekete lyukak a galaxis méretével vetekedő, illetve több esetben azt jócskán meg is haladó méretű jeteket fújnak ki magukból. Ezek a kollimált jetek felelősek a rádió-hangos AGN-ek megjelenéséért.

A jetek elsődleges sugárzási formája az AGN mágneses terében mozgó relativisztikus sebességű elektronok szinkrotron emissziója (bővebben lásd 1.4. fejezet). A forgó fekete lyuk ergoszférajában (az a régió, amin belül egy objektumnak a fénysebességnél gyorsabban kellene mozognia a lokális téridőhöz képest ahhoz, hogy egy külső szemlélő stacionárius helyzetűnek lássa), de még az eseményhorizontján kívül található akkréciós régió anyaga képes forgási energiát kivonni a fekete lyukból, amennyiben a központi objektum körül erős poloidális mágneses tér alakul ki. Ez a Blandford-Znajek effektus [28].

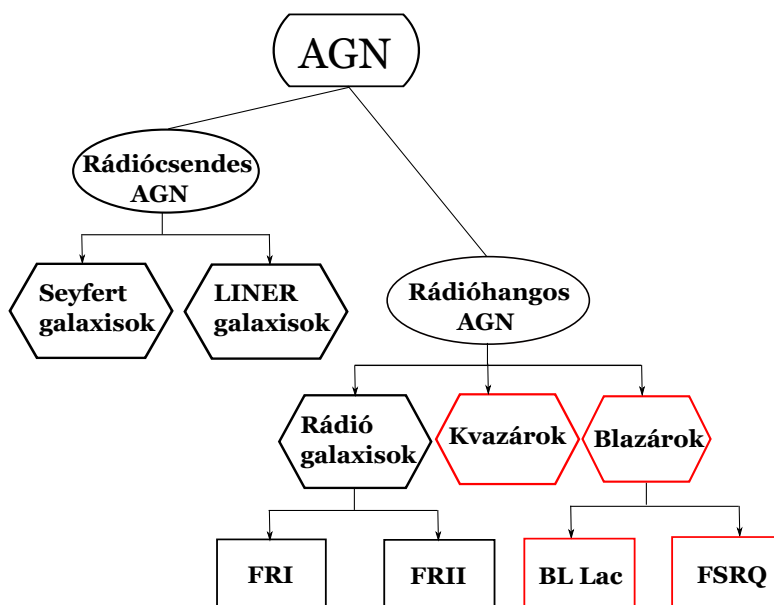
A relativisztikus sebességű jetek legvalószínűbb energiaforrása a fekete lyuk forgási energiája. Ez a magnetorotációs folyamat mind analitikusan, mind numerikusan alaposan tanulmányozott terület (például [136, 28, 26, 113, 63, 194, 165]). Általános áttekintésük például Königl munkájában [112] található meg.

Az AGN jeteket anyagi összetételük alapján két osztályba soroljuk: masszív, proton-elektron jetek (például [27, 142, 141]), és könnyű, elektron-pozitron jetek (például [126, 219, 45]). Számos kutatás szerint a kettő kombinációja áll legközelebb a valósághoz (például [15, 197]).

A jetek felületi fényességeloszlása általában nem homogén, hanem akár évtizedekig is követhető jetkomponensek alakítják ki azt. A VLBI technika megjelenése óta ezen jetek milliív-másodperc (milliarcsec, mas) skálán is vizsgálhatóak ($1 \text{ mas} = 4,84 \times 10^{-9}$ radián). Például $H_0 = 69,6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ Hubble-paraméter, $\Omega_M = 0,286$ anyagsűrűség, és $\Omega_{\text{vac}} = 0,714$ vákumsűrűség mellett egy $z = 3$ kozmológiai vöröseltolódásra levő forrás szögátmérő távolsága $D_A = 1620,3 \text{ Mpc}$, és a szögskála $7,8 \text{ pc mas}^{-1}$.

Széles-vonalas régió

A széles-vonalas régió (broad-line region, BLR) az akkréciós korongtól tipikusan $0,01 \div 1 \text{ pc}$ -re levő régió, ahol az elektronok számsűrűsége $10^9 \text{ cm}^{-3} \leq n_e$. A központi fekete lyuk erős gravitációja miatt a körülötte keringő felhők sebessége igen nagy, nagyságrendileg $1000 \div 25000 \text{ km s}^{-1}$. Emiatt a felhőkből származó és a spektrumban megjelenő vonalak erős Doppler-kiszélesedést mutatnak. A BLR hőmérséklete $10^4 \div 10^5 \text{ K}$, tömege $10^3 \div 10^4 M_\odot$ [159].



1.2. ÁBRA. Az AGN-ek rádió-hangosságuk alapján való osztályozása. A rádió hullámhossztartományban legfényesebb osztályokat pirossal jelölöm. Az FRI és FRII a rádiógalaxisok Fanaroff-Riley I és II osztályait jelenti, míg az FSRQ jelölés a lapos spektrumú kvazárokra utal.

Molekuláris tórusz

A geometriailag vastag molekuláris elfedő tórusz jelenléte először az AGN-ek látóirány általi egyesítési elvének megadásakor merült fel. Az AGN-ek első direkt képalkotása után létezése kétségtelenné vált (például [96]). A tórusz belső sugara $1 \div 10$ pc, kiterjedése 100 pc nagyságrendbe esik. Infravörös frekvenciákon a legfényesebb, spektruma a benne levő por feketetest-sugárzását mutatja. A por komponens az akkréciós korong röntgen és UV sugárzása $100 \div 1000$ K hőmérsékletre fűti fel [159].

Keskeny-vonalas régió

A keskeny-vonalas régió (narrow-line region, NLR) a központi fekete lyuktól $100 \div 1000$ pc-re található közepes/alacsony sűrűségű régió, elektronsűrűsége $n_e \in [10^3 \div 10^5] \text{ cm}^{-3}$. Az NLR-ben keringő felhők sebessége jóval kisebb, mint a BLR felhőié, kisebb, mint 500 km s^{-1} . Ez a régió keskeny, a kizárólag extrém alacsony sűrűség mellett létrejövő, ún. „tiltott” vonalakat ad az észlelt optikai spektrumhoz. Az NLR tömege $10^6 M_\odot$ nagyságrendbe esik [159].

1.3. Az aktív galaxismagok egyesített elmélete

Az AGN-ek egyesített modellje szerint a látszólag elkülönülő AGN osztályok ugyanannak az aktív galaxismagnak más-más irányú nézetei. Ezeket az 1.1. ábrán szemléltem, és az alábbiakban mutatom be. Az AGN-ek közepén levő szupernagy tömegű fekete lyukat akkréciós korong veszi körül, és két jet jelenhet meg úgy, hogy irányuk a fekete lyuk forgástengelyével esik

egybe. Az AGN-ek rádió-hangosságától függő osztályozását szemlélteti az 1.2. ábra. Az AGN-ek egyesített elméletének átfogó ismertetése található például Urry és Padovani munkájában [211].

BL Lac objektumok

A BL Lac típusú objektumok a csoport prototípusa, a BL Lacertae után kapták a nevüket. Ezt az AGN-t eredetileg változócsillagként katalogizálták [89], később derült ki az optikai fényváltozás pontos oka. A BL Lac-ok jete közel a megfigyelő felé mutat (az inklináció 10 fok alatti), és a Doppler erősítés miatt látszó fényességük az eredeti érték több százszorosára nő. A nagy mértékű Doppler erősítés hatására a központból és a kompakt relativisztikus jetből származó kontinuum megemelkedik a spektrumban, az AGN külső részeiből származó, kisebb sebességű és így kevésbé erősített spektrumvonalakat teljesen elfedve. A BL Lac objektumok legfeljebb spektrális tulajdonsága, hogy spektrumukból teljes egészében hiányoznak az emissziós és abszorpciós vonalak, és csak a kontinuum észlelhető. Jellemző továbbá a gyors és nagy amplitúdójú fluxusváltozékonyságuk, ami különböző hullámhosszakon gyakran korrelálnak mutatkozik. Fényük gyakorta erősen polarizált. A BL Lac-ok és lapos spektrumú kvazárok (flat spectrum radio quasar, FSRQ) alkotják az AGN-ek blazár osztályát.

Kvazárok

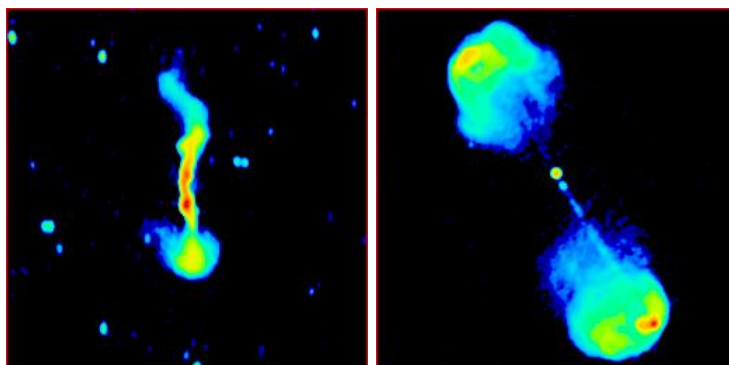
A kvazárok közé tartoznak az Univerzum legfényesebb, állandó fényességű objektumai. Rádió és optikai hullámhosszakon a Tejútrendszer sugárzásának nagyságrendileg százszorosát sugározzák ki [76]. Nevük az angol „quasi-stellar” kifejezésből ered, ami a csillagszerűen ragyogó magjukra utal. A kvazárok 5-10%-a rádió-hangos (például [104, 154]), nagy részük rádió-halk. Az optikai és rádió fluxussűrűségük aránya alapján lehet eldönteni, hogy egy kvazár melyik csoportba tartozik. Ezt számszerűen az

$$R = \frac{S_{4400\text{\AA}}}{S_{5\text{GHz}}} \quad (1.1)$$

arány fejezi ki, ahol $S_{4400\text{\AA}}$ a 4400 angström hullámhosszon, és $S_{5\text{GHz}}$ az 5 GHz frekvencián mérhető fluxussűrűséget jelenti. Az $R = 10$ határ jelöli ki a rádió-hangos ($R < 10$) és rádió-halk ($R > 10$) kvazárok közötti osztályozási vonalat (például [80]). A forgó fekete lyukak körüli környezet magnetohidrodinamikai szimulációi alapján a központi fekete lyuk forgásállapota lehet a rádió-halk/rádió-hangos kettősség kulcsa (például [206]).

A kvazárok olyan fényesek, hogy túlragyogják a leggyakrabban elliptikus típusú szülőgalaxisukat. Springel és munkatársai a Millennium Szimulációban megmutatták [198], hogy a kvazárok a legmasszívabb galaxisok magjában, sokszor igen sűrű galaxiscsoportok közepén találhatóak meg, valamint gyakorta előfordulnak a sötét anyag kozmikus filamentjeinek metszeteiben is. Spektrumukban gyakoriak az emissziós vonalak, hasonlóképpen a Seyfert 2 osztályú AGN-ekhez. A kvazárok jeteinek a látóiránnyal bezárt i inklinációs szöge nagyobb, mint ugyanez a blazárok esetében, így a vonalas spektrumot kevésbé mossa el a Doppler erősített kontinuum.

A kvazárok szoros kapcsolatban lehetnek az Univerzum csillagformálódási történetével, mivelhogy a kvazárok számsűrűsége éppen azon vöröseltolódásnál mutat csúcsot ($z \approx 2$),



1.3. ÁBRA. Példa az egyes Fanaroff-Riley osztályokra. A bal oldali egy FRI, a jobb oldali pedig egy FRII rádiógalaxist mutat. Jól látszik, hogy a távolságarányon alapuló besorolás a kielégítő felbontással feltérképezett forrásoknál ekvivalens azzal, hogy az ábrákon pirosan látszó forró folt közelebb (FRI osztály)/távolabb (FRII osztály) van a központi galaxishoz vagy kvazárhoz, mint a diffúz rádió emissziót mutató régiókhoz. Forrás: <http://www.jodrellbank.manchester.ac.uk/atlas/object/>

ahol a csillagformálódási aktivitás is (például [172, 91]). A $z \approx 3$ -as vöröseltolódásnál a kvazárok akkréciós rátája közel 300-szorosa volt a lokális Univerzumban található átlaghoz képest (például [187]).

Rádiógalaxisok

A rádiógalaxisok rádiófluxusa sokkal nagyobb, mint amit az optikai fényességük alapján becsülhetünk, a rádióindexük¹ magas (például [37]). Sokszor a galaxis méretével vetekedő, vagy azt jócskán meghaladó jeteket fújnak ki magukból, amelyek hossza Mpc nagyságú is lehet. Ezek a jetek gyakran rádió lebenyekkel körbezárt forró foltokban végződnek, amelyek azt a régiót jelzik, ahol a jet beleütközik a környező anyagba, és diffúzzá válik.

Korreláció figyelhető meg az extragalaktikus rádióforrások lebenyeinek alacsonyabb és magasabb felületi fényességű régióinak relatív pozíciói és a forrás rádió luminozitása között [60]. Fanaroff és Riley egy távolságarányt használva osztályozták a forrásokat, a rádiógalaxis átellenes oldalainak legfényesebb régiói közötti távolságot osztották a forrás teljes kiterjedésével. Amely forrásokra ez az arányszám kisebb, mint 0,5, azokat az I, amelyekre nagyobb, mint 0,5, azokat az II osztályba sorolták be. Azt találták, hogy az FRI osztályúak 178 MHz-en mért luminozitása $\approx 2 \times 10^{-25} \text{ W Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ alatti, míg az FRII osztálynál ennél nagyobb.

Az FRI osztályú forrásokban a jetek komplex szerkezetet mutatnak (az 1.3. ábra bal oldala). Az FRII osztályra hangsúlyosabb jetek jellemzőek, amelyek galaxishoz közelebbi részei az FRI osztályénál lineárisabbnak mutatkoznak (az 1.3. ábra jobb oldala). Az alacsonyabb fényességű régiók spektrálindexe gyakran nagy, a meredek spektrum a szinkrotron (vagy inverz Compton) veszteségnek tulajdonítható. Az FRI források turbulens transzszonikus jeteket tartalmaznak, az FRII forrásokban a jetek szuper- vagy hiperszonikusak. A transzszonikus és szuperszonikus sebességek közötti átmenet $\mathcal{M} = 2$ Mach-szám körül található (például [18]). Az FRI osztályban a röntgen emisszió a szinkrotron fotonok inverz Comptonizációjából származik, amíg az FRII osztályban a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás fotonjainak inverz Comptonizációja felelős a röntgenfluxus megjelenéséért [80].

¹ A rádióindex $R = m_r - m_{pg}$, ahol m_{pg} a látszólagos fotografikus magnitúdó, $m_r = -53,45^m - 2,5 \log S_{158}$ a rádió magnitúdó, ahol S_{158} a rádiósugárzás intenzitása a 158 MHz-en mérhető értékhez képest.

Seyfert galaxisok

A Seyfert galaxisok rádió-halk aktív galaxismagok. Az osztály rádió-halk mivolta a kompakt relativisztikus jetek hiányával magyarázható, ezen típusú AGN-ek nem mutatnak energetikus, kollimált jeteket (kifúvások, szelek előfordulhatnak). Jellemzően a gázban és porban gazdag spirálgalaxisok közepén találhatóak. Az összes galaxis 3-5%-a tartalmaz a közepén Seyfert magot (például [139, 138]). A spektrumuk igen gazdag spektrálvonalakban. Az emissziós vonalak szélessége alapján két típusukat különböztetjük meg.

A Seyfert 1 AGN-ek spektrumában megtalálhatóak a széles és a keskeny emissziós vonalak is. A vonalak szélessége alapján a sebességük nagyságrendileg $10^2 \div 10^4 \text{ km s}^{-1}$. A Seyfert 1 típusú AGN-ek esetében a széles vonalak megjelenésének oka, hogy éppen belelátunk az AGN közepébe, rálátunk a széles-vonalas és keskeny-vonalas régiókra is.

A Seyfert 2 AGN-ek spektrumában csak a keskeny vonalak jelennek meg. Az AGN-ek egyesített elmélete szerint ez azzal magyarázható, hogy az AGN külső régiójában található molekuláris tórusz eltakarja a széles-vonalas régiót, mivel ezekre az AGN-ekre az egyenlítői síkjukból látunk rá. Seyfert 2 galaxisból közel háromszor többet ismerünk, mint Seyfert 1-ből (például [138]).

A két csoport valójában ugyanazon objektumcsaládhoz tartozik, amit megerősített olyan átmeneti típusú galaxisok felfedezése, amelyek mindkét csoport sajátosságait mutatják. Ennek megfelelően a nomenklatura is átalakult. Léteznek például Seyfert 1,5, vagy 1,9 típusú magok is, ahol a szám a keskeny és széles vonalak relatív erősségét jelenti.

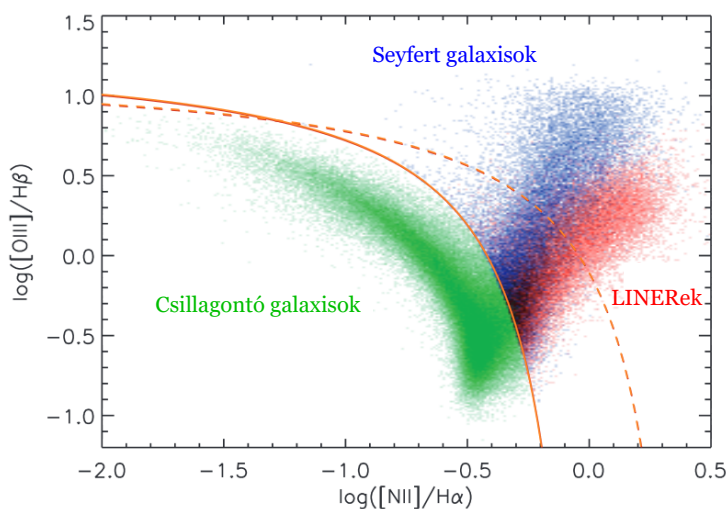
LINER galaxisok

A „low-ionization nuclear emission-line region” (LINER) típusú aktív galaxismagok gyenge emissziós vonalakat mutatnak (például [85]), és semmilyen más AGN-ekre jellemző spektrális tulajdonsággal nem rendelkeznek. A LINER-ek a rádió-halk AGN-ek legalacsonyabb luminozitású osztályát adják. Az összes közeli galaxis $\sim 35\%$ -a LINER (például [87]). Nem világos, hogy a LINER-ek aktivitása AGN-akkrécióhoz (például [85]), vagy csillagformálódáshoz köthető-e (például [207]).

1.3.1. Az aktív galaxismagok optikai osztályozásáról

Az AGN-ek optikai hullámhossztartományba eső emissziós vonalak alapján való osztályozásának legelterjedtebben használt módszerét Baldwin, Phillips, és R. Terlevich [7] írta le, később Veilleux és Osterbrock [214] módosította. A módszer alapötlete az, hogy a spektrumban jellegzetesen megjelenő emissziós vonalak relatív erősségei jó indikátorai a galaxismag aktivitásának. A teljesség kedvéért az alábbiakban részletesebben is ismertetem a módszert.

A galaxismagok optikai gerjesztése alapvetően két mechanizmuson keresztül történhet. Az egyik a csillagok általi fotoionizáció, a másik pedig egy erős sugárzási tér, amit a központi szupernagy tömegű fekete lyuk körüli akkréciós korong hoz létre. A Baldwin-Phillips-Terlevich (BPT) diagnosztika optikai spektrumvonalak alapján segít megállapítani, hogy az adott forrásnál melyik mechanizmus a jellemzőbb. Az [O I] egyszeresen ionizált oxigén dublett tiltott vonalai ($\lambda 6300, \lambda 6364$) az O^0 alapállapotú oxigén forró elektronok általi gerjesztéséből jönnek létre. Mivel az alapállapotú oxigén ionizációs potenciálja (13,6 eV) hasonló a hidrogénéhez, [O I] főként a részlegesen ionizált zónákban jön létre, ahol a neutrális oxigén és a szabad elektronok együtt vannak jelen. Az ilyen régiókban uralkodó körülmények kedveznek az [SI] és az



1.4. ÁBRA. Az AGN-ek Baldwin-Phillips-Terlevich féle diagnosztikai ábrája az Sloan Digital Sky Survey (SDSS) Data Release 4 alapján, az [OIII] $\lambda 5007$, [NII] $\lambda 6583$, $[H\alpha]$ $\lambda 6563$, és $[H\beta]$ $\lambda 4861$ emissziós vonalakat felhasználva [107]. Az ábra alapján elkülöníthetők a fiatal csillagok által ionizált galaxisok a szupernagy tömegű fekete lyuk körüli akkréciós korong által ionizált galaxisoktól (Seyfert és LINER galaxisok). A folytonos vonal az AGN-eket és csillagotó galaxisokat elkülönítő, SDSS észlelések alapján számolt empirikus határvonalat jelöli [103]. A szaggatott vonal egy felső határt adó, extrém csillagotást feltételező fotoionizációs modell alapján számolt válaszvonalat reprezentálja [106].

[NI], rendre egyszeresen ionizált kén és nitrogén létrejöttéhez, mivel ezek ionizációs potenciáljai rendre 23,3 eV és 29,6 eV. Így az [S II] $\lambda 6716, \lambda 6731$ és [N II] $\lambda 6548, \lambda 6583$ vonalak erősek például a $H\alpha$ -hoz képest, amikor az [O I] is erős.

Egy fiatal, masszív csillagok által ionizált ködben a részleges ionizációs zónák nagyon vékonyak, mivel az OB csillagok ionizációs spektruma kevés 13,6 eV-nál nagyobb energiájú fotont tartalmaz. Így a HII régiók optikai spektrumában a [N II], [S II], és az [O I] gyenge vonalaként jelennek meg. Ezzel ellentétben a sokkal erősebb sugárzási terekben, mint amit például az AGN-ek közepén levő akkréciós korong hoz létre, rengeteg extrém UV és röntgen foton keletkezik, amelyek sokkal mélyebbre hatolnak be az AGN-t körülvevő vastag felhőbe. Igen kiterjedt részleges ionizációs zóna, és erős alacsony-ionizációs tiltott vonalak jönnek így létre.

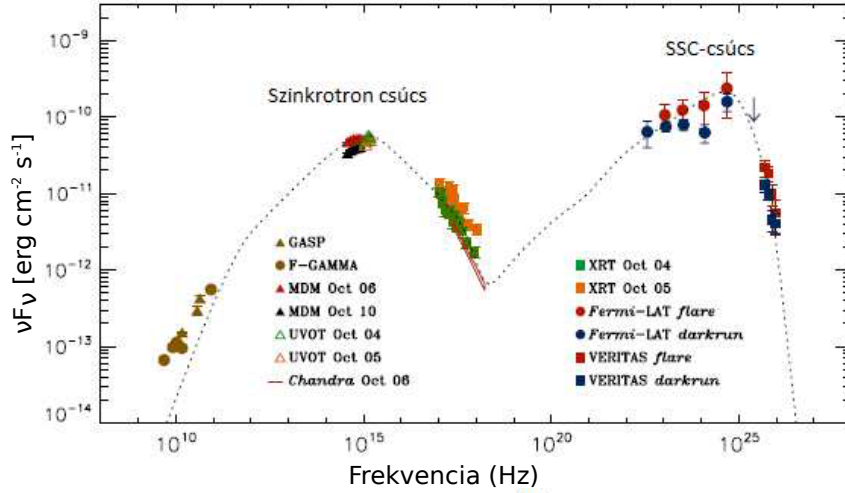
A BPT diagnosztikai diagram a fenti elvet alkalmazza a LINER-ek, Seyfert galaxisok, és erős csillagotó galaxisok elkülönítéséhez. Egy ilyen diagramot mutat az 1.4. ábra.

1.4. Sugárzási mechanizmusok

Az alábbiakban az AGN-ek kontinuum spektrumát legjellemzőbben meghatározó két folyamatot, a szinkrotron sugárzást, és az inverz Compton szórást tárgyalom Klein és Flethcer „Interstellar and intergalactic magnetic fields” című [109] egyetemi jegyzete alapján (Bonni Egyetem, Németország). Az AGN-ek tipikus spektrumára ad egy példát az 1.5 ábra.

1.4.1. Szinkrotron sugárzás

Mágneses közegben a Lorentz erő az erővonalak körüli helikális alakú pályákra kényszeríti a töltött részecskéket, amelyek a gyorsuló mozgás hatására szinkrotron sugárzást bocsátanak ki.



1.5. ÁBRA. A 3C 66A nevű blazár spektrális energia eloszlása [2]. A $10^{10} \div 10^{18}$ GHz tartományba eső csúcs a forrás szinkrotron eredetű sugárzását mutatja, az ennél nagyobb frekvenciánál levő csúcs pedig a szinkrotron öngerjesztő-Compton szórásból származik (synchrotron self-Compton, SSC).

A szinkrotron sugárzás legfőbb jellemzői a nyalábolódás és a nagyfokú polarizáltság (mind lineárisan, mind cirkulárisan). Egy elektron által egységnyi Ω térszögbe kisugárzott P teljesítmény egységnyi frekvencián és egységnyi idő alatt:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{|\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]|^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^5}, \quad (1.2)$$

ahol e az egységnyi töltés, c a fénysebesség, \vec{n} a részecskétől a megfigyelő irányába mutató egységvektor, és $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ a \vec{v} sebességű részecske fénysebesség egységekre normált sebességvektora. A sebesség és gyorsulás iránya alapján két esetet különböztetünk meg. Az első a lineáris gyorsító, amelyik esetben $\vec{v} \parallel \dot{\vec{v}}$, és a gyorsulást az elektromos tér okozza. A másik eset a transzverzális gyorsító, amikor $\vec{v} \perp \dot{\vec{v}}$, és a gyorsulás a mágneses tér hatására jön létre. Az előbbi eset a laboratóriumi részecskegyorsítókra jellemző. A csillagközi és galaxisközi anyagban a transzverzális eset jellemző, így ezt az esetet tárgyalom részletesebben.

Az (1.2) egyenlethől becsüljük a P sebességfüggését. A sebességfüggő tagokat megtartva,

$$\frac{dP}{d\Omega} \sim \dot{v}^2 \gamma^6, \quad (1.3)$$

adódik, ahol $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ a Lorentz faktor. Ebből térszögre való integrálással:

$$P(t) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{dP}{d\Omega} d\Omega \sim \dot{v}^2 \gamma^4. \quad (1.4)$$

P -nek ezt a Lorentz faktortól való erős függését relativisztikus erősítésnek, vagy „boosting”-nak hívjuk. Az erősítés oka az, hogy relativisztikusan mozgó töltött részecske szinte teljes energiáját a mozgás irányába bocsájtja ki. A relativisztikus erősítés hatására a nyugalomban levő

töltött részecskére jellemző és Lorentz-dipóllal leírható sugárzási mintázatának a mozgás irányába eső lebenye zepelinszerűen megnyúlik. Ezen lebenynek az energiamaximuma felénél való szélessége

$$\theta_{\text{HP}} \approx \frac{1}{\gamma} = \frac{m_0 c^2}{E^2}, \quad (1.5)$$

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

A töltött részecske az r_L Larmor sugárban mozog az elektromos erővonal körül, ami az

$$m\dot{\vec{v}} = m(\vec{v} \times \vec{\omega}_L) = -\frac{e}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.6)$$

Lorentz erőből fejezhető ki, ahol $\omega_L = eB/(\gamma m_0 c)$ a Larmor frekvencia, és B a mágneses tér erősség \vec{B} nagysága. Ekkor a Larmor sugár:

$$r_L = \frac{v}{\omega_L} = \frac{m_0 v c \sin \chi}{eB}, \quad (1.7)$$

ahol χ a sebességvektor és a mágneses térerősség vektor közötti szög. Például egy $\gamma = 2000$ sebességgel, $B = 10 \mu\text{G}$ mágneses térerősségű közegben mozgó 1 GeV energiájú elektron Larmor sugara $r_L = 3,3 \times 10^6$ km, Larmor frekvenciája $\nu_L = 1,4 \times 10^{-2}$ Hz. Ilyen alacsony frekvencia-tartomány a jelenlegi műszerekkel nem érhető el.

A relativisztikus mozgás másik fontos következménye a mozgó részecske által kibocsátott jelek között eltelt időtartam relativisztikus rövidülése. Legyen δt egy v sebességgel mozgó részecske által kibocsátott impulzusok közötti eltelt idő. Megmutatható, hogy ez az időtartam a megfigyelőhöz rögzített koordináta rendszerben a

$$\delta t' = \frac{\delta t}{\gamma} \quad (1.8)$$

időtartamnak felel meg, vagyis a megfigyelt frekvenciaspektrum az eredetihez képest γ faktorral nagyobb frekvencia-tartományba tolódik el. Az előbb említett $B = 10 \mu\text{G}$ erősségű mágneses térben mozgó 1 GeV energiájú, és $\gamma = 2000$ Lorentz faktorú elektron a $\nu = 700$ MHz frekvencián bocsátja ki sugárzásának jelentős részét, ami már könnyen elérhető detektálási frekvencia. A teljes sugárzási spektrum Fourier transzformáció segítségével állítható elő.

Az szinkrotron sugárzás fontos jellemzője az a ν_c kritikus frekvencia, ami felett a részecske energiájának nagy részét kibocsátja. A szinkrotron spektrum intenzitása a ν_c kritikus frekvenciánál exponenciálisan csökken a magasabb frekvenciák felé. A ν_c -t különböző definíciók szerint adják meg. Ezek közül a legelterjedtebbet alkalmazom, ami szerint $2\pi\nu_c = (2/3\delta t')^{-1}$. Ekkor az (1.8) egyenletből

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB_{\perp}}{m_0 c} \gamma^2, \quad (1.9)$$

ahol $B_{\perp} = B \sin \chi$ a mágneses tér látóirányra merőleges komponense. A kozmikus részecskék energiaspektrumának vizsgálata közel 100-szor több protont mutat ki, mint elektront (azonos energián). Az alábbiakban tárgyalom, hogy ennek ellenére miért hanyagolható el a protonok szinkrotron sugárzása. Ehhez az (1.10.) egyenletet alakítom át az $E = \gamma m_0 c^2$ energia-tömeg

ekvivalencia képlet felhasználásával az alábbi formára:

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB_\perp E^2}{m_0^3 c^5}. \quad (1.10)$$

A ν_c kritikus frekvencia tehát a nyugalmi tömeg köbével fordítottan arányosan skálázódik. Ha m_p és $\nu_{c,p}$ a proton nyugalmi tömege és kritikus frekvenciája, valamint m_e és $\nu_{c,e}$ az elektron nyugalmi tömege és kritikus frekvenciája, akkor

$$\frac{\nu_{c,p}}{\nu_{c,e}} = \left(\frac{m_{c,p}}{m_{c,e}} \right)^{-3} \approx 1,6 \times 10^{-10}. \quad (1.11)$$

Vagyis a proton kritikus frekvenciája több, mint tíz milliárdszor kisebb, mint az elektroné (ugyanolyan B_\perp mágneses tér és γ sebesség mellett). A proton E_p energiája, ami ahhoz lenne szükséges, hogy ugyanazon a frekvencián sugározzon, mint az elektron:

$$E_p = \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2} E_e = 8 \times 10^4 E_e. \quad (1.12)$$

Látszik, hogy a kozmikus részecskékben mérhető $n_p/n_e \approx 100$ számsűrűség sem elegendő a protonok szinkrotron spektrumában való megjelenéséhez.

A sugárzásos veszteség hatására a szinkrotron sugárzó részecskék élettartama rövidül. A kritikus frekvencia nem csak azt a frekvenciát jelenti, aminél a forrás még éppen detektálható, hanem a forrás koráról is árul el információt. Megmutatható, hogy egy szinkrotron sugárzó forrás élettartama

$$\tau = 5,83 \times 10^8 \left(\frac{B}{\mu G} \right)^{-3/2} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-1/2}, \quad (1.13)$$

vagyis a forrás ennyi idő alatt sugározza ki teljes energiáját szinkrotron módon. A forrás öregedése során a kritikus frekvencia egyre kisebb lesz, ez a „spektrális öregedés” jelensége.

Eddig egy elektronnal volt szó. Most röviden azt tárgyalom, hogy hogyan alakul a szinkrotron sugárzás spektruma, ha részecskék sokaságát tekintjük. A relativisztikus elektronok sugárzási spektrumának kiszámolásához ismernünk kell az energiaspektrumukat. A kozmikus részecskék spektruma a mérések alapján egy hatványfüggvénnyel írható le:

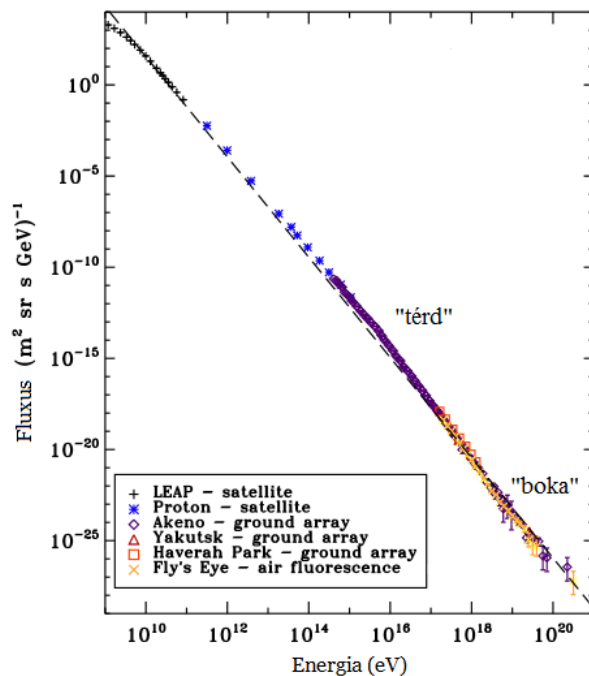
$$N(E)dE = AE^{-g}dE, \quad (1.14)$$

ahol g és A konstans mennyiségek (utóbbi a relativisztikus részecskék energiaegységre eső számsűrűségét tartalmazza). A kozmikus részecskék spektrumát mutatja az 1.6. ábra, ahol jelöltem a kozmikus részecskék két érdekes jellegzetességét, a „térdet”, és „bokát”, amelyek kis görbületek a hatványfüggésre rakódva. A kozmikus részecskék energiaspektrumának vizsgálata alapján a g hatványkitevő jó közelítéssel $g = 2,4$. Megmutatható, hogy az intenzitás

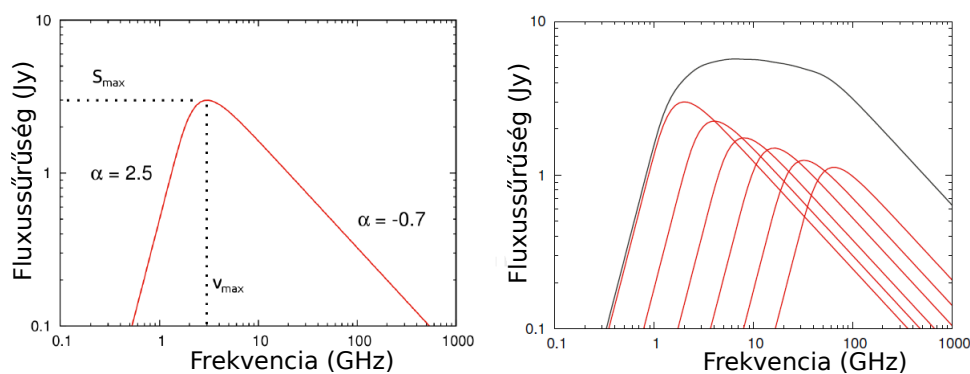
$$I_\nu \sim B_\perp^{2+\alpha} \nu^{-\alpha} \quad (1.15)$$

módon függ a frekvenciától, ahol $\alpha = (g - 1)/2$ a spektrálindeks. A $g = 2,4$ értéket helyettesítve $\alpha = 0,7$ -nek adódik. Ez az érték jellemző a csillagközi anyagra, utalva a közegben megjelenő szinkrotron emisszióra.

Az AGN-ek spektrumát jelentősen befolyásolja az ún. szinkrotron önabszorpció jelensége.



1.6. ÁBRA. A kozmikus részecskék energiaspektruma különböző műszerek mérései alapján [86]. Látszik a fluxus energiától való hatványfüggése.



1.7. ÁBRA. Balra egy tipikus önabszorpciós spektrum. A fluxussűrűség maximuma $S_{\text{max}} = 3$ Jy, és az átfordulási frekvencia $\nu_{\text{max}} = 3$ GHz. Jobbra hat önabszorpciós spektrum (piros görbék) eredő spektruma látható (fekete görbe).

A folyamat lényege, hogy egy véletlenszerűen eloszló, nagyon magas Lorentz faktorú elektronokból álló plazmacsomó szinkrotron fotonokat bocsájt ki. Ezek a fotonok csak egy ν_{\max} kritikus frekvencia felett szöknek el a csomóból, amit a „turn-over” frekvenciának nevezünk, egyébként újra elnyelődnek a közegben. A foton elszökéshez szükséges energiája az $E = h\nu_{\max}$ összefüggésből származtatható. Ha $\nu_{\text{obs}} < \nu_{\max}$, akkor a plazma optikailag vastag, míg $\nu_{\text{obs}} > \nu_{\max}$ esetén optikailag vékony. A spektrálindeks kanonikus értékei ezekben az esetekben $\alpha_{\text{vastag}} = 5/2$, és $\alpha_{\text{vkony}} = -0,7$, ami a nem-termális sugárzásra utal. Egy ilyen önabszorpciós spektrumot prezentál az 1.7 ábra bal oldala. A spektrálindeks doktori munkámban használatos definíciója $S \sim \nu^\alpha$. Ekkor $\alpha > 0$ spektrálindeks invertált, $-0,5 < \alpha < 0$ lapos, és $\alpha < -0,5$ meredek spektrumra utal. Számos forrás rendelkezik lapos spektrummal, ami arra utal, hogy az eredő spektrum individuális önabszorpciós spektrumok összege. Ezt illusztrálja az 1.7. ábra jobb oldali panelje.

1.4.2. Inverz Compton szórás

A blazárok spektrális energiaeloszlásának 10^{16} GHz és 10^{26} GHz között jelentkező púpja az inverz Compton szórás eredménye. A relativisztikus elektronok és fotonok közötti kölcsönhatás eredményeképpen az eredetileg alacsony energiájú foton energiát kap a nagy sebességű elektrontól, és energiája a röntgen, vagy akár a gamma tartományba kerül. Az inverz Compton szóródó fotonokat éppen a relativisztikus sebességű elektronok szinkrotron emissziója szolgáltatja. Ez a szinkrotron öngerjesztő-Compton (synchrotron self-Compton, SSC) mechanizmus.

Egy elektron SI egységekben felírt átlagos szinkrotron teljesítménye

$$P_{\text{szin}} = \frac{4}{3} \sigma_T \beta^2 \gamma^2 c u_B, \quad (1.16)$$

ahol $\sigma_T = 8\pi r_e^3/3$ a Thomson-féle szórási hatáskeresztmetszet, $r_e = e^2/(m_e c^2)$ a klasszikus elektronsugár, és $u_B = B^2/8\pi$ a mágneses tér energiasűrűsége. Hasonló alakban felírva az inverz Compton teljesítmény:

$$P_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \sigma_T \beta^2 \gamma^2 c u_{\text{rad}}, \quad (1.17)$$

ahol u_{rad} a fotonmező energiasűrűsége. A fenti két egyenletet elosztva egymással látszik, hogy az inverz Compton és szinkrotron teljesítmények

$$\frac{P_{\text{IC}}}{P_{\text{szin}}} = \frac{u_{\text{rad}}}{u_B} \quad (1.18)$$

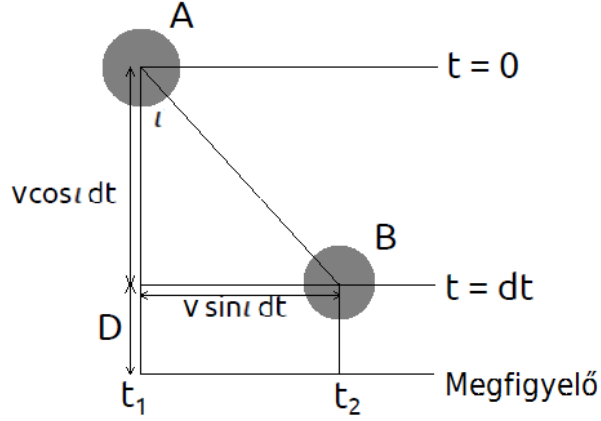
aránya éppen a sugárzási tér energiasűrűségének és a mágneses tér energiasűrűségének a hányadosa.

1.5. Doppler erősítés és a szuperfényssebességű mozgás

Az értekezésben tárgyalt jetek relativisztikus sebességűek, és látóiránnyal bezárt szögük kicsi, így jelentős relativisztikus erősítési és projekciós effektusok lépnek fel a mozgásukban. Alábbiakban a relativisztikus mozgás két nagyon fontos következményével, a szuperfényssebességű mozgással és a Doppler-erősítéssel foglalkozom.

A szuperfényssebességű mozgás eméleti lehetőségét először Rees [170], valamint Whitney és munkatársai [170, 220] írták le. A speciális relativitáselmélet formalizmusát először Blandford

alkalmazta relativisztikus jeten [24]. A rádió interferometriai rendszerek fejlődése lehetővé tette az AGN jetek mas felbontással való vizsgálatát, aminek következtében sikerült kísérletileg is kimutatni a szuperfénysebességű mozgást [155].



1.8. ÁBRA. A szuperfénysebességű mozgás geometriája. Egy v sebességgel mozgó részecske fényjeleket bocsát ki először $t = 0$ időpillanatban az A pozícióban, majd $t = dt$ időpillanatban a B pozícióban.

A szuperfénysebességű mozgás geometriáját szemléltetem az 1.8. ábrán. Tegyük fel, hogy a részecske $t = 0$ időpillanatban egy fényjelet bocsát ki az A pozícióban, és ez a fényjel fénysebességgel mozog az észlelő felé. Miután a részecske v sebességgel dt ideig utazott, $t = dt$ időpillanatban a B pozícióban egy második fényjelet bocsát ki. Az első és második fényjel rendre t_1 és t_2 idő elteltével ér a megfigyelőhöz:

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{D}{c} + \frac{v \cos \iota dt}{c}, \\ t_2 &= dt + \frac{D}{c}, \end{aligned} \quad (1.19)$$

ahol ι az inklinációs szög a látóirány és a mozgás iránya között. A két esemény észlelése között eltelt idő:

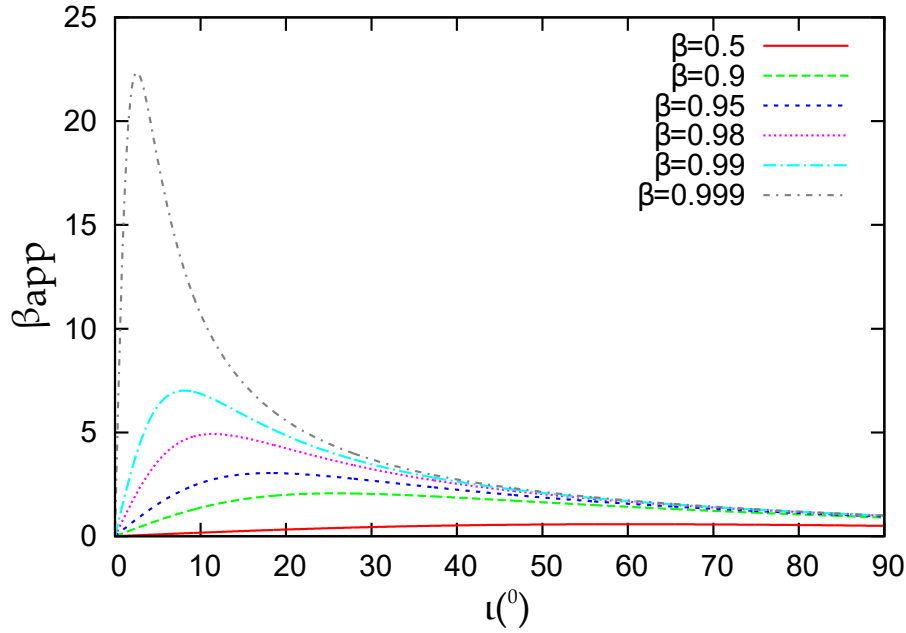
$$\Delta t = t_2 - t_1 = dt - \frac{v}{c} \cos \iota dt = (1 - \beta \cos \iota) dt, \quad (1.20)$$

ahol $\beta = v/c$ a részecske sebessége fénysebesség egységben mérve. Figyelembe véve, hogy projekcióban a részecske $\beta \sin \iota dt$ utat tesz míg A-ból B-be ér, a szuperfénysebességű mozgás sebessége fénysebesség egységben mérve:

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta \sin \iota}{1 - \beta \cos \iota}. \quad (1.21)$$

A látszó sebesség különböző jetsebességek esetén érvényes inklinációfüggését prezentálja az 1.9. ábra.

Megmutatható, hogy egy relativisztikus sebességgel mozgó részecske által kibocsátott ν frekvenciájú foton $\nu' = \delta \nu$ frekvenciájú fotonként érkezik a megfigyelőhöz (például [100]). Ez a



1.9. ÁBRA. A β_{app} látszó sebesség különböző β jetsebességek esetén érvényes ι inklinációtól való függése. Az ábra elkészítéséhez az (1.21) egyenletet használtam fel. Látszik, hogy a jetsebességet a fénysebességhez tartva egyre élesebb és aszimmetrikusabb a $\beta_{\text{app}}(\beta, \iota)$ függvény alakja. A jetsebességet növelve a látszó sebesség maximuma egyre kisebb inklinációnál, egyre nagyobb értékkel jelenik meg.

Doppler-erősítés jelensége, amelynek legfontosabb mércéje az alább kifejezett δ Doppler faktor:

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \iota)}, \quad (1.22)$$

ahol $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ a β jetsebességgel kifejezett Lorentz faktor, és ι a mozgó részecske pályája és a látóirány által bezárt inklinációs szög. A Doppler faktor és a látszó sebesség közötti kapcsolat (például [100]):

$$\delta = (1 - \beta_{\text{app}}^2 + 2\beta_{\text{app}} \cot \iota)^{1/2}. \quad (1.23)$$

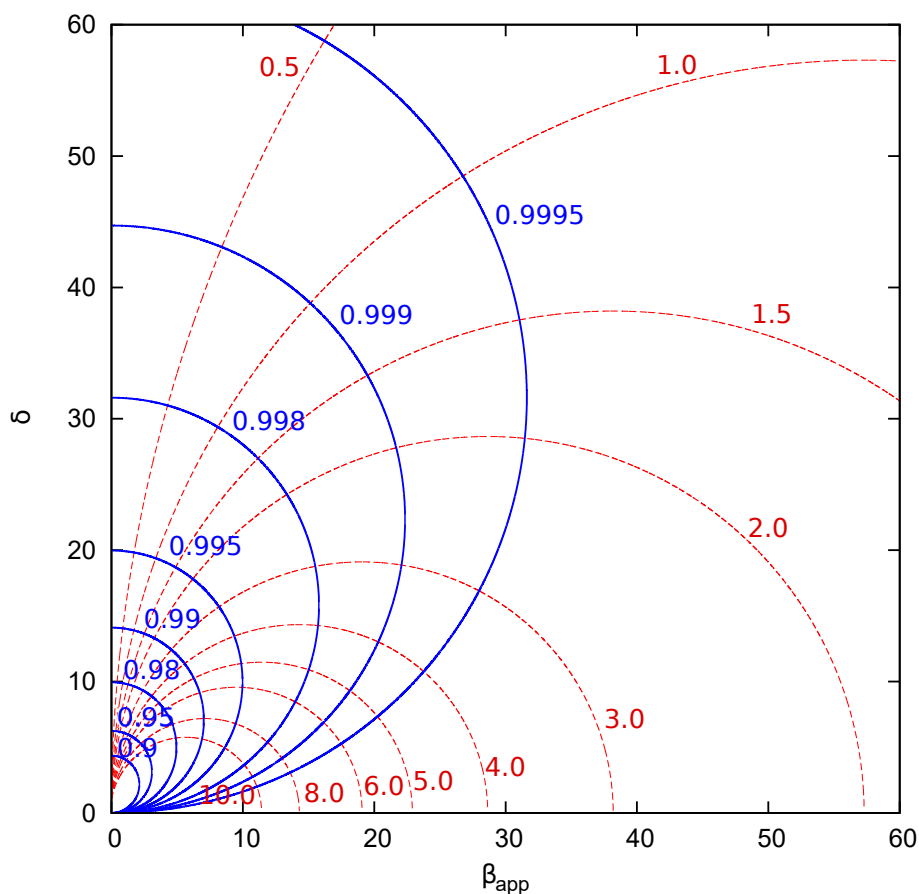
Az 1.10. ábrán szemléltetem a Doppler faktor látszó sebességétől való függését különböző jetsebességek, illetve inklinációk esetén.

A relativisztikus sebességgel mozgó részecske által kibocsátott fény intenzitáseloszlása nem izotrop, hanem a kibocsátott energia egy $\theta \approx 1/\gamma$ nyílásszögű kúpban oszlik el. Az $S_{\text{obs}}(\nu)$ észlelt fluxussűrűség változik a forrás által kibocsátott $S(\nu)$ ($\sim \nu^{+\alpha}$) fluxussűrűséghez képest:

$$S_{\text{app}}(\nu) = S(\nu)\delta^{n-\alpha}, \quad (1.24)$$

ahol α a jet spektrálindexe, és n egy, a jetre jellemző paraméter [185]. Az értekezésben a folytonos, lineáris jetekre érvényes $n = 2$ közelítést alkalmaztam, az $n = 3$ eset a gömbszerű szimetriával rendelkező kifúvásokra alkalmazható. A megfigyelőtől távolodó jet az ún. ellenjet („counter-jet”), aminek fluxussűrűsége Doppler-gyengítést szenved. A jet-ellenjet látszó fényességének aránya:

$$R = \left(\frac{1 + \beta \cos \iota}{1 - \beta \cos \iota} \right)^{(n+\alpha)}. \quad (1.25)$$



1.10. ÁBRA. A δ Doppler faktor β_{app} látszó sebességtől való függése különböző β jetsebességek, és ι inklinációk esetében. Az ábra elkészítéséhez az (1.23) egyenletet használtam fel. Az ábrázolt jetsebességek $\beta = 0,9, 0,95, 0,98, 0,995, 0,998, 0,999, 0,9995$. Az ábrázolt inklinációk $\iota = 0,5^\circ, 1^\circ, 1,5^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ, 8^\circ, 10^\circ$.

A Doppler-erősítés másik következménye, hogy a megfigyelő a komponensek T_{int} belső fényességi hőmérséklete helyett azok T_{B} , látszólag erősített fényességi hőmérsékletét észleli. Ezek között a δ Doppler-faktor teremt kapcsolatot: $T_{\text{B}} = \delta T_{\text{B,int}}$. A látszó fényességi hőmérséklet VLBI komponensek esetében [például 48]:

$$T_{\text{B,VLBI}} = 1,22 \times (1 + z) \frac{S}{\theta^2 \nu^2} \text{K}, \quad (1.26)$$

ahol z a forrás kozmológiai vöröseltolódása, S a fluxussűrűség Jy-ban, θ a komponensek FWHM mérete mas-ban, és ν az észlelési frekvencia GHz-ben mérve.

1.6. Az aktív galaxismagok kozmikus részecskesugárzása

A jeteket tartalmazó aktív rádiógalaxisok irányából erős sugárzást lehet megfigyelni. A kezdetben Poynting fluxus dominálta jet a központi fekete lyuk körül áramló plazmából részecskéket ragad magával, és a fény-anyag típusú kölcsönhatások következtében sugározni kezd.

Az ultra-nagy energiájú kozmikus sugarak (ultra-high energy cosmic rays, UHECR) észlelése és az irány szerinti forrás-azonosítása nehéz feladat, főként a kozmikus sugarak mágneses eltérülése és detektálhatóságuk véges horizontja miatt [52]. Létezik a kozmikus részecskék energiájának egy elméleti felső határa. Ezt a Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) levágás [78, 225] definiálja, ami körülbelül 5×10^{19} eV energiánál található (≈ 8 J). Ez a nagy távolságokból (~ 160 millió fényév) érkező kozmikus sugárzás részecskéinek maximum energiája, ezen horizonton túl nem látunk UHECR részecskéket. Ennél magasabb energiájú részecskék ekkora távolság megtétele alatt elveszítik energiájukat a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás fotonjaival való kölcsönhatásuk miatt. Ez a határ egyébként az UHECR-ek detektálásának kísérleti határával megegyező nagyságrendbe esik.

Alacsonyabb energiákon tehát a galaktikus és/vagy intergalaktikus mágneses tér elhajlítja a töltött részecskék pályáját, nagyobb energiákon pedig a GZK levágás miatt egy elméleti horizonton túl nem látunk részecskéket. Ezek megnehezítik a részecskék extragalaktikus rádióforrásokkal való azonosítását.

1.6.1. Ultra-nagy energiájú kozmikus részecskék

A Pierre Auger Kollaboráció UHECR-ek érkezési irányát határozta meg a következő hibrid technikát alkalmazva: 4 teleszkópot használtak a nikkellégkörű fluoreszcencia méréshez és 1,5 km-es környezetben 1600 felszíni detektort a kozmikus sugár indukálta részecskezáporban kialakult müonok méréséhez. Így 1 foknál jobb térbeli felbontást sikerült elérniük. A Pierre Auger Kollaboráció kutatói kozmikus sugarak irányát és a 694 aktív galaxist ($z < 0,024$) tartalmazó Véron-Cetty & Véron katalógusban [215] jelzett irányokat hasonlították össze, és azt találták, hogy a 27 UHECR esemény közül 12 iránya korrelál $3,1^\circ$ -on belül valamely AGN-nel [161, 162].

1.6.2. Neutrínók és az IceCube Neutrínó Observatórium

Doktori értekezésemben az IceCube Neutrínó Observatórium által észlelt kozmikus eredetű neutrínók eredetével is foglalkozom, azok emisszióját két szupernagy tömegű tömegű fekete lyuk összeolvadása után keletkezett nagy sebességű jethoz kötve. Ezért ebben az alfejezetben a neutrínókat, és azok IceCube-bal való detektálását tárgyalom.

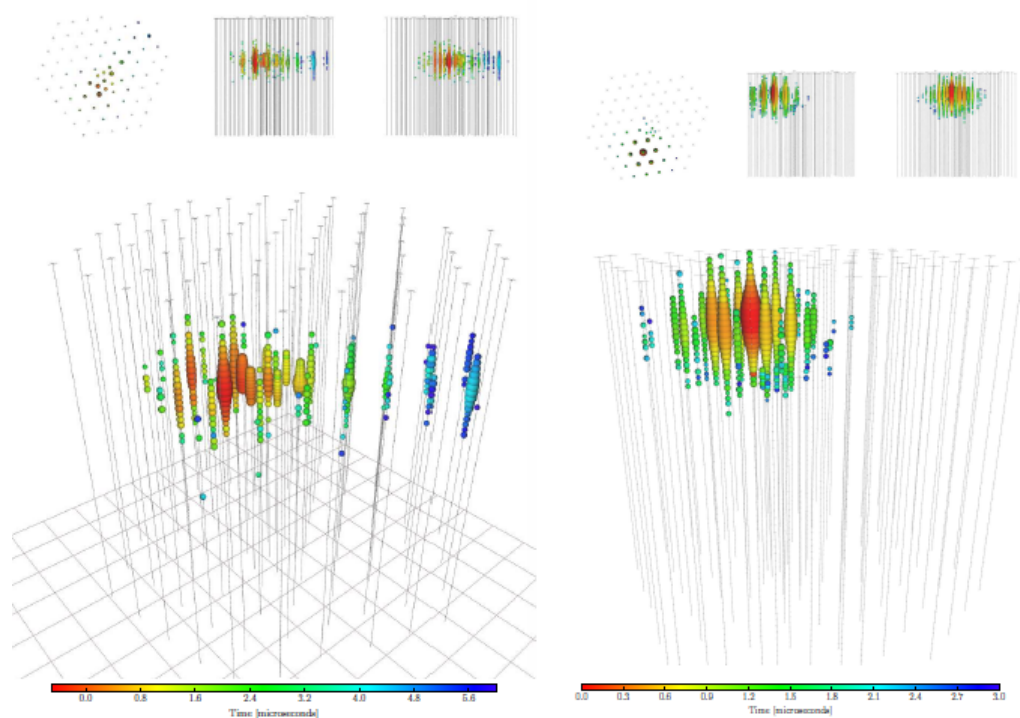
A neutrínók leptonok, könnyű elemi részecskék. Elektromos töltésük nincs, a négy alap-kölcsönhatás közül a gravitációtól eltekintve csak a gyenge kölcsönhatásban vesznek részt. Három „íz”-ben fordulhatnak elő, aszerint, hogy melyik másik leptonnal hozhatóak kapcsolatba valamilyen bomlási folyamat során: elektron-neutrínó (ν_{e^-}), müon-neutrínó (ν_μ), és tau-neutrínó (ν_τ). Neutrínók keletkezhetnek pozitív és negatív β bomlás során, W-bozon bomlásával, τ és μ részecskék bomlásával, π - és K-mezonok bomlásával, Z^0 -bozon bomlásával, illetve a Higgs-bozon bomlásával. A színtöltésük nulla, és feles spinűek. Tömegükre felső becslés létezik $m(\nu_\tau) < 3,2$ MeV, $m(\nu_\mu) < 190$ keV, $m(\nu_{e^-}) < 2$ eV, energia egységekben kifejezve.

A neutrínók észlelésére épített detektorok működési elve a beérkező részecskék detektoranyagban kiváltott Cserenkov-sugárzásának mérésén alapszik. Ez a sugárzás akkor keletkezik, ha egy átlátszó közegben (például: víz, benzol, plexi- vagy teflonüveg) mozgó töltött részecske sebessége nagyobb a fény közegbeli fázissebességénél. A kozmikus eredetű neutrínók közvetett detektálása nehezebb, mint a részecskegyorsítóknál, vagy a reaktorokban keletkező neutrínók detektálása, mivel a kozmikus sugárzási háttér zavaró. Emiatt a kozmikus eredetű neutrínók észlelése céljából épített detektorokat a földfelszín alá, bányákba, tavakba, tengerekbe helyezik, ahol a detektor feletti anyagréteg kiszűri a zavaró kozmikus háttérrel.

A doktori munkámban az antarktisi IceCube Neutrínó Observatórium által detektált kozmikus eredetű neutrínókkal foglalkoztam, ezért az alábbiakban röviden ismertetem az IceCube felépítését, illetve a neutrínók detektálásának módszerét. Az IceCube a Déli Sark közelében az Amundsen-Scott Déli Sarki Állomáson található neutrínó obszervatórium, ami az Antarktisz egy köbkilométernyi térfogatú jégét alkalmazza detektoranyagként.

Az IceCube földfelszín alatti, Cserenkov-sugárzást észlelő detektorfüzérei kb. 2500m-es mélységig hatolnak le, amelyek összesen 5160 db digitális optikai modulból (DOM) állnak. Mindegyik DOM-ban egy tíz inches fotoelektron-sokszorozó található. Ezek a DOM-ok összesen 86 db függőleges, egymástól 125m-re található jégbe vezetett füzérláncra vannak felfűzve, amelyek 1450 m-től 2450 m mélységig terjednek. A DOM-ok függőleges távolsága a füzérek 17 m. A detektor központjában a DeepCore egység található, ami 8 db füzérláncból áll. Ezek a láncok kompaktabbak, mint a detektor többi része, a vízszintes távolságuk 70 m, és a rajtuk elhelyezkedő DOM-ok távolsága csak 7 m. A földfelszín felett elhelyezett IceTop az IceCube kalibrációs detektora, ami 300 TeV és 1 EeV közötti energiatartományban méri az elsődleges kozmikus részecskéktől származó részecskezápороkat (a kozmikus részecskék érkezési irányát és fluxusát).

Amikor egy neutrínó kölcsönhat az Antarktisz jégével, az elektron neutrínók elektronokat ($\nu_e + H^2 \rightarrow p^+ + p^+ + e^-$), a müon neutrínók pedig müonokat hoznak létre ($\nu_\mu + p^+ \rightarrow \mu + n^0 + N\pi$, ahol $N \geq 1$). Ezek a jégbeli fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó részecskék Cserenkov-sugárzást bocsátanak ki. A kölcsönhatás során létrejött Cserenkov-gyűrű különbözik elektronok és müonok esetében, a detektált neutrínó típusát 98%-os valószínűséggel meg lehet állapítani. A müonok képesek legmélyebben behatolni a detektorba, ezek egyenes-szerű pályát hagynak a füzérláncokon. A neutrínó esemény ilyenkor „sáv”-típusú (track-type). Az elektronok többször szóródnak a jégben mire energiájuk a Cserenkov-határ alá csökken, gömbszimmetrikus Cserenkov mintázatot hagyva a detektoron. A neutrínó esemény ilyenkor „zápor”-típusú (shower-type). A sáv-típusú neutrínó eseményben a neutrínó érkezési irányát, a zápor-típusú neutrínó eseményben pedig a neutrínó energiáját lehet nagyobb pontossággal megadni. Az 1.11. ábrán egy-egy példát adok a sáv- és zápor-típusú eseményekre. Az IceCube neutrínódetektor 2010 óta 55 darab nagy energiájú, a CERN-ben jelenleg előállítható energiákat 10-szer, 1000-szer meghaladó, kozmikus eredetű neutrínót észlelt [1, 208, 189]. A téma igen aktuális, a 2015-ös év fizikai Nobel díját Takaaki Kajita és Arthur B. McDonald a neutrínó-oszcilláció felfedezéséért kapta, ami megmutatta hogy a neutrínóknak van tömege.



1.11. ÁBRA. Az IceCube füzérláncain neutrínók által keltett leptonok Cserenkov sugárzásának detektálási mintázata. Balra az IceCube által detektált ID5 azonosítójú sáv-típusú, és jobbra az ID35 azonosítójú zápor-típusú neutrínó események látszanak [1, 208]. A színek az érkezési időt jelenti, a neutrínó által keltett részecske először a vörös utána a kék színnel jelzett jelet hagyja. A színes gömbök mérete a detektált Cserenkov-sugárzás intenzitásával arányos. Doktori munkám részeként az ID5-ös eseményt előidéző neutrínó eredetével hozom kapcsolatba a PKS 0723-008 nevű lapos spektrumú blazárt. Az ID35-ös eseményt előidéző PeV energiájú neutrínó eredetére [99] a PKS B1424-418 nevű blazárt javasolta.

2. Fejezet

A relativisztikus jetek rádiócsillagászati megfigyelése

2.1. Nagyon hosszú bázisvonalú interferometria

A relativisztikus jetek legkisebb szögskálán való vizsgálatát a nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (very long baseline interferometry, VLBI) módszerének kifejlesztése tette lehetővé. Az alábbiakban a VLBI technikát ismertetem Burke és Graham-Smith „An introduction to radio astronomy” című munkája alapján [38].

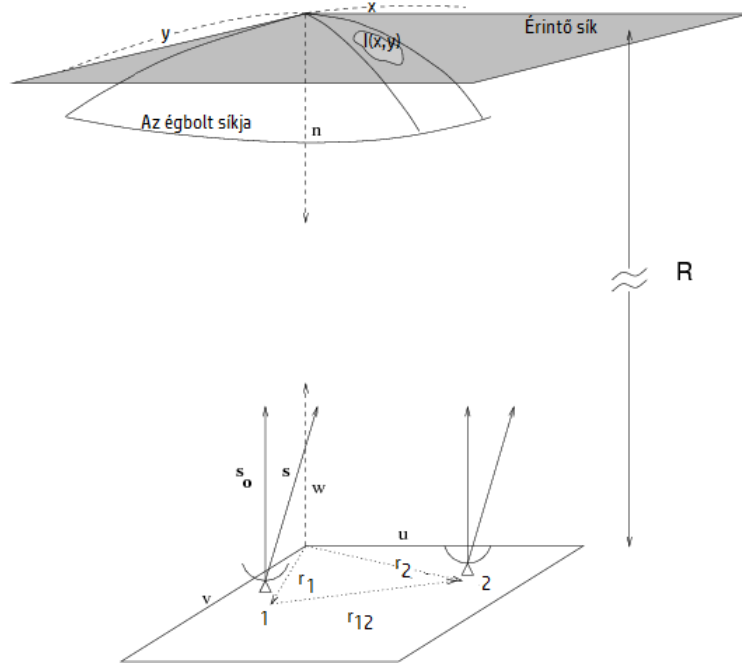
A felbontás Rayleigh-féle kritériuma szerint két Gauss intenzitáseloszlású jelalak éppen megkülönböztethető θ szöggel, ami az alábbi módon függ a λ észlelési hullámhossztól, és a teleszkóp elsődleges tükrének D lineáris méretétől:

$$\theta \propto \frac{\lambda}{D}. \quad (2.1)$$

Az összefüggésből látszik, hogy egy D tükörátmérőjű optikai teleszkóppal sokkal jobb felbontást lehet elérni, mint egy ugyanakkora átmérőjű rádióteleszkóppal, a rádióhullámok sokkal nagyobb hullámhossza miatt. Közvetlen technikákkal, például rádió hullámhosszakon végzett Hold-okkultációs méréssel 1 ívmásodperc pontosság volt elérhető (például [81, 82, 83]). Ennél sokkal pontosabb szögfelbontást tesz lehetővé az apertúra-szintézis, amit először Ryle és Hewish írt le [181]. A módszer során a Föld különböző pontjain elhelyezkedő kisebb rádióteleszkópok segítségével egy nagy virtuális rádióteleszkópot hoznak létre.

A VLBI módszert 1967. április 17-én használták először rádiócsillagászati megfigyelés céljából [35, 36]. Rádiócsillagászok két kanadai rádióteleszkópot, a Dominion Radio Astrophysical Observatory 26 m-es teleszkópját, és az attól 3074 km-re található Algonquin Radio Observatory 43 m-es teleszkópját használták interferométerként, és az így létrehozott hálózattal kvazárokat vizsgáltak.

A rádióhullámhosszakon elérhető finom szögfelbontás magyarázata az, hogy a rádió-interferométer hálózatok által elérhető θ szögfelbontás nem az egyes elemek átmérőjétől, hanem a közöttük levő távolságtól, az úgynevezett bázishossztól függ, és ez a bázishossz több ezer km is lehet (a hálózat maximális felbontását a leghosszabb bázisvonal határozza meg). Ma már rutinszerű a 0,1 mas felbontás, illetve űr-VLBI észlelésekkel akár a mikro-ívmásodperc felbontás is elérhető a Földet az űrteleszkóppal összekötő bázisvonal mentén. Az interferometria módszere az optikai és infravörös csillagászatban is használatos (például [8]), viszont ezen megfigyelési



2.1. ÁBRA. A forráshoz és az észlelőhöz kötött referencia síkok (Bhatnagar PhD értekezésének 2.2 ábrájának magyarítása [17]). Az égbolt síkjának 2D közelítését mutatja a érintő sík. A ábrázolt interferométer hálózat az 1-sel és a 2-sel jelölt rádióteleszkópokból áll. A forrás szögkiterjedése kicsi, így $x^2 + y^2 \ll 1$ miatt a w irányú integrálás eltüntethető (részletesebben [17]).

tartományokban a hullámhossz rövidsége miatt a koherencia előállítása technikailag igen nehéz. Az interferométer hálózat egyes elemek átmérőjének növelésével a mérés érzékenységét lehet növelni.

A VLBI módszer az égbolt két különböző pontjából érkező elektromágneses hullámok közös koherencia függvényét vizsgálja. Az interferométer hálózat elemei által felvett jelek mellett atomórák időjeleit is felveszik, ami alapján egy központi egység, az ún. korrelátor segítségével előállítható az interferencia.

A VLBI módszer alapvető egyenlete egy égi objektum elektromos terének térbeli koherenciafüggvénye, amit az ún. uv -síkból adunk meg. Az uv -sík definíciója $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \lambda(u, v, 0)$, ahol \mathbf{r}_i az i -edik antenna pozíciója, és λ az észlelési hullámhossz. Az uv -síkot mutatja a 2.1. ábra. Az égbolt síkjában mért $I_\nu(x, y)$ fényességeloszlás és az uv -síkból mért $V_\nu(u, v)$ komplex vizibilitások közötti kapcsolatot teremti meg az alábbi egyenlet:

$$V_\nu(u, v) = \int \int I_\nu(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy, \quad (2.2)$$

ami tulajdonképpen a forrás felületi fényességének 2D Fourier transzformációja. A fenti egyenlet a Van Cittert–Zernike elmélet keretében ismeretes, ami szerint bizonyos feltételek mellett

egy távoli, inkoherens forrás közös koherenciafüggvénye egyenlő annak a komplex vizibilitásával [213, 227]. Vagyis az interferometriai mérés a forrás fényességeloszlásának Fourier transzformáltját adja, hiszen $V_\nu(u, v)$ az $I_\nu(x, y)$ Fourier transzformáltja. A transzformáció megfordítható, vagyis inverz Fourier transzformáció segítségével visszanyerhető a forrás fényességeloszlása az uv -síkból tárolt információ alapján:

$$I_\nu(x, y) = \iint V_\nu(u, v) e^{2\pi i(ux+vy)} dudv. \quad (2.3)$$

Az uv -sík mintavételezése az interferométer rendszer lehetséges bázisvonalainak számától, és az észlelés időtartamától függ. N elemből álló rendszerben a bázisvonalak lehetséges száma $N_b = N(N - 1)/2$. Például az Amerikai Egyesült Államok területén található Very Large Baseline Array (VLBA) 10 eleme 45 lehetséges bázisvonalat ad. Az uv -sík mintavételezési sűrűsége az $S(u, v)$ mintavételezési függvénnyel írható le. Minél sűrűbben mintavételezett az uv -sík, annál több Fourier komponense van a szintetizált felvételnek. A végeredmény a „piszkos” kép (dirty image), ami a mérési rendszer $B(u, v)$ pontkiszéledési függvénye (point-spread function, PSF), rádiócsillagászati terminológiában „piszkos” nyaláb (dirty beam) és a forrás $I_\nu(x, y)$ fényességeloszlásának a konvolúciója:

$$I_\nu^D = \iint V_\nu(u, v) S(u, v) e^{2\pi i(ux+vy)} dudv, \quad (2.4)$$

és

$$B(x, y) = \iint S(u, v) e^{2\pi i(ux+vy)} dudv, \quad (2.5)$$

vagyis $B(x, y)$ az $S(u, v)$ Fourier-transzformáltja. Látszik, hogy a forrás valódi fényességeloszlásának modellezése érdekében dekonvolválni kell a piszkos képet a mérési rendszer PSF-jével (Fourier-térben a szorzás konvolúciónak felel meg). Az interferométer hálózat bázisvonalainak egyidejű használatát hívjuk apertúra-szintézisnek, és a Föld forgásának kihasználásával érhető el a Föld-forgás szintézis.

Az interferométeres mérések alapvető tulajdonsága, hogy abszolút pozíciómérést csak egy speciális mérés, az ún. fázis referált mérés végrehajtásakor tudnak megvalósítani. A fázis referált mérés alapkonceptiója az, hogy két egymáshoz nagyon kicsi szögtávolságra levő forrás fázis hibái hasonlóak. A mérés során egy, a cél forráshoz nagyon közeli kalibrátor forrást is észlelünk. A cél forrás előtt és után észlelt kalibrátor forrás alapján interpolált fázis korrekciókat alkalmazunk a cél forrás fázisán.

A fázis referált mérések általában igen költségesek, és nehéz megvalósítani őket, különösen ha a cél forrás közelében nincs megfelelő fényességű kalibrátor forrás. A differenciális térképezés módszerével a vizsgált forrás egy kitüntetett pontjához (a legfényesebb komponens, az ún. VLBI-mag) képezt térképezzük fel a forrás szerkezetét. Így is relatív pozíciókat kapunk, viszont a térkép origója nem inerciarendszerhez kötött, mint fázis referált mérés során.

2.1.1. Rádió interferométer hálózattal végzett mérések kalibrációja

Egy ideális rádió antenna-pár, tökéletesen definiált bázisvonalakkal, pontosan beállított idő-késésekkel, stabil mérőkörnyezettel tökéletes komplex vizibilitásokat adna. Gyakorlatban ez nem fordul elő, a Földi légkör hatása, illetve a hálózat nem idealitása miatt az interferométer rendszer által felvett $V(u, v)$ komplex vizibilitásokat nem elég inverz Fourier transzformálni a

forrás $I(x, y)$ fényességeloszlásának visszanyeréséhez, először kalibrálni kell azokat. A nyers interferométer adatok kalibrációs folyamata három lépésből áll. Ezek a fringe-fitting, a fluxus- vagy más néven amplitúdó-kalibráció, és a fáziskalibráció.

Fringe-fitting

A mérendő elektromos hullámoknak amplitúdója és fázisa van. A fringe-fitting lépésével megtaláljuk a fázis-reziduálokat mind időben, mind frekvenciában, és eltüntetjük azokat. A kalibrációs lépés során egy idő szerinti, valamint egy frekvencia szerinti átlagolással a végső kép jel/zaj aránya jelentősen növelhető.

Amplitúdó-kalibráció

Az amplitúdó-kalibráció során egy erősítő függvényt származtatunk minden egyes antennára. Ehhez amplitúdó-kalibrátorok, ismert fluxusú égi objektumok, valamint a rendszer és az antenna hőmérsékletek ismerete szükséges. Magas frekvenciákon a földi légkör idő- és helyfüggő áteresztését is figyelembe kell venni.

Önkalibráció

Az önkalibráció az uv -sík hiányos mintavételezését, valamint az amplitúdó és fázis hibákat veszi figyelembe. Amennyiben az erősítő függvény ismert, a hálózat hatása, illetve a jel terjedése általi amplitúdó és fázis-hibák ismertté válnak. Legyen bármely pár fringe-fázisa $\phi_{ij} \equiv \phi_i - \phi_j$. Ha három, egymással zárt hurkot adó bázison képezzük a

$$\phi_{ijk} = \phi_{ij} + \phi_{jk} + \phi_{ik}, \quad (2.6)$$

fázis-összeget, akkor a fázisra vonatkozó antenna-hibák kiejthetővé válnak. Ez a mennyiség, az ún. „zárófázis” független az instrumentális és légköri fázis okozta fázistolásoktól. Egy N elemből álló interferométer hálózatban $1/2(N - 1) - (N - 1)$ független zárófázis lehetséges [50]. Hasonlóképpen párosítva bármely négy rádió teleszkóp fringe-amplitúdóit megkapjuk az ún. „záróamplitúdó” mennyiséget

$$A_{ijkl} = \frac{|V_{ij}| |V_{kl}|}{|V_{ik}| |V_{jl}|}, \quad (2.7)$$

ami szintén független az instrumentális és légköri hatásoktól. Egy N elemből álló interferométer hálózatban $1/2(N - 1) - N$ a független záróamplitúdók száma [50]. Önkalibráció során a fázis és amplitúdóra vonatkozó záró összefüggéseket használva az észlelt forrás szerkezete rekonstruálhatóvá válik. Ahogy a VLBI hálózat elemeinek számát növeljük, a fázis és amplitúdó-információk egyre nagyobb hányadát kapjuk vissza. A jelenlegi VLBI adatredukciós szoftverek ezen záró összefüggéseket használják. A fenti módszerek részletes diszkussziója megtalálható Zensus munkájában [226].

2.1.2. VLBI képalkotás

Képalkotás során a piszkos nyálábot dekonvolváljuk a kalibrált vizibilitás adatokkal, ami nemlineáris műveletet jelent. A folyamat nehézsége, hogy az uv -sík olyan pontjaiban is becsülni

kell a vizibilitási egyenletet, ahol nincsenek mérési pontok. Ilyen becslések válnak lehetővé a CLEAN algoritmus [90] vagy a Maximum Entrópia Módszer (MEM) használatával [64]. A legegyszerűbb modell:

$$\hat{V}(u, v) = \sum_p \sum_q \hat{I}(p\Delta x, q\Delta y) e^{2\pi i(pu\Delta x + qv\Delta y)}, \quad (2.8)$$

ahol a képsík $N_x \times N_y$ darab $\Delta y \times \Delta y$ területű cellára van felosztva. Így a modellnek $N_x N_y$ szabad paramétere van. Az uv -sík azon pozícióiban ahol nincs mérés, a modell bármilyen értéket felvehet. A cellákra való felbontás hatására a fenti egyenlet egy konvolúciós relációvá alakul:

$$I_{p,q}^D = \sum_{p',q'} B_{p-p',q-q'} \hat{I}_{p',q'} + E_{p,q}, \quad (2.9)$$

ahol I^D jelöli a piszkos képet, B a piszkos nyaláb, \hat{I} a cellákra felosztott valódi kép, és E a zaj-függvény. Az egyenlet megoldása szolgáltatja a valódi képet. Ehhez a konvolúciós egyenlet első megoldásainak helyes kombinációit, és homogén megoldások részhalmazait kell megtalálni. Az első megoldásokban definíció szerint az uv -sík nem mintavételezett pontjai szerepelnek, amelyeknek így nulla az amplitúdója.

CLEAN algoritmus

A legelterjedtebb dekonvolúciós metódus a CLEAN algoritmus. Ez a konvolúciós egyenlet megoldásait találja meg nemkonstans erősségű pontforrások összeadásával. Iteratív folyamat során találjuk meg ezen pontok pozícióit és amplitúdóját, dekonvolúció által progresszívan levonva a piszkos nyalábot a piszkos képből. A végső dekonvolvált kép az előzőekben megtalált pontkomponensek összege, konvolválva a Gauss profilú ún. helyreállító nyalábbal („restoring beam”). CLEAN algoritmus segítségével elég pontosan mérhető a forrás összintenzitása.

Modellillesztés

Az értekezésben felhasznált jetszerkezeti adatokat a kalibrált vizibilitások modellillesztésével kaptam meg. Ezen eljárás során nem pontszerű forrásokból állítjuk elő a jetek felületi fényességeloszlását, hanem 2 dimenziós, Gauss fényességprofilú komponensek összeadásával kapjuk meg azt. Ez a módszer főként a kiterjedt források esetében használatos. Ilyenek az értekezés szempontjából releváns, hosszú jettel rendelkező aktív galaxismagok. Modellillesztés során az egyes Gauss komponensek összfényességét, pozícióját, és méretének félértékisélességét kapjuk meg. Elliptikus komponensek illesztésekor plusz egy illesztendő paraméter a profil kis és nagy-tengelyének aránya. Az első illesztendő komponens általában az ún. VLBI mag a legfényesebb. A VLBI mag illesztése után azt, és a maradék képen iteratívan az egyre kisebb összfényességű komponenseket illesztve majd levonva eljutunk a zajszint közelébe. Általában 4 vagy 6σ zajszintet tekintünk határnak, az ennél halványabb komponensek már nem jól definiáltak.

2.2. Hogyan építsünk fel egy VLBI jetet?

2.2.1. Kalibrált komplex vizibilitások lelőhelye: a MOJAVE felmérés

A „Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments” (MOJAVE) nevű rádiócsillagászati felmérés több, mint 20 évre visszamenőleg szolgáltat adatokat a több millió

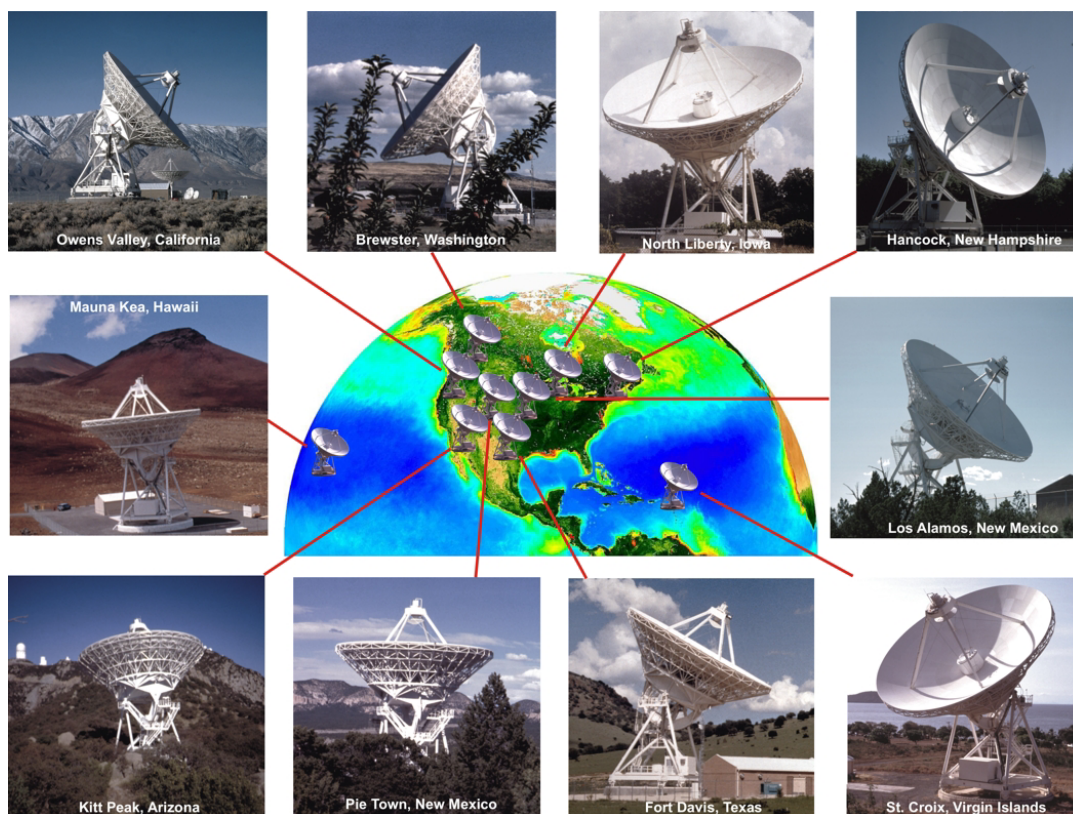
naptömegű fekete lyukak által hajtott akkréciós korongból származó jetekről (például [131, 132, 133]). A mérések a „Very Long Baseline Array” (VLBA) nevű rádió-interferométer hálózattal történnek 15 GHz-es (2 cm) észlelési frekvencián. A VLBA 10 darab, egyenként 25 m átmérőjű rádióteleszkópból áll, amelyek az Amerikai Egyesült államok területén találhatóak (lásd 2.2 ábra). A hálózatot a National Radio Astronomy Observatory (NRAO) Socorro-ban (Új-Mexikó) található Science Operations Center nevű intézete koordinálta 2016. október 1-ig, amikortól a VLBA felügyeletét a Long Baseline Observatory (LBO) vette át. Az egyes állomások, zárójelben a vonatkozó állam neve: 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 leghosszabb bázisvonal 8611 km, ami Mauna Kea és St. Croix állomások között található. A felbontást leginkább jellemző érték, a nyaláb-félértékszélesség 0,47 mas 2 cm-en.

A MOJAVE minta statisztikailag teljes gyűjteménye 133 rádióhangos AGN jetnek. A fluxussűrűség határa 1,5 Jy az északi, és 2 Jy a déli égbolton. A déli égbolton azóta magasabb a fluxussűrűség határ, amióta a VLBA redukálta ennek az égboltnak az óraszög lefedését, aminek következménye a gyengébb képalkotó képesség volt [131]. A MOJAVE csoport nagy felbontású rádiótérképeket szolgáltat a felmérésben részt vevő forrásokról, és ami igazán üdvös, az az epochák nagy száma forrásonként (a medián érték 15 epocha/forrás). VLBI méréseknél általában egy év áll rendelkezésre a távcsőidő igénylő csoportnak az adatok kizárólagos felhasználására, egy év után a nyers VLBI adatokat közzéteszik. Ezzel szemben a VLBA hálózattal felvett adatokat a MOJAVE csoport kalibrálja, és a kalibrált *uv*-vizibilitásokat kivárási idő nélkül teszi közzé az interneten. Maga a feldolgozás pipeline alapú és automatizált, amiről bővebben a <http://www.vlba.nrao.edu/astro/calib/pipeline/> oldalon lehet olvasni. A kalibrált vizibilitásokat már közvetlenül lehet használni a rádiótérképek elkészítéséhez. A MOJAVE csoport elvégezte a jetek felületi fényességeloszlásának Gauss komponensekkel való automatikus modellezését, és kinematikai vizsgálatát. A felmérés eddig összesen 13 publikációt eredményezett (a legfrissebb ezek közül [133]), valamint számos független munkában használták fel a publikus adatokat. 2016-ban jelentették be, hogy a MOJAVE program folytatódhat: 2019 végéig összesen 12x24 óra magas prioritású VLBA-távcsőidőt kaptak, ami lehetővé teszi a 133 forrásból álló minta bővítését.

2.2.2. A modellillesztési eljárás gyakorlatban

Az értekezés legnagyobb részét adó munkáimban [122, 123] hasonló elvet követve jutottam el az eredmények alapjául szolgáló jetkomponens adatokhoz. Az adott forrás kalibrált *uv*-vizibilitásait letöltöttem a MOJAVE publikus adattárából¹, és modellillesztési eljárást végeztem rajtuk a Caltech DIFMAP nevű szoftverét használva [192]. A szabadsági fokok csökkentése érdekében, és hogy a különböző epochákban rekonstruált komponensek konzisztensek maradjanak egymással, csak kör alapú Gauss profilokat használtam a jetek felületi fényességeloszlásának leírásához. A 2.3 áran mutatok egy példát a DIFMAP-pal készített rádiótérképre. A több évet átölelő adatok modellillesztésének végrehajtásával nyomon követhetjük a jetkomponensek tulajdonságainak időfejlődését.

¹ <http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/>



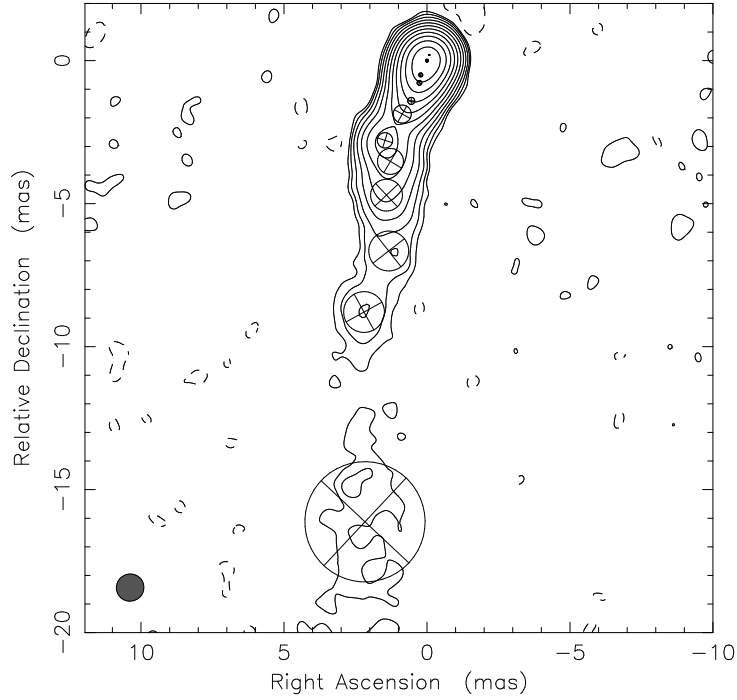
2.2. ÁBRA. A Very Large Baseline Array rádió-interferométer hálózat az Amerikai Egyesült Államok területén (forrás: http://images.nrao.edu/images/vlba_montage_med.jpg).

Modellillesztés során az illesztett paraméterek a komponensek integrált fluxussűrűsége (S_t), a magszeparációja (r), pozíciószöge északtól mérve, keleten keresztül (λ), és a félértékszélessége (d). A különböző időpontokban és észlelési frekvenciákon készített képeken a komponenseket kereszt-azonosítva tanulmányozhatjuk azok tulajdonságainak változását és az általuk felépített jet kinematikáját.

2.2.3. Hibabecslés és komponensazonosítás

Miután kivontam a jetkomponenseket az eredeti térképből, minden komponensre meghatároztam az illesztés és komponens-levonás utáni zajszint négyzetes középértékét (root mean square, rms , σ_p) a reziduál képeken. A komponensek fluxusának maximumát (S_p) az integrált fluxussűrűségéből és komponens félértékszélességéből határoztam meg. Jelölje θ_{\min} és θ_{\max} a helyreállító beam kis- illetve nagytengelyét. Így a beam-mérete $\theta = \sqrt{\theta_{\min}^2 + \theta_{\max}^2}$. Ekkor az integrált fluxussűrűség hibáját megadhatjuk a következő módon [186]:

$$\sigma_t = \left(\sigma_p \cdot \sqrt{1 + SNR} \right) \sqrt{\left(1 + \frac{S_t^2}{S_p^2} \right)}, \quad (2.10)$$



2.3. ÁBRA. Az S5 1928+738 jetének modell illesztése a 2013,06-as epochában, és 15 GHz-es észlelési frekvencián. A VLBI mag a (0,0) pozícióban található. A kontúrok a $2,18 \text{ Jy beam}^{-1}$ -es csúcs-fluxus százalékában vannak megadva, és kétszeres faktossal növekednek. A legalacsonyabb kontúrszint $1.1 \text{ mJy beam}^{-1}$ (a csúcs-fluxus 0,05 százaléka). Az rms zaj $0,16 \text{ mJy beam}^{-1}$. A helyreállító nyáláb mérete a kép bal alsó sarkában található ($0,9 \text{ mas} \times 0,9 \text{ mas}$). Minden egyes kör egy Gauss profilú modellkomponensnek felel meg. A körök mérete a komponensek méretét reprezentálja.

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

$$\sigma_d = \begin{cases} \sigma_p \cdot \sqrt{\theta^2 + d^2}/S_p, & \theta > d \\ \sigma_p \cdot d/S_p, & \theta \leq d. \end{cases} \quad (2.11)$$

A pozíciós hibák számolásánál Lister és munkatársai [131] ajánlása alapján elfogadtam, hogy a pozíciók bizonytalansága a helyreállító nyálákkal konvolvált komponensméretnek nagyjából a 10 százaléka. Így a pozíciós hibák:

$$\sigma_x = 0,1 \cdot \sqrt{\theta_x^2 + d^2}, \quad (2.12)$$

$$\sigma_y = 0,1 \cdot \sqrt{\theta_y^2 + d^2}, \quad (2.13)$$

ahol θ_x és θ_y rendre az x és y tengelyre projektált beam méretek. A fekete lyuk kettőst tartalmazó modellünk teszteléséhez x és y koordinátákra volt szükségem, ezek r és λ mennyiségekből számolhatóak: $x = r \sin(\lambda)$, $y = r \cos(\lambda)$.

A komponens-pozíciók viszonylag biztonságosan származtathatók a legkompaktabb komponensek esetében. Általában viszont a nagyobb magseparáció nagyobb komponensméretet

eredményez a komponensek adiabatikus hűlése és tágulása miatt, így a pozíciós bizonytalanságok a magzeparáció növekvő függvényei.

A komponens-azonosítás során a különböző epochában készített térképeken kereszt-azonosítjuk a komponenseket, megkövetelve a magzeparáció, integrált fluxus, és komponens-méret folytonos változását.

2.3. Jet precesszió azonosítása

Három fő technika fejlődött ki az AGN jetek tanulmányozásának céljából. A VLBI mérések érzékenysége, valamint mintavételezési frekvenciája nagy mértékben befolyásolja ezen technikák alkalmazhatóságát, végső soron a precesszáló jet leírásának pontosságát.

2.3.1. AGN jet morfológia

A VLBI észlelések példátlan térbeli felbontást és fluxusérzékenységet biztosítanak a más hullámhosszakon végzett mérésekhez képest. A VLBI megfigyelések elvégzésével lehetővé válik az AGN jetek morfológiájának részletes vizsgálata. Az AGN jetek gyakran mutatnak erős görbületet szub-parszektól egészen megaparszekes skálákig (például [114, 115, 4, 218, 42, 182]). Az értekezés szempontjából a parszek-skálájú görbületek fontosak, hiszen a fény véges terjedési sebessége miatt az emberi időskálán észlelhető periodicitások ezen a térbeli skálán jelennek meg.

A görbület azonosítása az egyes jetkomponensek látszó pozíciója alapján történik (például [32]). Az egyes jetkomponensek pozícióit ábrázoljuk az idő függvényében (leggyakrabban a VLBI magtól való távolságot), és ennek segítségével adjuk meg a jet nyalábgerincének alakját. A nyalábgerinc egy olyan vonal, ami a jetet leíró VLBI komponensek központjait köti össze egy észlelési epochában (például [94, 34, 101]). Az AGN jetek nyalábgerince alapján kimutathatóvá válik azoknak esetleges erős görbülete.

2.3.2. AGN jet kinematika

A különböző epochákban végzett VLBI észlelések nem csak a jet alakját tárják fel, hanem a jetet felépítő komponensek sajátmozgását is. A komponensek sajátmozgása nem csak a komponensek fizikáját jellemzi (például [143]), hanem segít feltárni a jetalap esetleges precesszióját is. Különösen a nem-ballisztikus mozgások, a komponensek gyorsulása és/vagy nem-radiális mozgása jelzik a precesszáló jet jelenlétét. A szakirodalomban számos helikális struktúrát mutató AGN jetről kiderült, hogy a görbület plazma-instabilitásokhoz köthető (például Kelvin-Helmholtz instabilitás [39, 79, 157]). Ezzel szemben számos nem-ballisztikus mozgást mutató jetről kiderült, hogy a jetalap precessziója alakítja ki a jet periodikus struktúráját (például [201, 3, 33, 135, 119, 102]). A kétféle, hidrodinamikai instabilitások és precesszió okozta helikális alak megjelenése közötti alapvető megfigyelési különbséget a következő fejezetben ismertetem.

Az egyes komponensek égboltra projektált pozíciója direkt módon használatos analitikai modellek illesztésére, amik segítségével becsülhetővé válik a jet nyílásszöge, inklinációja, az egyes komponensek kidobási ideje és szöge, valamint elegendő adat alapján a jet precessziós periódusa, és így egy esetelegesen jelen levő kettős fekete lyuk rendszer periódusa.

2.3.3. AGN fluxussűrűség változékonyság

Egy forrás optikai és/vagy rádió hullámhossztartományon hosszú időt átfogó megfigyelése lehetővé teszi a fénygörbe elkészítését. A fénygörbe alapján tanulmányozható a jet-precesszió, és szupernagy tömegű fekete lyuk kettős rendszerek jelenléte. Az AGN jetekben relativisztikus sebességgel áramló töltött részecskék által kibocsátott fény nagy mértékben Doppler-erősített, így a jetkomponens pályája és a látóirány közötti kis szögváltozások a látszó fényesség jelentős változékonyságához vezetnek. Belső, nem precesszióhoz köthető folyamatok is a fluxus változékonyságához vezethetnek (például táguló sokk-hullám az AGN jetben), ilyenkor az opacitás frekvenciától való függése miatt egy adott esemény más és más időpontokban jelenik meg különböző hullámhossztartományokban megfigyelve (ez a „lagging” jelensége). A relativisztikus effektusokhoz köthető fluxusnövekedés ellenben szinkronban történik különböző hullámhossztartományban vizsgálva (például [166, 118]). Adott hullámhosszon felvett AGN fénygörbék periodicitásának vizsgálatával (például [59, 118]) és a különböző hullámhossztartományban mért fénygörbék kereszt-korrelációjával (például [168, 33]) a precesszió periódusa megadható. Ezt a módszert alkalmazták az OJ 287 [217], illetve 3C 454.3 [167] nevű aktív galaxismagban sejtett szupernagy tömegű fekete lyuk kettős rendszerek pályaparamétereinek származtatásához. Az ilyen tanulmányok kivitelezésénél nehézsége a megfelelően sűrű mintavételezésben rejlik, ami a precízen meghatározott periodicitások származtatásához szükséges (például [175, 200, 42]).

3. Fejezet

Szupernagy tömegű fekete lyuk kettősök és periodikus jet struktúrák

3.1. A szupernagy tömegű fekete lyuk kettős rendszerek dinamikai evolúciójáról

Szupernagy tömegű fekete lyukak jelenléte galaxisok központjában [23], valamint a galaxisüt-közések fontos szerepe a hierarchikus galaxisfejlődésben [190], és az ütközési folyamat hosszú időskálája [14] azt sugallja, hogy a szupernagy tömegű fekete lyukak gyakorta kölcsönhatnak kettős rendszert hozva létre.

Ezen kettős rendszerek végső összeolvadásig tartó fejlődésében három fázist tudunk elkülöníteni [14]. Az első fázisban a szeparáció fokozatosan csökken a dinamikai súrlódás hatására (például [22]), és a fekete lyukak fokozatosan egy közös gravitációs potenciálvölgy felé süllyednek, széles fekete lyuk kettős párt alkotva. A második fázisban a fekete lyukak kettőse gravitációsan kötötté válik (a kettős gravitációs potenciálja negatívabb, mint az individuális tagok potenciáljainak összege), és a kettős energiát veszít a központi csillagpopulációval való gravitációs kölcsönhatásban. A harmadik fázisba fejlődve a gravitációs sugárzás lesz a kettős energiájának és pálya-impulzuszórájának fő disszipációs motorja. A masszív fekete lyuk kettősök evolúciójának részletes áttekintése megtalálható például Merritt és Milos munkájában [147]. A fekete lyuk kettősöknek az észleléseik alapján történt jellemzése található Komossa munkájában [110].

A gravitációs sugárzás dominálta fázist három további alfázisra lehet bontani: bespirálozás, összeolvadás és lecsengés. A bespirálozás állapotában az általános relativitáselmélet effektusait a poszt-Newtoni (PN) formalizmus keretében szokás tárgyalni. Ez a dinamikát leíró mozgásegyenlet $\varepsilon = Gmc^{-2}r^{-1}$ PN paraméter szerinti sorfejtése, ahol m a fekete lyuk kettős teljes tömege, r annak a szeparációja, G a gravitációs konstans, és c a fénysebesség. A PN technikák a bespirálozás fázisára jellemző $0,001 < \varepsilon < 0,1$ feltétel teljesülése esetén alkalmazhatóak [69, 129], az összeolvadás mozgásegyenleteinek megoldása numerikus közelítéseket igényel.

A kompakt kettősök mozgásegyenlete (például [108]):

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{Gm\mathbf{r}}{r^3} (1 + \mathcal{O}(\varepsilon) + \mathcal{O}(\varepsilon^{1.5}) + \mathcal{O}(\varepsilon^2) + \mathcal{O}(\varepsilon^{2.5}) + \dots), \quad (3.1)$$

ahol G a gravitációs konstans, \mathbf{r} a kettős szeparáció ($r = |\mathbf{r}|$), ε a poszt-Newtoni paraméter, és $\mathcal{O}(\varepsilon^n)$ az n -dik PN rendet jelöli. Newtoni rendben a kettős radiális fejlődését az m teljes tömeg, a T pályaperiódus, és az r szeparáció jellemzi, úgy, hogy ezek közül csak kettő független. 1PN rendben a $\nu = m_2/m_1$ (ahol $m_1 > m_2$) tömegarány lép be negyedik paraméterként. Az 1,5PN rendben és felette az $S_i = Gc^{-1}m_i^2\chi_i$ spinek is megjelennek a dinamikában, ahol χ_i a dimenziómentes spin-paraméter, és i index az i -dik fekete lyukat jelöli. A 2PN rendben újabb dinamikai paraméter a Q_i tömeg-kvadrupól skalár, aminek a például Poisson által megadott kifejezése [164]:

$$Q_i = -\frac{G^2}{c^4}w\chi_i^2m_i^3, \quad (3.2)$$

ahol $w = 1$ Kerr fekete lyukakra [209].

Második PN rendig az ütközés dinamikája konzervatív, mozgáskonstansok az E teljes energia, és a $\mathbf{J} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 + \mathbf{L}_N$ teljes impulzusmomentum, ahol \mathbf{L}_N a newtoni pálya-impulzusmomentum, \mathbf{S}_1 a nagyobb tömegű fekete lyuk spinje, és \mathbf{S}_2 a másodlagos fekete lyuk spinje. Ha a spinek nem párhuzamosak a pálya-impulzusmomentummal, akkor a pályaperiódushoz képest lassú precesszáló mozgást végeznek [10, 11]:

$$\dot{\mathbf{S}}_i = \boldsymbol{\Omega}_i \times \mathbf{S}_i, \quad (3.3)$$

ahol $\boldsymbol{\Omega}_i$ az i -dik spin szögsebesség vektora, ami 2PN rendig spin-pálya (1,5PN), spin-spin (2PN) és kvadrupól-monopól (2PN) hozzájárulásokat tartalmaz. Gergely és munkatársai részletesen tárgyalják a spinek jelenlétében megvalósuló bonyolult dinamikát a [68] és [67] munkákban. Az említett spin-pálya, spin-spin, és kvadrupól-monopól tagokon túl mágneses dipólus, ön-spin és sugárzási visszahatási tagok is megjelennek a magasabb rendű dinamikában. Gravitációs sugárzás hatására az elliptikus pályák excentricitása csökken, majd eltűnik, ami a pályák körösödéséhez vezet [158]. Emiatt a továbbiakban körpálya közelítést veszek figyelembe.

A doktori munkám szempontjából fontos egy-spines esetre egyszerűsödik a dinamika, amikor a másodlagos fekete lyuk spinje elhanyagolható a domináns fekete lyuk spinje mellett. Gergely és Biermann megmutatta [69], hogy az ütköző fekete lyukak tipikus tömegarányának tartománya $\nu \in [1/30 \div 1/3]$. Ebben a tömegarány tartományban a domináns spin átbillenése „spin-flip”-je következik be.

Egy-spines esetben az $\mathbf{L}_N = \mu\mathbf{r} \times \mathbf{v}$ newtoni pálya-impulzusmomentum (ahol \mathbf{v} a $\mu = m_1m_2/m$ redukált tömeg sebesség vektora), az \mathbf{S}_1 domináns spin, és a \mathbf{J} teljes impulzusmomentum azonos síkban helyezkednek el, úgy hogy $\alpha = \arccos\{\hat{\mathbf{L}}_N \cdot \hat{\mathbf{J}}\}$, $\beta = \arccos\{\hat{\mathbf{S}}_1 \cdot \hat{\mathbf{J}}\}$ és $\kappa = \arccos\{\hat{\mathbf{S}}_1 \cdot \hat{\mathbf{L}}_N\}$ ($\kappa = \alpha + \beta$). Ekkor az \mathbf{S}_1 spin szögsebesség vektorát szétbonthatjuk spin-pálya (SO) és kvadrupól-monopól (QM) tagokra [68]:

$$\boldsymbol{\Omega}_1^{\text{SO}} = \frac{G(4+3\nu)}{2c^2r^3}L_N\hat{\mathbf{L}}_N, \quad (3.4)$$

$$\boldsymbol{\Omega}_1^{\text{QM}} = -\frac{3Gm_2Q_1}{r^3S_1}(\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_1)\hat{\mathbf{r}}, \quad (3.5)$$

ahol $r = |\mathbf{r}|$ a kettős szeparáció $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$ mentén. A (3.5) egyenlet pillanatnyi egyenlet, ezért azt átlagolni kell egy pályaperiódusra a szögsebesség szekuláris fejlődésének megadása érdekében (például [188]):

$$\boldsymbol{\Omega}_1^{\text{QM}} = -\frac{3G}{2c^2r^3}\nu \left(\frac{\mathbf{L}_N \cdot \mathbf{S}_1}{|\mathbf{L}_N|^2} \right) L_N\hat{\mathbf{L}}_N. \quad (3.6)$$

Figyelembe véve, hogy $\mathbf{S}_1 = \Omega_p \hat{\mathbf{L}}_N \times \mathbf{S}_1$, az Ω_p szögsebességet az alábbi tagokra bontjuk:

$$\Omega_1^{\text{SO}} = \frac{c^3}{2Gm} \varepsilon^{5/2} \eta [4 + 3\nu], \quad (3.7)$$

$$\Omega_1^{\text{QM}} = -\frac{3c^4}{2G^2 m^3} \varepsilon^3 \nu S_1 \cos \kappa. \quad (3.8)$$

A spin-vektor szögprecessziójának tehát ezek a járulékai. Gergely és Biermann megmutatta [69], hogy a bespirálzási fázis elején, amikor $L_N > S_1$ teljesül, a pálya-impulzusmomentum gravitációs hullámok általi kisugárzásának rátája, és a domináns spin precessziójának szög-frekvenciája 1,5PN rendben

$$\frac{1}{T_{\text{GR}}} = -\frac{\dot{L}}{L} = \frac{32c^3}{5Gm} \varepsilon^4 \eta, \quad (3.9)$$

$$\frac{2\pi}{T_{\text{SO}}} = \Omega_p = \frac{2c^3}{Gm} \varepsilon^{5/2} \eta, \quad (3.10)$$

alakra egyszerűsödik, ahol $\eta = \nu(1+\nu)^{-2} \in [0 \div 0,25]$ az aszimmetrikus tömegarány. Figyelembe véve a szupernagy tömegű fekete lyukak tömegére vonatkozó $\sim 10^6 M_\odot$ alsó, és $\sim 10^{10} M_\odot$ felső határokat, valamint az ütköző szupernagy tömegű fekete lyukak tipikus tömegarányának $\nu \in [1/30 \div 1/3]$ tartományát, a néhány éves periodicitások a bespirálzás állapotában levő kettős fekete lyuk jelenlétével konzisztensek. Ezért konkrét jet elemzéseknél a (3.9-3.10) egyenletek által meghatározott időskálákat alkalmazom.

3.2. Keringő fekete lyuk a jetalapnál

3.2.1. A helikális jet

A doktori munkám legnagyobb része kettős szupernagy tömegű fekete lyukaknak a VLBI jet mérésekből való kimutatásával foglalkozik. Alábbiakban bemutatok egy jetmodellt, amely alkalmas a nyalábgerinc időfejlődésének leírására. A kinetikus energia, impulzusmomentum és jet nyílásszög megmaradása az alábbi egyenletrendszerhez vezet, ami leírja a helikális jetben mozgó részecskék mozgását [201]:

$$r(t) = v_z t \tan \psi + r_0, \quad (3.11)$$

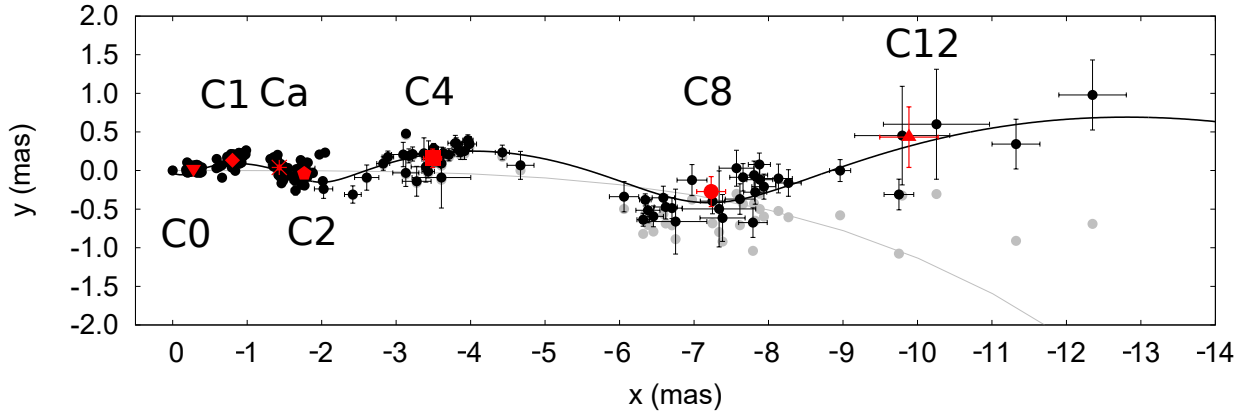
$$\phi(t) = \phi_0 + \frac{\omega_0 r_0}{v_z \tan \psi} \ln \frac{r(t)}{r_0}, \quad (3.12)$$

$$z(t) = v_z t, \quad (3.13)$$

ahol r és ϕ hengerkoordináták, v_z a jetsebesség a z -tengely mentén, ψ a helix fél-nyílásszöge, ω_0 a kezdeti szögsebesség. Az egyenletek a z tengely mentén növekvő $\lambda(z) = z(\phi + 2\pi) - z(\phi)$ hullámhosszhoz és $P(t) = t(\phi + 2\pi) - t(\phi)$ periódushoz vezetnek:

$$\lambda(z) = \left(z + \frac{r_0}{\tan \psi} \right) \left(e^{2\phi\tau} - 1 \right), \quad (3.14)$$

$$P(t) = \left(t + \frac{r_0}{v_z \tan \psi} \right) \left(e^{2\phi\tau} - 1 \right), \quad (3.15)$$



3.1. ÁBRA. Példa helikális jetalakra egy jelenleg beadásra készülő munkából [125], ami az S5 1803+784 nevű blazár jetével foglalkozik. A jetkomponenseket hibahatárral ellátott fekete pontok, míg a rájuk legjobban illeszkedő helikális modellt folytonos fekete vonal mutatja.

ahol $\tau = v_z \tan \psi / \omega_0 / r_0$ a kezdeti paramétereiktől függő konstans. Más szóval ezek az egyenletek egy, az origótól tekintve növekvő menetemelkedésű helikális jetet írnak le.

Fontos megjegyezni a helikális és a precessáló jetek közötti alapvető, VLBI észlelések alapján ellenőrizhető különbséget. Precessió esetén a jetkomponensek periodikusan változó irányba lövődnek ki, és a terjedés során az eredő mintázatuk kúpos csavarvonalat ad. Ilyen esetben a jet felületi fényességeloszlását leíró komponensek ballisztikus pályákon haladnak, és a konstans menetemelkedésű, kúpos csavarvonal mintázat a központtól való távolodó mozgást végez (folytonos jetkidobás esetén). Ahogy fentebb láttuk, a jefizikai okok miatt (például hidrodinamikai instabilitások) kialakuló helikális jet menetemelkedése növekszik a központtól mért távolsággal, és a jetkomponensek a fix helyzetű helikális mentén mozognak. A 3.1. ábrán konkrét példát mutatok be egy helikális jetalak általam elvégzett illesztésére.

3.2.2. A pályamozgás hatása

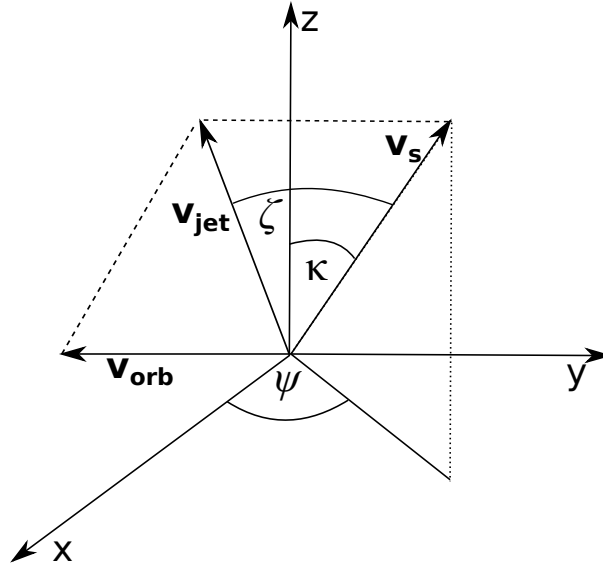
A doktori munkában bemutatott modell alapkonceptiója szerint a \mathbf{v}_{jet} valódi jetsebességet úgy kapjuk meg, hogy a jet \mathbf{v}_s perturbálatlan kibocsátási sebességét vektorilag összegezzük a jet kibocsátó fekete lyuknak a jetkibocsátás pillanatában megjelenő \mathbf{v}_{orb} pályasebességével. Ehhez vegyünk fel egy koordináta-rendszert a 3.2. ábrán látható módon.

Ha a jetet kibocsátó fekete lyuk pályasebessége sokkal kisebb, mint a jetsebesség, akkor a jetkibocsátás változatlan marad. Ha a jetkibocsátó fekete lyuk v_{orb} keringési sebessége a v_{jet} jetsebesség nagyságrendjébe esik, akkor a jetkibocsátás irányán nyomot hagy a periodikusan változó irányú fekete lyuk keringési vektora. Ennek a következményeként egy hullám-szerű látszólagos struktúra jelenik meg, és halad végig a jeten. A létrehozott szerkezet karakterisztikus fél-nyílásszöge:

$$\zeta = \arcsin \frac{v_{\text{orb}} \cos \kappa}{v_{\text{jet}}} \quad (3.16)$$

ami tulajdonképpen a

$$\zeta = \arcsin \frac{\|\mathbf{v}_{\text{jet}} \times \mathbf{v}_s\|}{v_{\text{jet}} v_s} \quad (3.17)$$



3.2. ÁBRA. A jet kibocsátó fekete lyuk \mathbf{v}_{orb} pályasebesség vektora és a \hat{v}_s eredeti jetsebesség összegzéséhez definiált koordinátarendszer. A keringési sebesség által kifeszített pályasíkra merőleges \mathbf{L}_N newtoni pálya-impulzusmomentum vektor a koordináta-rendszer z -tengelyét jelöli ki, ami az S_1 domináns spin irányába mutató \mathbf{v}_s vektorral κ szöget zár be. A \mathbf{v}_{jet} a helikális jet szimmetriatengelyét kijelölő vektor irányát mutatja.

általános eset kis κ szögek esetén érvényes közelítése. A mérésekből közvetlenül $\zeta^{\text{obs}} = \zeta / \sin \iota$ származtatható, ahol a $\sin \iota$ faktor projekciós okok miatt jelenik meg. Fontos megjegyezni, hogy ζ nem az előző alfejezetben bemutatott helikális jet fél-nyílásszöge, hanem a helikális jet szimmetriatengelye által körbejárt felület fél-nyílásszöge. Vezető rendben rendre a domináns és a kisebb tömegű fekete lyuk pálya menti sebességének nagysága:

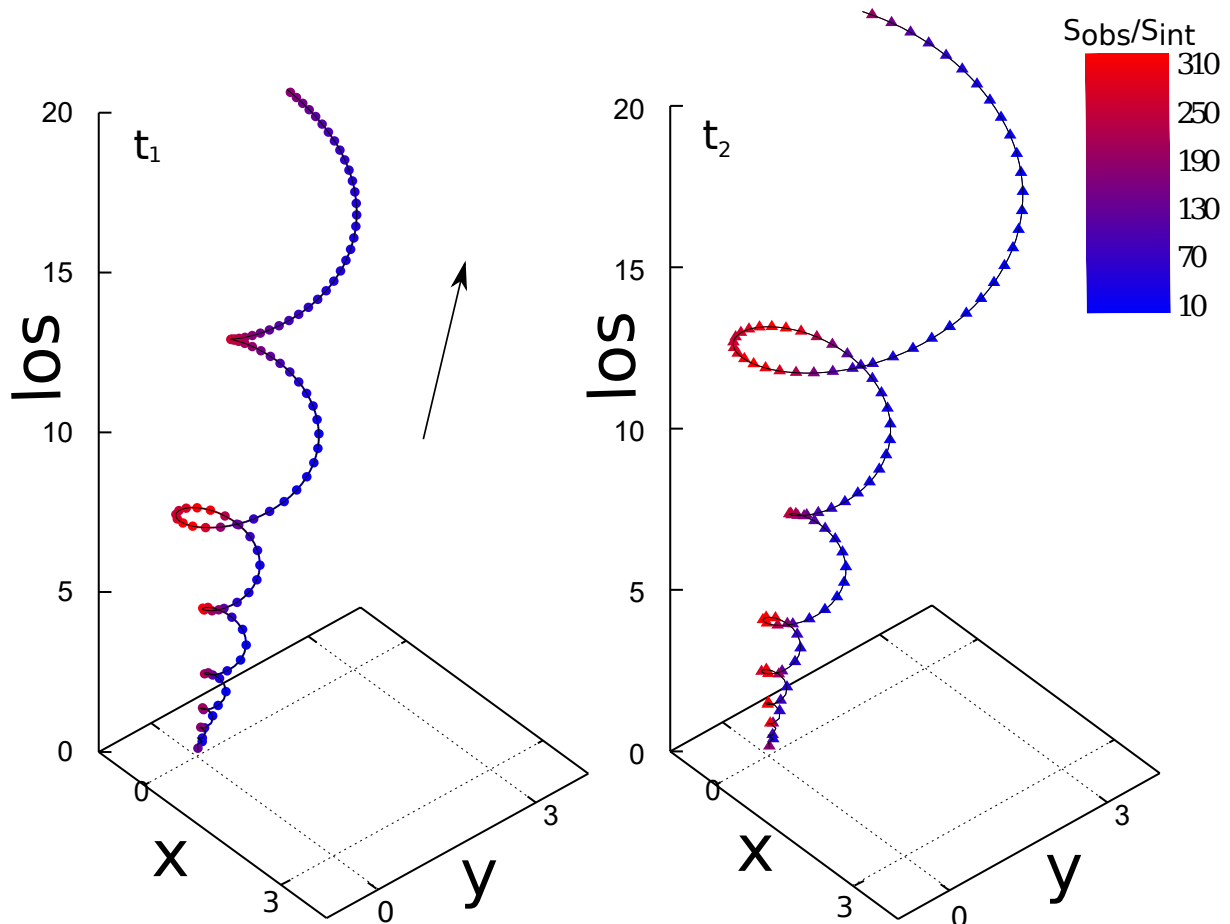
$$v_{\text{orb},1} = \frac{2\pi\nu}{(1+\nu)} \left(\frac{Gm}{4\pi^2 T} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.18)$$

$$v_{\text{orb},2} = \frac{2\pi}{(1+\nu)} \left(\frac{Gm}{4\pi^2 T} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3.19)$$

A pálya menti sebességek időfejlődése a végső összeolvadást megelőző rövid időszaktól eltekintve elhanyagolható (például [14]), ezért a VLBI mérésekkel kimutatható, néhány éves periódicitások jellemzésénél konstans keringési sebességet tettem fel. Így az alábbi kifejezés adódik a domináns fekete lyuk jetében észlelt másodlagos struktúra fél-nyílásszögének dinamikai mennyiségekkel való leírására:

$$\zeta = \arcsin \varepsilon^{1/2} \frac{\nu}{(1+\nu)} \frac{\cos \kappa}{\beta_{\text{jet}}}. \quad (3.20)$$

A fekete lyuk kettőstől távol a pályamozgás közvetlenül már nem befolyásolja a jet alakját, a kettős jele látszólagos mintázatként terjed végig a jet nyálábgerincén.



3.3. ÁBRA. A jetalagnál keringő fekete lyuk helikális jetre gyakorolt hatása a szimuláció t_1 (bal panel), és t_2 (jobb panel) időpillanatában, ahol a két időpillanat között eltelt idő a pályaperiódus fele. A jetrészecskéket t_1 időpontban telt körök, míg t_2 időpontban telt háromszögek reprezentálják. A részecskék színezése Doppler erősítésükkel arányos. A jet belső fényessége illetve a részecskék sebessége konstans a nyalábgerinc mentén, így a látszó fluxussűrűség inhomogenitása a nyalábgerinc mentén folyamatosan változó inklináció okozta változó Doppler erősítésnek tulajdonítható. A fekete nyíl a jet áramlás globális irányát mutatja.

3.1. TÁBLÁZAT. Szimulációs paraméterek.

	Paraméter	Érték
Részecskék	komponensszám	$N = 301$
	kibocsátási idő-különbség	$dt = 0.2$ év
	teljes eltelt idő	$t = 60.2$ év
Orientáció	a jettengely pozíciószöge	$\lambda_0 = 40^\circ$
	a jettengely inklinációja	$\iota_0 = 5^\circ$
Helikális jet	fél-nyílásszög	$\psi_0 = 5^\circ$
	jet sebesség	$\beta = 0.9944c$
	kezdeti szögsebesség	$\omega_0 = 100 \text{ mas yr}^{-1}$
	kezdeti mag-szeperáció	$r_0 = 0.01 \text{ mas}$
	spektrálindeks	$\alpha = -0.054$
	geometriai index	$n = 2$
Kettős fekete lyuk	teljes tömeg	$m = 10^8 M_\odot$
	pályaperiódus	$T = 10$ év
	tömegarány	$\nu = 1/2$
	spinszög	$\kappa = 0^\circ$

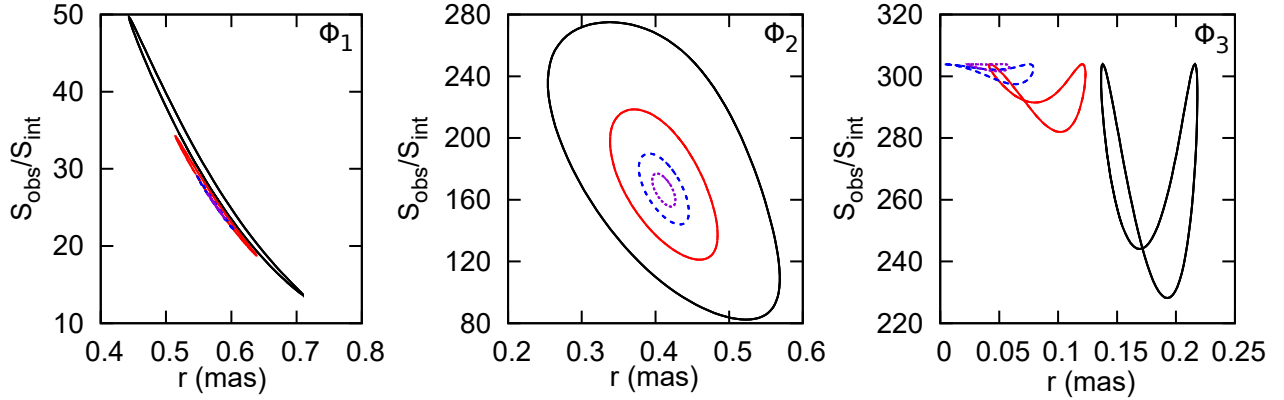
3.2.3. A pályamozgás által befolyásolt helikális nyalábgerinc szimulációja

Ebben az alfejezetben egy általam, C programozási nyelven íródott szimuláción keresztül mutatom be, hogy jetalapnál levő szupernagy tömegű fekete lyuk keringő mozgása hogyan befolyásolja a jetkidobást, illetve hogy a modell milyen pozíció és fényesség változást jósol a jetben. Fontos megjegyezni, hogy ez egy kinematikai modell, és nem alkalmas a jet magnetohidrodinamikai (MHD) leírására. Az MHD kódokban a különböző fizikai mennyiségek, például nyomás, vagy hőmérséklet térfogati átlagát fejlesztik, míg én a nyalábgerincet egy részecskefűzérrel definiálom a 3.2.1. fejezetben leírtak szerint.

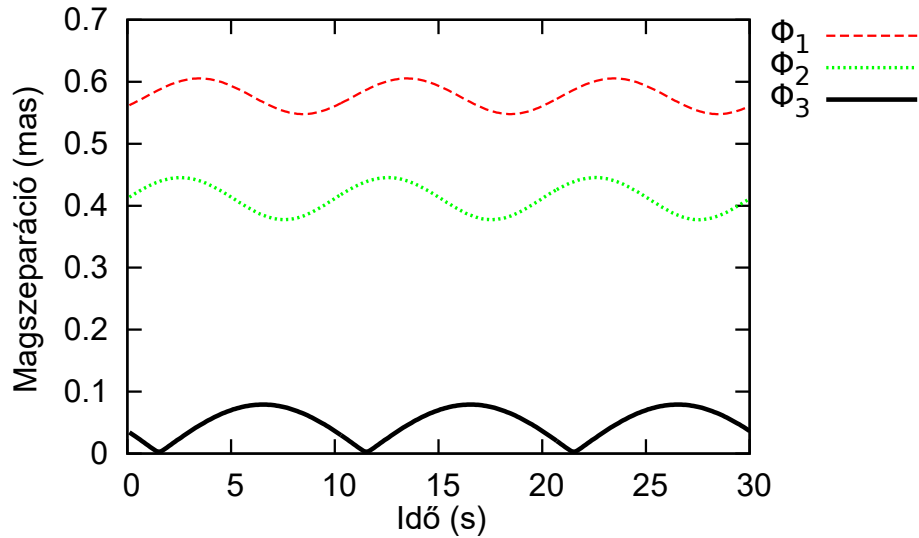
A szimulációs paramétereket a 3.1. táblázatban foglalom össze. A 3.3. ábrán a modell jet nyalábgerincét mutatom 2 epochában, az egyiket t_1 , és a másikat $t_2 = t_1 + T/2$ időpontban, ahol T a pályaperiódus. A jet színezése a 3.3. ábrán a jet $S_{\text{obs}} = S_{\text{int}} \delta^{n+\alpha}$ látszó fényességével függ össze, ahol S_{int} az egységnyinek választott valódi fényesség, δ a Doppler faktor, α a jet spektrálindeks, és $n = 2$.

A jet három pontjának látszó fényességváltozását mutatom a projektált magszeperáció függvényében a 3.4. ábrán. Ezt a három pontot ϕ_i ($i = 1, 2, 3$) fázisszögekkel azonosítom (lásd (3.12) egyenlet). Az ábrán látszik, hogy a $S_{\text{obs}}/S_{\text{int}}$ (r) görbe alakja nagyban függ a kérdéses jetrégió elhelyezkedésétől. Azonos jetrégiót, azaz ugyanazon ϕ -t tekintve fix tömegarány mellett a nagyobb m teljes tömeg nagyobb v_{orb} keringési sebességet, és így nagyobb ζ amplitúdót eredményez. Adott tömeg mellett a nagyobb tömegarányú rendszerekben lesz a domináns fekete lyuk v_{orb} sebessége, és így ζ értéke nagyobb.

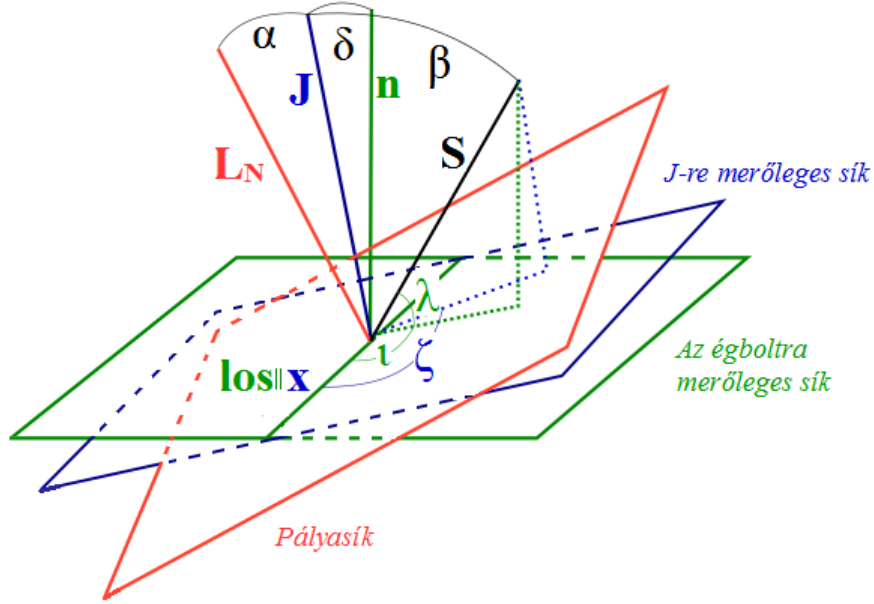
Ugyanennek a három pontnak a magszeperációját mutatom az idő függvényében a 3.5. ábrán. A jet kibocsátó fekete lyuk keringő mozgása nélkül ezen pontok magszeperációja állandó érték volna. Viszont a keresztülhaladó látszólagos mintázat miatt a pontok valódi helyzete az átlagérték körül változik a pályaperiódussal megegyező periódussal (a forrás rendszerében mérve). Látszik, hogy a legkisebb átlagos inklinációjú jetrégió magszeperáció(idő) görbéje aszimmetrikus a többihez képest, aminek magyarázata az, hogy a régió a látóiránnyal bezárt



3.4. ÁBRA. A szimulált jet nyálábgerinc három pontjának $S_{\text{obs}}/S_{\text{int}}$ látszó fényessége az r (mas) projektált magzseparáció függvényében, 30 év alatt. A legnagyobb átlagos inklinációja ($\bar{i}_1 \approx 10^\circ$) a $\phi_1 = 50,177$ rad fázisszög által kijelölt pontnak van. A $\phi_2 = 52,113$ rad fázisú régió átlagos inklinációja kisebb, de a nem megy át a látóirányon ($\bar{i}_2 \approx 2^\circ$), és $\phi_3 = 53,510$ rad fázisszög olyan jetrégiót jelöl ki, ami a hullámzás hatására átmegey a látóirányon ($\bar{i}_3 \approx 0^\circ$). A fekete (legkülső), vörös, kék és lila (legbelső) görbék rendre az $m/M_\odot = 10^{10}$, $m/M_\odot = 10^9$, $m/M_\odot = 10^8$, $m/M_\odot = 10^7$ teljes tömeghez tartozó változékonyságot mutatják.



3.5. ÁBRA. A helikális jet három különböző fázisszögű pontjának magzseparációja az idő függvényében. Fentről lefelé: $\phi_1 = 50,177$ rad, $\phi_2 = 52,113$ rad, $\phi_3 = 53,510$ rad. A központi fekete lyuk tömege $m = 10^8 M_\odot$, periódusa $T = 10$ év, tömegaránya $\nu = 1/2$.



3.6. ÁBRA. A spin-precesszió konfigurációja, \mathbf{J} , \mathbf{L}_N és \mathbf{S} relatív szögei. A zöld színnel jelölt sík merőleges az égbolt síkjára (\mathcal{K}_s lős : $\hat{\mathbf{w}}$ síkja), a kék színnel jelölt sík merőleges a \mathbf{J} teljes impulzusmomentumra (\mathcal{K}_i $\hat{\mathbf{x}}$: $\hat{\mathbf{y}}$ síkja), és a piros színnel jelölt sík merőleges a pálya-impulzusmomentumra, így megegyezik a pályamozgás síkjával.

szöge nulla körüli. Például az S5 1803+784 jetének van ilyen komponense.

3.2.4. A spin-pálya precesszió kimutatása

A Blandford-Znajek modell szerint a relativisztikus jet a jet kibocsátó fekete lyuk spinjének irányát jelöli ki. Emiatt a spin-tengely szögváltozásának felderítéséhez, azaz a spinprecesszió kimutatásához a belső jetet kell vizsgálni minél pontosabb szögfelbontáson, a lehető legtöbb időpontban kimérni a nyalábgerincet. Az alábbiakban levezetem a spin-precesszió égboltra vett projekcióját.

Ehhez bevezetem az égbolthoz kötött referencia rendszert $\mathcal{K}_s \equiv (\text{lős}, \hat{\mathbf{w}}, \hat{\mathbf{n}})$, amelyben a jet tengely a lős látóiránytól mért ι inklinációs szög, és a nyugattól $\hat{\mathbf{n}}$ észak felé mért λ pozíciós szög által irányított (lásd 3.6. ábra). Az égtájak a kettes égi egyenlítői koordináta-rendszerben értendők (jellemzése például [44]), amelyben az északi irányt az északi égi pólus jelöli ki, keletet pedig az égi egyenlítő síkjában, az óramutató járásával ellentétes irányban mérjük, a tavaszponthoz képest (az égi egyenlítő és az ekliptika két metszéspontja közül az, ahol a Nap éves látszólagos mozgása során a déli félgömből az északra lép). Ekkor a jettel párhuzamos \mathbf{S} domináns spin komponensei a \mathcal{K}_s koordináta rendszerben megadva:

$$\mathbf{S}_{\text{lős}} = S \cos \iota \cos \lambda \text{lős} \quad (3.21)$$

$$\mathbf{S}_{\text{w}} = S \sin \iota \cos \lambda \hat{\mathbf{w}} \quad (3.22)$$

$$\mathbf{S}_{\text{n}} = S \sin \lambda \hat{\mathbf{n}} \quad (3.23)$$

A precessziós ráta számolásához egy $\mathcal{K}_i \equiv (\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{J}})$ inerciális rendszert definiálok, amelyben az x -tengelyt a lős látóirány, és a z -tengelyt a $\hat{\mathbf{J}}$ teljes impulzusmomentum iránya jelöli ki (lásd

3.6.ábra). Ekkor \mathcal{K}_s koordináta rendszerből \mathcal{K}_i -be lépve a spin nagysága:

$$S_x(\mathcal{K}_i) = S \cos \iota \cos \lambda, \quad (3.24)$$

$$S_y(\mathcal{K}_i) = S \sin \iota \cos \lambda \cos \delta + S \sin \lambda \sin \delta, \quad (3.25)$$

$$S_J(\mathcal{K}_i) = -S \sin \iota \cos \lambda \sin \delta + S \sin \lambda \cos \delta, \quad (3.26)$$

ahol δ a $\hat{\mathbf{n}}$ és $\hat{\mathbf{J}}$ közötti forgatási szög. Vezessük be a $\xi = \arccos\{\hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_{xy}(\mathcal{K}_i)\}$ szöveget, ami a \mathcal{K}_i koordináta rendszer xy síkjában a spin iránya az x tengelyhez képest, $\xi = \arctan(S_y S_x^{-1})$. A spin irányának szögfejlődése így a \mathcal{K}_i koordináta rendszer xy síkjában

$$\dot{\xi} = \frac{d}{dt} \arctan(S_y S_x^{-1}) = \left[1 + \left(\frac{S_y}{S_x} \right)^2 \right]^{-1} \left[\dot{S}_y S_x^{-1} + S_y \frac{d}{dt} (S_x^{-1}) \right], \quad (3.27)$$

ahol

$$\dot{S}_y = S \left[\dot{\iota} \cos \iota \cos \lambda - \dot{\lambda} \sin \iota \sin \lambda \right] \cos \delta + S \dot{\lambda} \cos \lambda \sin \delta, \quad (3.28)$$

$$\frac{d}{dt} (S_x^{-1}) = \dot{\iota} \frac{\sin \iota}{S \cos^2 \iota \cos \lambda} + \dot{\lambda} \frac{\sin \lambda}{S \cos^2 \lambda \cos \iota}. \quad (3.29)$$

Önmagában a jetemisszió csak nagyon hosszú idő elteltével [29], tipikusan a Hubble idő alatt képes egy magas spinű fekete lyuk forgási energiáját jelentősen lecsökkenteni [6, 140], ezért a spin nagyságát megmaradó mennyiségnek tekintem. Ekkor a spin precessziós rátája

$$\dot{\xi}(\iota, \dot{\iota}, \lambda, \dot{\lambda}, \delta) = \Omega_1^{SO} + \Omega_1^{QM} = \frac{c^3}{2Gm} \varepsilon^{5/2} \eta [4 + 3\nu] - \frac{3c^4}{2G^2 m^3} \varepsilon^3 \nu S_1 \cos \kappa, \quad (3.30)$$

jet megfigyelésekből származtatható mennyiségekkel leírva (bal oldal) és a spin-pálya és kvadrupól-monopól tagokat figyelembe vevő konzervatív dinamikából (jobb oldal). A $\dot{\xi}(\iota, \dot{\iota}, \lambda, \dot{\lambda}, \delta)$ kifejezésnek egy szabadsági foka van, a \mathcal{K}_s és \mathcal{K}_i közötti δ forgatási szög, a többi paraméter VLBI észlelésekből elméletileg azonosítható. Gyakorlatban viszont nagyon nehéz például az ι inklinációváltozás sebességét meghatározni, mivel az ι inklináció is csak közvetetten származtatható, és a mérési hibák terjedése nehézkessé teszi a (3.30) egyenlet illesztését.

3.3. A modellfüggetlen kettős paraméterek

Alábbiakban a teljes modellalkotáshoz szükséges független paraméter, a teljes tömeg meghatározásának módszereit mutatom be. Emellett a felbontott kettősök szeparációjának azonosításáról, és a szub-parszek szeparációjú fekete lyuk kettősök egyéb diagnosztikai eszközeiről szólok. A pályaperiódus egyéb, AGN-ekhez köthető jelenségek periodicitásával (például masszív felhő az akkréciós korongban, vagy az AGN közepe felé spirálózó csillag) való erős degeneráltsága miatt az AGN periodikus fényváltozása sohasem döntő paraméter a kettős jelenlétét tekintve. A keringés azonosítása mindig valamilyen kettős fekete lyukakhoz köthető egyéb változékony-ság alapján lehetséges (értekezésemben a jetszerkezet változása), a fényváltozás periodicitása önmagában nem elegendő.

3.3.1. Össztömeg

Az AGN-ek központi objektumára vonatkozó tömegmérések a központ gravitációs hatásának mérésén alapulnak. Amint a fekete lyuk környezete elegendően aktív lesz, hogy a galaxismag kvazárként jelenjen meg az égbolton, annak L luminozitása az L_E Eddington luminozitást közelíti. Ekkor a kifelé áramló fotonok által kifejtett sugárnyomást éppen ellensúlyozza a centrum által kifejtett gravitációs vonzás. Kvazárok esetében az Eddington határfok közel egy, így az

$$L \approx L_E = 1.25(m/M_\odot)J/s \quad (3.31)$$

összefüggés használatával a fekete lyuk m tömegének nagyságrendi becslését tehetjük meg, teljesen ionizált hidrogén és szférikus akkréció feltételek mellett (L_E levezetése megtalálható például Carroll és Ostlie [44] könyvében).

A „reverberation mapping” nevű technika gyakran használatos az alacsony luminozitású AGN-ek központi objektumának tömegmérésére (például [25, 160]). Ez a módszer az AGN központjában zajló, jelentős fényváltozással járó folyamatoknak az AGN spektrumára gyakorolt hatásán alapszik (például komponenskilökődés). A kontinuum és különböző emissziós vonalak (tipikusan $H\beta$, $MgII$) fénygörbéinek kereszt-korrelációja szolgáltatja a Δt időkésést (például [16]), aminek segítségével becsülhetjük a kontinuumot adó kompakt forrás és az emissziós vonalat kibocsátó keringő felhők közötti távolságot. Sebességdiszperziós mérésekkel a központi tömeg becsülhető az $m = fR\sigma^2/G$ összefüggés alapján, ahol R a keringő részecskének a Δt időkésésből számolt távolsága a központtól mérve, σ a sebességdiszperziója, és f a kitöltési faktor, ami sűrűbb anyagcsomók térfogatának az arányát adja meg a teljes térfogathoz képest¹. Közeleli AGN-ek reverberation mapping módszerrel való tömegmérése empirikus $m_{BH}(L)$, $m_{BH}(\sigma)$ skálázási törvények felállítását teszi lehetővé [66, 62], amelyek alapján L és σ mennyiségekre vonatkozó mérésekkel távolabbi források tömege is becsülhetővé válik.

Az akkréciós korongban mozgó részecskék a legbelső stabil körpályát (innermost stable circular orbit, ISCO) közelítve spiráloznak az AGN gravitációs centruma felé. Az ISCO helyzete függ a központi fekete lyuk spinjétől, $R_{ISCO} = 6M$ nem forgó (azaz Schwarzschild), $1M$ az akkréciós korong forgási irányával megegyező irányba, és $9M$ az azzal ellentétes irányba maximális forgást végző fekete lyukak esetén (például [88]). Spektroszkópiai vizsgálatok azt mutatják, hogy a 6,4 keV energiájú Fe $K\alpha$ vasvonal kiszélesedése érzékeny az ISCO helyzetére. Így ezen vonal alakja alapján becsülhető a központ nyugalmi tömege és forgásállapota (például [171, 51, 202]).

Az általam vizsgált kettősök esetében az össztömeget reverberation mapping, vagy az azon alapuló skálázási törvények alapján származtatott, publikus tömegbecslések segítségével állítottam be. Az AGN-ek röntgen fényéből tömeget meghatározó módszerek a fekete lyuk nyugalmi tömegének és dimenziómentes spinparaméterének degenerációja, valamint a vasvonal alakját terhelő mérési hibák miatt jelenleg viszonylag pontatlanok. Másik probléma a csonkolt korongok esete, amikor az árapály erők miatt csonkolt belső széllel rendelkező korongban annak spektruma nem a fekete lyuk forgási állapotának megfelelő ISCO-t mutatja, hanem a csonkolás határát. Így könnyen összetéveszthetővé válik egy lassan forgó fekete lyuk és egy csonkolt akkréciós korong röntgen-spektruma.

¹A dimenziómentes f kitöltési faktor főként a rendszer szerkezetétől, kinematikájától és inklinációjától függ (például [222]).

3.3.2. Szeparáció

A hasonló vöröseltolódásnál levő kettős AGN-nek észlelési szempontból két típusát különböztethetjük meg, a felbontott és nem felbontott kettősöket. A felbontott kettősöket AGN párnak nevezzük, utalva arra, hogy a központi fekete lyukak közötti gravitációs hatás még elhanyagolható a nagy térbeli távolságuk miatt.

A felbontás Rayleigh-féle kritériuma szerint különböző hullámhosszakon és detektálási módszerekkel más és más a felbontóképesség. Például a tipikusan ívmásodperces felbontással rendelkező Chandra röntgen űrteleszkóp által nem felbontott AGN-t rádió frekvenciákon, a milliívmásodperces felbontást elérhetővé tevő VLBI technikával mérve kiderülhet, hogy valójában AGN-ek kettőséről van szó.

Az egyik legtöbbet vizsgált példa felbontott AGN pár esetre az NGC6240 nevű ultra fényes infravörös galaxis (ultra luminous infrared galaxy, ULIRG [92]). Chandra adatok elemzésével Komossa és munkatársai két erősen sugárzó AGN-t fedeztek fel a galaxis központjában [111], ezzel egy kpc-szeparációjú, szupernagy tömegű fekete lyuk pár jelenlétét igazolva. Mindkét AGN erős Fe $K\alpha$ emissziós vonalat mutat. Több frekvencián végzett VLBI mérések adatait elemezve Rodriguez és munkatársai egy sokkal kompaktabb, 7,3 pc szeparációjú fekete lyuk kettőst fedeztek fel az 0402+379 jelű rádiógalaxisban [174].

Nem felbontott kettősök esetében jelenlétüket valamilyen közvetett hatásuk árulja el. Ilyenek például a precesszáló jetek, vagy a kettős BLR miatti kettős emissziós vonalakkal rendelkező AGN-ek. A szupernagy tömegű fekete lyukak $10^6 M_{\odot}$ -es alsó és $10^{10} M_{\odot}$ -es felső tömeghatárát, valamint például 10 éves pályaperiódust feltéve a tagok közötti szeparáció rendre 0,002 pc és 0,048 pc. Ilyenkor csak egy AGN-t látunk a galaxis közepén.

Érdekes diagnosztikai lehetőséget nyújt szub-parszek szeparációjú kettősök kimutatására az X-alakú galaxisok vizsgálata. Az X-alakú rádiógalaxisok legvalószínűbb magyarázata a spin-flip-en átesett szub-parszek szeparációjú kettős jelenléte [73]. Ilyenkor halvány és meredek spektrumú, valamint energetikus és lapos spektrumú jetek párjait látjuk X alakként. Előbbi a spin-flip előtti jetpár maradványa, utóbbi pedig a spin-flip után újrairányult spint követő fiatal jetpár. A spin-flip jelensége mindig az $1/3 \div 1/30$ tartományba eső tömegarányú kettősök bespirálzási fázisában történik [69], korlátozva így a lehetséges tömegarány-tartományt.

4. Fejezet

Az S5 1928+738 jelű kvazár jetének VLBI méréseivel konzisztens szupernagy tömegű fekete lyuk kettős rendszer

Ebben a fejezetben az S5 1928+783 jelű, $z = 0,302$ vöröseltolódású kvazár VLBI jetének vizsgálatát mutatom be. A forrás luminozítás-távolsága $D_L = 1620$ Mpc, és a vöröseltolódásánál érvényes kozmológiai szögskálán 1 mas 4,6 pc-nek felel meg. A 20cm-es észlelési hullámhosszon készített VLA térkép egy fényes rádió magból és két lebenyből álló szerkezetet tár fel [98]. Milliív másodperces felbontáson a mag mellett csak a jetcár egyik tagját látjuk, ami a jelentős mértékben Doppler-erősített fényű forrásokra jellemző. Ez, valamint a jetben detektált maximális, 8,1c [132] nagyságú látszó sebesség arra utal, hogy a nagy sebességű plazmaáramlás megközelítőleg a megfigyelő irányába mutat.

Hummel és munkatársai a forrás ívmásodperc és milliív másodperc felbontású jetszerkezetét vizsgálták [94], és azt találták, hogy a jet mindkét skálán egyenestől eltérő struktúrát mutat. A jetet felépítő komponensek pozícióihoz mozgó szinuszhullámot illesztettek. Eredményeik alapján Roos, Hummel és Kaastra arra a következtetésre jutott, hogy az S5 1928+738 kvazár szupernagy tömegű fekete lyukak kettősét rejti [179].

Murphy és munkatársai a „VLBI Space Observatory Programme”-ből származó, 1997 augusztusa és 2001 szeptembere között 5 GHz észlelési frekvencián rögzített adatokat használt a kettős pályaparamétereinek pontosítása céljából [150]. A származtatott paraméterek viszont nem reális fizikai képet adnak, mivel jet kibocsátó objektumnak a redukált tömegpontot fogadták el.

Az S5 1928+738 jete megtalálható a MOJAVE program hosszútávú észlelési célpontjai között, a mérések közel 20 évet fednek le [131, 132]. A továbbiakban leírom, hogy a MOJAVE adatsor alapján hogyan pontosítottam a szupernagy tömegű fekete lyuk kettős pályaparamétereit, illetve a mutattam ki elsőként a spin-pálya precessziót tisztán VLBI adatok alapján.

4.1. A MOJAVE észlelések analízise

4.1.1. A VLBA adatok

Az S5 1928+738 jelű kvazár rádió jetéről 1994,67 és 2013,06 között, a Very Long Baseline Array (VLBA) segítségével felvett, összesen 45 mérési epochából származó kalibrált vizibilitási adatokat használtam fel. Az adatok a MOJAVE publikus adattárából származnak¹. A jet felületi fényességeloszlásának epochánkénti modellezését a Caltech DIFMAP programcsomagjával végeztem el [192]. Az eljárás bővebb leírása a 2.2.2 alfejezetben található. A VLBA adatsor és a modellillesztések fő jellemzőit összegzem a 4.1. táblázatban.

4.1.2. Hibabecslés és komponensazonosítás

Annak érdekében, hogy a modellillesztések konzisztensek maradjanak egymással, valamint a lehető legkisebb szabadsági fokkal rendelkezzenek, csak kör alapú, Gauss fényességprofilú komponenseket használtam. A MOJAVE csoport által végrehajtott automatikus elemzésben néhány epochában a mag régió egy 0,5-nél kisebb kistengely/nagy tengely arányú ellipszissel volt illesztve. Én a mag régiót két kör alapú komponenssel azonosítottam úgy, hogy a legjobban illeszkedő modellek redukált χ^2 -e nem nőtt meg, illetve nem is csökkent jelentősen a Lister és munkatársai által közölt értékekkel [131].

A komponensek azonosítását és az illesztett paramétereikre vonatkozó hibaszámolást a 2.2.3. fejezetben leírt módon hajtottam végre. Az teljes fluxussűrűség, pozíció, és méret átlagos hibáit rendre 20%, 8% és 12%-nak becsültem. A komponenseket „C” betűvel és egy számmal jelöltem oly módon, hogy a nagyobb szám maghoz közelebbi komponenst jelöl. Referenciapontnak a legészakibb, Lister és munkatársai [130] nyomán CS-nek jelölt komponenst választottam (a választás okát részletesen a következő alfejezetben adom meg). A jet felületi fényességeloszlását adó jetkomponensek legjobban illeszkedő paramétereit foglalom össze a 4.2 táblázatban.

4.2. A jet viselkedése

A magon kívül epochánként 10-12 komponenst tudtam azonosítani. Legtöbbjük a VLBI magtól távolodik (a VLBI mag az a referenciapont a jetben, amihez képest a többi komponens pozícióit adjuk meg). Ez alól kivétel a C_g nevű komponens, ami a 4.1. ábra szerint a maghoz képest nagyjából konstans távolságban található.

Az első néhány epochában egy eltolódás érzékelhető a C_g komponens pozíciójában. Ezekben az epochákban a helyreállító nyaláb alakja sokkal inkább elliptikus volt, mint a későbbiekben, és ez kihathatott a pozíciómérésre (az ellipszis nagy tengelye mentén rosszabb a felbontás, ami az annak megfelelő irányban rövidebb bázisvonalak következménye).

A jetkomponensek magseparációjának időfüggése alapján kiszámoltam lineáris sajátmozgásukat, aminek a maximális értéke a jetben $\mu_{\max} = 0,43 \pm 0,02 \text{ mas yr}^{-1}$. Ez jó egyezést mutat a Lister és munkatársai által meghatározott $0,43 \pm 0,01 \text{ mas yr}^{-1}$ értékkel [132].

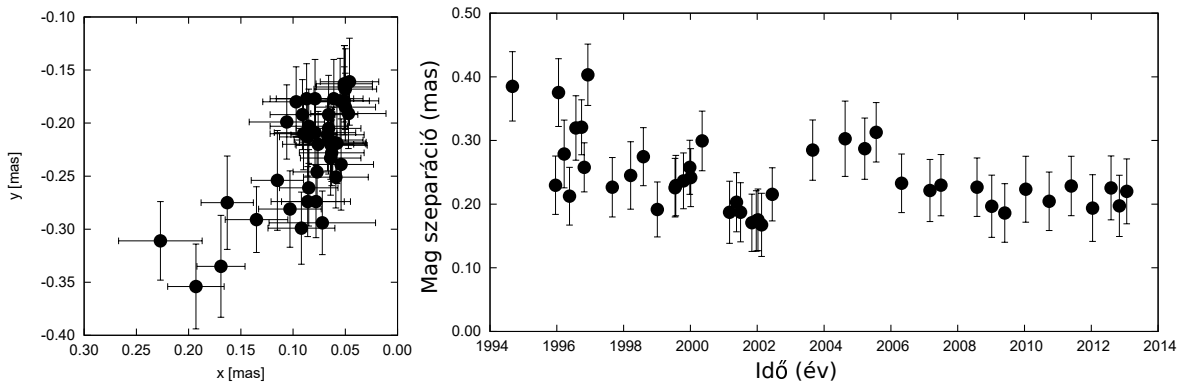
A szuperfénysebességű mozgás elmélete az alábbi összefüggésen keresztül hozza kapcsolatba a forrás rendszerében vett jetsebességet (β_{jet}) és az inklinációs szöget (ι) a látszó sebességgel (β_{app}):

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta_{\text{jet}} \sin \iota}{(1 - \beta_{\text{jet}} \cos \iota)}. \quad (4.1)$$

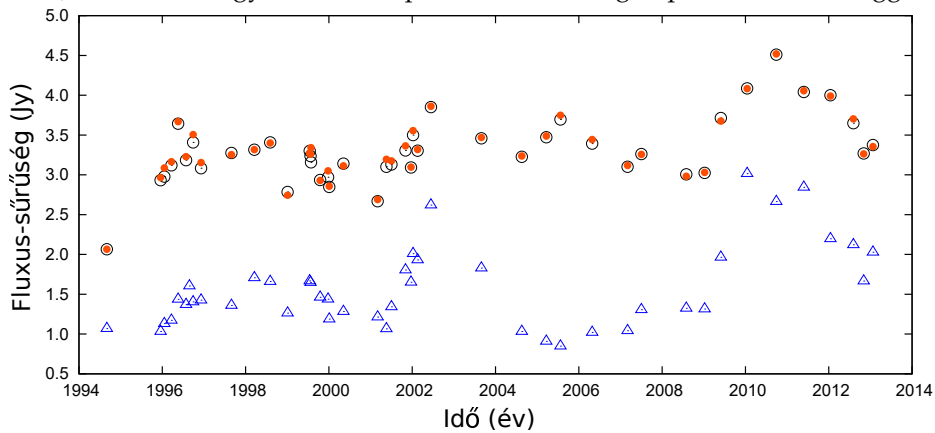
¹ <http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/>

4.1. TÁBLÁZAT. A 15 GHz-es kép paramétereit. (1) a VLBA mérés epochája, (2) VLBA mérési kód, (3)–(4) rendre a helyreállító nyaláb kis és nagytengelyei, (5) a helyreállító nyaláb pozíciószöge, (6) a reziduál kép zajszintje, (7) a DIFMAP modellillesztés redukált χ^2 -e, (8) modellkomponensek száma.

Epocha (1)	VLBA kód (2)	B _{min} (mas) (3)	B _{maj} (mas) (4)	B _{PA} (°) (5)	rms (mJy bm ⁻¹) (6)	Red. χ^2 (7)	Komp. Szám (8)
1994 Aug 31	BZ004	0,67	0,76	-67	0,4	1,21	8
1995 Dec 15	BK37A	0,53	0,76	12	0,7	0,39	11
1996 Jan 19	BR034	0,44	1,00	-9	0,6	1,16	11
1996 Már 22	BR034B	0,46	1,08	-16	0,4	1,01	11
1996 Máj 16	BK037B	0,52	0,83	-39	0,3	1,39	12
1996 Júl 27	BR034D	0,48	0,97	-16	0,4	2,55	10
1996 Szept 27	BR034E	0,47	0,91	-43	0,4	1,19	8
1996 Okt 27	BK037D	0,42	0,65	22	0,5	0,85	12
1996 Dec 06	BR034F	0,48	1,00	-25	0,5	1,47	8
1997 Aug 28	BK052A	0,54	0,76	-1	0,5	0,47	13
1998 Már 19	BK052C	0,54	0,85	15	0,5	0,44	12
1998 Aug 03	BT039	0,54	0,71	-8	0,3	1,19	13
1999 Jan 02	BG077D	0,56	0,64	-13	0,5	0,44	14
1999 Júl 17	BP053	0,60	0,70	-49	0,2	1,27	14
1999 Júl 24	BA037	0,64	0,69	56	0,3	1,23	13
1999 Júl 26	BM114B	0,55	1,29	14	0,3	7,56	13
1999 Okt 16	BA037B	0,56	0,64	49	0,3	1,26	14
1999 Dec 23	BA037C	0,55	0,64	59	0,3	1,36	14
2000 Jan 02	BP053B	0,55	0,74	-23	0,1	1,29	14
2000 Máj 08	BP053C	0,58	0,71	-13	0,1	1,27	14
2001 Már 04	BK068E	0,53	0,80	-6	0,3	2,58	13
2001 Máj 17	BT056	0,54	0,74	-12	0,4	1,47	11
2001 Jún 30	BA051A	0,54	0,76	16	0,3	1,25	12
2001 Nov 02	BA051B	0,53	0,75	18	0,3	1,30	11
2001 Dec 22	BR077G	0,53	0,80	-13	0,2	2,45	11
2002 Jan 07	BA051C	0,57	0,81	24	0,3	1,25	10
2002 Feb 18	BR077K	0,55	0,83	5	0,2	3,14	9
2002 Jún 15	BL111B	0,52	0,66	-56	0,3	1,15	11
2003 Aug 28	BL111J	0,61	0,70	40	0,3	1,19	12
2004 Aug 19	BM209B	0,56	1,11	-75	0,3	1,50	10
2005 Már 23	BL123D	0,59	0,65	-74	0,3	1,24	10
2005 Júl 24	BL123J	0,57	0,69	-35	0,2	1,19	11
2006 Ápr 28	BL137D	0,59	0,72	-58	0,4	1,18	11
2007 Már 02	BL137O	0,65	0,72	-52	0,3	1,13	10
2007 Júl 03	BL149AC	0,64	0,67	39	0,2	1,26	10
2008 Júl 30	BL149AL	0,62	0,65	34	0,2	1,44	10
2009 Jan 07	BL149BG	0,64	0,71	-85	0,2	1,21	10
2009 Máj 28	BL149BL	0,62	0,66	-69	0,2	1,23	10
2010 Jan 16	BL149CG	0,67	0,77	79	0,2	1,13	10
2010 Szept 29	BL149CR	0,60	0,63	21	0,2	1,29	10
2011 Máj 26	BL149DI	0,61	0,66	-10	0,2	1,17	11
2012 Jan 14	BL178AF	0,68	0,75	42	0,2	1,06	11
2012 Aug 03	BL178AN	0,65	0,69	53	0,1	1,93	11
2012 Nov 02	BL178AR	0,63	0,68	73	0,2	1,19	12
2013 Jan 21	BL178AY	0,67	0,71	-86	0,2	1,13	12



4.1. ÁBRA. Bal oldalon a Cg nevű komponens VLBI maghoz képest megfigyelt relatív pozíciói, 15 GHz-es észlelési frekvencián mérve. A keleti irány az x -, míg az északi irány az y -tengelyt definiálja. Ez a komponens 5 epocha kivételével (1994,67, 1996,05, 1996,57, 1996,74, 1996,93) hibahatáron belül stacionárius helyzetű. Jobb oldalon ugyanezen komponens relatív magszeparációi az idő függvényében.



4.2. ÁBRA. A CS és Cg komponensek által definiált mag régió fluxussűrűsége (kék háromszögek), a jet teljes fluxussűrűsége a MOJAVE felmérésben (fekete nyitott körök), a komponensek teljes fluxussűrűsége saját modellillesztések alapján (narancs teli körök), az idő függvényében ábrázolva. A fluxussűrűségekre vonatkozó mérési hibák kisebbek a mért fluxussűrűségeket ábrázoló szimbólumoknál, így azokat nem tüntettem fel az ábrán.

4.2. TÁBLÁZAT. Az S5 1928+738 jelű kvazár VLBI jetének felületi fényességeloszlásához illesztett modellkomponensek paraméterei. (1) észlelési epocha, (2) fluxussűrűség, (3)-(4) a maghoz képest megfigyelt relatív pozíció, (5) komponens méret, (6) azonosított komponens neve. A B1-6 jetkomponensek a jet fényes, illesztett részei, amelyek nem azonosíthatóak a 2.2.3. fejezetben megadott kritériumrendszer alapján. A teljes táblázat az „A” függelékben található.

Epocha (év)	Fluxussűrűség (Jy)	x (mas)	y (mas)	d (mas)	Jel
1995,96	$0,631 \pm 0,039$	$0,000 \pm 0,027$	$0,000 \pm 0,037$	$0,020 \pm 0,002$	CS
	$0,402 \pm 0,031$	$0,086 \pm 0,027$	$-0,213 \pm 0,037$	$0,038 \pm 0,003$	Cg
	$0,781 \pm 0,046$	$0,348 \pm 0,028$	$-0,609 \pm 0,038$	$0,063 \pm 0,002$	C8
	$0,151 \pm 0,020$	$0,359 \pm 0,031$	$-0,848 \pm 0,040$	$0,146 \pm 0,008$	B1
	$0,416 \pm 0,043$	$0,715 \pm 0,036$	$-1,616 \pm 0,044$	$0,236 \pm 0,005$	C7
	$0,233 \pm 0,032$	$0,246 \pm 0,043$	$-1,928 \pm 0,050$	$0,330 \pm 0,010$	C6
	$0,224 \pm 0,032$	$0,366 \pm 0,042$	$-2,195 \pm 0,049$	$0,324 \pm 0,011$	C5
	$0,049 \pm 0,012$	$1,271 \pm 0,063$	$-3,345 \pm 0,067$	$0,564 \pm 0,043$	C4
	$0,025 \pm 0,009$	$1,314 \pm 0,071$	$-4,222 \pm 0,075$	$0,654 \pm 0,085$	C3
	$0,020 \pm 0,008$	$2,768 \pm 0,082$	$-8,220 \pm 0,086$	$0,779 \pm 0,130$	C2
	$0,052 \pm 0,022$	$2,932 \pm 0,215$	$-10,709 \pm 0,216$	$2,128 \pm 0,352$	C1

A legnagyobb észlelt sajátmozgás alapján az S5 1928+738 VLBI jetének legnagyobb látszó sebessége 15 GHz-en $\beta_{\text{app}} \approx 8,1$, ami Lorentz faktorra a $\gamma_{\text{min}} \approx 8,1$ alsó limitet eredményezi. A forrás rendszerében levő minimum jetsebesség $\beta_{\text{jet}} \approx 0,992$, és a vonatkozó kritikus inklinációs szög, aminél a látszó sebesség maximális, $\iota_{\text{c,max}} \approx 7^\circ$ (ekkor inklinációt elfogadva a jet hossza 560 pc 15 GHz-es észlelési frekvencián).

A Doppler-erősítés másik következménye, hogy a forrás rendszerében vett $T_{\text{B,int}}$ fényességi hőmérséklete helyett a megfigyelt T_{B} látszólagos fényességi hőmérsékletet figyel meg, ami VLBI komponensek esetében (például [48]):

$$T_{\text{B,VLBI}} = 1,22 \times (1 + z) \frac{S}{\theta^2 \nu^2} \text{ K}, \quad (4.2)$$

ahol S a fluxussűrűség Jy-ban, θ a komponensek FWHM mérete mas-ban, és ν az észlelési frekvencia GHz-ben. Ezen egyenlet felhasználásával kiszámoltam $T_{\text{B,VLBI}}$ -t a legfényesebb komponensre minden olyan epochában, amikor ezen komponens mérete nagyobb volt 0,5 mas-nál (a helyreállító nyaláb nagyjából 1/10-e). Ezután a $T_{\text{B,VLBI}} = \delta T_{\text{int}}$ látszó és valódi fényességi hőmérsékletek közötti összefüggés felhasználásával kiszámoltam a Doppler faktort, ami $\delta_{\text{VLBI}} \approx 8,5$ -nek adódott. Felhasználva a jet kinematikából kapott közelítő eredményeket ($\gamma \approx 8,1$, $\beta_{\text{jet}} \approx 0,992$, $\iota \approx 7^\circ$) a Doppler faktorra $\delta \approx 8$ értéket kaptam, ami jó egyezést mutat a fényességi hőmérsékletből számolt δ_{VLBI} értékkel.

Ezt az eredményt, valamint a jet sajátmozgás becsléssel rendelkező komponenseinek nagy számát figyelembe véve várható, hogy a jet komponensek sebessége nem szignifikánsabban nagyobb, mint amit a maximum észlelt látszó sebességből számoltam (8,1c). Emiatt a fent kapott inklinációt fogadom el kezdő értéként a későbbi fejezetben ismertetett geometriai modell illesztésekor.

A mag régiót két komponensre bontottam fel. A Lister és munkatársai által közölt [130], 1999. január 13-ról származó 43 GHz-es térképen ellenőriztem a legészakibb komponens jelenlétét. Megállapítottam, hogy az a nagyfrekvenciás, jobb felbontást adó térképen is jelen van,

'CS'-sel jelölve. Az S5 1928+738 jetének térképét mutatja a 2.3. ábra (lásd 2.2.2. alfejezet). Ezt a jelölést, és a mag régió másik, délebbi komponensének 'Cg'-vel jelölését Lister és munkatársai [130] publikációjára tekintettel átvettem.

A Cg jelű komponens 45-ből 32 epochában a legfényesebb. Ez a tény felvetheti a kérdést, hogy miért nem ezt tekintetem referenciapontnak a komponensek relatív pozícióinak számolásakor. Ha elfogadjuk, hogy a Cg komponens a VLBI mag, akkor a CS komponens az ellenjet része. Ebben az esetben kiszámolhatjuk a jet/ellenjet látszó fényességének arányát, ami

$$R = \left(\frac{1 + \beta \cos \iota}{1 - \beta \cos \iota} \right)^{(n+\alpha)}. \quad (4.3)$$

Ebbe az összefüggésbe a jetsebességre $\beta_{\text{jet}} \approx 0,992$, inklinációs szögére $\iota \approx 7^\circ$, spektrálindekre $\alpha_{182\text{MHz}-8,4\text{GHz}} = -0,05$ [84], és a folytonos jetekre érvényes $n = 2$ paramétert [185] helyettesítve az S5 1928+738 jetének és ellenjetének fényessége közötti arányossági tényező $R \approx 13000$. Vagyis a CS komponens észleléséhez annak nagyjából 13000-szer kellene fényesebbnek lennie a jethez képest, hogy észlelhető legyen az ellenjet tagjaként. Ez fizikailag nem plauzibilis.

A 4.2. ábra a mag közvetlen környezetének saját illesztések alapján kapott fluxussűrűségét, a MOJAVE által pontforrások alapján, és az általam komponensillesztéssel meghatározott összes fluxussűrűségét mutatja. Látható, hogy a mag régió fényváltozása dominálja a teljes fluxussűrűség változását.

A teljes fluxussűrűség görbe mintavételezése egyenletes, kivéve az 1994 és 1996 közötti időszakot, amikor 1,3 év telt el az első és második mérés között. Mivel az első epochában csak 7 db komponens tudtam azonosítani, szemben a többi epochában azonosítható 10-12 komponenssel, az első epochát (1994,67) nem vettem figyelembe a további vizsgálatokban.

4.3. A jet geometriai leírása

4.3.1. Egyszerűsített geometriai modell

A 3. fejezetben leírt jetmodellhez képest ebben a munkában egy egyszerűbb geometriai modellt használtam. Ennek legfőbb oka, hogy még a fél-nyílásszög rögzítéséhez elemzett 43 GHz-es térkép alapján sem tudtam egy teljes jetkanyarnál többet feltárni a belső jet esetében. Összesen hét komponens látszik a térképen, ezeknek a pozícióján kellett volna egy hat szabad paraméterrel rendelkező, igen bonyolult alakot illesztennem. A másik ok, hogy a jet szimmetriatengelyének irányváltozását kutattam, aminek meghatározására alkalmas a később leírt geometriai modell is.

A jet szimmetriatengelyéhez rögzítve a z -tengelyt, az alábbi egyenletek írják le a csavarvonal térbeli Descartes koordinátáit:

$$\begin{aligned} x_{\text{jet}} &= \frac{b}{2\pi} u \cos u, \\ y_{\text{jet}} &= \frac{b}{2\pi} u \sin u, \\ z_{\text{jet}} &= \frac{a}{2\pi} u, \end{aligned} \quad (4.4)$$

ahol u a jet szimmetriatengelyére merőleges síkban mérhető polárszög, a és b az egy menet-emelkedéshez tartozó tengelyirányú, illetve radiális irányú növekmények. A jetszerkezet projekciójának figyelembevételéhez az alábbi koordináta rendszert vezettem be, ahol az x - és y -tengelyek az égbolt síkjában vannak és

- az x -tengely kelet felé mutat,
- az y -tengely észak felé mutat,
- a z -tengely párhuzamos a látóiránnyal.

Az égtájak a kettes égi egyenlítői koordináta-rendszerben értendők (irányításukat a 3.2.4 fejezetben ismerttettem).

Ekkor a jetszerkezet xy síkra való vetülete két forgatáson keresztül tehető meg. Az $R_{+\iota_0}$ forgatási mátrix

$$R_{+\iota_0} = \begin{pmatrix} \cos \iota_0 & 0 & \sin \iota_0 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \iota_0 & 0 & \cos \iota_0 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

ι_0 szöggel forgatja jetszerkezetet az y -tengely körül, a látóirányból az égbolt síkja felé, ami a látóirány és a jet szimmetriatengelye közötti inklinációs szög. Ha a jet szimmetriatengelye az égbolt síkjában van, akkor $\iota_0 = 90^\circ$, ha a tengely pontosan a megfigyelő felé mutat, akkor $\iota_0 = 0^\circ$. Az $R_{+\lambda_0}$ forgatási mátrix

$$R_{+\lambda_0} = \begin{pmatrix} \cos \lambda_0 & -\sin \lambda_0 & 0 \\ \sin \lambda_0 & \cos \lambda_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

λ_0 szöggel forgatja jetszerkezetet a z -tengely körül, ami a jet szimmetriatengelyének pozíció-szöge az égbolt síkjában, az y -tengelytől mérve. Ezen forgatási mátrixokat használva az égbolt síkjába projektált helix a következő lesz:

$$x_{\text{jet}}^p(u) = F(u) \cos(\lambda_0) - G(u) \sin(\lambda_0) \quad (4.7)$$

$$y_{\text{jet}}^p(u) = F(u) \sin(\lambda_0) + G(u) \cos(\lambda_0) \quad (4.8)$$

ahol

$$F(u) = \frac{b}{2\pi} u \cos(u - \phi) \cos(\iota_0) + \frac{a}{2\pi} u \sin(\iota_0) \quad (4.9)$$

$$G(u) = \frac{b}{2\pi} u \sin(u - \phi) \quad (4.10)$$

és ϕ a kezdőfázis. A csavarvonal félnyílásszöge:

$$\tan(\psi^{\text{int}}) = b/a, \quad (4.11)$$

4.3. TÁBLÁZAT. A geometriai modell 43 GHz-es komponens-pozícióhoz [130] legjobban illeszkedő paraméterei. A rögzített ι_0 inklinációs szöget a maximum látszó sebességből számoltam.

$\iota_0(^{\circ})$	$\lambda_0(^{\circ})$	a (mas)	b (mas)
7	160 ± 2	$10,6 \pm 0,4$	$0,18 \pm 0,06$

és annak látszó értéke (ψ^{obs}) a 3.2. fejezetben megmutatott módon az alábbiak szerint származtatható:

$$\psi^{\text{obs}}(0^{\circ} < \iota_0 < 90^{\circ}) = \frac{\psi^{\text{int}}}{\sin \iota_0}, \quad (4.12)$$

vetítési effektusok miatt.

4.3.2. A modell alkalmazása a S5 1928+738 jelű kvazár jetére

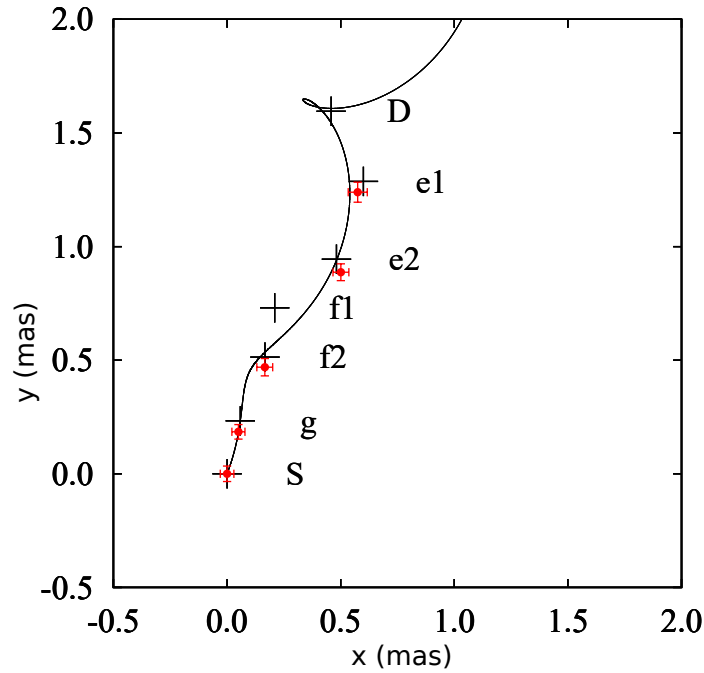
Ebben a fejezetben a fentebb megadott geometriai modellt illesztését írom le az S5 1928+738 jetének a Lister és munkatársai által publikált 43 GHz-es VLBI térképe alapján [130]. Mivel a jetkomponensek körülbelül fele 2 mas-on belül található, illetve ezek dominálják a jet fényességét, és mivel a belső jet pontosabban tanulmányozható, mint a külső jet, a következőkben csak a belső jet komponenseit használtam. A 43 GHz-es térképen [130] megadott komponens-pozíciók hibahatáron belül megegyeznek a legközelebbi epochájú 15 GHz-es térképen általam kimért komponens-pozíciókkal (lásd 4.3. ábra). Az ábrán látható, hogy a magasabb frekvenciás térkép több komponenst tartalmaz, és így pontosabban definiálja a belső jet alakját.

Perucho és munkatársai az S5 0836+710 jelű kvazár 1,6, 2, 5, 8, 15, 22 és 43 GHz-es észlelési frekvenciákon felvett VLBI adatait elemezve azt találták, hogy a jet nyílásszöge hibahatáron belül megegyezik ezeken a frekvenciákon [156]. Ezzel az eredménnyel összhangban a finomabb felbontású, 43 GHz-es térkép alapján határoztam meg a jet fél-nyílásszögét, amit a 15 GHz-es térképeknél fix paraméterként használtam.

Az inklinációs szög és a belső fél-nyílásszög közötti degeneráció (lásd (4.12) egyenlet) nem engedi meg ezen két paraméter egyidejűleg történő illesztését, az egyiket független úton becsülni kell. A 4.2. fejezetben a maximális látszó sebességből származtattam az $\iota \approx 7^{\circ}$ nagyságú inklinációs szöget. Ez a módszer független a geometriai modell illesztésétől, így ennek alapján a jet szimmetriatengelyének inklinációját $\iota_0 = 7^{\circ}$ -nek rögzítettem a 43 GHz-es pozíciók illesztésekor. A legjobban illeszkedő paramétereket foglalja össze a 4.3. táblázat.

Következő lépésként a (4.7–4.8) egyenleteket illesztettem az összes 15 GHz-es epochában mért belső jetkomponensek pozícióihoz. Az a és b paramétereket, következésképpen a ψ^{int} belső fél-nyílásszöget konstans értéken tartottam, szabad paraméterek az ι_0 inklináció, és λ_0 pozíciószög voltak. Az ezen két paraméterre kapott idősorokat adom meg a 4.4. táblázatban, valamint ábrázolom a 4.4. ábra két alsó panelén.

A jet teljes fluxussűrűségének időbeli változását ábrázolja a 4.4. ábra felső panelje. Az ábra középső panelén feltüntettem a belső jet szimmetriatengelyének inklinációváltozását. Az S5 1928+738 jetének esetében a teljes fluxussűrűséget a mag régió, tehát a CS és Cg komponensek fényváltozása dominálja. A fényváltozás periódusa az inklináció változásához hasonlóan nagyjából 6 év. Látható, hogy amikor az inklinációs szög kisebb (nagyobb), akkor a jet fényesebb (halványabb). Ez arra mutat, hogy a jet látszó fényességének változásában nagy szerepet



4.3. ÁBRA. A fekete keresztetek a [130] munkában megadott 43 GHz-es komponens-pozíciókat, míg a vörös, hibahatárokkal ellátott pontok az általam kimért 15 GHz-es komponens-pozíciókat jelöli, ahol x a komponens VLBI maghoz képest megfigyelt relatív rektaszenciója mas-ban mérve, és y a komponens VLBI maghoz képest megfigyelt relatív deklinációja szintén mas-ban mérve. Ezen az ábrán az északi irány a negatív y -értékek felé irányított. A hét darab 43 GHz-es komponensből ötöt tudtam azonosítani a 15 GHz-es térkép alapján. A fekete görbe a 43 GHz-es adatokra illesztett geometriai modellt mutatja.

játszik a változó inklináció miatti változó Doppler-erősítés. Az inklináció változásában látható periodicitásra egy monoton csökkenő trend is rakódik, ami arra utal, hogy a jet egyre közelebb kerül a látóirányhoz. Ez konzisztens a jet átlagfényességének lassú növekedésével.

Ahogy a 4.4. ábráról látható, a fluxussűrűség, inklináció és pozíciószög időfüggése periodikus jellegű, amely változásra monoton növekvő vagy csökkenő trendek rakódnak. A jet kibocsátó fekete lyuk pályamozgása magyarázza a periodicitást, spin-pálya precesszió pedig a monoton trendeket. Emiatt harmonikus és lineáris változást kifejező függvények összegét illesztettem az idősorokra. Ezeknek alakja:

$$F(t) = A_0(F) + A_1(F) \sin\left(\frac{2\pi}{T(F)}t - \phi(F)\right) + A_2(F)t, \quad (4.13)$$

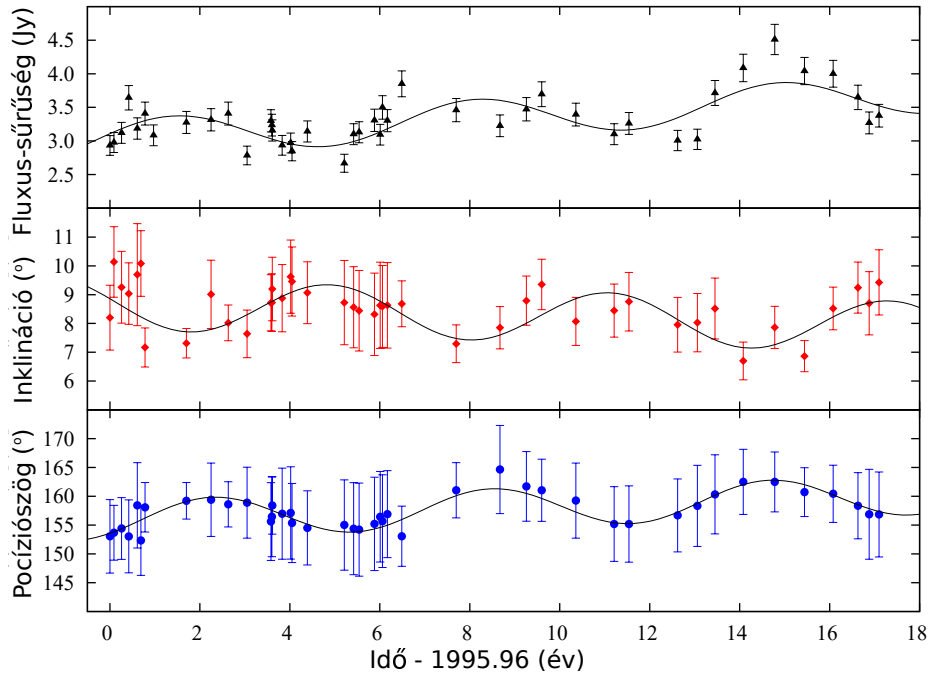
$$\iota_0(t) = A_0(\iota_0) + A_1(\iota_0) \sin\left(\frac{2\pi}{T(\iota_0)}t - \phi(\iota_0)\right) + A_2(\iota_0)t, \quad (4.14)$$

$$\lambda_0(t) = A_0(\lambda_0) + A_1(\lambda_0) \sin\left(\frac{2\pi}{T(\lambda_0)}t - \phi(\lambda_0)\right) + A_2(\lambda_0)t. \quad (4.15)$$

A vonatkozó paraméterek legjobban illeszkedő értékeit Levenberg-Marquard algoritmust használó nemlineáris gyökközelítő módszerrel határoztam meg, úgy, hogy a χ^2 -et minimalizáltam. Az egyenletek együtthatóit és a χ^2 értékeket foglalja össze a 4.5. táblázat.

4.4. TÁBLÁZAT. A 15 GHz-es adatok parametrikus illesztéséből meghatározott epochánkénti inklinációk és pozíciószögek.

Epocha	$\lambda_0(^{\circ})$	$\iota_0(^{\circ})$
1995,96	153,05 ± 6,38	8,20 ± 1,13
1996,05	153,67 ± 4,75	10,14 ± 1,23
1996,22	154,41 ± 5,36	9,26 ± 1,25
1996,38	153,04 ± 6,33	9,04 ± 1,07
1996,57	158,42 ± 7,40	9,70 ± 1,77
1996,74	152,34 ± 6,06	10,08 ± 1,14
1996,82	158,09 ± 4,30	7,17 ± 0,68
1996,93	155,77 ± 5,72	7,57 ± 1,00
1997,66	159,22 ± 3,17	7,31 ± 0,51
1998,21	159,40 ± 6,37	9,01 ± 1,19
1998,59	158,60 ± 3,93	8,02 ± 0,62
1999,01	158,89 ± 6,15	7,64 ± 0,83
1999,54	155,62 ± 6,76	8,72 ± 0,97
1999,56	156,45 ± 6,93	8,73 ± 1,00
1999,57	158,41 ± 4,97	9,20 ± 1,10
1999,79	156,98 ± 7,91	8,88 ± 1,17
1999,98	157,10 ± 8,01	9,63 ± 1,27
2000,01	155,37 ± 6,86	9,46 ± 1,20
2000,35	154,52 ± 6,43	9,07 ± 1,07
2001,17	155,01 ± 7,84	8,72 ± 1,46
2001,38	154,38 ± 7,99	8,56 ± 1,41
2001,50	154,22 ± 8,08	8,44 ± 1,40
2001,84	155,21 ± 8,11	8,32 ± 1,43
2001,97	156,44 ± 7,87	8,63 ± 1,50
2002,02	155,68 ± 8,04	8,59 ± 1,42
2002,13	156,90 ± 7,55	8,63 ± 1,48
2002,45	153,07 ± 5,21	8,68 ± 0,80
2003,66	161,05 ± 4,80	7,30 ± 0,66
2004,63	164,64 ± 7,66	7,85 ± 0,73
2005,22	161,71 ± 6,04	8,79 ± 0,85
2005,56	161,05 ± 5,40	9,35 ± 0,88
2006,32	159,25 ± 6,51	8,07 ± 0,83
2007,17	155,18 ± 6,48	8,45 ± 0,92
2007,50	155,19 ± 6,62	8,76 ± 1,02
2008,58	156,68 ± 6,33	7,95 ± 0,95
2009,02	158,33 ± 7,04	8,03 ± 1,01
2009,41	160,33 ± 6,86	8,52 ± 1,06
2010,04	162,50 ± 5,65	6,70 ± 0,66
2010,74	162,49 ± 5,19	7,86 ± 0,73
2011,40	160,72 ± 4,24	6,86 ± 0,54
2012,04	160,43 ± 4,97	8,52 ± 0,74
2012,59	158,35 ± 5,74	9,25 ± 0,89
2012,84	156,87 ± 7,80	8,70 ± 1,10
2013,06	156,85 ± 7,37	9,43 ± 1,13



4.4. ÁBRA. A jet 15 GHz-en mért teljes fluxussűrűsége (felső panel), a szimmetriatengelyének inklinációja (középső ábra) és pozíciószöge (alsó ábra) az idő függvényében ábrázolva a belső jet komponenspozíciói alapján. A folytonos görbék az idősorokhoz legjobban illeszkedő függvényeket mutatják, amelyekkel a periodicitásokat és lineáris trendeket jellemzem.

4.5. TÁBLÁZAT. A jet 15 GHz-en vett teljes fluxussűrűsége, a szimmetriatengelyének inklinációja és pozíciószögéhez illesztett egyenletek legjobban illeszkedő paraméterei. A χ^2 értékeket is feltüntettem (a szabadsági fokok száma $N = 39$ mindhárom esetben).

$F, \chi^2 = 22,20$				
A_0 (Jy)	A_1 (Jy)	A_2 (Jy év $^{-1}$)	T (év)	ϕ (°)
$3,03 \pm 0,06$	$0,29 \pm 0,06$	$0,04 \pm 0,01$	$6,74 \pm 0,24$	$-15,44 \pm 16,33$
$\iota_0, \chi^2 = 20,94$				
A_0 (°)	A_1 (°)	A_2 (°év $^{-1}$)	T (év)	ϕ (°)
$8,67 \pm 0,19$	$0,89 \pm 0,17$	$-0,05 \pm 0,02$	$6,22 \pm 0,19$	$11,95 \pm 15,01$
$\lambda_0, \chi^2 = 5,82$				
A_0 (°)	A_1 (°)	A_2 (°év $^{-1}$)	T (év)	ϕ (°)
$155,90 \pm 0,36$	$3,39 \pm 0,33$	$0,24 \pm 0,04$	$6,20 \pm 0,10$	$42,99 \pm 7,83$

A kettős paraméterek meghatározásához a (4.14) egyenlet 4.5. táblázatban megadott együtt-hatóit használtam fel. Az inklinációváltozás valóságának vizsgálata érdekében egy hipotézis tesztet hajtottam végre. A nullhipotézis szerint a különböző epochában vett inklinációs értékek egy véletlenszerű mintából származnak. Az alternatív hipotézis szerint az értékek a 4.14. függvény által leírt eloszlásból származnak. Nem-paraméteres Monte-Carlo teszttel ellenőriztem a $P(\chi^2 \leq \chi^2_{cv})$ valószínűséget, ahol a $\chi^2_{cv} = 20,94$ a kritikus χ^2 . Véletlenszerűen összekevertem a 4.4. táblázatban feltüntetett inklináció értékeket 10000 idősort alkotva, majd illesztettem ezekhez a 4.14. függvényt. A teszt $\chi^2 < \chi^2_{cv}$ -t adott 24 esetben, aminek következtében $P(\chi^2 < \chi^2_{cv}) \approx 0,0024$. Emiatt a nullhipotézist elvettem, és elfogadtam, hogy az illesztés valós változásokat tükröz. A következő fejezetben a jet szimmetriatengelyének irányítását, illetve annak időbeli változását használom fel a kettős fekete lyuk modell alkalmazásához.

4.4. Szupernagy tömegű fekete lyuk kettős a jetalapnál

Ebben a fejezetben a jet tapasztalt viselkedését magyarázom a 3.2. fejezetben leírt kettős fekete lyuk modell segítségével. Megjegyzem, hogy ebben a fejezetben nem a geometriai modell által leírt helixet veszem számításba, az az alak a kettős jelenléte nélkül is megvalósulna. Sokkal inkább a helix szimmetriatengelyének inklinációjának periódusára, és amplitúdójára van szükségem (lásd. 4.4. ábra és 4.5. táblázat).

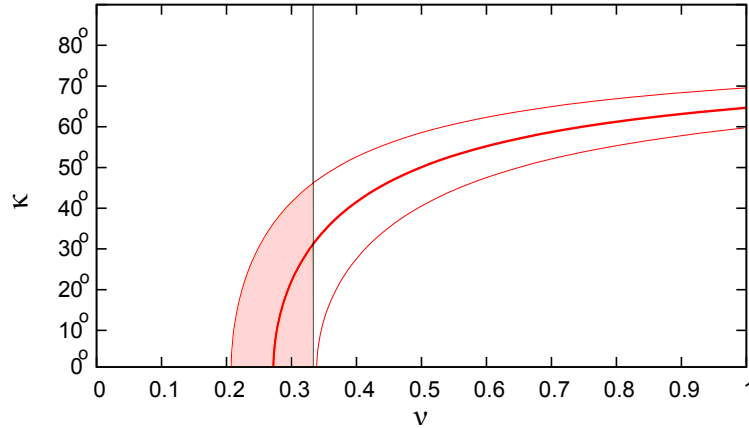
4.4.1. A teljes tömeg, kettős szeparáció és pályaperiódus korábbi becslései

Roos, Hummel és Kaastra $m \approx 10^8 M_\odot$ értéket fogadott el a kettős össztömegére, a forrás $8.15 \times 10^{45} \text{ erg}^{-1}$ bolometrikus luminozitását az Eddington-határként feltételezve [179]. Később mások további becsléseket tettek a központi objektum össztömegére, ugyancsak $10^8 M_\odot$ körüli értékre korlátozva azt [134, 105]. Cao és Jiang egy nagyságrenddel nagyobb tömegbecslést adott [41]. A különböző módszerekkel kapott értékeket nem átlagoltam, hanem a Woo és Urry által megadott $m \approx 8,13 \times 10^8 M_\odot$ értéket tekintem teljes tömegnek [221]. Ennek oka az, hogy ez az érték a megbízhatónak tekintett reverberation mapping módszerén alapuló skálázási törvényből származtatott.

Hummel és munkatársai egy mozgó szinusz-hullámot illesztettek az S5 1928+728 mas skálájú jetéhez, aminek a hullámhossza $\sim 1,06 \text{ mas}$, fázistolódása $\sim 0,28 \text{ mas}^{-1}$, és amplitúdója $\sim 0,09 \text{ mas}$ [94]. Roos, Hummel és Kaastra ezen paraméterekből becsülték a pályaperiódust [179]. Eredményképpen a $P^{\text{obs}} = P(1+z)$ kifejezésből $P \approx 2,9$ évet kaptak, ahol P^{obs} és P rendre a megfigyelt és a forrás rendszerében vett pályaperiódus, valamint z a vöröseltolódás. A kettős komponensei közötti szeparációt $r \approx 0,003 \text{ pc}$ -nek, és a tömegarányt $\nu > 0,1$ -nek becsülték.

4.4.2. A kettős rendszer paramétereinek becslése

Legyen a két egymás körül keringő fekete lyuk össztömege $m = m_1 + m_2$, és tömegeik aránya $\nu = m_2/m_1$ ($0 < \nu \leq 1$). A modell alapján a jettengely inklinációjának periodikus változásának oka a keringési sebességvektor irányának periodicitása. Így az inklináció-változás $T(\iota_0)$ megfigyelt periódusából számolom a pályaperiódust: $T = T(\iota_0)/(1+z) = 4,78 \pm 0,14 \text{ yr}$. Ezt, és Woo és Urry $m = 8,13 \times 10^8 M_\odot$ teljes tömegre való becslését [221] figyelembe véve a szeparáció $r = 0,0128 \pm 0,0003 \text{ pc}$, és a PN paraméter $\varepsilon \approx 0,003$. A PN paraméter ezen értéke azt mutatja, hogy a fekete lyuk kettős a dinamikai evolúció bespirálzási fázisába lépett.



4.5. ÁBRA. A vastag folytonos vonal $\kappa(\nu)$ függvényt jelöli, az e-feletti és alatti folytonos vonalak pedig az 1σ hibasávot mutatják. A függőleges folytonos vonal állítja be a tömegarány határát, $\nu = 1/3$ -ot. A satírozott részt engedik meg az észlelések.

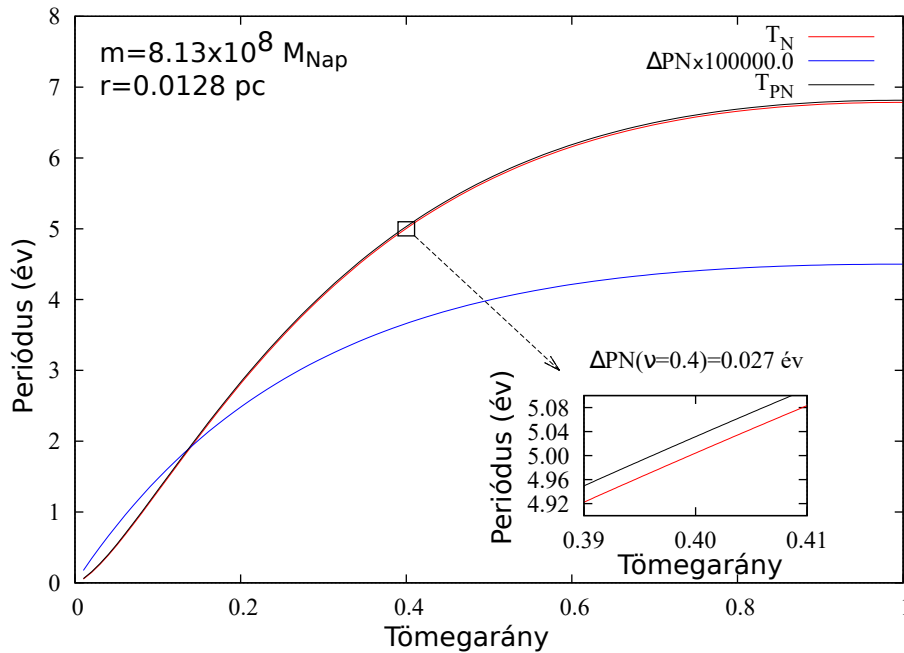
4.6. TÁBLÁZAT. A kettős rendszer paramétereit. A teljes tömegre vonatkozó becslés független eredmény [221].

Teljes tömeg, m (M_{\odot})	$\approx 8,13 \times 10^8$
Pályaperiódus, T (év)	$4,78 \pm 0,14$
Kettős szeparáció, r (pc)	$0,0128 \pm 0,0003$
PN paraméter, ε	$\approx 0,003$
Tömegarány, ν	$[1/5 \div 1/3]$
Spin-pálya precessziós periódus, T_{SO} (év)	4852 ± 646
Gravitációs élettartam, T_{GR} (év)	$(1,44 \pm 0,19) \times 10^6$

A következőben a tömegarányt határozom meg. A pályamozgás hatására a jettengely egy ζ karakterisztikus fél-nyílásszögű kúp mentén köröz a spin tengely körül, T periódussal. Az $\iota_0(t)$ periodikus komponensének amplitúdója ez a szög, úgy, hogy $\zeta = 0,68 \pm 0,13^\circ$. Ezen értékek, valamint a hibahatárak felhasználásával rajzoltam ki a $\kappa(\nu)$ függvényt a 4.5. ábrán.

A szupernagy tömegű kettős tagjai hasonló asztrofizikai környezetben fejlődhetnek, ezért plauzibilis lehet elfogadni hogy a dimenziómentes spin-paraméterük hasonló. Így $S_2/S_1 \approx \nu^2$. A tömegarány $\nu > 1/3$ értéke, és következésképpen a spinek $S_2/S_1 \approx 0,1$ aránya két erőteljes jet jelenlétét okozná. Ilyen kettős jetalpra jelenleg nincs bizonyíték, ezért a tömegarányra vonatkozó felső határt $1/3$ -nak vettem, ami az ütköző, szupernagy tömegű fekete lyukak tipikus tömegarányának felső határa [69].

Ahogy a 4.5. ábrán látható, az inklináció amplitúdójának $d\zeta = 0,13^\circ$ hibáját, valamint a PN paraméter $d\varepsilon = 7 \times 10^{-5}$ hibáját figyelembe vevő kontúr a tömegarány alsó határára $0,2$ értéket jelöl ki (ezek 1σ hibák). Így a jetanalízissel konzisztens kettős fekete lyuk kettős tömegarányára $\nu \in [1/5 \div 1/3]$ adódik. A spin-pálya precessziós periódusnak a (3.10) kifejezés alapján számolt értéke $T_{\text{SO}} = 4852 \pm 646$ év, míg a gravitációs élettartamnak a (3.9) kifejezés alapján számolt értéke $T_{\text{GR}} = (1,44 \pm 0,19) \times 10^6$ év. Az S5 1928+738 jetével konzisztens szupernagy tömegű fekete lyuk kettős paramétereit foglalja össze a 4.6. táblázat.



4.6. ÁBRA. A vezető és 1PN rendben számolt periódus a tömegarány függvényében, az ábrán megadott teljes tömeg és szeparációk esetében.

A 4.6. ábrán az S5 1928+738 jete alapján származtatott kettős paraméterek felhasználásával szemléltetem, hogy miért elegendő a pályaperiódus vezető rendű tagját figyelembe venni. Az ábrán a T_N newtoni pályaperiódust, a T_{PN} 1PN poszt-Newtoni rendű pályaperiódust, és ezek ΔPN különbségét mutatja az ábrán feltüntetett m teljes tömeg és r szeparáció esetében, a ν tömegarány függvényeként. Látható, hogy a periódus nullad- és elsőrendű értéke közötti különbség körülbelül a tizede a mérésekből származtatott periódus hibájának. Tehát, habár a precizitás megkövetelné a pályaparaméterek legalább 1, de inkább 2PN rendben való megadását a spin-pálya precesszió leírásakor, a "mértékrúd" beosztása körülbelül tízszer nagyobb, mint a rendek közötti eltérés. Ez jellemző a értekezésben bemutatott többi esetben is, így a jet alapján meghatározott periódust mindig a vezető rendű pályaperiódussal azonosítom.

4.5. Összefoglalás

Ebben a fejezetben az S5 1928+738 rádió jetét vizsgáltam, a MOJAVE program által elérhetővé tett 15 GHz-es kalibrált vizibilitások alapján. Analízisem alapján megmutattam, hogy a hosszabb időt lefedő VLBI méréseket továbbra is lehet konzisztens módon fekete lyuk kettőssel magyarázni. Továbbá fejlesztettem a fizikai képen azzal, hogy figyelembe vettem a jet kibocsátó fekete lyuk forgását is. A munka fő eredménye, hogy először mutattam ki tisztán VLBI mérések alapján egy AGN jetben zajló spin-precessziót.

A jet 43 GHz-es VLBI komponens-pozícióit [130] felhasználva egy egyszerűsített helikális geometriai modellt segítségével leírtam a jet belső 2 mas méretű részét. Ebből megkaptam a

jet belső félnyílásszögét, valamint szimmetriatengelyének inklinációját és pozíciószögét a vonatkozó epochában. Ezután illesztettem a modellt a majdnem 20 évet átfogó, összesen 44 epochában felvett 15 GHz-es VLBI-térképeken kapott komponens-pozíciókhoz, szintén a jet belső 2 mas méretű részét figyelembe véve. Három fontos jet jellegzetességet tártam fel: (i) helikális jetalak, (ii) szimmetriatengelyének periodikus irányváltása, (iii) a jet átlagos irányának lassú irányváltozása. A forgó fekete lyukat tartalmazó fekete lyuk kettős modell természetesen magyarázza (ii) és (iii) jelenlétét; (i) helikális instabilitásoknak volt tulajdonítva.

A jet precesszióját okozhatja akár a Bardeen-Petterson effektus is [9], ami viszkózus akkréciós korong és forgó fekete lyuk között jön létre, amennyiben a korong nem a keringési síkban van. Viszont egy ilyen forogatókönyv egyedül nem tudná megmagyarázni egyidejűleg (i)-t és (ii)-t. Egy alternatív magyarázat szerint jet környezetében lévő intergalaktikus/csillagközi anyagban fellépő nyomásgradiens hatására a jet periodikusan eltérülhetne, így okozva a jet szerkezetében megfigyelt periodikus eltérést. Az S5 1928+738 jetének környezete jelenlegi tudásunk szerint nem ilyen.

5. Fejezet

A PG 1302–102 jelű kvazárban sejtett szupernagy tömegű fekete lyuk kettős paramétereinek korlátozása a forrás parszek-skálájú jetszerkezete alapján

A PG 1302–102 egy $z = 0,278$ vöröseltolódású, lapos spektrumú, rádió-hangos kvazár [144]. Graham és munkatársai kimutatták, hogy az optikai fényessége $5,2 \pm 0,2$ év periódussal változik [75], amit egy szupernagy tömegű fekete lyuk kettős pályamozgásával magyaráztak. A szoros, nagyságrendileg 0,01 parszekes (pc) szeparációja alapján a PG 1302–102 közepén sejtett szupernagy tömegű fekete lyuk kettős már a bespirálózás fázisába lépett. Céлом annak a vizsgálata volt, hogy a jet szerkezetében megjelenik-e a jet alapjánál feltételezett kis szeparációjú kettős fekete lyuk hatása.

5.1. Rádió interferometrikus adatok

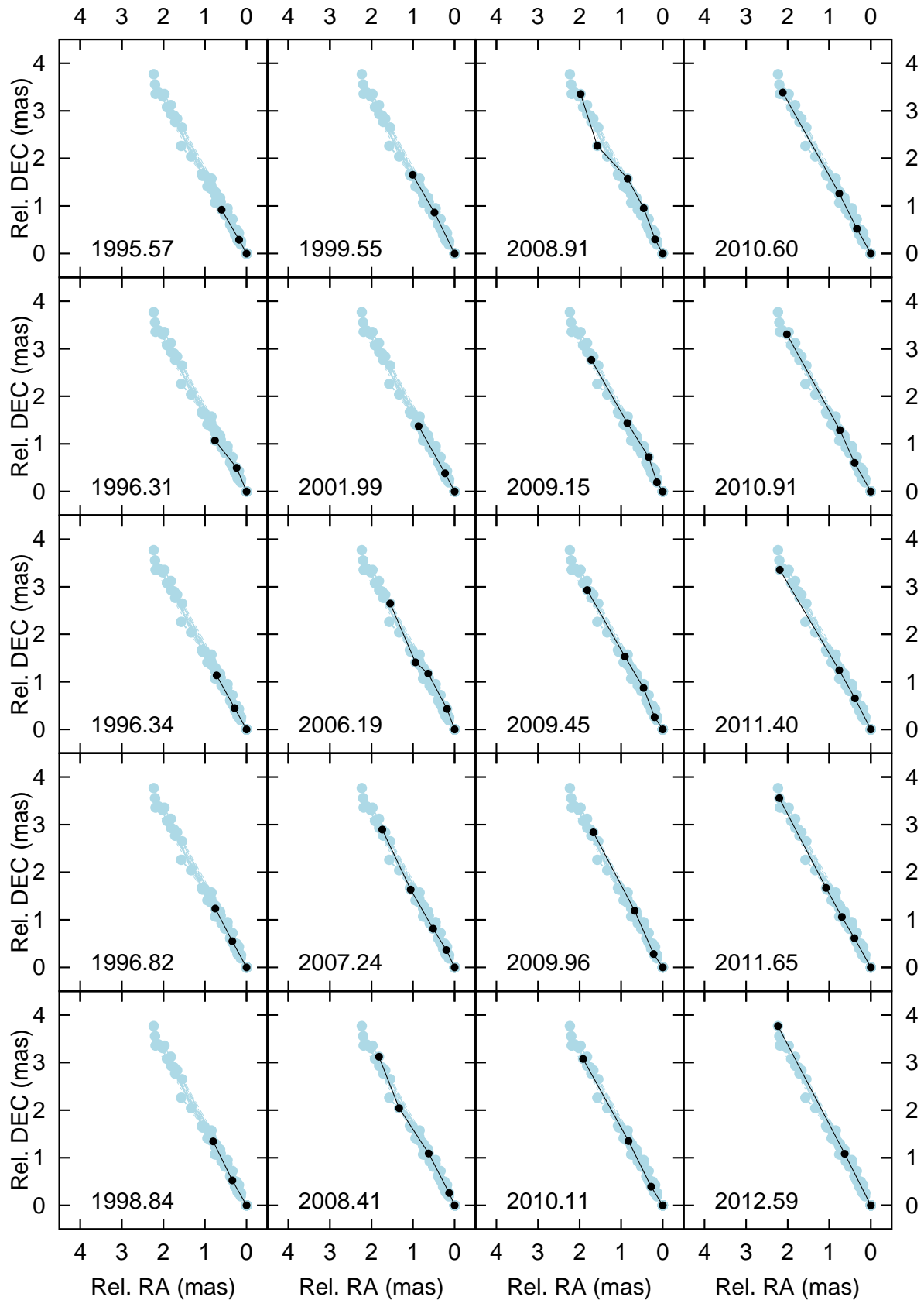
5.1.1. Az archív VLBA adatok Gauss profilú komponensekkel való leírása

A PG 1302–102 kalibrált VLBI vizibilitásait a MOJAVE publikus adattárából töltöttem le [131], ahonnan 1995,57 és 2012,59 között összesen 20 észlelési epocha érhető el. A CalTech DIFMAP programjának sztenderd eljárásait alkalmaztam a jet fényességeloszlásának kör alapú, Gauss fényességprofilú komponensekkel való jellemzésében. A modellillesztést a 2.2.2. fejezetben, a hibabecslést pedig a 2.2.3. fejezetben ismertetett módon hajtottam végre. Az 1999,55-ös mérés kivételével mindig a VLBI magnak választott komponens volt a legfényesebb, aminek a pozíciójához képest adtam meg egyes komponensek relatív rektaszncenzióját és deklinációját.

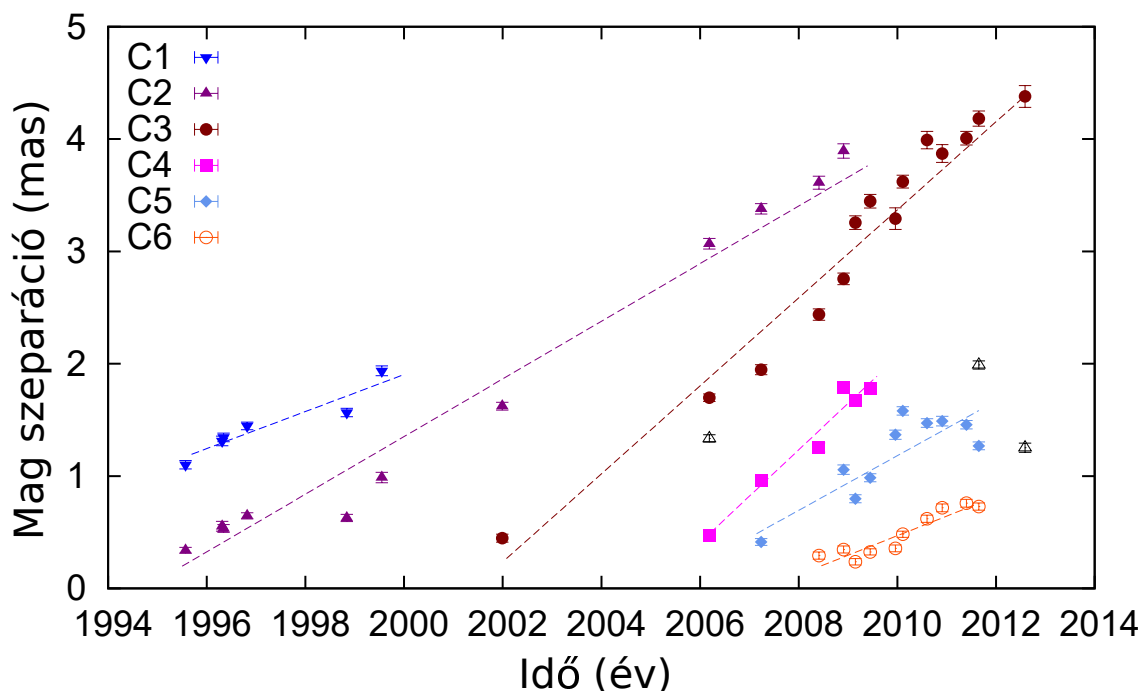
A magtól mért komponenstávolságokat ábrázolom az idő függvényében az 5.2. ábrán, míg a komponensek relatív rektaszncenzióit és deklinációit az 5.3. ábrán. Az illesztett jetkomponensek paramétereit foglalom össze az 5.1 táblázatban.

5.1.2. Az archív VLA adatok kalibrációja és a forrás kpc-skálájú térképezése

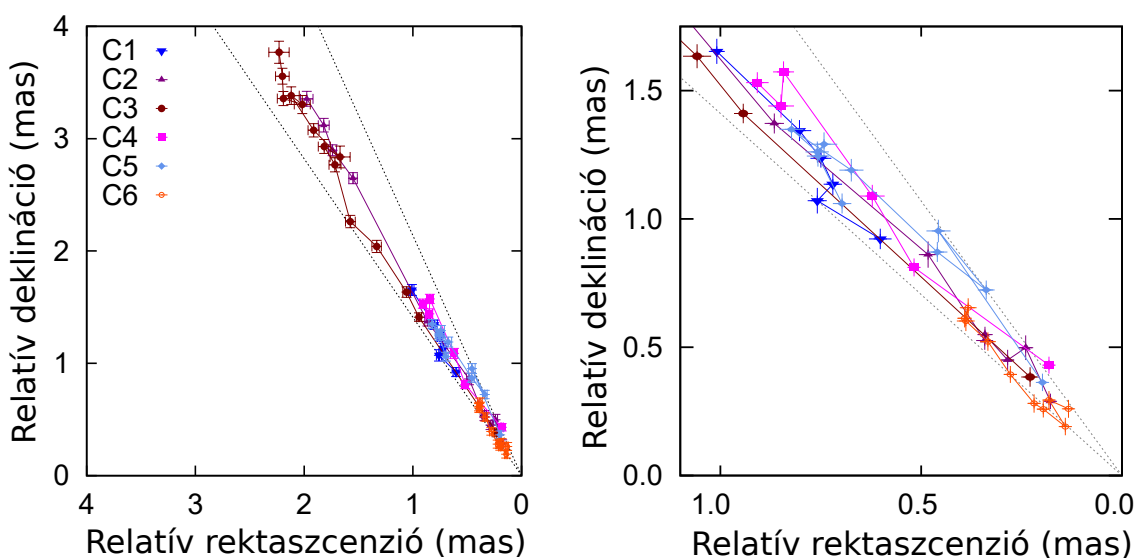
A VLA adatok fázis- és amplitúdó-kalibrációját Dr. Frey Sándor végezte el. A PG 1302–102 nagy érzékenységű, 1,4 GHz-es VLA észlelései az amerikai National Radio Astronomy Observatory



5.1. ÁBRA. A PG 1302–102 nyalábgerincének időbeli változása a MOJAVE rádióészlelések észlelési epochái alapján, a VLBA interferométer hálózattal, 15 GHz-es észlelési frekvencián mérve. A vízszintes és függőleges tengelyeken a VLBI maghoz képest megadott relatív rektaszencenziókat és relatív deklinációkat ábrázoltam. A fekete pontok a Gauss profilú komponensek pozícióit jelzik, a bal alsó sarokban jelzett észlelési epochában. A világoskék pontok az összes komponenst jelölik az összes epochában mérve.



5.2. ÁBRA. A magtól mért komponestávolságok az idő függvényében. Az azonosított komponenseket (C1, C2, C3, C4, C5, C6) külön szimbólumokkal jelölöm az ábrán feltüntetett rendszer szerint. A komponensek lineáris saját mozgásának illesztését szaggatott vonalak jelölik. Néhány komponens nem azonosítottam, ezeknek pozícióját az üres háromszögekkel jelölöm.



5.3. ÁBRA. A bal oldali ábrán a C1-től C6-ig jelölt komponensek VLBI maghoz képest megadott relatív koordinátái láthatóak. A jobb oldali ábrán a belső jetet ábrázolom. A pontozott vonalak a jet nyílásszögét reprezentálják.

5.1. TÁBLÁZAT. A PG 1302–102 VLBI jetének felületi fényességeloszlásához illesztett jetkomponensek. (1) észlelési epocha, (2) fluxussűrűség, (3)-(4) a maghoz képest megadott relatív pozíció, (5) komponens méret, (6) azonosított komponens neve. A teljes táblázat a „B” függelékben található.

Epocha (év)	Fluxussűrűség (Jy)	x (mas)	y (mas)	d (mas)	Jel
1995,57	$0,116 \pm 0,024$	$0,602 \pm 0,028$	$0,922 \pm 0,040$	$0,507 \pm 0,044$	C1
	$0,112 \pm 0,023$	$0,178 \pm 0,013$	$0,289 \pm 0,030$	$0,063 \pm 0,046$	C2
1996,31	$0,065 \pm 0,011$	$0,759 \pm 0,024$	$1,071 \pm 0,050$	$0,327 \pm 0,255$	C1
	$0,113 \pm 0,015$	$0,240 \pm 0,019$	$0,498 \pm 0,048$	$0,098 \pm 0,146$	C2
1996,34	$0,065 \pm 0,014$	$0,720 \pm 0,023$	$1,135 \pm 0,043$	$0,361 \pm 0,124$	C1
	$0,090 \pm 0,017$	$0,285 \pm 0,016$	$0,450 \pm 0,040$	$0,157 \pm 0,089$	C2
1996,82	$0,060 \pm 0,014$	$0,750 \pm 0,026$	$1,236 \pm 0,036$	$0,479 \pm 0,038$	C1
	$0,106 \pm 0,020$	$0,341 \pm 0,019$	$0,549 \pm 0,031$	$0,305 \pm 0,022$	C2

(NRAO) archívumából származnak¹. A VLA úgynevezett „A” konfigurációjában készültek a mérések, amikor a hálózat Y alakban elhelyezett antennái a központtól 21 km-re helyezkednek el, egy 36 km átmérőjű rádióteleszkópot szintetizálva. Ez a elrendezés biztosítja a hálózattal elérhető legjobb felbontást. A felvett adatok sáv szélessége 100 MHz, az észlelés 1992. október 9. és 10. között történt, a teljes mérési idő 1 óra (projektkód: BC012). A PG 1302–102 kpc-skálájú szerkezetének feltárásához egy második A konfigurációban készült VLA észlelést is használtunk, ami 5 GHz-es frekvencián készült 1992. november 18-án (projektkód: AG361). A teljes sáv szélesség 100 MHz, a mérési idő 35 perc.

A fázis- és amplitúdó-kalibráció mindkét frekvencián az Astronomical Image Processing System (AIPS, Greisen2003) segítségével történt. Az 1,4 GHz-es mérésénél a fluxussűrűség skála az OQ 208 (J1407+2827) nevű forrás segítségével definiált (forrás fényessége 817 mJy [49]). Az 5 GHz-es mérésnél a 3C 286 nevű, elsődleges VLA fluxussűrűség kalibrátor határozta meg az amplitúdó-skálát. A modellillesztést és képalkotást mindkét frekvencián a DIFMAP segítségével hajtottam végre, a Dr. Frey Sándor által kalibrált vizibilitásokat felhasználva. A forrás 1,4 GHz-es térképe az 5.4. ábrán látható. Ez a DIFMAP programmal készült az AIPS-ből exportált kalibrált uv -vizibilitási adatokat felhasználva.

5.2. A PG 1302–102 rádió szerkezete

5.2.1. A PG 1302–102 parszekes skálán

A forrás VLBA megfigyelései alapján kerestem a központjában sejtett, szub-pc szeparációjú fekete lyuk kettős létezésére utaló jeleket. Az archív VLBA adatokhoz illesztett jetkomponensek időszora 17,02 évet ölel át 20 epochában. A Gauss profilú jetkomponensek relatív pozícióit ábrázolom az 5.1. ábrán. Az átlagos pozíciószög $\Theta_{pc} = 31,6^\circ \pm 0,6^\circ$ (a pozíciószöget észak felől keletre mérjük pozitív irányban).

Összesen hat jetkomponenst azonosítottam, ezek magszeparációit prezentálja az 5.2. ábra. Mindegyikük szuperfénysebességű látszólagos mozgást végez, ami a jet látóiránnyal bezárt kis szögére, és relativisztikus sebességére utal. A C4-es komponens látszólagos sebessége a legnagyobb (vagyis ehhez a komponenshez tartozik a legmeredekebb görbe az 5.2. ábrán), lineáris

¹ <http://archive.nrao.edu>

sajátmozgása $\mu^{\max} = 0,41 \pm 0,04 \text{ mas yr}^{-1}$. Ez $\beta_{\text{app}}^{\max} = 7,5 \pm 0,7$ -nak felel meg, fénysebesség egységben mérve. A látszó sebesség alsó hibahatárát figyelembe véve a minimális Lorentz faktor $\gamma^{\min} = 6,8$, és a minimum jetsebesség $\beta_j^{\min} = 0,989$.

A komponensek relatív rektaszcenzióit és deklinációit adom meg az 5.3. ábrán. Látszik, hogy a komponensek különböző irányba dobódtak ki, viszont nagyjából az első milliív másodperc magtávolság megtétele után kollimálódtak egymással. Ez a kollimáció a C1 és C5 komponensek esetén a hangsúlyosabb, amelyek a jet ellenkező szélén találhatók. A C1 és C5 legkülső pozícióit használtam a jetkúp nyílásszögének meghatározásához ($\sim 1.5 \text{ mas}$ magtávolságon belül), amit pontozott vonallal jelöl az 5.3. ábrán. Így a látszó fél-nyílásszög $\psi_{\text{app}} = 5,2^\circ \pm 0,8^\circ$.

A Doppler erősítés egyik következménye, hogy a a látóirányhoz közeli jetek fénye virtuálisan felerősödve ér a megfigyelőhöz, aki T_B látszó fényességi hőmérsékletet mér a $T_{B,\text{int}}$ valódi fényességi hőmérséklet helyett. VLBI komponensek esetében a fényességi hőmérsékletet az (4.2) egyenlet segítségével számolhatjuk ki.

Valódi fényességi hőmérsékletnek az ekvipartíciós elmélet szerint jóslott $T_{\text{eq}} \approx 5 \times 10^{10} \text{ K}$ értéket elfogadva [169], a VLBI mag 20 epocha alapján mért Doppler faktorának matematikai átlaga $\bar{\delta} = \frac{1}{N} \sum_i^N T_b/T_{\text{int}} = 23,23 \pm 7,73$ (a hibaterjedés formuláját figyelembe véve), ahol N az epochák száma. A forrás karakterisztikus Doppler faktoraként a VLBI mag Doppler faktorának a medián átlagát fogadom el, ami $\delta_{\text{med}} = 18,5 \pm 3,6$.

Ekkor ι inklináció és β_{jet} jetsebesség kifejezhető az (1.21) és (1.22) egyenletekből, $\bar{\delta}$ és $\beta_{\text{app}}^{\max}$ -ot helyettesítve a számolt értékekkel. A jetsebességre $\beta_{\text{jet}} = 0,996_{-0,002}^{+0,001}$, a Lorentz-faktorra $\gamma = 10,8_{-1,9}^{+1,7}$, és az inklinációra $\iota = 2,2^\circ \pm 0,5^\circ$ értéket kaptam. A jet ψ_{app} látszó fénynyílásszögét a komponensek pozíciószögének legnagyobb és legkisebb értékeiként számoltam. Ezek $PA_{\text{max,C1}} = 35,33^\circ \pm 1,33^\circ$, és $PA_{\text{min,C5}} = 25,06^\circ \pm 0,77^\circ$, így $\psi_{\text{app}} = PA_{\text{max,C1}} - PA_{\text{min,C5}} = 10,3^\circ \pm 1,5^\circ$. Az inklinációból és a látszó fénynyílásszögből adódik a belső fénynyílásszög: $\zeta = \psi_{\text{app}} \sin \iota = 0,20^\circ \pm 0,05^\circ$.

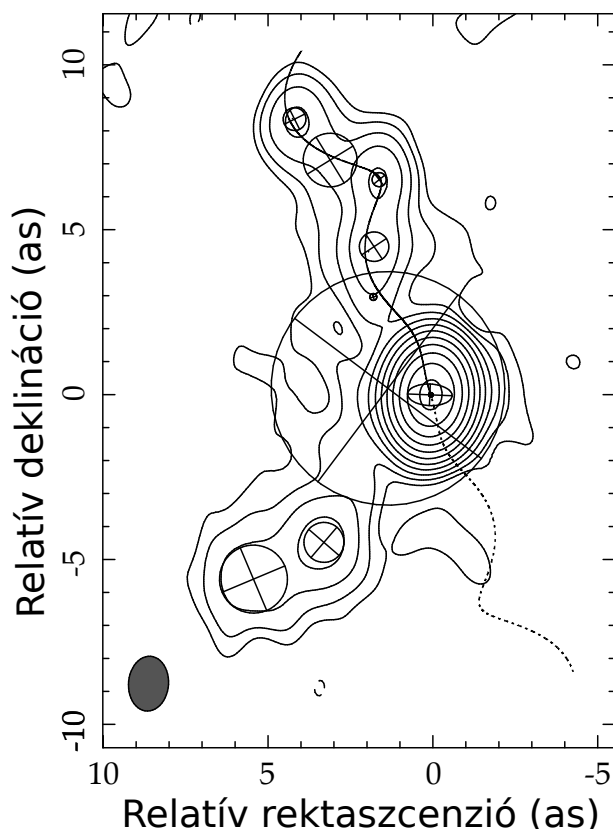
Graham és munkatársai a PG 1302–102 optikai fénygörbéjét periodikusan változó Doppler erősítéssel magyarázták [75]. A jet rádió szerkezetéből fentebb meghatározott Lorentz faktor, belső fél nyílásszög, inklináció nagyságrendileg jó egyezést mutatnak a [75] munkában meghatározott értékekkel, amelyek: $\gamma_{\text{opt}} = 5,4 \pm 0,1$ Lorentz-faktor, $\zeta_{\text{opt}} = 0,5^\circ \pm 0,1^\circ$ belső fél-nyílásszög, $\iota_{\text{opt}} = 5,0^\circ \pm 0,2^\circ$ inklináció. Tehát független mérések feldolgozásával kvalitatívan igazolni tudtam [75] becslést.

A pc-skálájú morfológia alapján a PG 1302–102 jelű kvazár VLBI jetének hossza folyamatosan nő, ahogy ez az 5.1. ábrán látható. Ez folyamatosan erősödő aktivitásra utal. Az utolsó MOJAVE epochában (2012,59) a jetkomponensek teljes fluxussűrűsége $1,453 \text{ Jy}$ volt, majdnem háromszorosa az ez előtti átlagos értéknek.

5.2.2. A PG 1302–102 kiloparszekes skálán

A PG 1302–102 Gauss fényességprofilú komponensei és a VLA térképe (5.4. ábra) helikális struktúrára emlékeztetnek az északi jet esetében, illetve egy ív alakú trajektóriát mutatnak a déli jet esetében. Az $1,4 \text{ GHz}$ -es észlelési frekvencián az északi jet fényességeloszlását hét Gauss profilú komponenssel közelítettem, míg a déli jetét csupán kettővel. A komponensek kis száma nem engedi geometriai modell alkalmazását a déli jetre. Másrésztől, azzal az elfogadással, hogy a jetkomponensek pozíciói helikális geometriát követnek, egy egyszerű precessziós modellt tudunk illeszteni az északi jet szerkezetéhez. Ehhez az illesztéshez az 5 GHz -es VLA

adatokból származó komponens-pozíciókat is felhasználtam. Így becsülhetővé válik a jet térbeli irányultsága, illetve fél-nyílásszöge.



5.4. ÁBRA. PG 1302–102 1,4 GHz-es VLA térképe, az északi jet komponenseihez illesztett kúpos csavarvonallal ábrázolva. A déli oldalon jelölt, szaggatott vonal az északi csavarvonalhoz szimmetrikus hipotetikus jet trajektóriát reprezentálja. A déli jet szerkezete különbözik az egyszerű precessziós modell alapján várthoz képest. A körök és a központi ellipszis a DIFMAP-pal illesztett Gauss profilú komponensek helyzetét és méretét reprezentálják. A kép csúcspénysége $543 \text{ mJy beam}^{-1}$. A legalacsonyabb kontúrszint $4,3 \text{ mJy beam}^{-1}$, a további kontúrok értékei kétszeres szorzóval növekednek ehhez képest. Az rms zaj $0,08 \text{ mJy beam}^{-1}$. A helyreállító nyáláb méretét ($1,66 \text{ arcsec} \times 1,21 \text{ arcsec}$) jelöli a bal alsó sarokban látható ellipszis.

A legjobban illeszkedő paramétereket iteratíván végrehajtott, nem-lineáris legkisebb négyzetes becsléssel kaptam meg, Levenberg-Marquardt algoritmust használva úgy, hogy a χ^2 -et minimalizáltam. A kpc-skálájú helikális jet szimmetriatengelyének pozíciószöge így $\Theta_{\text{kpc}} = 20,15^\circ \pm 0,26^\circ$, inklinációja $\iota_{\text{kpc}} = 65,5^\circ \pm 2,2^\circ$, és első fél nyílásszöge $\Psi^{\text{int}} = 6,5^\circ \pm 1,0^\circ$. A jet egy térbeli periódus alatti tengelyirányú növekménye $a = 6,0 \text{ arcsec} \pm 0,1 \text{ arcsec}$, míg a radiális irányú növekménye $b = 0,7 \text{ arcsec} \pm 0,1 \text{ arcsec}$ (redukált $\chi^2 = 4,6$). Ez az eredmény kvalitatíven konzisztens a kpc-skálájú jet kétoldalú megjelenésével, ami szintén nagy inklinációt sugall. A kis és nagy skálájú jet inklinációinak eltérését az 5.3.2 alfejezetben részletesebben is tárgyalom.

Az 5.4. ábra a legjobban illeszkedő északi helikális jetet (folytonos vonallal jelölve), az 1,4

GHz-es VLA térképet, és a komponens-pozíciókat mutatja. Fontos megjegyezni, hogy a helikális modell precessziós mintázat, a komponensek nem a kijelölt csavarvonal mentén mozognak, inkább a pillanatnyi megjelenésük formál egy helixet, ami tágul, ahogy a komponensek ballisztikus pályán távolodnak a magtól. A szaggatott vonal azt jelöli, hogy hogyan kellene kinéznie egy északi jetre szimmetrikus déli ellenjetnek. A déli jet valódi szerkezete világosan különbözik ettől, így egy egyszerű precesszáló jetmodell nem képes leírni a szerkezetet. Az aszimmetrikus kpc-skálájú jetszerkezetet magyarázhatja egy, a anyaggalaxisbeli jet-felhő kölcsönhatás következtében kialakult jetkanyar (például [95]).

5.3. Interpretáció

5.3.1. A kiloparszek skálájú jet lehetséges precessziós időskálája

A következőkben becsülöm az kpc-skálájú északi jet precessziós periódusát. A helikális jet mintázat expanziós rátáját a deprojektált tengely irányú (a), és radiális irányú (b) növekmény írja le. Ezek egy térbeli periódusra, vagyis egy menetemelkedésre értendők. Akkor a forrás nyugalmi rendszerében értendő precessziós periódus:

$$T_j = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{c \beta_{j,\text{kpc}}} \frac{d_\theta}{1+z} = \frac{(6.74 \pm 1.05) \times 10^4}{\beta_{j,\text{kpc}}} \text{ yr}, \quad (5.1)$$

ahol $\beta_{j,\text{kpc}}$ a kpc-skálájú jetsebesség, és $d_\theta = 4,352 \text{ kpc arcsec}^{-1}$ a forrás vöröseltolódásánál értendő kozmológiai szögskála. A precessziós periódus nagyságrendi becslését tehetjük meg a pc skálájú jethez képest jelentősen lassult kpc-skálájú jet sebességére $\beta_{j,\text{kpc}} \approx 0,1$ -et elfogadva (például [184]). Ebben az esetben T_j közel 7×10^5 év.

5.3.2. A parszek és kiloparszek skálájú jetek közötti különbség

A pc-skálájú jettel ellentétben a PG 1302–102 kpc-skálájú rádióstruktúrájának kiterjedt kétoldalu megjelenése nagy inklinációra utal. A kpc-skálájú jet $\Psi^{\text{int}} \approx 6,5^\circ$ belső fél-nyílásszöge sokkal kisebb, mint a kpc-skálájú jet $\iota_{\text{kpc}} \approx 65,5^\circ$ inklinációja és a pc-skálájú jet $\iota \approx 2,2^\circ$ inklinációja közötti különbség. Ez kizárja annak a forgatókönyvnek a lehetőségét, amelyben a pc-skálájú jet lassan precesszál a kpc-skálájú jet kúpjában. Más szavakkal, elfogadva, hogy a pc-skálájú jet a kidobásáért felelős fekete lyuk spinjének irányába mutat, a kpc-skálájú szerkezetet nem lehet egyszerűen leírni a [75] által leírt kettős spin-precessziójával.

5.3.3. Kettős paraméterek

Graham és munkatársai különböző emissziós vonalokból átlagosan $m \approx 4 \times 10^8 M_\odot$ teljes tömeget becsültek a PG 1302–102 központi objektumára [75]. Ezt a kettős tömegére figyelembe véve, valamint elfogadva az általuk a forrás nyugalmi rendszerében $T = 4,0 \pm 0,2$ évnek becsült optikai periódust, mint pályaperiódust, a pályaszeparáció $r \approx 0,01$ pc-nek adódik. A poszt-Newtoni paraméter $\varepsilon = Gmr^{-1}c^{-2} \approx 0,002$ értéke alapján a kettős a bespirálozás fejlődési fázisba fejlődött.

A jet kibocsátó, domináns tömegű fekete lyuk (3.18) egyenlettel kifejezett pályasebessége alapján megbecsülhetjük a két fekete lyuk tömegének $\nu = m_2/m_1$ ($m = m_1 + m_2$; $m_1 > m_2$) arányát. A (3.20) egyenlet megadja a kúp belső fél-nyílásszögét, amin a jettengely körbejár a

5.2. TÁBLÁZAT. A PG 1302–102-re származtatott kettős paraméterek. A * jel független eredményeket jelöl [75].

Teljes tömeg, m^* (M_\odot)	$\approx 4 \times 10^8$
Pályaperiódus, T^* (év)	$4,0 \pm 0,2$
Kettős szeparáció, r^* (pc)	$\approx 0,01$
Poszt-Newtoni paraméter, ε	$\approx 0,002$
Tömegarány, ν	$\nu > 0,08$
Spin-pálya precessziós periódus, T_{SO} (év)	< 14100
Gravitációs élettartam, T_{GR} (év)	$< 7,2 \times 10^6$

változó irányú keringési sebességvektor hatására. Ebbe helyettesítve a pályasebesség kifejezését az alábbi egyenletet kapjuk:

$$\kappa = \arccos \frac{\beta_{\text{jet}} \sin \zeta}{\varepsilon^{1/2}} \frac{1 + \nu}{\nu}. \quad (5.2)$$

Ebbe az egyenletbe a VLBA adatok elemzéséből származó $\beta_{\text{jet}} \approx 0,996$ jetsebességet, és $\zeta \approx 0,2^\circ$ belső fél-nyílásszöget helyettesítve $\kappa = 0^\circ$ limit alapján a tömegarányra $\nu \geq 0,08$ alsó korlátot határoztam meg.

Az ütköző fekete lyukak $[1/30 \div 1/3]$ tipikus tömegarányában spin-flip várható akkor, amikor a domináns spin és a pályamomentum megegyeznek, vagyis $S_1 = L_N$ [69]. Figyelembe véve a ν -re meghatározott 0,08 alsó, és 1/3 felső határt, a domináns spin és a Newtoni pályamomentum aránya $0,6 > S_1/L_N > 0,1$ módon korlátozható. A PG 1302–102 esetében ez a spin-flip ellen szól, mint a pc- és kpc-skálájú jetek iránya közötti nagy különbség lehetséges magyarázata. Viszont a ζ paraméter akár csekély mértékű megváltozása kisebb korlátot adna a tömegarányra. Ez a változás maga után vonja $S_1 > L_N$ teljesülését is. Ilyen arány mellett a spin-flip megtörténhetett (például $\iota = 1,2^\circ$, $\zeta = 0,1^\circ$, $\nu > 0,04$ esetén).

A $\nu \geq 0,08$ tömegarány a spin-pálya periódust a (3.10) kifejezés alapján $T_{SO} \leq 14100$ évnek, a gravitációs élettartamot pedig a (3.9) kifejezés alapján $T_{GR} \leq 7,2 \times 10^6$ évre korlátozza. A PG 1302–102 észlelései alapján korlátozott kettős paramétereket foglalom össze az 5.2. táblázatban.

5.4. Összefoglalás és záró megjegyzések

Ebben a munkában archív VLBA és VLA észleléseket elemezve a PG 1302–102 nevű kvazár rádió jetének pc- és kpc-skálájú morfológiáját vizsgáltam. A motivációt Graham és munkatársainak eredménye adta [75], akik a Catalina Real-Sky Transient Survey optikai fénygörbéi alapján arra következtettek, hogy ez a kvazár egy szoros, szub-pc szeparációjú szupernagy tömegű fekete lyuk kettőst rejt. Megállapítottam, hogy a pc-skálájú jet felületi fényességeloszlásának komponensei egy $0,20^\circ \pm 0,05^\circ$ fél-nyílásszögű kúp mentén dobódtak ki. Az első milliív másodperc elhagyása után trajektóriáik kollimálódtak, ami a jet egyenesszerű szerkezetét eredményezte.

Interpretációmban a PG 1302–10 jetének fél-nyílásszögét a jet kibocsátó fekete lyuk pályamozgása befolyásolja. Graham és munkatársai megadták a PG 1302–102 optikai fényváltozását magyarázni képes jet-kúp paramétereit [75], amihez hasonlót kaptunk a pc-skálájú jet rádió interferometrikus adatainak elemzésével. Eredményeink egy olyan fizikai képpel konzisztensek,

amely szerint keringő fekete lyuk pályamozgása zavarja a jet alappontjánál a jet kidobódását. Ez az alappontnál periodikusan változó jet-irányt ad, illetve a kis inklináció és relativisztikus sebesség miatt az optikai fényesség jelentős periodikus Doppler erősítést is okozza. A VLBA adatokat elemezve tovább korlátoztam a fekete lyuk kettős pályaparamétereit, illetve megadtam a két fekete lyuk tömegarányának alsó, a spin-pálya periódusának és gravitációs élettartamának felső határát.

A PG 1302–102 kpc-skálájú jetszerkezetének vizsgálatával azt találtam, hogy az északi jet egy helikális struktúrával illeszthető, ami a jetalap lassú precesszióra utalhat. A precessziós periódust $T_j \sim 10^6$ évnak becsültem. Viszont, ha valóban van precesszió, az azt irányító fizikai folyamat továbbra is felderítetlen maradt, mivel az optikai változásokat és a pc-skálájú jetet leíró kettős fekete lyuk modell nem tudja magyarázni a kpc-es skálájú rádió szerkezetet. A PG 1302–102 kpc-skálájú ellen-jetének, a déli irányú jetnek az elkanyarodása annak a sűrű csillagközi anyag által való eltérülést sugallja (például [95]). A forrás rádió szerkezetének további vizsgálatához közepes, szub-ívmásodperces felbontású interferometrikus mérések volnának szükségesek, például az e-MERLIN nevű rádió interferométer hálózattal.

6. Fejezet

Szupernagy tömegű fekete lyukak spinjére vonatkozó korlát relativisztikus jetek észlelései alapján

6.1. Bevezető

Régóta sejtett, hogy a központi, szupernagy tömegű fekete lyuk gyors forgása lehet a relativisztikus jetek kialakulásának hajtómotorja [28, 53]. A modellek szerint a jet energiája érzékenyen függ a fekete lyuk spinjétől (például [146, 145, 206]). A jelen fejezet alapjául szolgáló a munkámban azt a vizsgáltam [124], hogy miből következtethetünk a központi fekete lyuk gyors forgására, a relativisztikus jetek jelenlétén kívül.

Néhány nagy energiájú rádióforrás szinkrotron spektrumában alacsony energiás levágás (low-energy cutoff, LEC) mutatkozik (például [127, 43, 46, 55]). A LEC-et magyarázni képes fizikai mechanizmus a proton-proton ütközésekben keletkezett pionok bomlása [21, 72], habár egyéb magyarázatok is napvilágot láttak (például [128]). A pionok a legkönnyebb mezonok, nulla a spinjük, „u” és „d” kvarkokból, illetve ezeknek antirészecskéiből épülnek fel. Az erős kölcsönhatás közvetítő részecskéi.

A LEC-vel rendelkező pozitronpopuláció proton-proton kölcsönhatásban végbemenő pionkeltés által jöhet létre, amihez a jetalap elég nagy, csak a központi fekete lyuk gyors forgása ($\chi > 0,95$) esetén megvalósuló hőmérséklete szükséges [56, 58, 72, 137]. Ilyen magas hőmérséklet létrejött az advekción dominált akkréciós áramlatokban jellemző (advection dominated accretion flow, ADAF). Jelenlegi ismereteink szerint BL Lac típusú AGN-ek belső régiójában léteznek geometriailag vastag, optikailag vékony akkréciós korongok, amelyek ADAF-ok lehetnek [152, 180].

6.2. Pionkeltés ADAF korongokban

6.2.1. Proton energia: egy kulcsparaméter

A proton-proton ütközésekben lejátszódó pionkeltésre az ütközési hatáskeresztmetszet sokkal nagyobb, mint az elektron-pozitron pár keltésére vonatkozó. Emiatt a sokkal valószínűbben lejátszódó, elsődleges bomlási csatornában végbemenő pionkeltéssel és -bomlással, valamint

a bomlástermékből keletkező elektronokkal és pozitronokkal foglalkoztam. Relativisztikus részecskeenergiákon két proton ütközése tipikusan egy protont (p^+), egy neutron (n^0) és egy pozitívan töltött piont (π^+) kelt:

$$p^+p^+ \rightarrow p^+ + n^0 + \pi^+. \quad (6.1)$$

A pion tovább bomlik müonra (μ^+), és müon neutrínóra (ν_μ) a

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (6.2)$$

folyamatnak megfelelően. A müon pedig a

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (6.3)$$

folyamatnak megfelelően létrehozza a LEC-et mutató másodlagos pozitron (e^+) populációt (ahol $\bar{\nu}_\mu$ az anti-müon neutrínót és ν_e az elektron neutrínót jelöli). Alacsonyabb energiákon hidrogén fúzió történik, és így elsődleges pozitronok is keltődnek. A pion keltéshez szükséges E energia feltéve, hogy két proton közel azonos nagyságú és ellentétes nagyságú sebességgel ütközik (így a teljes impulzus nulla):

$$E = 2\gamma_r m_{0,p} c^2 = m_{0,p} c^2 + m_{0,n} c^2 + m_{0,\pi^+} c^2, \quad (6.4)$$

ahol $m_{0,p}/m_{0,n}/m_{0,\pi^+}$ rendre a proton/neutron/müon nyugalmi tömege (c a fénysebesség). Ebbe az egyenletbe a részecskék nyugalmi tömegét helyettesítve a Lorentz faktor $\gamma_r = 1.08$ és a proton sebesség $v_r = 0,37c$. A sebességösszeadás relativisztikus formáját használva ez $v_{p,\min} = 0,65c$ és $\gamma_{p,\min} = 1,31$ -nek adódik egy proton nyugalmi rendszerében. Ekkor a protonok kinetikus energiája $E_{\text{kin}} = \gamma E_{m_{0,p}} - E_{m_{0,p}} \approx 290 \text{ MeV}$. Az ilyen magas proton kinetikus energiák jelenléte elegendő jelentős mértékű pion keltés fenntartásához.

6.2.2. A másodlagos pozitronpopuláció minimum energiája

A π^+ pion bomláskor az elsődleges bomlási csatornában egy müon és egy müon neutrínó jön létre. A müon az elektronnál körülbelül 200-szor nehezebb elemi részecske, lepton. Nem vesz részt az erős kölcsönhatásban és nem is közvetít kölcsönhatást. A pion nyugalmi energiája $E_{0,\pi} = 139,57 \text{ MeV}$, a müon nyugalmi energiája $E_{0,\mu} = c^2 m_{0,\mu} = 105,66 \text{ MeV}$, így az energiamérleg $E_{0,\mu} - E_{0,\pi} = 33,91 \text{ MeV}$. A neutrínó energiája $E_\nu = cp_\nu$, ahol p_ν a relativisztikus momentum (itt és ezentúl a π^+ pion, μ^+ müon és ν^+ müon neutrínó (+) indexét elhagyom az egyenletek jobb olvashatósága érdekében). Figyelembe véve, hogy a (6.2) folyamatban az impulzusmegmaradás teljesítéséhez a müon és a neutrínó energia egységekben kifejezett relativisztikus momentumának (pc) megegyező nagyságúnak és ellentétes irányúnak kell lennie, valamint, hogy $E_{\text{kin},\mu} = Q - cp_\nu$:

$$\begin{aligned} (cp_\nu)^2 &= E_{\text{kin},\mu}^2 + 2E_{\text{kin},\mu} m_{0,\mu} c, \\ (cp_\nu)^2 &= (Q - p_\nu c)^2 + 2E_{\text{kin},\mu} m_{0,\mu} c, \\ cp_\nu &= \frac{Q^2 + 2Qm_{0,\mu}c^2}{2(Q + m_{0,\mu}c^2)} = 29,79 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (6.5)$$

ahol Q a kötési energia. Vagyis a müion kinetikus energiája $E_{kin,\mu} = Q - cp_\nu = 4,14$ MeV, és így a teljes energiája $E_{0,\mu} + E_{kin,\mu} = 107,79$ MeV, Lorentz faktora $\gamma_\mu = 1,04$, és sebessége $v_\mu = 0,26c$.

A müion instabil részecske, és tovább bomlik három részecskére, egy pozitronra, egy müion-antineutrínóra, és egy elektron-neutrínóra:

$$\mu \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e.$$

A müion összenergiája $E_\mu = 109,79$ MeV, a pozitron nyugalmi energiája $E_{0,e^+} = 0,511$ MeV, így az energiamérleg $E_\mu - E_{0,e^+} = 33,91$ MeV és a neutrínók összenergiája $E_\nu = E_{\bar{\nu}_\mu} + E_{\nu_e} = p_\nu c$. Követve a pion-bomlásnál alkalmazott gondolatmenetet, a relativisztikus energia:

$$cp_\nu = \frac{Q^2 + 2Qm_{0,e^+}c^2}{2(Q + m_{0,e^+}c^2)} = 53,88 \text{ MeV.} \quad (6.6)$$

Vagyis a pozitron kinetikus energiája

$$E_{kin,e^+} = Q - cp_\nu = 55,4 \text{ MeV,} \quad (6.7)$$

és így a teljes energiája $E_{0,e^+} + E_{kin,e^+} = 55,91$ MeV, Lorentz faktora $\gamma_{e^+} \approx 110$, és sebessége $v_{e^+} = 0,9999587c$. A másodlagos pozitronpopuláció alacsony energiás levágásának értéke tehát

$$E_{LEC} = 55,91 \text{ MeV.} \quad (6.8)$$

A pozitronnak akkor lesz ennél nagyobb az energiája, ha a pion sebessége nem nulla.

A pion bomlásának másodlagos csatornájában pozitron- és elektron-neutrínó keletkezik. Ennek a folyamatnak a parciális hatáskeresztmetszete sokkal kisebb, mint az elsődleges bomlási csatornának, a bomlásoknak csak a 0,000123%-a történik a másodlagos csatornán.

6.2.3. Az ADAF korong

A fekete lyuk akkréciós korongok egyesített elmélete négy egyensúlyi egyenletet ad a differenciálisan rotáló, viszkózus áramlásokra [47]. Az ADAF korongban a fűtési energia az akkretáló gáz entrópiájaként tárolt, ami az korong alacsony sugárzási hatásfokához vezet ($\eta \equiv L/\dot{M}c^2 \ll \ll 0,1$, [151]).

Az ADAF megoldásokat extrém alacsony sűrűség, nagy nyomás, és szub-kepleri forgás jellemzi¹. A ρ gázsűrűség, annak v radiális sebessége és Ω szögsebessége, valamint a c_s izotermális hangsebesség az alábbi differenciálegyenletek szerint változik a plazmaáramban [152]. A kontinuitási egyenlet, a mozgásegyenlet radiális és azimutális komponensei, valamint az

¹A szub-kepleri mozgás fizikailag a $\frac{v_\phi^2}{R} = \frac{GM}{R^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dR}$ egyenlettel írható le. Az M tömegű központ körül keringő gáz v_ϕ sebességére a ρ sűrűségű korong radiális irányú nyomásgradiense hatással van, ami miatt a gáz sebessége eltérő az adott R sugarú pályán való kepleri keringéskor várthoz képest

energiaegyenlet rendre:

$$\frac{d}{dR}(\rho R H v) = 0, \quad (6.9)$$

$$v \frac{dv}{dR} - \Omega^2 R = -\Omega_K^2 R - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dR}(\rho c_s^2), \quad (6.10)$$

$$v \frac{d(\Omega R^2)}{dR} = \frac{1}{\rho R H} \frac{1}{dR} \left(\frac{\alpha \rho c_s^2 R^3 H}{\Omega_K} \frac{d\Omega}{dR} \right), \quad (6.11)$$

$$\Sigma v T \frac{ds}{dR} = \frac{3+3\epsilon}{2} 2\rho H v \frac{dc_s^2}{dR} - 2c_s^2 H v \frac{d\rho}{dR} = Q^+ - Q^-, \quad (6.12)$$

ahol Ω_K a kepleri szögsebesség, $\epsilon = (5/3 - \gamma)/(\gamma - 1)$ az áramlat egy paramétere (γ a fajhőhányados), T a hőmérséklet, H pedig a skálamagasság a korongban. Gázdominált esetben $\gamma = 5/3$, vagyis $\epsilon = 0$, míg sugárzásdominált esetben $\gamma = 4/3$ és így $\epsilon = 1$. A Q^+ -val jelzett paraméter az egységnyi felületen beáramló energiát (viszkózus disszipáció miatt), és Q^- pedig a kiáramló energiát jelöli (a radiatív hűlés miatt). Ezek az egyenletek két dimenziós, nyugalmi állapotban levő, tengely-szimmetrikus áramlást írnak le. Az egyenletek a korongra merőlegesen átlagoltak, és minden változó csak az R koordinátától függ ($\partial/\partial\phi = 0$, $\partial/\partial t = 0$ a korong síkjában; ϕ az azimutális koordináta).

Az energiaegyenlet bal oldala az advektált entrópia, így az egyenlet kompakt formája $Q^{adv} = Q^+ - Q^-$. Ahogyan Narayan és Yi megmutatta [152], ezen egyenletek önhasonló megoldásai skálázási törvények formájában:

$$v = -(5 + 2\epsilon') \frac{g(\alpha, \epsilon')}{3\alpha} v_K, \quad (6.13)$$

$$\Omega = \left[\frac{2\epsilon'(5 + 2\epsilon')g(\alpha, \epsilon')}{9\alpha^2} \right]^{1/2} \Omega_K, \quad (6.14)$$

$$c_s^2 = \frac{2(5 + 2\epsilon')g(\alpha, \epsilon')}{9\alpha^2} v_K^2, \quad (6.15)$$

ahol

$$g(\alpha, \epsilon') \equiv \left[1 + \frac{18\alpha^2}{(5 + 2\epsilon')^2} \right]^{1/2} - 1. \quad (6.16)$$

A kepleri sebesség és a szögsebesség rendre $v_K = (Gm/R)^{1/2}$ és $\Omega_K = (Gm/R^3)^{1/2}$, ahol G a gravitációs konstans, és m a központi tömeg. Jelölje f az advekciónak a fokát úgy, hogy ha $f = 1$, a viszkózus hő teljes mennyisége a részecskékben tárolt, ami extrém alacsony kisugárzású ADAF megoldáshoz vezet ($Q^- = 0$). Ugyanakkor $f = 0$ esetben a radiatív hűlés igen hatásos, a korongban keletkezett teljes energiahányad kisugárzódik, és ez az eset a vékony korong megoldáshoz vezet. Továbbá ϵ' paraméter ϵ -nak az f advekciónak a fokával skálázott értékét jelenti ($\epsilon' \equiv \epsilon/f$). Ezen mennyiségek így kizárólag R , α és ϵ' függvényei; az utóbbi kettő paraméter jellemzi igazán jól az áramlás természetét.

6.2.4. Protonsebesség a jet indulási zóna körül

Mivel az ADAF-ban $\alpha^2 \ll 1$, így $g(\alpha, \epsilon')$ sorfejthető α -ban, ami az alábbi összefüggést eredményezi [152]:

$$\begin{aligned} g(\alpha, \epsilon') &\approx \sum_{n=0}^2 \frac{f^{(n)}(0)}{n!} (x)^n = \\ &= - \frac{324\alpha^2}{(5 + 2\epsilon')^2 \left(1 + \frac{18\alpha^2}{(5+2\epsilon')^2}\right)^{3/2}} \Big|_0 \alpha + \frac{18}{2! (5 + 2\epsilon')^2 \left(1 + \frac{18\alpha^2}{(5+2\epsilon')^2}\right)^{1/2}} \Big|_0 \alpha^2 = \\ &= \frac{9\alpha^2}{(5 + 2\epsilon')^2} \end{aligned} \quad (6.17)$$

Ezt az eredményt felhasználva, az izotermális hangsebesség négyzete:

$$c_s^2 \approx \frac{2}{5 + 2\epsilon'} v_K^2. \quad (6.18)$$

Feltéve, hogy a protonok ideális gázként viselkednek, a részecskesebességeket a Maxwell-Boltzmann eloszlás írja le:

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right), \quad (6.19)$$

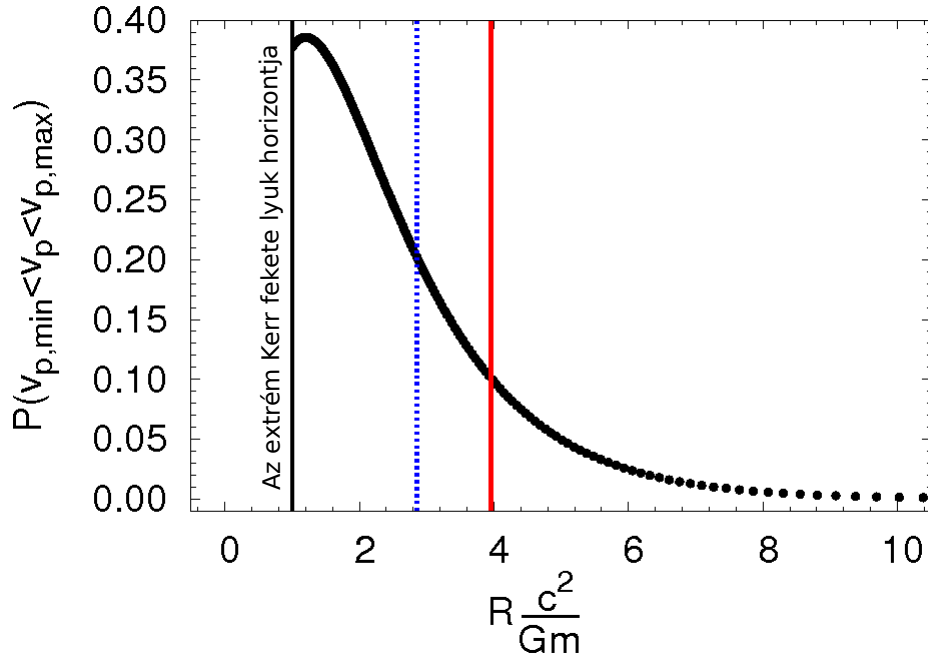
ahol m a részecsketömeg, k a Boltzmann állandó, T a hőmérséklet, és v a sebesség. Az ideális gáz állapotegyenletének felhasználásával a $c_s^2 = P/\rho$ izotermális hangsebesség T hőmérséklet-től való függése egy gázdominált áramlatban:

$$c_s^2 = \frac{kT}{\bar{\mu}m_H}, \quad (6.20)$$

ahol $\bar{\mu}$ az átlagos molekulaszűly, m_H a hidrogén tömege. Ha tiszta hidrogén plazmát feltételezünk $\bar{\mu}m_H = \bar{m} (= (m_p + m_n + m_e)/3)$. A (6.18) és a (6.20) egyenletek segítségével megadhatjuk a hőmérséklet R -függését:

$$T(\epsilon', R, m) \approx \frac{\bar{m}}{k} \left[\left(\frac{2}{5 + 2\epsilon'} \right) \frac{Gm}{R} \right]. \quad (6.21)$$

AZ ADAF korongban levő radiális sebességek gyakorta magasabbak, mint a sztenderd vékony korongban [191], mivel α alacsony, $v \sim \alpha c_s^2/v_K$ és c_s magas. A részecskesebességek Maxwell-Boltzmann eloszlásának segítségével ki tudjuk számolni annak a valószínűségét, hogy adott hőmérséklet esetén a proton sebesség a pion keltéshez szükséges minimum sebesség $v_{p,\min} \approx 0,65c$, és $v_{p,\max} \approx 1c$ között van. A 6.1. ábrán levő pontok az Maxwell-Boltzmann eloszlás adott hőmérsékleten vett, a minimum és maximum sebességek közötti numerikus integrálját jelölik. Ebben az egyszerűsített modellben erős pionkeltés a fekete lyukhoz közel történik, ahol így LEC-et mutató pozitron populáció injektálódik a jetbe. Az ábrán látszik, hogy $2R_S$ sugárnál a protonok 10%-nak lesz a pionkeltéshez szükséges elegendően nagy sebessége. Viszont ebben a régióban a téridő erősen görbült, a skálázási törvények helyett a relativisztikus ADAF egyenleteket kellene megoldani [65].



6.1. ÁBRA. A pionkeltés P valószínűsége a sugárzásosan nem hatékony ADAF-ban. R az akkretáló részecske radiális koordinátáját jelöli a $R\phi$ síkban. A piros folytonos és a kék szaggatott vonalak rendre a $P = 0,1$ és $P = 0,2$ értékekhez tartozó R koordinátákat jelölik. A plazma gázdominált $\gamma = 5/3$, és így $\epsilon' = 0$.

Másrészt, ha a korong nem magasan advekció-dominált, akkor a sugárzás nyomásának is jelentős hozzájárulása van az összes nyomáshoz, és így $P = P_r + P_m$. A sugárnyomás $P_r = (\gamma - 1)\epsilon_r$, és ha a fotonok nyomásegyensúlyban vannak akkor $\gamma = 4/3$ és $P_r = \frac{1}{3}aT^4$, ahol $a = 4\sigma/c \approx 7,56 \cdot 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$. Ezen feltételek mellett az egyszerű skálázási törvények nem érvényesek, hiszen a sugárzási nyomás R -függő. Ekkor γ értéke $5/3$ (gázdominált) és $4/3$ (sugárzásdominált) között változik. Ebben az esetben az $c_s^2 = dP/d\rho$ általános eset használatos, aminek a megoldása numerikusan számolható.

A fenti tárgyalásmód alapvető hiányossága az ADAF korongot leíró differenciálegyenletek newtoni jellege. A fent bemutatott eredményeket az ADAF korongok szerkezetének általános relativitáselmélettel kompatibilis leírásával realisabbá lehet tenni, ez jövőbeli terveim között szerepel.

7. Fejezet

Az ID5 jelű, nagy energiájú neutrínó esemény lapos spektrumú forrás-jelöltje, a PKS 0723-008 jelű blazár

7.1. Bevezető

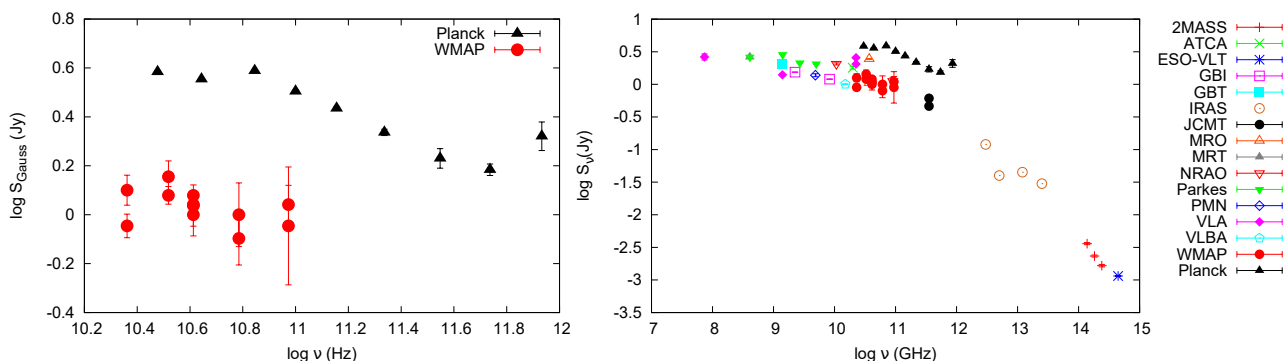
Az antarktiszi IceCube Neutrínó Observatórium által eddig detektált, 55 darab nagy energiájú kozmikus neutrínó eredetének magyarázata az asztro-részecskefizika fontos kihívása [1, 208]. Kadler és munkatársai 2016 elején, egy Nature Physics folyóiratban publikált cikkben bejelentették [99], hogy idő- és pozícióbeli egyezést találtak a PKS B1424-418 jelű blazár egy igen fényes gamma kitörése, és az IceCube által detektált ID35 jelű, PeV energiájú neutrínó esemény között (az események véletlen egybeesésének valószínűsége 5%). Azt is megmutatták, hogy a blazár kitörésének energiája elegendő a PeV esemény létrejöttéhez.

Ebben a fejezetben egy ígéretes forrás-jelöltet mutatok be egy másik, az IceCube által detektált, ID5 azonosítójú, nagy energiájú neutrínó esemény eredetére, a PKS 0723-008 jelű blazárt. A PKS B1424-418-tel szemben, ami egy zápor-típusú esemény forrás-jelöltje, a PKS 0723-008-t egy sáv-típusú eseménnyel hoztam kapcsolatba. A sáv-típusú események átlagos medián szöghibája $\lesssim 1,2^\circ$, ami egy nagyságrenddel kisebb, mint az ID35 eseményé ($15,9^\circ$) (a medián szöghiba az IceCube által detektált Cserenkov-sugárzás alapján rekonstruált müon és neutrínó irányok közötti szög medián hibáját jelenti).

A szakirodalomban megjelent eredmények szerint néhány AGN központi régiójának optikai spektroszkópiái és nagyon hosszú bázisvonalú rádió interferometriai mérései térben felbontatlan, szupernagy tömegű kettős fekete lyuk jelenlétével konzisztensek. Ilyen források például: OJ 287, [195, 212]; Mrk 501, [216]; 3C 273, [178]; BL Lac, [203]; 3C 120, [42]; S5 1803+784, [176]; NGC 4151, [30]; S5 1928+738, [179, 122]; PG 1302-102, [75, 123]. Figyelembe véve, hogy egy sor egyéb, nem kettős fekete lyukakkal összefüggő jelenség okozhat periodicitást az AGN-ekben (például egy akkréciós korongban keringő masszív felhő, vagy egy fekete lyukba spirálózó csillag), fontos minél több olyan megfigyelési lehetőséget kutatni, amivel bizonyíthatjuk szub-pc szeparációjú fekete lyuk kettősök jelenlétét. A 7.4. fejezetben egy olyan forgatókönyvet ismertetek, ami két, szupernagy tömegű fekete lyuk végső összeolvadásán keresztül képes a sáv-típusú nagy energiájú neutrínó eseményeket magyarázni.

7.1. TÁBLÁZAT. Azon PCCS2 detektálások összegzése, amelyeknek forrása-jelöltje a PKS 0723-008. (1) detektálás név a PCCS2 katalógusban, (2) frekvencia, (3) $J2000$ rektaszценzió, (4) $J2000$ deklináció, (5) Galaktikus szélesség, (6) Galaktikus hosszúság, (7) apertúra fotometriával kapott fluxussűrűség, (8) detektálási fluxus, (9) PSF fotometriával kapott fluxussűrűség, (10) Gauss fotometriából kapott fluxussűrűség. A közelsége és fényessége alapján ezeket a detektálásokat a PKS 0723-008 blazár multi-frekvenciás észleléseiként azonosítottam.

Forrás ID	ν (GHz)	RA (°)	DEC (°)	b (°)	l (°)	S_{aper} (mJy)	S_{det} (mJy)	S_{PSF} (mJy)	S_{Gauss} (mJy)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
PCCS2 030 G217.71+07.23	30	111,47	-0,92	7,23	217,71	3839 ± 476	4341 ± 96	3765 ± 196	3835 ± 47
PCCS2 044 G217.72+07.23	44	111,47	-0,93	7,23	217,71	3845 ± 758	4238 ± 165	3654 ± 362	3581 ± 27
PCCS2 070 G217.70+07.23	70	111,46	-0,92	7,23	217,70	4080 ± 298	4009 ± 110	3899 ± 593	3877 ± 38
PCCS2 100 G217.68+07.21	100	111,45	-0,91	7,22	217,68	3106 ± 227	3174 ± 61	3138 ± 231	3195 ± 47
PCCS2 143 G217.68+07.22	143	111,46	-0,91	7,23	217,69	2640 ± 157	2662 ± 44	2700 ± 323	2722 ± 47
PCCS2 217 G217.70+07.23	217	111,47	-0,92	7,24	217,70	2197 ± 109	2374 ± 41	2334 ± 439	2171 ± 64
PCCS2E 353 G217.71+07.22	353	111,47	-0,93	7,22	217,71	1758 ± 252	2056 ± 73	1743 ± 538	1699 ± 157
PCCS2E 545 G217.71+07.20	545	111,45	-0,94	7,21	217,71	1388 ± 569	1799 ± 112	1141 ± 1132	1526 ± 81
PCCS2E 857 G217.68+07.21	857	111,44	-0,91	7,21	217,69	1675 ± 839	1437 ± 206	348 ± 2987	2092 ± 282



7.1. ÁBRA. A bal oldali panel a PKS 0723-008 jelű blazár Planck spektrumát (a 7.1. táblázatban), illetve a WMAP spektrumát prezetálja. A spektrálindeks $\alpha_{30\text{GHz},857\text{GHz}} = -0,18 \pm 0,04$, ami konzisztens a [77] munka lapos spektrumot definiáló $\alpha < -0,5$ kritériumával. A Planck spektrum legmeredekebb része is még kissé lapos a kritérium szerint: $\alpha_{70\text{GHz},545\text{GHz}} = -0,45 \pm 0,03$. A jobb oldali panel a PKS 0723-008 NASA/IPAC Extragalactic Database-ből elérhető spektrális információit prezentálja. A Planck és WMAP űrteleszkópok által felvett spektrumok különbözőségéről a 7.3. fejezetben bővebben szölok.

7.2. A kozmikus eredetű neutrínók lehetséges forrásai

Az 55, IceCube által detektált nagy energiájú neutrínó eseményből 15 sáv-típusú: ID 3, 5, 8, 13, 18, 23, 28, 37, 38, 43, 44, 45, 47, 53, 55 [1, 208, 189]. Ezen neutrínók esetén az érkezési irányuk ismeretének pontosságát jellemző medián szöghiba $1,2^\circ$.

Az 1Jy [120] és Parkes [223] katalógusokat felhasználva olyan rádióhangos AGN-eket kerestem, melyek 2,7 és 5 GHz közötti spektruma lapos és a 15 sáv-típusú neutrínó esemény medián szöghibáján belül [1, 208] találhatóak (a legtöbb adat ezen a két frekvencián áll rendelkezésre). Az 1Jy katalógusban nem találtam a fenti kitételeknek megfelelő forrást. A Parkes katalógusban négy jelöltet találtam: PKS 0723-008 ($z = 0,128$; ID5), PKS B1206-202 ($z = 0,404$; ID8), PKS B2300-254 (z ismeretlen; ID18), PKS B2224+006 =4C+00.81 ($z = 2,25$; ID44). Itt és ezentúl zárójelben jelölöm a források után a hozzájuk kapcsolható neutrínó eseményt.

Ezután a Kompakt Források Planck Katalógusának második kiadásának (2nd Planck Catalogue of Compact Sources, PCCS2 [163]) koordinátáit korreláltam a neutrínó események koordinátaival. A Planck Űrteleszkóp 30, 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545 és 857 GHz frekvenciákon végzett méréseket. A fenti mérési frekvenciákon a pozíciós bizonytalanság rendre 1,8, 2,1, 1,4, 1,0, 0,7, 0,7, 0,8, 0,5, 0,4 ívperc¹.

A pozíciós bizonytalanságok figyelembevételével a PCCS2 katalógusban a PKS 0723-008 (ID5) blazár és a 4C+00.81 (ID44) kvazár koordinátái körül találtam megfelelő közelségű detektálást. A PKS 0723-008 spektrálindexe a PCCS2 katalógus alapján $\alpha = -0,29 \pm 0,02$ 30 GHz és 217 GHz között, valamint $\alpha = -0,18 \pm 0,04$ 30 GHz és 857 GHz között. A 4C+00.81 spektrálindexe $\alpha = -0,30 \pm 0,07$ 30 GHz és 217 GHz között, valamint $\alpha = 0,16 \pm 0,07$ 30 GHz és 545 GHz között (857 GHz-en nem találtam detektálást).

A PKS 0723-008 15 GHz-en mérhető fluxussűrűsége a MOJAVE csoport által kalibrált *uv*-vizibilitások alapján 4807 mJy volt 2012 végén [132]. Ez majdnem 13-szor nagyobb, mint a 4C+00.81 fluxussűrűsége (328 mJy, Owens Valley Radio Observatory, [173]). A 7.4. fejezetben ismertetett forгатókönyv szerint a neutrínó emisszió a szupernagy tömegű fekete lyukak végső összeolvadását követően kialakult friss, energetikus jet által felgyorsított protonok kölcsönhatásában jön létre. A felgyorsított elektronok jelentős mértékű szinkrotron emissziója miatt az ilyen forrásokot rádió hullámhossztartományban fényesnek várjuk. A megadott kritériumoknak a PKS 0723-008 blazár felel meg, mint nagy energiájú neutrínó forrás-jelölt.

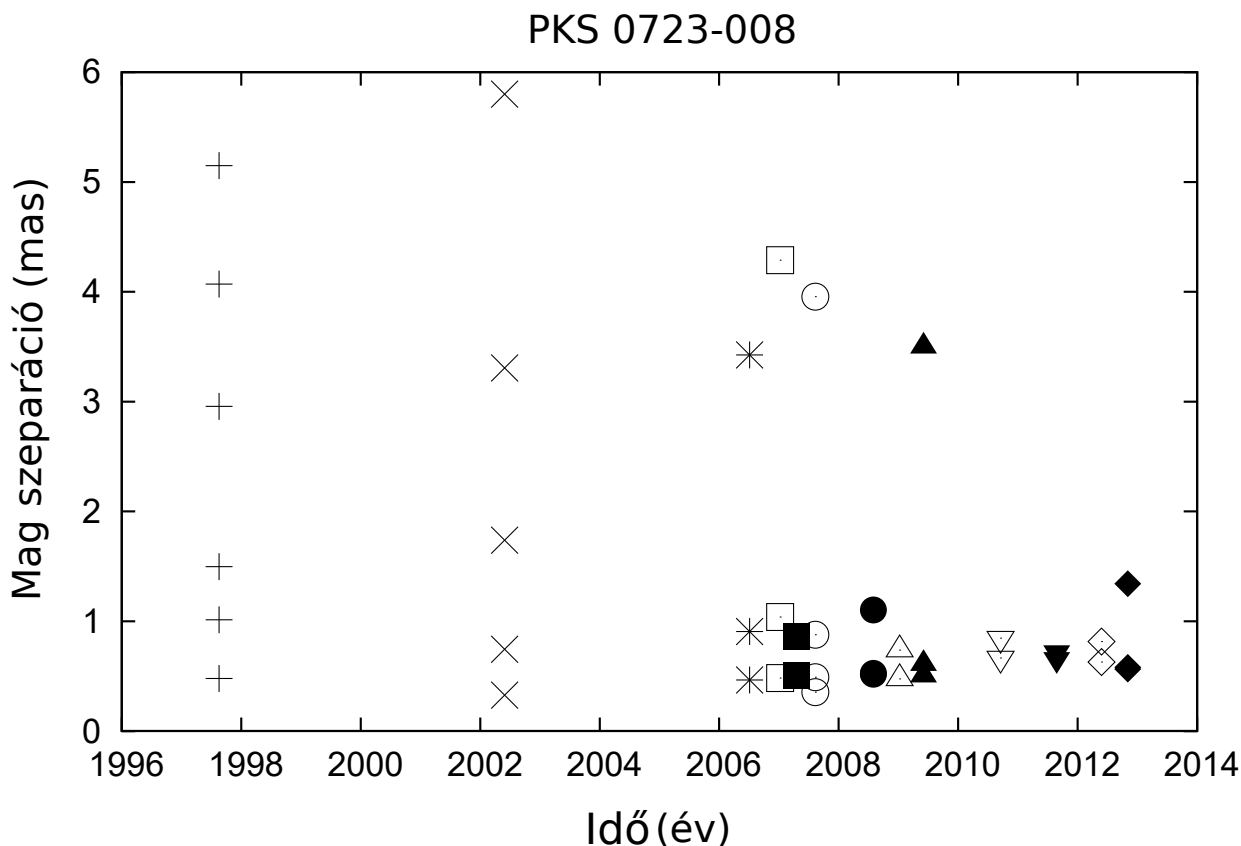
7.3. A forrás-jelölt: a PKS 0723-008 jelű blazár

Az ID5 azonosítójú neutrínó eseményt 2010. november 12-én detektálta az IceCube. Energiája $\sim 71,4$ TeV, koordinátái $RA_{J2000} = +110,6^\circ$, $DEC_{J2000} = -0,4^\circ$, valamint a detektálás medián szöghibája $\lesssim 1.2^\circ$. A PKS 0723-008 jelű blazár $RA_{J2000} = +111,4610^\circ$ és $DEC_{J2000} = -0,9157^\circ$ koordinátái a forrást az ID5 jelű neutrínó érkezési irányának hibahatárán belülre pozicionálják.

Az ID5 azonosítójú neutrínó esemény érkezési irányának pozíciós bizonytalanságán belüli, Planck által detektált források adatait foglalom össze a 7.1. táblázatban, valamint a spektrumot ábrázolom 7.1. ábra bal panelén. A 7.1. ábra jobb panelén ismertetem a jelölt-forrás, a PKS 0723-008 blazár spektrumát a NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) adatai alapján. A részletes spektrumban látszik, hogy a Planck spektrum fényesebb, mint a WMAP spektrum azonos frekvenciatartományban, ami annak köszönhető, hogy a két űrteleszkóp mérései között eltelt idő alatt a forrás fényessége nagyjából négyszeresére nőtt.

A PKS 0723-008 egyike a MOJAVE csoport által hosszabb távon monitorozott forrásoknak. A forrás kalibrált *uv*-vizibilitásai 15 évet fognak át, 12 epochában mérve [132]. Ezeket az adatokat a szokásos módon dolgoztam fel, a DIFMAP [192] segítségével először a CLEAN eljárást alkalmazva pontforrásokból állítottam elő a térképeket, majd kör alapú, Gauss fényességprofilú komponensekből előállítottam a PKS 0723-008 jetének felületi fényességeloszlását (lásd 2.2.2.fejezet). A jetkomponensek magzeparációjának időfüggését prezentálja a 7.2. ábra. Látszik, hogy a VLBA mérések idején nem volt jelentős radiális irányú komponensmozgás 15 GHz-en.

¹ <https://wiki.cosmos.esa.int/planckpla/index.php/Catalogues>



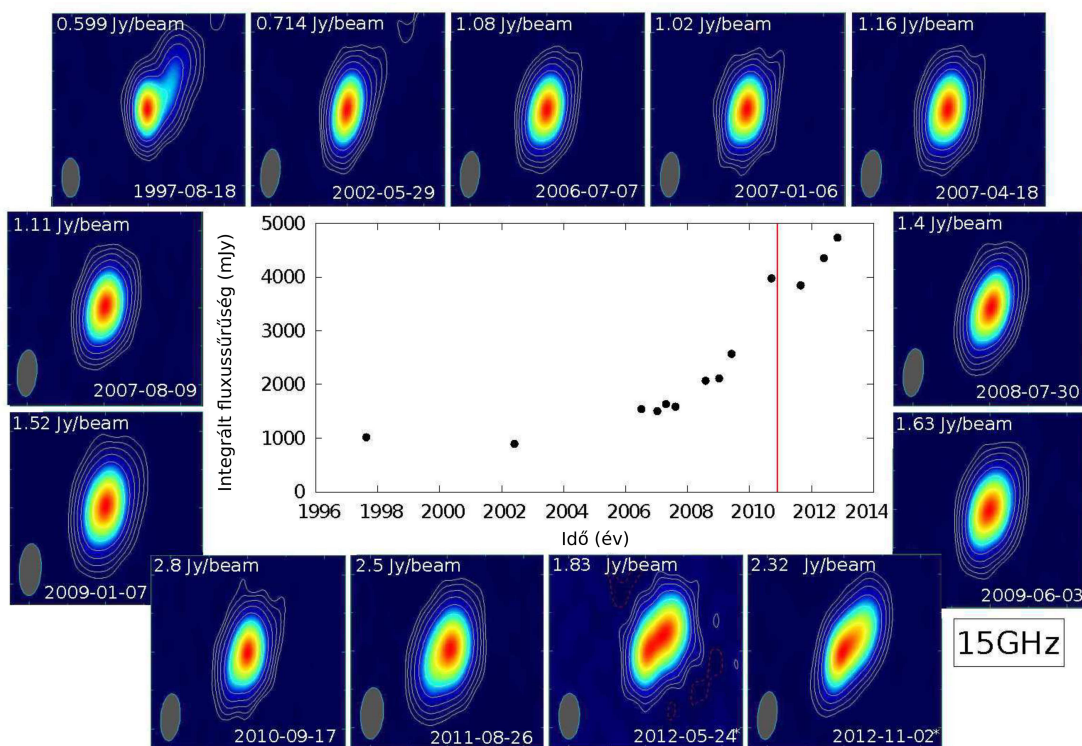
7.2. ÁBRA. A PKS 0723-008 jelű blazár jetkomponenseinek magtól való távolságának változása az idő függvényében a MOJAVE felmérés 15 GHz-es mérései alapján. A különböző szimbólumok az egy mérési időhöz tartozó komponenseket jelölik.

A 7.3 ábra mutatja a forrás integrált fluxussűrűségét, a rádióterképekkel együtt. A forrás fluxussűrűsége 2006 után folyamatosan emelkedett, erősödő aktivitást jelezve. A fluxussűrűségnek 2010 végén lokális maximuma volt. A 2012. május 24-i mérés idején egy fényes komponens jelent meg a VLBI maghoz közel, és a következő epochában a mag erősen elnyúlttá vált. A lokális fluxusmaximum és a mag szerkezeti újrendeződése komponens kilöködésre utal.

A 7.3 ábrán függőleges piros vonallal jelölöm az ID5 azonosítójú neutrínó esemény detektálási idejét (2010. november 12.). A rádió emisszió még jóval ezen időpont előtt emelkedésnek indult, ami a következő fejezetben ismertetett modell keretében egy újonnan formálódott jet megerősödésének tulajdonítható.

7.4. A nagy energiájú neutrínók létrejöttének magyarázata

Ebben a fejezetben egy olyan, két szupernagy tömegű fekete lyuk összeütközését alapul vevő forgatókönyvet ismertetek, amellyel a nagy energiájú neutrínók eredetét magyarázhatjuk meg. Ahogyan Gergely és Biermann megmutatta, két szupernagy tömegű fekete lyuk ütközése után az eredeti pályamomentum definiálja az újonnan összeolvadt szupernagy tömegű fekete lyuk spinjének az irányát [69]. A összeolvadásban kialakuló galaxis középpontjában alacsony impulzusmomentumú gáz található az összeütközött két galaxisból (például [20, 210, 19, 148]).



7.3. ÁBRA. A PKS 0723-008 blazár 12 epochában felvett rádiótérképei. A rádiótérképeket a MOJAVE csoport által publikussá tett kalibrált VLBA uv -vizibilitások alapján hoztam létre. A kép közepén a 15 GHz-es integrált fluxussűrűség időfüggése látható ugyanazon adatok alapján, az idő függvényében ábrázolva. A fluxussűrűségekre rakódó hibák kisebbek, mint az értékeket jelölő szimbólum, így a hibákat nem tüntettem fel az ábrán. Az ID5-ös jelű neutrínó esemény detektálási idejét függőleges piros vonallal jelöltem be.

Számítások szerint ebből a gázból új akkréciós korong jöhet létre (például [57, 53, 5, 71, 183, 70]).

Viszont, ha a közeg hőmérséklete nagyobb, mint a viriál hőmérséklet, akkor a gáz nem csapdázódik a központ gravitációs potenciáljában, a túl nagy kinetikus energia miatt képes abból kiszabadulni (levezetése például [199]). A frissen összeolvadt központi szupernagy tömegű fekete lyukat körülvevő gáz túl zavaros, és túl forró egy rendezett akkréciós korong kiépüléséhez. Ebben az esetben a jet a Blandford-Znajek modell [29] szerint egy olyan mágneses tér segítségével formálódhat, ami az előző akkréciós epizódokból maradt meg. A jet kezdetben Poynting-fluxus dominált (például [117, 204]), és akkréciós korong hiányában a közvetlen környezetéből, vagy csillagokkal való kölcsönhatásából nyeri a leptonikus és hadronikus részecskéket [12, 5, 149, 224, 177]. Lorentz faktora igen magas, aminek észlelt értéke az egység és 100 között változik (például [74]). A frissen formálódott energetikus jet okozza az AGN lapos spektrumát.

Az ebben a fejezetben prezentált forgatókönyv szerint a neutrínó emisszió energetikus proton-proton hadronikus ütközésekből származik, ahol a protonok kinetikus energiája a pion-keltés határenergijánál magasabb. A szupernagy tömegű fekete lyukak összeolvadása után létrejött jet tartalmazza a folyamathoz szükséges protonokat, és gyorsítja fel őket a pion-keltéshatárenergija fölé ($p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + n^0 + \pi^+$), nagy energiájú kozmikus részecskesugárzást

létrehozva. Pionkeltés során kétféle neutrínó jön létre. Az elsődleges bomlási csatornában a pion tovább bomlik müonneutrínó emisszió mellett ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$), és az így létrejött müon tovább bomlik az elektronneutrínót létrehozva ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$), ahogy ezt az értekezés 6. fejezetében is tárgyaltam [124]. A pionkeltéshez a protonoknak relativisztikusnak kell lennie, ami a fentiek szerint gyakori a frissen formálódott jetben. Tehát a magas Lorentz faktor a legvalószínűbb kapcsolat a nagy energiájú neutrínók és a lapos spektrumú kompakt AGN-ek között.

7.5. Diszkusszió és összefoglalás

Ebben a munkában kereszt-korreláltam a Parkes Katalógus lapos spektrumú forrásainak és a Kompakt Források Planck Katalógusának második kiadásában található detektálások koordinátáit az antarktisi IceCube Neutrínó Observatórium által detektált sáv-típusú, nagy energiájú neutrínó események koordinátaival. A Parkes Katalógusban összesen négy lapos spektrumú forrást találtam elegendően közel sáv-típusú neutrínó eseményekhez, amelyekből kettőt a Planck is detektált, mind alacsony mind magas frekvenciákon.

Felmerül a kérdés, hogy mekkora a hármas véletlen valószínűsége annak, hogy a sáv-típusú események koordinátái körül, az érkezési iránynak medián szöghibáján belül találunk egy Parkes katalógusból származó lapos spektrumú forrást, ami megjelenik magasabb frekvenciákon is a Planck pontforrás katalógusában. A válaszhoz Drinkwater és munkatársai eredményét vettem figyelembe [54], akik 323 lapos spektrumú forrást azonosítottak a Parkes Katalógusban, az égbolt 3,9 szteradiánnyi területén. A források homogén eloszlását feltételezve ez ~ 1040 lapos spektrumú forrást jelent a teljes égboltra nézve ($= 41252 \text{ fok}^2$). A sáv-típusú neutrínó események átlagos medián szöghibáját $1,2^\circ$ -nek, valamint a lapos spektrumú források eloszlását $1/4,52 \text{ fok}^2$ -nek tekintve, a statisztika $\sim 0,11$ lapos spektrumú forrás/neutrínó esemény területet ad. A 2,7 GHz és 5 GHz között lapos spektrumú forrásoknak közel tizede jelenik meg a magasabb Planck frekvenciákon [163]. A két megtalálási valószínűség adja a teljes megtalálási valószínűséget, ami független valószínűséget feltételezve 10^{-2} . Ekkor 10^{-4} annak valószínűsége, hogy véletlenül találunk két darab, a Parkes és Planck katalógusokból származó lapos spektrumú forrást egy sáv-típusú neutrínó esemény érkezési irányja körül, annak a medián szöghibája által meghatározott területen.

A forrásnak három fontos jellegzetessége van: spektruma lapos magas rádiófrekvenciákon, rádió fluxussűrűsége majdnem ötszörösére növekedett 10 év alatt, valamint egy sáv-típusú neutrínó esemény (ID5) érkezési irányának medián szöghibáján belül található. Ezek alapján PKS 0723-008 lapos spektrumú blazárt az ID5-ös azonosítójú, nagy energiájú neutrínó esemény forrásaként jelöltem meg.

A Planck mérései alapján 2006 után a spektrum fényesedett és laposabbá vált. Az integrált fluxussűrűség 2011 körül egy lokális maximumot mutat, ami a monoton növekvő értékre rákódik egy magban lezajló viharos eseményt sejtetve. A 2011 utáni rádióterképek komponens kilökődésre utalnak (7.3. ábra), a teljes fluxussűrűségben levő lokális maximumot magyarázva. Az ilyen rádióhullámhosszon történő fényes kitörések az adiabatikus jet-sokk modelleknek tulajdonítottak [143, 93]. Végül egy egyszerű statisztika alapján megmutattam, hogy két, tized THz frekvenciáig is lapos forrás nagy energiájú neutrínó eseménnyel való azonosításának véletlen valószínűsége igen csekély ($\sim 10^{-4}$).

Összefoglalva, ismertettem egy olyan forgatókönyvet, ami képes a sáv-típusú nagy energiájú neutrínó eseményeket magyarázni, két szupernagy tömegű fekete lyuk végső összeolvadásán keresztül. Az egyik észlelési szempontból legfontosabb kritérium a lapos spektrum, amit a végső összeolvadás után újrairányult jet hoz létre. A modell a szupernagy tömegű fekete lyukak összeolvadását kísérő, alacsony frekvenciájú gravitációs hullámok kibocsátását, UHECR és nagy energiájú neutrínók emisszióját, valamint jelentős mértékű rádió utánfénylést jósol, tized THz frekvenciáig terjedő lapos spektrummal.

8. Fejezet

A doktori munka összefoglalása

Doktori munkámban az aktív galaxismagokhoz (active galactic nuclei, AGN) köthető nagy energiájú folyamatokat vizsgáltam, különös tekintettel a periodikus struktúrákat mutató szupernagy tömegű fekete lyuk jetekre. Az alábbiakban összefoglalom a értekezésben bemutatott publikációim eredményeit, majd közös kontextusba helyezem ezeket.

A [124] munkámban az extragalaktikus jetek rádió spektrumában megjelenő, alacsony energiás levágás eredetét vizsgáltam, azt a jet hajtómotorjaként működő fekete lyuk spinhez kötve. A megfelelően nagy energiájú proton-proton ütközésekben létrejövő pionok bomlásával magyaráztam az alacsony-energiás levágást mutató másodlagos pozitronpopuláció létrejöttét. A pionkeltés relativisztikus sebességű protonok kölcsönhatásával megy végbe, amihez kedvező körülményeket az advekció dominált akkréciós korong biztosít (advection dominated accretion flow, ADAF). Az ADAF-ban a gáz hőenergiája csapdázódik, és nem tud kisugárzódni az akkréciós idő alatt. Így a hőmérséklet elég magas ahhoz, hogy a proton-proton hadronikus kölcsönhatásokban pionok jöhessenek létre. Kiszámoltam a pionkeltéshez szükséges minimum protonenergiát és sebességet, majd a részecskesebességek Maxwell-Boltzmann eloszlását feltételezve megadtam, hogy az ADAF-ban hol elegendően magas a hőmérséklet a levágást mutató másodlagos pozitronpopuláció létrejöttéhez. Az ADAF korongmodell egyensúlyi egyenletei alapján megmutattam, hogy a pionkeltés körül-belül 2 Schwarzschild sugárnyira a fekete lyuk horizonttól, a jet indulási zóna körül valósulhat meg, ahol a protonok 10%-nak a sebessége haladja meg a pionkeltéshez szükséges minimum energiát.

Doktori munkám fő témája a szupernagy tömegű fekete lyuk kettősöknek az AGN-jetek rádió interferometriai megfigyelésén keresztül történő azonosítása, és a kettős paramétereinek meghatározása. A szub-parszek szeparációjú fekete lyuk kettősök észlelésekkel konzisztens pályaparaméterek megadása a kettős környezetére gyakorolt hatásán keresztül történik. Optikai hullámhossztartományban hasznos diagnosztika a kettős AGN jelenlétét eláruló dupla csúcsú emissziós vonalak (például $H\alpha$) mérése. Viszont ez nem segít abban az esetben, amikor a kettősnek csak egyik tagja aktív, hiszen ekkor csak egy AGN spektrumot látunk. Ilyen esetben is remek lehetőséget biztosít a keringés jetszerkezetre gyakorolt hatásának a vizsgálata. A nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (very long baseline interferometry, VLBI) segítségével nagy felbontással és érzékenységgel lehet relativisztikus jeteket megfigyelni, sok esetben feltárva a jet periodikus szerkezetét.

A témához kapcsolódóan két első szerzős publikációt mutattam be. A [122] munkámban az S5 1928+738 kvazár jetének hosszú időt átfogó MOJAVE adatai alapján megerősítettem a

jetalapnál sejtett szupernagy tömegű fekete lyuk kettős jelenlétét [179], és illetve elsőként mutattam ki a domináns fekete lyuk spin-precesszióját. Az S5 1928+738 ~ 2 milliív másodperces belső jetének szimmetriatengelyének irányváltozását annak inklinációja és pozíciószöge alapján vizsgáltam. Ezeket a szögeket a projektált jet alakjának a VLBI jetkomponensek pozícióihoz való illesztésével határoztam meg. A szimmetriatengely inklinációjának időbeli változását felbontottam egy $\sim 0.89^\circ$ amplitúdójú periodikus, és egy $\sim 0,05^\circ \text{év}^{-1}$ rátával növekvő lineáris tagra. Az átlagos inklináció változásának valódi voltát bizonyítja, hogy a jet fluxussűrűsége azzal összhangban változik, Doppler-erősítést feltéve. A pozíciószög időbeli változását egy $\sim 3,39^\circ$ amplitúdójú periodikus tagra, és egy $\sim 0,24^\circ \text{év}^{-1}$ rátával lineárisan csökkenő tagra bontottam. A periodikus komponensek meglétét egy $8,13 \times 10^8 M_\odot$ teljes tömegű, a bespirálózás állapotában levő, $\varepsilon \approx 0,003$ PN paraméterű fekete lyuk kettőssel magyaráztam. A 3. fejezetben bemutatott modell szerint a jet szimmetriatengelyének periodicitása a jet kibocsátó, domináns tömegű fekete lyuk keringési mozgásának a következménye. Megadtam a VLBI mérésekkel kompatibilis fekete lyuk kettős paramétereit: $T = 4,78 \pm 0,14$ év pályaperiódus, $r = 0,0128 \pm 0,0003$ pc pályaszeparáció, $\nu \in [1/5 \div 1/3]$ tömegarány. Az inklináció és pozíciószög időfüggésében megjelenő lineáris tagokat a jetalapnál levő fekete lyuk spinjének spinpálya precessziójával magyaráztam. Megadtam a spin-pálya periódust ($T_{\text{SO}} = 4852 \pm 646$ év), és a kettős összeolvadásának gravitációs időskáláját ($T_{\text{GR}} = (1,44 \pm 0,19) \times 10^6$ év).

A [123] munkámban a PG 1302–102 pc-skálájú jetének kinematikáját, és a kpc-skálájú jetének morfológiáját vizsgáltam. A kvazár Graham és munkatársai [75] munkájának nyomán került az érdeklődési körömbe. A szerzők megmutatták, hogy a kvazár optikai fényváltozásában jelentkező periodicitás legvalószínűbb oka egy szub-parszek szeparációjú, szupernagy tömegű fekete lyuk kettős jelenléte a kvazár közepén. A MOJAVE által kalibrált uv -vizibilitásokat feldolgozva vizsgáltam a jet pc-skálájú rádió szerkezetét, a kettős jeleit keresve. A forrás 15 GHz-es rádió interferometriai mérései 17 évet átfogóan összesen 20 epochában történtek. A kpc-skálájú morfológia felderítéséhez 1,4 GHz és 5 GHz frekvenciákon történt Very Large Array (VLA) archív észlelések feldolgozásával készítettem el a rádiótérképeket (a nyers VLA adatok fázis- és amplitúdó-kalibrációját Dr. Frey Sándor végezte el). Azt találtam, hogy a pc-skálájú jet $\sim 2,2^\circ$ -kal hajlik a látóirányhoz, és a valódi fél-nyílásszöge $\sim 0,2^\circ$. A pc-skálájú rádió jet szerkezeti paraméterei kvalitatíven megegyeznek a PG 1302–102 optikai fénygörbéjéből [75] munkában származtatott jetszerkezeti paraméterekkel. A fekete lyuk kettős független pályaparaméterei [75] nyomán $m \approx 4 \times 10^8 M_\odot$ teljes tömeg és $T = 4,0 \pm 0,2$ év pályaperiódus, amelyek egy $\varepsilon \approx 0,002$ PN paraméterű, bespirálózás állapotában levő fekete lyuk kettőssel konzisztensek. A pc-skálájú jet morfológiája alapján a kettős tömegarányát $\nu \geq 0,08$ -ra, a spinpálya precessziós periódust $T_{\text{SO}} \leq 14100$ évre, és a gravitációs élettartamot $T_{\text{GR}} \leq 7,2 \times 10^6$ évre korlátoztam. Helikális szerkezet jeleit találtam a PG 1302-102 északi jetének kpc-skálájú morfológiájában. A pc- és kpc-skálájú jetek inklinációja viszont szignifikánsan eltér egymástól, ami megakadályozta, hogy a fekete lyuk kettős modell keretén belül teremtsek egyértelmű kapcsolatot a pc- és kpc-skálájú jetek között.

A legfrissebb, szintén fekete lyuk kettősökhöz köthető munkámban az antarktisi IceCube Neutrínó Observatórium által detektált nagy energiájú neutrínók eredetét vizsgáltam [121]. Kereszt-korreláltam a Parkes katalógusban levő lapos spektrumú AGN rádióforrások és a Kompakt Források Planck Katalógusának második kiadásában levő detektálások koordinátáit a IceCube által detektált sáv-típusú extragalaktikus neutrínó-események érkezési irányával. Azt

találtam, hogy a PKS 0723-008 blazár jó forrás-jelöltje az ID5 azonosítójú neutrínó eseménynek. Megmutattam, hogy a koordináta-egyezések hármassá véletlen valószínűsége igen kicsi, $1 : 10000$. A koordináta-egyezés mellett a PKS 0723-008 blazárnak további érdekes rádió tulajdonságai vannak. Spektruma lapos egészen a THz körüli Planck frekvenciáig, és a pskálájú jetének 15 GHz-en mért teljes fluxussűrűsége ötszörösére növekedett tíz év alatt. Ezen rádió tulajdonságok alapján egy olyan forgatókönyvet ismertettem, ami képes rádiókaraktisztikája mellett a forrás nagy energiájú neutrínó emisszióját magyarázni. A modell alapja két szupernagy tömegű fekete lyuk végső összeolvadása, amit alacsony frekvenciájú gravitációs hullámok emissziója, és egy energetikus jet létrejötte kísér. A végső összeolvadás után frissen indult jet Lorentz faktora magas, relativisztikus sebességre gyorsítva a benne levő részecskéket, ultra-nagy energiájú részecskék emissziójához vezetve. A relativisztikus sebességű protonok kölcsönhatása során pionok keletkeznek, amelyek bomlása nagy energiájú elektron és müon neutrínók emisszióját okozza.

Ahogy korábbi munkámban megmutattam [124], a relativisztikus sebességű proton-proton hadronikus kölcsönhatásból származó másodlagos pozitron populáció alacsony energiás levágást mutat, ami a jet indulási zóna környékén a jetbe injektálódik. Így a fekete lyuk kettős végső összeolvadását követő neutrínó emisszió és lapos AGN spektrum mellett az elektronspektrum alacsony energiás levágása is fontos szelekciós kritérium lehet a megfelelő jelöltek kiválasztásában.

Értekezésemben négy első szerzős cikket mutattam be, amelyek a jetalapnál levő fekete lyuk forgó és kettős természetét teszik próbára. A relativisztikus jet pozitron energiaspektrumában megjelenő alacsony-energiás levágás a jetet kibocsátó fekete lyuk forgásállapotát diagnosztizálja, aminek a lehetőségét a [124] munkában mutattam be. A jetkibocsátó fekete lyuk pályamozgásának a VLBI jetek szerkezetére gyakorolt hatását vizsgáltam a [122] és [123] munkákban. A fekete lyuk kettős végső összeolvadásának a kettőst rejtő AGN lapos spektrumán és nagy energiájú neutrínó emisszióján alapuló azonosítási lehetőségét mutattam be a [121] munkában.

9. Fejezet

Summary of the PhD research

During my PhD research I have investigated several high-energy processes in the active galactic nuclei, with special emphasis on the supermassive black hole jets exhibiting periodic structures. Below I summarize the results of the publications presented in the dissertation, and put these into a common context.

In [124] I have discussed the origin of the low-energy cutoff (LEC) seen in the radio spectra of many extragalactic jets and related it to the spin of the supermassive black holes that presumably powers the jets. I have explained the existence of the secondary positron population via decay of pions, that emerge from proton-proton collisions having sufficient energy to create that pions. The decay of pions is possible via the interaction of relativistic protons, for which the advection dominated accretion flow or ADAF could provide the necessary physical conditions. In a radiatively inefficient ADAF the heat energy of the accreting gas is unable to radiate in less than the accretion time and the particle temperature could be high enough so that thermal protons can yield such pion production. I have calculated the minimum energy and speed of the protons to create pions, then assuming Maxwell-Boltzmann distribution of the particle speeds I gave the region in an ADAF, where the temperature is high enough to create the secondary positron population showing the LEC. I have shown, based on the equilibrium equations of an ADAF, that the creation of pions occur within 2 Schwarzschild radii from the black hole horizon, near the jet launching region, where the random speed of 10% of the protons exceed the threshold to create pions.

The main topic of my PhD research was the identification of supermassive black hole binaries through the kinematics of their jets and determination of the binary parameters, possible through the study of the effect of the binary on its immediate environment. On optical wavelengths a good diagnostic consists in measuring the double peaked emission lines (for example $H\alpha$), revealing the presence of a double AGN. However, this method is not useful if just one member of the binary is active, as in those cases only one AGN spectrum is available. With only one active black hole, the investigation of the effect of the orbital motion on the jet structure proves a useful tool in identifying a black hole binary. The very long baseline interferometry (VLBI) allows for high-resolution and high-sensitivity observations of relativistic jets, that can reveal periodicities of several years in their structure.

Based on the long-term MOJAVE data of the jet of the quasar S5 1928+738 in [122] I have confirmed the presence of a supermassive black hole binary suspected earlier, at the jet base [179]. I have identified first time in the literature the spin-precession of the dominant black hole purely based on VLBI measurements. I have monitored the direction of the symmetry axis of

the inner 2 milliarcseconds of the jet of S5 1928+738 through its inclination and position angles. I have derived these angles by fitting the shape of a projected helical jet to the position of the VLBI jet components. I have decomposed the time variation of the inclination of the symmetry axis into a periodic term with amplitude of $\sim 0.89^\circ$ and a linear decreasing trend with rate of $\sim 0.05^\circ\text{yr}^{-1}$. The flux density due to the Doppler boosting changes in accordance with the inclination. I have also decomposed the variation of the position angle into a periodic term with amplitude of $\sim 3.39^\circ$ and a linear increasing trend with the slope of $\sim 0.24^\circ\text{yr}^{-1}$. I have explained the periodic components by the presence of a black hole binary having total mass $8.13 \times 10^8 M_\odot$ and PN parameter $\varepsilon \approx 0.003$, characterising the inspiral stage of the merger. I have derived the following binary parameters: orbital period $T = 4.78 \pm 0.14$ yr, separation $r = 0.0128 \pm 0.0003$ pc, mass ratio $\nu \in [\sim 1/5 \div 1/3]$. I have identified the linear trends in the above angle variations as due to the slow reorientation of the spin of the jet emitter black hole induced by the spin-orbit precession. I have derived the precession period of the more massive black hole ($T_{\text{SO}} = 4852 \pm 646$ yr), and the gravitational time-scale of the merger ($T_{\text{GR}} = (1.44 \pm \pm 0.19) \times 10^6$ yr).

In [123] I have investigated the pc-scale kinematics and kpc-scale radio morphology of the quasar PG 1302–102. The quasar came into my focus through the work of Graham et al. [75]. They have shown, that the most reasonable explanation of the periodic nature of the quasar's optical variability is the presence of a sub-pc separated supermassive binary black hole harboured in the AGN. By processing archival MOJAVE calibrated uv -visibilities I have searched the fingerprints of the binary on the pc-scale structure of the jet. The radio interferometric observations of the source occurred in 20 epochs spanning 17 years. Archival observations with the Very Large Array (VLA) at 1.4 GHz and 5 GHz were obtained to map the source and study the kpc-scale morphology (the raw VLA data were phase- and amplitude calibrated by Dr. Frey Sándor). I have found that the pc-scale jet is inclined within $\sim 2.2^\circ$ to the line of sight and has a half-opening angle of $\sim 0.2^\circ$. The jet structural parameters derived from the pc-scale radio jet are qualitatively consistent with those obtained from the analysis of the optical light curve of PG 1302–102. The independent parameters of the binary [75] were: total mass $m \approx 4 \times 10^8 M_\odot$ and orbital period $T = 4.0 \pm 0.2$ yr, consistent with a black hole binary with PN parameter $\varepsilon \approx 0.002$ in the inspiral phase of the coalescence. I have constrained the mass ratio as $\nu \geq 0.08$, the spin-orbit precessional period as $T_{\text{SO}} \leq 14\,100$ yr, and the gravitational lifetime of the binary as $T_{\text{GR}} \leq 7.2 \times 10^6$ yr. I have found some indication for a helical structure of the north jet on kpc-scale, but the directions of the inner and the extended radio jets being significantly different obstructed a straightforward connection of the pc- and kpc-scale jets within the binary scenario.

In [121] I have investigated the origin of the high-energy neutrinos detected by the Antarctic IceCube Neutrino Observatory. By cross-correlating both the Parkes Catalogue and the second Planck Catalogue of Compact Sources with the arrival direction of the track-type neutrinos detected by the IceCube, I have found the flat spectrum blazar PKS 0723-008 as a good candidate for the high-energy neutrino event ID5. I have shown that the treble chance-coincidence of finding a flat spectrum radio source both in the Parkes and the Planck catalogues within the error-box of the track events on the sky is tiny, $1 : 10000$, therefore PKS 0723-008 proves a good candidate for the origin of the high-energy neutrino emission. Apart from its coordinates matching ID5, PKS 0723-008 exhibits further interesting radio properties. Its spectrum is flat up to high Planck-frequencies presumably due to a freshly started relativistic jet, as suggested by the scenario presented in the thesis. It also produced a five-fold increased radio flux density

through the last decade. Based upon these radio properties I have proposed a scenario of binary black hole evolution leading to the observed high-energy neutrino emission. The scenario relies on the final coalescence of two black holes, followed by the emission of low frequency gravitational waves and the formation of a new energetic jet. The freshly started jet has high Lorentz factor, and is able to accelerate the particles leading to the emission of ultra-high energy cosmic rays. The new jet is the reason of the spectrum being flat to THz frequencies, and the luminous radio afterglow. The interaction of relativistic protons create pions, that decay further leading to the emission of high-energy electron and muon neutrinos. Doppler boosting from the underlying jet pointing to the Earth makes possible to identify the origin of the neutrinos, so the merger itself in the form of an extended flat spectrum radio emission, a key selection criterion to find traces of this complex process.

As I have shown in an earlier work [124], the secondary positron population emerged from proton-proton hadronic interactions shows a low-energy cutoff, and it falls into to the jet near the jet launching region. Therefore besides the high-energy neutrino emission and flat AGN spectrum, the low-energy cutoff seen in the positron spectrum also provides a key selection criterion to identify the candidate sources to an already occurred final coalescence of a super-massive black hole binary.

In my thesis I presented the results of four first-author publications, probing the spinning and orbiting nature of the black hole at the base of the respective jet. The low-energy cutoff seen in the positron spectrum of the relativistic jets is a diagnostic constraining the rotation of the jet emitting black hole [124]. I have investigated the effect of the orbital motion of the jet emitting black hole on the structure of the VLBI jets in [122] and [123]. I have presented the means to identify the already occurred final coalescence based on the flat spectrum and the high-energy neutrino emission of the AGN in [121].

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Prof. Gergely Árpád Lászlónak (SZTE), aki bevezetett a szupernagy tömegű fekete lyuk kettősök dinamikájának és a fekete lyukak forgásának leírásába. Értékes kritikáival folyamatosan segített fejlődnöm, mind szakmailag, mind a tudományos gondolkodásmód és közlés elsajátításában.

Szeretném megköszönni társtémavezetőm, Dr. Gabányi Krisztina segítségét (MTA CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet), aki saját idejét nem kímélve segített megértenem a rádiócsillagászat technikáját, bevezetett az aktív galaxismagok és jeteik világába, illetve megtanította nekem a jetek rádiócsillagászati adatainak feldolgozását és tudományos elemzését.

Köszönöm témavezetőmnek és társtémavezetőmnek a doktori értekezés elkészítésében nyújtott segítségüket.

Szeretnék köszönetet mondani Dr. Priv. Doz. Silke Britzennek, a Max Planck Institute für Radioastronomie (MPIfR, Bonn, Németország) kutatójának, a számtalan diszkusszióért, és a bonni kiküldetésem idején tanúsított folyamatos szakmai és emberi támogatásáért.

Szeretnék köszönetet mondani Dr. Marios Karouzosnak (Nature, London, Anglia) a közös munkánkban nyújtott szakmai támogatásáért, a cikk íráskor felmerülő problémák megértésében és megoldásában való aktív közreműködéséért.

Szeretném megköszönni Dr. Frey Sándor (MTA CSFK KTM CSI) munkáját, aki nagyban segítette a PG 1302–102 jelű kvazár jetéről szóló publikáció létrejöttét.

Szeretnék köszönetet mondani Prof. Peter L. Biermann-nak (MPIfR) a számtalan ötletért, diszkusszióért, és hogy bevezetett a nagy energiájú neutrínók világába.

Szeretném megköszönni Prof. Szatmári Sándornak, az SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék vezetőjének, hogy a Tanszék predoktori ösztöndíjasaként zavartalanul folytathattam munkám a PhD ösztöndíjas időszak lejárta után is.

Őszinte hálával tartozom a Családomnak.

Az S5 1928+738 jelű kvazár VLBI jetének komponensei

1. TÁBLÁZAT. Az S5 1928+738 VLBI-jetének felületi fényességeloszlásához illesztett modell komponensek. (1) észlelési epocha, (2) fluxus-sűrűség, (3)-(4) a maghoz képesti relatív pozíció, (5) komponens méret, (6) azonosított komponens neve. A B1-6 jetkomponensek a jet fényes, illesztett részei, viszont nem tudtam azonosítani őket a 2.2.3. fejezetben megadott kritériumrendszer alapján.

Epocha (év)	Fluxus-sűrűség (Jy)	x (mas)	y (mas)	d (mas)	CO
1995,96	$0,631 \pm 0,039$	$0,000 \pm 0,027$	$0,000 \pm 0,037$	$0,020 \pm 0,002$	CS
	$0,402 \pm 0,031$	$0,086 \pm 0,027$	$-0,213 \pm 0,037$	$0,038 \pm 0,003$	Cg
	$0,781 \pm 0,046$	$0,348 \pm 0,028$	$-0,609 \pm 0,038$	$0,063 \pm 0,002$	C8
	$0,151 \pm 0,020$	$0,359 \pm 0,031$	$-0,848 \pm 0,040$	$0,146 \pm 0,008$	B1
	$0,416 \pm 0,043$	$0,715 \pm 0,036$	$-1,616 \pm 0,044$	$0,236 \pm 0,005$	C7
	$0,233 \pm 0,032$	$0,246 \pm 0,043$	$-1,928 \pm 0,050$	$0,330 \pm 0,010$	C6
	$0,224 \pm 0,032$	$0,366 \pm 0,042$	$-2,195 \pm 0,049$	$0,324 \pm 0,011$	C5
	$0,049 \pm 0,012$	$1,271 \pm 0,063$	$-3,345 \pm 0,067$	$0,564 \pm 0,043$	C4
	$0,025 \pm 0,009$	$1,314 \pm 0,071$	$-4,222 \pm 0,075$	$0,654 \pm 0,085$	C3
	$0,020 \pm 0,008$	$2,768 \pm 0,082$	$-8,220 \pm 0,086$	$0,779 \pm 0,130$	C2
	$0,052 \pm 0,022$	$2,932 \pm 0,215$	$-10,709 \pm 0,216$	$2,128 \pm 0,352$	C1
1996,05	$0,117 \pm 0,035$	$0,000 \pm 0,023$	$0,000 \pm 0,048$	$0,067 \pm 0,033$	CS
	$0,971 \pm 0,086$	$0,169 \pm 0,023$	$-0,335 \pm 0,048$	$0,046 \pm 0,006$	Cg
	$0,741 \pm 0,074$	$0,457 \pm 0,023$	$-0,832 \pm 0,048$	$0,043 \pm 0,007$	C8
	$0,225 \pm 0,041$	$0,518 \pm 0,031$	$-1,027 \pm 0,052$	$0,209 \pm 0,025$	B2
	$0,417 \pm 0,045$	$0,820 \pm 0,037$	$-1,866 \pm 0,056$	$0,294 \pm 0,009$	C7
	$0,289 \pm 0,037$	$0,357 \pm 0,038$	$-2,176 \pm 0,057$	$0,306 \pm 0,013$	C6
	$0,129 \pm 0,025$	$0,551 \pm 0,033$	$-2,600 \pm 0,054$	$0,248 \pm 0,028$	C5
	$0,024 \pm 0,010$	$1,463 \pm 0,041$	$-3,513 \pm 0,059$	$0,342 \pm 0,128$	C4
	$0,050 \pm 0,014$	$1,293 \pm 0,085$	$-4,291 \pm 0,094$	$0,815 \pm 0,087$	C3
	$0,029 \pm 0,020$	$1,940 \pm 0,178$	$-8,667 \pm 0,183$	$1,769 \pm 0,694$	C2
	$0,051 \pm 0,019$	$3,369 \pm 0,182$	$-10,768 \pm 0,187$	$1,811 \pm 0,265$	C1
1996,22	$0,231 \pm 0,058$	$0,000 \pm 0,025$	$0,000 \pm 0,047$	$0,073 \pm 0,021$	CS
	$0,810 \pm 0,086$	$0,115 \pm 0,025$	$-0,254 \pm 0,047$	$0,060 \pm 0,009$	Cg
	$0,713 \pm 0,057$	$0,384 \pm 0,026$	$-0,698 \pm 0,048$	$0,097 \pm 0,005$	C8
	$0,293 \pm 0,037$	$0,465 \pm 0,030$	$-0,964 \pm 0,050$	$0,178 \pm 0,013$	B3
	$0,387 \pm 0,038$	$0,773 \pm 0,037$	$-1,816 \pm 0,055$	$0,284 \pm 0,008$	C7
	$0,249 \pm 0,034$	$0,282 \pm 0,039$	$-2,048 \pm 0,056$	$0,304 \pm 0,016$	C6
	$0,182 \pm 0,029$	$0,451 \pm 0,038$	$-2,480 \pm 0,055$	$0,290 \pm 0,022$	C5
	$0,053 \pm 0,017$	$1,353 \pm 0,073$	$-3,471 \pm 0,083$	$0,687 \pm 0,101$	C4

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	$0,026 \pm 0,015$	$1,454 \pm 0,069$	$-4,622 \pm 0,080$	$0,644 \pm 0,292$	C3
	$0,059 \pm 0,040$	$2,515 \pm 0,188$	$-9,207 \pm 0,192$	$1,861 \pm 0,722$	C2
	$0,031 \pm 0,026$	$2,920 \pm 0,117$	$-11,484 \pm 0,124$	$1,144 \pm 0,740$	C1
1996,38	$0,517 \pm 0,044$	$0,000 \pm 0,030$	$0,000 \pm 0,033$	$0,050 \pm 0,003$	CS
	$0,872 \pm 0,055$	$0,091 \pm 0,031$	$-0,192 \pm 0,033$	$0,060 \pm 0,002$	Cg
	$0,822 \pm 0,053$	$0,365 \pm 0,031$	$-0,646 \pm 0,034$	$0,093 \pm 0,002$	C8
	$0,268 \pm 0,030$	$0,406 \pm 0,034$	$-0,874 \pm 0,036$	$0,153 \pm 0,007$	B4
	$0,457 \pm 0,042$	$0,740 \pm 0,043$	$-1,734 \pm 0,045$	$0,309 \pm 0,005$	C7
	$0,264 \pm 0,032$	$0,247 \pm 0,042$	$-2,058 \pm 0,044$	$0,299 \pm 0,009$	C6
	$0,205 \pm 0,028$	$0,449 \pm 0,049$	$-2,380 \pm 0,051$	$0,385 \pm 0,012$	C5
	$0,069 \pm 0,015$	$1,278 \pm 0,077$	$-3,505 \pm 0,078$	$0,710 \pm 0,043$	C4
	$0,028 \pm 0,010$	$1,434 \pm 0,077$	$-4,665 \pm 0,078$	$0,710 \pm 0,106$	C3
	$0,067 \pm 0,022$	$2,643 \pm 0,179$	$-8,760 \pm 0,179$	$1,760 \pm 0,184$	C2
	$0,051 \pm 0,017$	$2,953 \pm 0,159$	$-11,306 \pm 0,160$	$1,566 \pm 0,170$	C1
1996,57	$0,829 \pm 0,086$	$0,000 \pm 0,025$	$0,000 \pm 0,044$	$0,047 \pm 0,004$	CS
	$0,269 \pm 0,043$	$0,163 \pm 0,025$	$-0,275 \pm 0,044$	$0,021 \pm 0,017$	Cg
	$0,913 \pm 0,063$	$0,349 \pm 0,028$	$-0,633 \pm 0,046$	$0,133 \pm 0,003$	C8
	$0,126 \pm 0,035$	$0,481 \pm 0,029$	$-1,080 \pm 0,031$	$0,061 \pm 0,045$	B5
	$0,429 \pm 0,044$	$0,711 \pm 0,040$	$-1,694 \pm 0,054$	$0,312 \pm 0,008$	C7
	$0,263 \pm 0,034$	$0,213 \pm 0,040$	$-2,049 \pm 0,054$	$0,312 \pm 0,013$	C6
	$0,116 \pm 0,023$	$0,442 \pm 0,029$	$-2,385 \pm 0,046$	$0,150 \pm 0,027$	C5
	$0,065 \pm 0,017$	$1,257 \pm 0,073$	$-3,410 \pm 0,082$	$0,690 \pm 0,062$	C4
	$0,013 \pm 0,008$	$1,438 \pm 0,054$	$-4,553 \pm 0,065$	$0,485 \pm 0,245$	C3
	$0,037 \pm 0,014$	$2,601 \pm 0,144$	$-8,850 \pm 0,148$	$1,419 \pm 0,219$	C2
	$0,021 \pm 0,010$	$2,917 \pm 0,129$	$-11,161 \pm 0,134$	$1,263 \pm 0,312$	C1
1996,74	$0,460 \pm 0,072$	$0,000 \pm 0,029$	$0,000 \pm 0,030$	$0,048 \pm 0,010$	CS
	$1,056 \pm 0,070$	$0,135 \pm 0,030$	$-0,291 \pm 0,031$	$0,095 \pm 0,003$	Cg
	$0,838 \pm 0,089$	$0,427 \pm 0,031$	$-0,776 \pm 0,032$	$0,113 \pm 0,007$	C8
	$0,354 \pm 0,046$	$0,791 \pm 0,039$	$-1,881 \pm 0,040$	$0,266 \pm 0,011$	C7
	$0,338 \pm 0,045$	$0,360 \pm 0,044$	$-2,334 \pm 0,045$	$0,338 \pm 0,012$	C6
	$0,106 \pm 0,033$	$1,146 \pm 0,137$	$-3,585 \pm 0,138$	$1,343 \pm 0,147$	C4
	$0,065 \pm 0,023$	$2,754 \pm 0,169$	$-9,167 \pm 0,169$	$1,664 \pm 0,211$	C2
	$0,027 \pm 0,015$	$2,842 \pm 0,154$	$-12,307 \pm 0,154$	$1,510 \pm 0,414$	C1
1996,82	$2,356 \pm 0,076$	$0,000 \pm 0,022$	$0,000 \pm 0,030$	$0,028 \pm 0,003$	CS
	$0,921 \pm 0,062$	$0,077 \pm 0,023$	$-0,246 \pm 0,031$	$0,070 \pm 0,001$	Cg
	$0,532 \pm 0,024$	$0,353 \pm 0,028$	$-0,650 \pm 0,034$	$0,170 \pm 0,009$	C8
	$0,539 \pm 0,025$	$0,422 \pm 0,024$	$-0,864 \pm 0,032$	$0,101 \pm 0,008$	B6
	$0,323 \pm 0,036$	$0,792 \pm 0,031$	$-1,929 \pm 0,037$	$0,221 \pm 0,013$	C7
	$0,149 \pm 0,017$	$0,235 \pm 0,034$	$-2,224 \pm 0,040$	$0,258 \pm 0,002$	C6
	$0,231 \pm 0,022$	$0,456 \pm 0,043$	$-2,479 \pm 0,047$	$0,368 \pm 0,001$	C5
	$0,041 \pm 0,008$	$1,391 \pm 0,050$	$-3,581 \pm 0,054$	$0,445 \pm 0,003$	C4
	$0,025 \pm 0,007$	$1,470 \pm 0,088$	$-4,488 \pm 0,090$	$0,849 \pm 0,040$	C3
	$0,025 \pm 0,007$	$2,730 \pm 0,088$	$-8,647 \pm 0,090$	$0,849 \pm 0,041$	C2
	$0,032 \pm 0,018$	$3,183 \pm 0,202$	$-10,713 \pm 0,203$	$2,004 \pm 0,493$	C1
1996,93	$0,770 \pm 0,073$	$0,000 \pm 0,026$	$0,000 \pm 0,040$	$0,038 \pm 0,003$	CS

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	0,346 ± 0,034	0,193 ± 0,027	-0,354 ± 0,040	0,061 ± 0,007	Cg
	0,882 ± 0,035	0,372 ± 0,027	-0,698 ± 0,041	0,095 ± 0,001	C8
	0,339 ± 0,029	0,738 ± 0,037	-1,743 ± 0,048	0,263 ± 0,006	C7
	0,373 ± 0,047	0,320 ± 0,051	-2,232 ± 0,060	0,444 ± 0,014	C5
	0,039 ± 0,011	1,371 ± 0,040	-3,645 ± 0,050	0,306 ± 0,063	C4
	0,033 ± 0,007	1,734 ± 0,169	-5,693 ± 0,172	1,674 ± 0,785	C3
	0,055 ± 0,024	2,764 ± 0,151	-11,212 ± 0,154	1,484 ± 0,294	C1
1997,66	1,354 ± 0,059	0,000 ± 0,027	0,000 ± 0,038	0,035 ± 0,001	CS
	0,915 ± 0,063	0,058 ± 0,027	-0,219 ± 0,038	0,039 ± 0,001	Cg
	0,229 ± 0,006	0,322 ± 0,032	-0,629 ± 0,042	0,172 ± 0,012	C9
	0,761 ± 0,014	0,466 ± 0,029	-0,896 ± 0,039	0,111 ± 0,009	C8
	0,220 ± 0,018	0,829 ± 0,045	-2,114 ± 0,052	0,355 ± 0,001	C7
	0,104 ± 0,014	0,266 ± 0,046	-2,386 ± 0,053	0,367 ± 0,002	C6
	0,213 ± 0,017	0,489 ± 0,052	-2,734 ± 0,058	0,442 ± 0,001	C5
	0,048 ± 0,010	1,353 ± 0,070	-3,746 ± 0,075	0,643 ± 0,014	C4
	0,032 ± 0,008	1,468 ± 0,117	-5,075 ± 0,120	1,139 ± 0,062	C3
	0,035 ± 0,007	2,653 ± 0,122	-9,278 ± 0,125	1,194 ± 0,043	C2
	0,052 ± 0,015	2,983 ± 0,168	-11,270 ± 0,170	1,659 ± 0,126	C1
1998,21	0,549 ± 0,045	0,000 ± 0,028	0,000 ± 0,041	0,072 ± 0,003	CS
	1,071 ± 0,058	0,054 ± 0,031	-0,239 ± 0,043	0,149 ± 0,002	Cg
	0,367 ± 0,036	0,444 ± 0,036	-0,812 ± 0,047	0,228 ± 0,006	C9
	0,645 ± 0,047	0,492 ± 0,035	-1,088 ± 0,046	0,212 ± 0,003	C8
	0,144 ± 0,019	0,860 ± 0,054	-2,214 ± 0,062	0,465 ± 0,012	C7
	0,236 ± 0,024	0,465 ± 0,066	-2,618 ± 0,072	0,599 ± 0,009	C6
	0,058 ± 0,012	0,528 ± 0,046	-3,198 ± 0,055	0,366 ± 0,027	C5
	0,049 ± 0,011	1,384 ± 0,075	-3,908 ± 0,081	0,703 ± 0,048	C4
	0,021 ± 0,008	1,620 ± 0,081	-5,565 ± 0,087	0,767 ± 0,123	C3
	0,047 ± 0,019	2,687 ± 0,181	-9,720 ± 0,184	1,793 ± 0,273	C2
	0,044 ± 0,022	2,743 ± 0,225	-12,199 ± 0,227	2,232 ± 0,492	C1
1998,59	0,803 ± 0,046	0,000 ± 0,029	0,000 ± 0,036	0,088 ± 0,002	CS
	0,923 ± 0,052	0,085 ± 0,028	-0,261 ± 0,036	0,057 ± 0,001	Cg
	0,424 ± 0,035	0,510 ± 0,030	-0,937 ± 0,038	0,134 ± 0,003	C9
	0,481 ± 0,037	0,547 ± 0,039	-1,204 ± 0,045	0,275 ± 0,003	C8
	0,118 ± 0,016	0,938 ± 0,049	-2,276 ± 0,054	0,410 ± 0,010	C7
	0,245 ± 0,024	0,496 ± 0,066	-2,660 ± 0,070	0,601 ± 0,006	C6
	0,084 ± 0,014	0,573 ± 0,049	-3,287 ± 0,054	0,410 ± 0,014	C5
	0,044 ± 0,010	1,385 ± 0,066	-3,780 ± 0,070	0,606 ± 0,036	C4
	0,039 ± 0,012	1,554 ± 0,123	-5,336 ± 0,125	1,204 ± 0,123	C3
	0,042 ± 0,013	2,642 ± 0,151	-9,580 ± 0,152	1,483 ± 0,150	C2
	0,049 ± 0,017	2,893 ± 0,193	-11,840 ± 0,194	1,908 ± 0,229	C1
1999,01	0,705 ± 0,041	0,000 ± 0,030	0,000 ± 0,034	0,110 ± 0,002	CS
	0,675 ± 0,044	0,050 ± 0,029	-0,185 ± 0,032	0,060 ± 0,001	Cg
	0,322 ± 0,030	0,166 ± 0,035	-0,469 ± 0,038	0,209 ± 0,003	C10
	0,228 ± 0,026	0,501 ± 0,035	-0,887 ± 0,037	0,200 ± 0,005	C9
	0,435 ± 0,035	0,575 ± 0,042	-1,239 ± 0,044	0,308 ± 0,003	C8

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	0,098 ± 0,017	0,966 ± 0,058	-2,339 ± 0,060	0,509 ± 0,016	C7
	0,185 ± 0,023	0,478 ± 0,073	-2,749 ± 0,075	0,675 ± 0,011	C6
	0,054 ± 0,013	0,575 ± 0,040	-3,394 ± 0,043	0,284 ± 0,021	C5
	0,065 ± 0,015	1,228 ± 0,104	-3,775 ± 0,105	0,998 ± 0,055	C4
	0,022 ± 0,007	1,644 ± 0,074	-5,766 ± 0,075	0,681 ± 0,068	C3
	0,034 ± 0,012	2,800 ± 0,135	-9,789 ± 0,135	1,315 ± 0,149	C2
	0,038 ± 0,015	2,714 ± 0,176	-11,921 ± 0,176	1,733 ± 0,249	C1
1999,54	0,606 ± 0,036	0,000 ± 0,033	0,000 ± 0,033	0,065 ± 0,002	CS
	1,061 ± 0,048	0,066 ± 0,033	-0,216 ± 0,032	0,040 ± 0,001	Cg
	0,467 ± 0,032	0,226 ± 0,036	-0,578 ± 0,036	0,155 ± 0,002	C10
	0,162 ± 0,019	0,564 ± 0,034	-0,981 ± 0,034	0,109 ± 0,006	C9
	0,435 ± 0,031	0,623 ± 0,046	-1,363 ± 0,046	0,327 ± 0,003	C8
	0,118 ± 0,016	1,029 ± 0,053	-2,529 ± 0,052	0,411 ± 0,011	C7
	0,130 ± 0,017	0,461 ± 0,065	-2,847 ± 0,065	0,563 ± 0,012	C6
	0,095 ± 0,015	0,551 ± 0,051	-3,524 ± 0,050	0,386 ± 0,013	C5
	0,073 ± 0,014	1,243 ± 0,095	-3,937 ± 0,095	0,895 ± 0,036	C4
	0,030 ± 0,007	1,647 ± 0,120	-5,831 ± 0,119	1,150 ± 0,069	C3
	0,041 ± 0,010	2,722 ± 0,157	-9,961 ± 0,157	1,537 ± 0,090	C2
	0,046 ± 0,011	2,689 ± 0,167	-11,746 ± 0,167	1,637 ± 0,092	C1
1999,56	0,525 ± 0,044	0,000 ± 0,034	0,000 ± 0,033	0,050 ± 0,003	CS
	1,123 ± 0,064	0,064 ± 0,034	-0,220 ± 0,033	0,061 ± 0,002	Cg
	0,474 ± 0,042	0,221 ± 0,037	-0,585 ± 0,036	0,157 ± 0,004	C10
	0,177 ± 0,026	0,554 ± 0,038	-0,996 ± 0,038	0,186 ± 0,010	C9
	0,431 ± 0,040	0,626 ± 0,046	-1,385 ± 0,046	0,318 ± 0,005	C8
	0,106 ± 0,019	1,045 ± 0,050	-2,550 ± 0,049	0,372 ± 0,018	C7
	0,147 ± 0,023	0,495 ± 0,069	-2,874 ± 0,069	0,607 ± 0,017	C6
	0,092 ± 0,018	0,544 ± 0,053	-3,575 ± 0,052	0,409 ± 0,021	C5
	0,069 ± 0,017	1,294 ± 0,098	-4,013 ± 0,098	0,920 ± 0,060	C4
	0,023 ± 0,006	1,728 ± 0,082	-6,048 ± 0,081	0,743 ± 0,061	C3
	0,049 ± 0,013	2,876 ± 0,167	-10,111 ± 0,167	1,640 ± 0,113	C2
	0,043 ± 0,013	2,705 ± 0,189	-11,944 ± 0,189	1,861 ± 0,173	C1
1999,57	0,274 ± 0,063	0,000 ± 0,029	0,000 ± 0,058	0,040 ± 0,012	CS
	1,006 ± 0,102	0,062 ± 0,029	-0,209 ± 0,058	0,048 ± 0,012	Cg
	0,525 ± 0,075	0,219 ± 0,034	-0,544 ± 0,061	0,187 ± 0,024	C10
	0,265 ± 0,045	0,559 ± 0,041	-1,075 ± 0,065	0,299 ± 0,035	C9
	0,340 ± 0,051	0,630 ± 0,040	-1,423 ± 0,064	0,280 ± 0,027	C8
	0,114 ± 0,020	1,011 ± 0,038	-2,607 ± 0,063	0,254 ± 0,035	C7
	0,109 ± 0,026	0,434 ± 0,045	-2,852 ± 0,067	0,344 ± 0,066	C6
	0,112 ± 0,026	0,581 ± 0,050	-3,531 ± 0,071	0,416 ± 0,067	C5
	0,050 ± 0,019	1,231 ± 0,070	-4,067 ± 0,086	0,641 ± 0,175	C4
	0,037 ± 0,016	1,596 ± 0,089	-5,517 ± 0,103	0,849 ± 0,244	C3
	0,010 ± 0,007	2,959 ± 0,055	-9,485 ± 0,075	0,476 ± 0,449	C2
	0,065 ± 0,024	2,767 ± 0,192	-11,447 ± 0,199	1,903 ± 0,280	C1
1999,79	0,540 ± 0,039	0,000 ± 0,030	0,000 ± 0,030	0,056 ± 0,003	CS
	0,848 ± 0,055	0,063 ± 0,031	-0,228 ± 0,031	0,086 ± 0,001	Cg

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	0,605 ± 0,046	0,225 ± 0,036	-0,593 ± 0,036	0,209 ± 0,002	C10
	0,171 ± 0,024	0,584 ± 0,045	-1,063 ± 0,044	0,331 ± 0,009	C9
	0,353 ± 0,035	0,636 ± 0,045	-1,459 ± 0,044	0,332 ± 0,004	C8
	0,100 ± 0,017	1,067 ± 0,039	-2,636 ± 0,038	0,248 ± 0,011	C7
	0,124 ± 0,019	0,501 ± 0,065	-2,913 ± 0,064	0,572 ± 0,013	C6
	0,105 ± 0,017	0,571 ± 0,062	-3,623 ± 0,061	0,539 ± 0,015	C5
	0,064 ± 0,014	1,355 ± 0,091	-4,131 ± 0,091	0,857 ± 0,042	C4
	0,022 ± 0,008	1,435 ± 0,056	-6,607 ± 0,056	0,474 ± 0,064	C3
	0,025 ± 0,009	2,546 ± 0,085	-9,594 ± 0,085	0,793 ± 0,096	C2
	0,051 ± 0,013	2,728 ± 0,142	-11,215 ± 0,142	1,390 ± 0,097	C1
1999,98	0,458 ± 0,056	0,000 ± 0,031	0,000 ± 0,029	0,052 ± 0,008	C5
	0,997 ± 0,091	0,059 ± 0,031	-0,251 ± 0,029	0,057 ± 0,003	Cg
	0,698 ± 0,076	0,235 ± 0,036	-0,649 ± 0,035	0,196 ± 0,004	C10
	0,175 ± 0,028	0,615 ± 0,044	-1,193 ± 0,043	0,318 ± 0,010	C9
	0,287 ± 0,036	0,656 ± 0,042	-1,572 ± 0,041	0,292 ± 0,006	C8
	0,134 ± 0,024	1,082 ± 0,043	-2,699 ± 0,041	0,297 ± 0,013	C7
	0,143 ± 0,026	0,477 ± 0,080	-3,088 ± 0,079	0,740 ± 0,025	C6
	0,058 ± 0,016	0,509 ± 0,051	-3,764 ± 0,050	0,406 ± 0,035	C5
	0,075 ± 0,020	1,158 ± 0,097	-3,998 ± 0,097	0,922 ± 0,065	C4
	0,014 ± 0,009	1,539 ± 0,063	-6,354 ± 0,062	0,554 ± 0,184	C3
	0,022 ± 0,010	3,111 ± 0,132	-9,531 ± 0,132	1,284 ± 0,256	C2
	0,048 ± 0,015	2,783 ± 0,141	-11,243 ± 0,141	1,377 ± 0,136	C1
2000,01	0,513 ± 0,045	0,000 ± 0,029	0,000 ± 0,035	0,043 ± 0,004	C5
	0,814 ± 0,057	0,064 ± 0,029	-0,233 ± 0,035	0,056 ± 0,002	Cg
	0,624 ± 0,054	0,238 ± 0,032	-0,622 ± 0,038	0,151 ± 0,003	C10
	0,135 ± 0,025	0,613 ± 0,035	-1,118 ± 0,040	0,205 ± 0,016	C9
	0,312 ± 0,038	0,658 ± 0,044	-1,510 ± 0,049	0,343 ± 0,008	C8
	0,126 ± 0,017	1,084 ± 0,038	-2,654 ± 0,043	0,258 ± 0,008	C7
	0,115 ± 0,016	0,507 ± 0,070	-3,035 ± 0,073	0,642 ± 0,015	C6
	0,076 ± 0,013	0,545 ± 0,047	-3,691 ± 0,052	0,380 ± 0,016	C5
	0,065 ± 0,013	1,206 ± 0,093	-4,131 ± 0,095	0,883 ± 0,039	C4
	0,021 ± 0,006	1,680 ± 0,109	-5,977 ± 0,111	1,051 ± 0,095	C3
	0,032 ± 0,009	2,858 ± 0,160	-10,245 ± 0,161	1,572 ± 0,117	C2
	0,038 ± 0,009	2,627 ± 0,156	-11,892 ± 0,158	1,537 ± 0,094	C1
2000,35	0,503 ± 0,043	0,000 ± 0,029	0,000 ± 0,035	0,019 ± 0,003	C5
	0,790 ± 0,055	0,103 ± 0,030	-0,281 ± 0,036	0,074 ± 0,002	Cg
	0,751 ± 0,076	0,265 ± 0,032	-0,672 ± 0,037	0,135 ± 0,005	C10
	0,385 ± 0,027	0,706 ± 0,049	-1,573 ± 0,052	0,388 ± 0,003	C8
	0,176 ± 0,037	1,114 ± 0,041	-2,796 ± 0,045	0,290 ± 0,022	C7
	0,147 ± 0,035	0,541 ± 0,069	-3,268 ± 0,072	0,630 ± 0,040	C6
	0,062 ± 0,023	0,609 ± 0,043	-3,943 ± 0,047	0,312 ± 0,063	C5
	0,073 ± 0,027	1,240 ± 0,092	-4,310 ± 0,094	0,870 ± 0,119	C4
	0,022 ± 0,016	1,698 ± 0,095	-6,192 ± 0,097	0,905 ± 0,419	C3
	0,029 ± 0,008	2,928 ± 0,142	-10,247 ± 0,144	1,393 ± 0,097	C2
	0,052 ± 0,011	2,702 ± 0,168	-11,987 ± 0,170	1,659 ± 0,079	C1

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

2001,17	$0,328 \pm 0,037$	$0,000 \pm 0,028$	$0,000 \pm 0,040$	$0,070 \pm 0,006$	CS
	$0,740 \pm 0,054$	$0,055 \pm 0,028$	$-0,179 \pm 0,040$	$0,067 \pm 0,003$	Cg
	$0,367 \pm 0,038$	$0,254 \pm 0,030$	$-0,657 \pm 0,042$	$0,133 \pm 0,005$	C11
	$0,592 \pm 0,048$	$0,409 \pm 0,032$	$-0,929 \pm 0,043$	$0,177 \pm 0,003$	C10
	$0,250 \pm 0,030$	$0,796 \pm 0,052$	$-1,820 \pm 0,060$	$0,447 \pm 0,009$	C8
	$0,127 \pm 0,022$	$1,134 \pm 0,046$	$-3,053 \pm 0,055$	$0,377 \pm 0,017$	C7
	$0,103 \pm 0,018$	$0,581 \pm 0,065$	$-3,683 \pm 0,072$	$0,597 \pm 0,022$	C6
	$0,035 \pm 0,009$	$0,789 \pm 0,038$	$-4,387 \pm 0,048$	$0,268 \pm 0,034$	C5
	$0,054 \pm 0,012$	$1,314 \pm 0,099$	$-4,633 \pm 0,103$	$0,954 \pm 0,055$	C4
	$0,015 \pm 0,007$	$1,614 \pm 0,084$	$-6,500 \pm 0,089$	$0,796 \pm 0,180$	C3
	$0,019 \pm 0,007$	$2,780 \pm 0,144$	$-11,019 \pm 0,147$	$1,415 \pm 0,367$	C2
$0,040 \pm 0,013$	$2,533 \pm 0,128$	$-12,324 \pm 0,131$	$1,248 \pm 0,136$	C1	
2001,38	$0,668 \pm 0,044$	$0,000 \pm 0,027$	$0,000 \pm 0,036$	$0,021 \pm 0,002$	CS
	$0,721 \pm 0,047$	$0,066 \pm 0,028$	$-0,192 \pm 0,037$	$0,073 \pm 0,002$	Cg
	$0,498 \pm 0,039$	$0,275 \pm 0,032$	$-0,688 \pm 0,040$	$0,163 \pm 0,003$	C11
	$0,554 \pm 0,041$	$0,426 \pm 0,033$	$-0,953 \pm 0,041$	$0,181 \pm 0,003$	C10
	$0,281 \pm 0,031$	$0,800 \pm 0,057$	$-1,846 \pm 0,062$	$0,506 \pm 0,008$	C8
	$0,136 \pm 0,029$	$1,123 \pm 0,051$	$-3,088 \pm 0,057$	$0,434 \pm 0,025$	C7
	$0,152 \pm 0,024$	$0,618 \pm 0,081$	$-3,872 \pm 0,085$	$0,765 \pm 0,021$	C6
	$0,069 \pm 0,015$	$1,261 \pm 0,082$	$-4,760 \pm 0,086$	$0,777 \pm 0,039$	C4
	$0,019 \pm 0,009$	$1,943 \pm 0,101$	$-6,630 \pm 0,104$	$0,970 \pm 0,196$	C3
	$0,083 \pm 0,031$	$2,726 \pm 0,215$	$-11,953 \pm 0,216$	$2,128 \pm 0,288$	C1
2001,50	$0,716 \pm 0,047$	$0,000 \pm 0,028$	$0,000 \pm 0,037$	$0,040 \pm 0,002$	CS
	$0,708 \pm 0,047$	$0,061 \pm 0,028$	$-0,177 \pm 0,037$	$0,060 \pm 0,002$	Cg
	$0,470 \pm 0,053$	$0,279 \pm 0,033$	$-0,686 \pm 0,041$	$0,180 \pm 0,006$	C11
	$0,545 \pm 0,057$	$0,425 \pm 0,033$	$-0,949 \pm 0,040$	$0,174 \pm 0,005$	C10
	$0,276 \pm 0,032$	$0,800 \pm 0,058$	$-1,850 \pm 0,063$	$0,515 \pm 0,009$	C8
	$0,119 \pm 0,024$	$1,126 \pm 0,047$	$-3,072 \pm 0,053$	$0,381 \pm 0,022$	C7
	$0,127 \pm 0,023$	$0,599 \pm 0,079$	$-3,742 \pm 0,082$	$0,738 \pm 0,027$	C6
	$0,105 \pm 0,025$	$1,122 \pm 0,102$	$-4,575 \pm 0,105$	$0,980 \pm 0,060$	C4
	$0,015 \pm 0,007$	$1,772 \pm 0,061$	$-6,451 \pm 0,066$	$0,549 \pm 0,117$	C3
	$0,016 \pm 0,007$	$3,042 \pm 0,113$	$-10,374 \pm 0,116$	$1,100 \pm 0,198$	C2
	$0,059 \pm 0,015$	$2,687 \pm 0,154$	$-12,243 \pm 0,156$	$1,517 \pm 0,101$	C1
	2001,84	$0,648 \pm 0,052$	$0,000 \pm 0,028$	$0,000 \pm 0,036$	$0,065 \pm 0,003$
$1,102 \pm 0,069$		$0,051 \pm 0,027$	$-0,163 \pm 0,036$	$0,051 \pm 0,002$	Cg
$0,423 \pm 0,052$		$0,282 \pm 0,030$	$-0,681 \pm 0,038$	$0,140 \pm 0,007$	C11
$0,560 \pm 0,060$		$0,432 \pm 0,033$	$-0,996 \pm 0,041$	$0,197 \pm 0,005$	C10
$0,242 \pm 0,031$		$0,830 \pm 0,061$	$-1,939 \pm 0,066$	$0,550 \pm 0,011$	C8
$0,123 \pm 0,022$		$1,080 \pm 0,056$	$-3,215 \pm 0,061$	$0,488 \pm 0,020$	C7
$0,113 \pm 0,022$		$0,617 \pm 0,082$	$-3,979 \pm 0,085$	$0,772 \pm 0,033$	C6
$0,080 \pm 0,020$		$1,269 \pm 0,101$	$-4,797 \pm 0,104$	$0,974 \pm 0,064$	C4
$0,009 \pm 0,008$		$1,869 \pm 0,096$	$-6,464 \pm 0,098$	$0,917 \pm 0,544$	C3
$0,015 \pm 0,007$		$2,778 \pm 0,117$	$-10,696 \pm 0,120$	$1,143 \pm 0,263$	C2
$0,057 \pm 0,016$		$2,722 \pm 0,149$	$-12,302 \pm 0,151$	$1,463 \pm 0,113$	C1
2001,97		$0,612 \pm 0,040$	$0,000 \pm 0,027$	$0,000 \pm 0,039$	$0,020 \pm 0,002$

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	1,033 ± 0,051	0,051 ± 0,027	-0,166 ± 0,039	0,054 ± 0,001	Cg
	0,380 ± 0,044	0,279 ± 0,030	-0,697 ± 0,041	0,126 ± 0,007	C11
	0,483 ± 0,050	0,443 ± 0,034	-1,023 ± 0,044	0,210 ± 0,006	C10
	0,207 ± 0,034	0,841 ± 0,061	-1,999 ± 0,067	0,545 ± 0,019	C8
	0,103 ± 0,018	1,078 ± 0,059	-3,203 ± 0,066	0,529 ± 0,021	C7
	0,124 ± 0,022	0,687 ± 0,087	-4,083 ± 0,091	0,824 ± 0,030	C6
	0,050 ± 0,013	1,447 ± 0,080	-4,996 ± 0,085	0,754 ± 0,059	C4
	0,009 ± 0,007	1,616 ± 0,090	-6,729 ± 0,095	0,863 ± 0,427	C3
	0,061 ± 0,020	2,832 ± 0,185	-12,057 ± 0,187	1,827 ± 0,194	C1
2002,02	0,528 ± 0,051	0,000 ± 0,030	0,000 ± 0,038	0,031 ± 0,004	CS
	1,373 ± 0,078	0,050 ± 0,030	-0,168 ± 0,038	0,013 ± 0,002	Cg
	0,403 ± 0,046	0,291 ± 0,034	-0,694 ± 0,041	0,169 ± 0,007	C11
	0,531 ± 0,053	0,439 ± 0,037	-1,039 ± 0,043	0,215 ± 0,006	C10
	0,231 ± 0,034	0,835 ± 0,064	-1,976 ± 0,068	0,570 ± 0,017	C8
	0,141 ± 0,027	1,037 ± 0,061	-3,280 ± 0,065	0,533 ± 0,027	C7
	0,114 ± 0,024	0,690 ± 0,087	-4,260 ± 0,090	0,815 ± 0,044	C6
	0,062 ± 0,020	1,477 ± 0,096	-4,958 ± 0,099	0,917 ± 0,105	C4
	0,085 ± 0,025	2,682 ± 0,204	-12,245 ± 0,206	2,022 ± 0,180	C1
2002,13	0,499 ± 0,050	0,000 ± 0,027	0,000 ± 0,041	0,011 ± 0,004	CS
	1,403 ± 0,078	0,046 ± 0,028	-0,161 ± 0,041	0,035 ± 0,002	Cg
	0,340 ± 0,039	0,283 ± 0,030	-0,695 ± 0,043	0,112 ± 0,007	C11
	0,476 ± 0,046	0,444 ± 0,034	-1,044 ± 0,046	0,204 ± 0,005	C10
	0,202 ± 0,031	0,849 ± 0,063	-1,992 ± 0,070	0,568 ± 0,018	C8
	0,111 ± 0,023	1,023 ± 0,060	-3,274 ± 0,067	0,529 ± 0,032	C7
	0,132 ± 0,028	0,763 ± 0,100	-4,262 ± 0,105	0,965 ± 0,050	C6
	0,032 ± 0,013	1,588 ± 0,058	-5,306 ± 0,066	0,515 ± 0,109	C4
	0,064 ± 0,028	2,891 ± 0,181	-12,187 ± 0,184	1,791 ± 0,333	C1
2002,45	0,585 ± 0,036	0,000 ± 0,031	0,000 ± 0,028	0,051 ± 0,002	CS
	2,061 ± 0,074	0,066 ± 0,031	-0,205 ± 0,028	0,065 ± 0,000	Cg
	0,271 ± 0,034	0,299 ± 0,032	-0,729 ± 0,029	0,099 ± 0,005	C11
	0,445 ± 0,032	0,456 ± 0,038	-1,100 ± 0,035	0,220 ± 0,002	C10
	0,210 ± 0,030	0,874 ± 0,073	-2,160 ± 0,072	0,665 ± 0,014	C8
	0,124 ± 0,020	0,979 ± 0,065	-3,449 ± 0,063	0,570 ± 0,015	C7
	0,094 ± 0,016	0,720 ± 0,091	-4,378 ± 0,090	0,861 ± 0,025	C6
	0,056 ± 0,014	1,500 ± 0,085	-5,071 ± 0,084	0,792 ± 0,050	C4
	0,015 ± 0,008	1,786 ± 0,150	-7,156 ± 0,150	1,473 ± 0,365	C3
	0,067 ± 0,020	2,611 ± 0,183	-12,321 ± 0,183	1,808 ± 0,156	C1
2003,66	0,348 ± 0,033	0,000 ± 0,032	0,000 ± 0,033	0,018 ± 0,004	CS
	1,356 ± 0,066	0,078 ± 0,033	-0,274 ± 0,034	0,070 ± 0,001	Cg
	0,960 ± 0,056	0,177 ± 0,035	-0,523 ± 0,036	0,147 ± 0,002	C12
	0,163 ± 0,032	0,374 ± 0,037	-0,888 ± 0,038	0,187 ± 0,018	C11
	0,226 ± 0,038	0,592 ± 0,050	-1,431 ± 0,051	0,388 ± 0,016	C10
	0,132 ± 0,030	0,993 ± 0,076	-2,446 ± 0,077	0,693 ± 0,041	C8
	0,079 ± 0,019	1,054 ± 0,079	-3,478 ± 0,079	0,724 ± 0,044	C7
	0,060 ± 0,014	0,848 ± 0,092	-4,397 ± 0,093	0,867 ± 0,052	C6

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	$0,060 \pm 0,013$	$1,507 \pm 0,113$	$-5,536 \pm 0,113$	$1,081 \pm 0,056$	C4
	$0,006 \pm 0,006$	$2,217 \pm 0,155$	$-7,593 \pm 0,155$	$1,512 \pm 1,079$	C3
	$0,065 \pm 0,020$	$2,721 \pm 0,181$	$-12,818 \pm 0,181$	$1,785 \pm 0,170$	C1
2004,63	$0,185 \pm 0,028$	$0,000 \pm 0,051$	$0,000 \pm 0,029$	$0,041 \pm 0,007$	CS
	$0,694 \pm 0,042$	$0,072 \pm 0,051$	$-0,294 \pm 0,030$	$0,073 \pm 0,003$	Cg
	$1,189 \pm 0,061$	$0,187 \pm 0,053$	$-0,651 \pm 0,032$	$0,138 \pm 0,002$	C12
	$0,602 \pm 0,043$	$0,322 \pm 0,052$	$-0,857 \pm 0,031$	$0,107 \pm 0,005$	C11
	$0,122 \pm 0,023$	$0,614 \pm 0,074$	$-1,561 \pm 0,061$	$0,533 \pm 0,037$	C10
	$0,057 \pm 0,016$	$1,091 \pm 0,079$	$-2,354 \pm 0,067$	$0,602 \pm 0,084$	C9
	$0,059 \pm 0,016$	$1,082 \pm 0,064$	$-3,033 \pm 0,048$	$0,387 \pm 0,068$	C8
	$0,075 \pm 0,013$	$0,897 \pm 0,102$	$-3,977 \pm 0,093$	$0,888 \pm 0,038$	C7
	$0,057 \pm 0,012$	$1,516 \pm 0,112$	$-5,808 \pm 0,104$	$0,997 \pm 0,057$	C4
	$0,056 \pm 0,021$	$2,724 \pm 0,224$	$-13,534 \pm 0,220$	$2,178 \pm 0,319$	C1
2005,22	$0,358 \pm 0,029$	$0,000 \pm 0,032$	$0,000 \pm 0,030$	$0,029 \pm 0,003$	CS
	$0,584 \pm 0,039$	$0,086 \pm 0,035$	$-0,274 \pm 0,033$	$0,133 \pm 0,002$	Cg
	$1,641 \pm 0,068$	$0,247 \pm 0,037$	$-0,743 \pm 0,035$	$0,181 \pm 0,001$	C12
	$0,527 \pm 0,039$	$0,371 \pm 0,034$	$-0,941 \pm 0,032$	$0,117 \pm 0,002$	C11
	$0,110 \pm 0,018$	$0,682 \pm 0,062$	$-1,587 \pm 0,061$	$0,529 \pm 0,016$	C10
	$0,046 \pm 0,012$	$1,262 \pm 0,062$	$-2,346 \pm 0,061$	$0,529 \pm 0,037$	C9
	$0,103 \pm 0,017$	$1,120 \pm 0,064$	$-3,118 \pm 0,063$	$0,552 \pm 0,017$	C8
	$0,066 \pm 0,017$	$0,869 \pm 0,106$	$-4,220 \pm 0,105$	$1,005 \pm 0,065$	C7
	$0,056 \pm 0,014$	$1,482 \pm 0,106$	$-5,888 \pm 0,106$	$1,014 \pm 0,061$	C4
	$0,040 \pm 0,016$	$2,553 \pm 0,181$	$-13,623 \pm 0,181$	$1,782 \pm 0,262$	C1
2005,56	$0,436 \pm 0,031$	$0,000 \pm 0,031$	$0,000 \pm 0,033$	$0,075 \pm 0,002$	CS
	$0,533 \pm 0,035$	$0,092 \pm 0,032$	$-0,299 \pm 0,034$	$0,110 \pm 0,002$	Cg
	$1,527 \pm 0,060$	$0,275 \pm 0,036$	$-0,800 \pm 0,038$	$0,193 \pm 0,001$	C12
	$0,802 \pm 0,043$	$0,378 \pm 0,033$	$-0,987 \pm 0,035$	$0,136 \pm 0,001$	C11
	$0,086 \pm 0,014$	$0,644 \pm 0,052$	$-1,563 \pm 0,053$	$0,422 \pm 0,015$	C10
	$0,068 \pm 0,015$	$1,228 \pm 0,063$	$-2,332 \pm 0,064$	$0,554 \pm 0,029$	C9
	$0,110 \pm 0,019$	$1,140 \pm 0,058$	$-3,211 \pm 0,059$	$0,494 \pm 0,017$	C8
	$0,067 \pm 0,015$	$0,906 \pm 0,111$	$-4,315 \pm 0,112$	$1,072 \pm 0,053$	C7
	$0,062 \pm 0,015$	$1,585 \pm 0,124$	$-5,965 \pm 0,124$	$1,199 \pm 0,070$	C4
	$0,058 \pm 0,019$	$2,721 \pm 0,220$	$-13,583 \pm 0,220$	$2,179 \pm 0,232$	C1
2006,32	$0,498 \pm 0,039$	$0,000 \pm 0,034$	$0,000 \pm 0,032$	$0,055 \pm 0,003$	CS
	$0,620 \pm 0,044$	$0,076 \pm 0,034$	$-0,220 \pm 0,031$	$0,027 \pm 0,002$	Cg
	$0,315 \pm 0,041$	$0,213 \pm 0,038$	$-0,641 \pm 0,036$	$0,180 \pm 0,008$	C13
	$0,891 \pm 0,069$	$0,370 \pm 0,041$	$-0,980 \pm 0,039$	$0,227 \pm 0,003$	C12
	$0,751 \pm 0,064$	$0,461 \pm 0,039$	$-1,172 \pm 0,037$	$0,198 \pm 0,004$	C11
	$0,086 \pm 0,024$	$1,248 \pm 0,092$	$-2,495 \pm 0,091$	$0,852 \pm 0,071$	C9
	$0,106 \pm 0,020$	$1,174 \pm 0,061$	$-3,389 \pm 0,060$	$0,512 \pm 0,022$	C8
	$0,054 \pm 0,016$	$0,931 \pm 0,110$	$-4,505 \pm 0,109$	$1,049 \pm 0,100$	C7
	$0,052 \pm 0,016$	$1,649 \pm 0,134$	$-6,314 \pm 0,133$	$1,298 \pm 0,130$	C4
	$0,035 \pm 0,011$	$2,680 \pm 0,149$	$-13,720 \pm 0,149$	$1,455 \pm 0,156$	C1
2007,17	$0,661 \pm 0,056$	$0,000 \pm 0,036$	$0,000 \pm 0,035$	$0,092 \pm 0,003$	CS
	$0,549 \pm 0,049$	$0,067 \pm 0,035$	$-0,211 \pm 0,034$	$0,049 \pm 0,004$	Cg

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	0,218 ± 0,031	0,258 ± 0,037	-0,660 ± 0,036	0,125 ± 0,011	C13
	0,667 ± 0,054	0,370 ± 0,040	-1,077 ± 0,039	0,194 ± 0,004	C12
	0,647 ± 0,054	0,552 ± 0,043	-1,278 ± 0,042	0,254 ± 0,004	C11
	0,052 ± 0,015	1,415 ± 0,059	-2,592 ± 0,059	0,481 ± 0,057	C9
	0,128 ± 0,023	1,199 ± 0,068	-3,439 ± 0,067	0,580 ± 0,024	C8
	0,044 ± 0,011	1,059 ± 0,106	-4,866 ± 0,105	0,999 ± 0,064	C7
	0,037 ± 0,010	1,726 ± 0,112	-6,441 ± 0,112	1,065 ± 0,084	C4
	0,043 ± 0,018	2,626 ± 0,247	-14,197 ± 0,247	2,444 ± 0,400	C1
2007,50	0,796 ± 0,047	0,000 ± 0,033	0,000 ± 0,033	0,052 ± 0,002	CS
	0,587 ± 0,041	0,063 ± 0,034	-0,221 ± 0,034	0,090 ± 0,002	Cg
	0,303 ± 0,035	0,264 ± 0,037	-0,683 ± 0,037	0,172 ± 0,006	C13
	0,651 ± 0,051	0,388 ± 0,041	-1,160 ± 0,041	0,240 ± 0,003	C12
	0,616 ± 0,049	0,592 ± 0,043	-1,380 ± 0,043	0,277 ± 0,003	C11
	0,072 ± 0,018	1,398 ± 0,074	-2,682 ± 0,074	0,661 ± 0,046	C9
	0,120 ± 0,022	1,255 ± 0,061	-3,561 ± 0,062	0,519 ± 0,022	C8
	0,041 ± 0,011	0,995 ± 0,109	-4,667 ± 0,110	1,045 ± 0,082	C7
	0,044 ± 0,013	1,633 ± 0,133	-6,393 ± 0,133	1,285 ± 0,111	C4
	0,039 ± 0,016	2,657 ± 0,241	-14,479 ± 0,241	2,384 ± 0,366	C1
2008,58	0,758 ± 0,051	0,000 ± 0,032	0,000 ± 0,033	0,067 ± 0,002	CS
	0,540 ± 0,044	0,062 ± 0,032	-0,218 ± 0,033	0,068 ± 0,003	Cg
	0,315 ± 0,028	0,252 ± 0,035	-0,703 ± 0,035	0,147 ± 0,003	C14
	0,461 ± 0,065	0,383 ± 0,036	-0,965 ± 0,037	0,182 ± 0,009	C13
	0,707 ± 0,081	0,629 ± 0,052	-1,580 ± 0,052	0,415 ± 0,007	C11
	0,046 ± 0,013	1,455 ± 0,064	-2,837 ± 0,064	0,557 ± 0,047	C9
	0,115 ± 0,020	1,306 ± 0,074	-3,810 ± 0,074	0,668 ± 0,022	C8
	0,029 ± 0,014	1,020 ± 0,108	-5,262 ± 0,108	1,032 ± 0,215	C7
	0,035 ± 0,016	1,717 ± 0,138	-6,687 ± 0,139	1,348 ± 0,270	C4
	0,036 ± 0,019	2,453 ± 0,228	-14,731 ± 0,228	2,262 ± 0,551	C1
2009,02	0,746 ± 0,055	0,000 ± 0,036	0,000 ± 0,033	0,058 ± 0,003	CS
	0,616 ± 0,049	0,047 ± 0,036	-0,191 ± 0,033	0,062 ± 0,003	Cg
	0,333 ± 0,049	0,199 ± 0,041	-0,683 ± 0,038	0,210 ± 0,011	C14
	0,529 ± 0,061	0,405 ± 0,041	-1,011 ± 0,038	0,210 ± 0,007	C13
	0,551 ± 0,063	0,667 ± 0,059	-1,689 ± 0,057	0,469 ± 0,009	C11
	0,036 ± 0,009	1,450 ± 0,056	-2,972 ± 0,054	0,433 ± 0,039	C9
	0,103 ± 0,016	1,274 ± 0,080	-3,902 ± 0,078	0,716 ± 0,020	C8
	0,039 ± 0,015	1,373 ± 0,155	-5,796 ± 0,155	1,513 ± 0,232	C7
	0,013 ± 0,007	1,981 ± 0,111	-7,423 ± 0,110	1,051 ± 0,260	C4
	0,032 ± 0,019	2,707 ± 0,254	-14,860 ± 0,254	2,520 ± 0,751	C1
2009,41	0,967 ± 0,069	0,000 ± 0,034	0,000 ± 0,032	0,075 ± 0,002	CS
	1,186 ± 0,079	0,051 ± 0,033	-0,179 ± 0,032	0,045 ± 0,002	Cg
	0,314 ± 0,041	0,221 ± 0,037	-0,740 ± 0,036	0,178 ± 0,008	C14
	0,583 ± 0,056	0,425 ± 0,040	-1,087 ± 0,038	0,223 ± 0,004	C13
	0,463 ± 0,032	0,733 ± 0,060	-1,800 ± 0,059	0,506 ± 0,003	C11
	0,032 ± 0,008	1,424 ± 0,051	-3,028 ± 0,050	0,387 ± 0,036	C9
	0,105 ± 0,016	1,329 ± 0,084	-3,977 ± 0,084	0,777 ± 0,019	C8

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	$0,035 \pm 0,013$	$1,203 \pm 0,138$	$-5,820 \pm 0,137$	$1,336 \pm 0,181$	C7
	$0,021 \pm 0,011$	$1,994 \pm 0,176$	$-7,459 \pm 0,176$	$1,728 \pm 0,448$	C4
	$0,032 \pm 0,018$	$2,493 \pm 0,243$	$-15,049 \pm 0,243$	$2,406 \pm 0,637$	C1
2010,04	$0,406 \pm 0,038$	$0,000 \pm 0,038$	$0,000 \pm 0,034$	$0,047 \pm 0,004$	CS
	$2,109 \pm 0,076$	$0,079 \pm 0,039$	$-0,209 \pm 0,034$	$0,063 \pm 0,001$	Cg
	$0,337 \pm 0,030$	$0,126 \pm 0,038$	$-0,389 \pm 0,034$	$0,035 \pm 0,005$	C15
	$0,279 \pm 0,031$	$0,319 \pm 0,041$	$-0,928 \pm 0,038$	$0,164 \pm 0,007$	C14
	$0,391 \pm 0,037$	$0,511 \pm 0,048$	$-1,279 \pm 0,045$	$0,295 \pm 0,006$	C13
	$0,292 \pm 0,033$	$0,889 \pm 0,073$	$-2,064 \pm 0,071$	$0,621 \pm 0,011$	C11
	$0,106 \pm 0,018$	$1,397 \pm 0,097$	$-4,032 \pm 0,095$	$0,893 \pm 0,032$	C8
	$0,029 \pm 0,011$	$1,196 \pm 0,127$	$-6,013 \pm 0,126$	$1,214 \pm 0,190$	C7
	$0,021 \pm 0,011$	$2,142 \pm 0,193$	$-7,874 \pm 0,192$	$1,888 \pm 0,487$	C4
	$0,041 \pm 0,035$	$2,501 \pm 0,418$	$-15,792 \pm 0,417$	$4,159 \pm 2,074$	C1
2010,74	$1,348 \pm 0,067$	$0,000 \pm 0,031$	$0,000 \pm 0,032$	$0,055 \pm 0,001$	CS
	$2,185 \pm 0,091$	$0,097 \pm 0,032$	$-0,180 \pm 0,033$	$0,089 \pm 0,001$	Cg
	$0,213 \pm 0,037$	$0,182 \pm 0,035$	$-0,534 \pm 0,036$	$0,174 \pm 0,012$	C15
	$0,302 \pm 0,044$	$0,398 \pm 0,036$	$-1,016 \pm 0,037$	$0,200 \pm 0,009$	C14
	$0,270 \pm 0,042$	$0,570 \pm 0,043$	$-1,354 \pm 0,043$	$0,297 \pm 0,010$	C13
	$0,214 \pm 0,039$	$1,053 \pm 0,080$	$-2,185 \pm 0,080$	$0,737 \pm 0,025$	C11
	$0,101 \pm 0,019$	$1,400 \pm 0,108$	$-4,068 \pm 0,108$	$1,035 \pm 0,036$	C8
	$0,023 \pm 0,009$	$1,210 \pm 0,108$	$-5,870 \pm 0,108$	$1,038 \pm 0,161$	C7
	$0,023 \pm 0,013$	$2,226 \pm 0,175$	$-7,882 \pm 0,175$	$1,725 \pm 0,474$	C4
	$0,021 \pm 0,013$	$2,715 \pm 0,199$	$-15,223 \pm 0,199$	$1,967 \pm 0,648$	C1
2011,40	$0,656 \pm 0,044$	$0,000 \pm 0,031$	$0,000 \pm 0,033$	$0,058 \pm 0,002$	CS
	$1,676 \pm 0,073$	$0,090 \pm 0,032$	$-0,210 \pm 0,034$	$0,087 \pm 0,001$	Cg
	$0,649 \pm 0,045$	$0,269 \pm 0,031$	$-0,376 \pm 0,033$	$0,045 \pm 0,002$	C16
	$0,362 \pm 0,034$	$0,191 \pm 0,033$	$-0,640 \pm 0,035$	$0,116 \pm 0,004$	C15
	$0,190 \pm 0,022$	$0,465 \pm 0,036$	$-1,137 \pm 0,038$	$0,187 \pm 0,006$	C14
	$0,238 \pm 0,025$	$0,641 \pm 0,043$	$-1,473 \pm 0,045$	$0,308 \pm 0,005$	C13
	$0,182 \pm 0,026$	$1,152 \pm 0,093$	$-2,372 \pm 0,094$	$0,880 \pm 0,019$	C11
	$0,090 \pm 0,019$	$1,394 \pm 0,119$	$-4,201 \pm 0,119$	$1,146 \pm 0,053$	C8
	$0,029 \pm 0,013$	$1,408 \pm 0,158$	$-6,456 \pm 0,159$	$1,555 \pm 0,274$	C7
	$0,011 \pm 0,011$	$2,548 \pm 0,206$	$-8,944 \pm 0,206$	$2,036 \pm 1,275$	C4
	$0,029 \pm 0,026$	$2,422 \pm 0,360$	$-15,656 \pm 0,360$	$3,586 \pm 1,971$	C1
2012,04	$0,401 \pm 0,038$	$0,000 \pm 0,036$	$0,000 \pm 0,036$	$0,020 \pm 0,004$	CS
	$1,595 \pm 0,069$	$0,079 \pm 0,037$	$-0,177 \pm 0,037$	$0,094 \pm 0,001$	Cg
	$0,980 \pm 0,055$	$0,252 \pm 0,038$	$-0,510 \pm 0,038$	$0,136 \pm 0,002$	C16
	$0,343 \pm 0,032$	$0,263 \pm 0,037$	$-0,802 \pm 0,038$	$0,115 \pm 0,005$	C15
	$0,234 \pm 0,029$	$0,575 \pm 0,046$	$-1,373 \pm 0,046$	$0,286 \pm 0,010$	C14
	$0,084 \pm 0,018$	$0,786 \pm 0,047$	$-1,750 \pm 0,048$	$0,313 \pm 0,028$	C13
	$0,142 \pm 0,018$	$1,309 \pm 0,087$	$-2,678 \pm 0,087$	$0,796 \pm 0,015$	C11
	$0,071 \pm 0,020$	$1,441 \pm 0,115$	$-4,279 \pm 0,115$	$1,093 \pm 0,092$	C8
	$0,024 \pm 0,009$	$1,398 \pm 0,162$	$-6,179 \pm 0,163$	$1,585 \pm 0,233$	C7
	$0,014 \pm 0,008$	$2,310 \pm 0,177$	$-8,538 \pm 0,177$	$1,734 \pm 0,487$	C4
	$0,031 \pm 0,035$	$2,124 \pm 0,455$	$-16,386 \pm 0,455$	$4,534 \pm 3,414$	C1

1. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

2012,59	0,331 ± 0,029	0,000 ± 0,034	0,000 ± 0,034	0,050 ± 0,003	CS
	1,652 ± 0,063	0,106 ± 0,036	-0,199 ± 0,035	0,123 ± 0,001	Cg
	0,771 ± 0,036	0,303 ± 0,038	-0,632 ± 0,037	0,171 ± 0,001	C16
	0,387 ± 0,025	0,309 ± 0,036	-0,886 ± 0,035	0,124 ± 0,002	C15
	0,199 ± 0,028	0,619 ± 0,045	-1,509 ± 0,045	0,303 ± 0,011	C14
	0,078 ± 0,018	0,883 ± 0,062	-1,872 ± 0,062	0,523 ± 0,035	C13
	0,110 ± 0,021	1,515 ± 0,071	-2,864 ± 0,071	0,628 ± 0,029	C11
	0,070 ± 0,020	1,310 ± 0,117	-3,705 ± 0,117	1,119 ± 0,097	C9
	0,041 ± 0,016	1,549 ± 0,125	-4,966 ± 0,125	1,200 ± 0,187	C8
	0,028 ± 0,019	1,811 ± 0,274	-7,896 ± 0,274	2,716 ± 0,959	C4
	0,028 ± 0,034	2,225 ± 0,486	-16,406 ± 0,486	4,844 ± 3,991	C1
2012,84	0,502 ± 0,032	0,000 ± 0,034	0,000 ± 0,032	0,059 ± 0,002	CS
	1,328 ± 0,053	0,087 ± 0,035	-0,177 ± 0,033	0,095 ± 0,001	Cg
	0,606 ± 0,040	0,289 ± 0,037	-0,642 ± 0,035	0,143 ± 0,002	C16
	0,349 ± 0,031	0,323 ± 0,036	-0,904 ± 0,034	0,119 ± 0,004	C15
	0,167 ± 0,022	0,607 ± 0,044	-1,529 ± 0,043	0,288 ± 0,009	C14
	0,066 ± 0,012	0,926 ± 0,069	-1,952 ± 0,068	0,600 ± 0,024	C13
	0,096 ± 0,018	1,521 ± 0,068	-2,890 ± 0,067	0,586 ± 0,023	C11
	0,062 ± 0,015	1,332 ± 0,099	-3,646 ± 0,098	0,929 ± 0,062	C9
	0,038 ± 0,009	1,462 ± 0,109	-4,772 ± 0,109	1,041 ± 0,059	C8
	0,015 ± 0,007	1,382 ± 0,144	-6,553 ± 0,143	1,395 ± 0,264	C7
	0,015 ± 0,008	2,377 ± 0,180	-8,840 ± 0,179	1,765 ± 0,444	C4
0,028 ± 0,030	2,331 ± 0,455	-16,564 ± 0,455	4,539 ± 3,146	C1	
2013,06	0,384 ± 0,029	0,000 ± 0,036	0,000 ± 0,034	0,037 ± 0,003	CS
	1,535 ± 0,056	0,085 ± 0,037	-0,203 ± 0,035	0,098 ± 0,001	Cg
	0,562 ± 0,034	0,300 ± 0,038	-0,700 ± 0,036	0,139 ± 0,002	C16
	0,362 ± 0,027	0,346 ± 0,039	-0,976 ± 0,037	0,168 ± 0,003	C15
	0,153 ± 0,021	0,635 ± 0,043	-1,609 ± 0,041	0,247 ± 0,011	C14
	0,064 ± 0,015	0,948 ± 0,072	-2,069 ± 0,071	0,631 ± 0,041	C13
	0,098 ± 0,018	1,552 ± 0,064	-2,989 ± 0,063	0,538 ± 0,023	C11
	0,074 ± 0,014	1,359 ± 0,097	-3,725 ± 0,097	0,908 ± 0,037	C9
	0,040 ± 0,011	1,499 ± 0,117	-4,905 ± 0,116	1,113 ± 0,093	C8
	0,014 ± 0,006	1,421 ± 0,144	-6,858 ± 0,143	1,395 ± 0,214	C7
	0,014 ± 0,007	2,285 ± 0,147	-8,993 ± 0,146	1,426 ± 0,301	C4
0,028 ± 0,025	2,251 ± 0,422	-16,326 ± 0,422	4,206 ± 2,293	C1	

Az PG 1302-102 jelű kvazár VLBI jetének komponensei

2. TÁBLÁZAT. A PG 1302-102 VLBI-jetének felületi fényességeloszlásához illesztett modell komponensek. (1) észlelési epocha, (2) fluxus-sűrűség, (3)-(4) a maghoz képesti relatív pozíció, (5) komponens méret, (6) azonosított komponens neve.

Epocha (év)	Fluxus-sűrűség (Jy)	x (mas)	y (mas)	d (mas)	CO
1995,57	$0,116 \pm 0,024$	$0,602 \pm 0,028$	$0,922 \pm 0,040$	$0,507 \pm 0,044$	C1
	$0,112 \pm 0,023$	$0,178 \pm 0,013$	$0,289 \pm 0,030$	$0,063 \pm 0,046$	C2
1996,31	$0,065 \pm 0,011$	$0,759 \pm 0,024$	$1,071 \pm 0,050$	$0,327 \pm 0,255$	C1
	$0,113 \pm 0,015$	$0,240 \pm 0,019$	$0,498 \pm 0,048$	$0,098 \pm 0,146$	C2
1996,34	$0,065 \pm 0,014$	$0,720 \pm 0,023$	$1,135 \pm 0,043$	$0,361 \pm 0,124$	C1
	$0,090 \pm 0,017$	$0,285 \pm 0,016$	$0,450 \pm 0,040$	$0,157 \pm 0,089$	C2
1996,82	$0,060 \pm 0,014$	$0,750 \pm 0,026$	$1,236 \pm 0,036$	$0,479 \pm 0,038$	C1
	$0,106 \pm 0,020$	$0,341 \pm 0,019$	$0,549 \pm 0,031$	$0,305 \pm 0,022$	C2
1998,84	$0,052 \pm 0,009$	$0,803 \pm 0,029$	$1,344 \pm 0,041$	$0,521 \pm 0,047$	C1
	$0,242 \pm 0,023$	$0,342 \pm 0,021$	$0,526 \pm 0,036$	$0,318 \pm 0,010$	C2
1999,55	$0,033 \pm 0,007$	$1,009 \pm 0,020$	$1,653 \pm 0,049$	$0,243 \pm 0,083$	C1
	$0,313 \pm 0,024$	$0,483 \pm 0,023$	$0,861 \pm 0,051$	$0,332 \pm 0,030$	C2
2001,99	$0,254 \pm 0,021$	$0,866 \pm 0,024$	$1,372 \pm 0,039$	$0,412 \pm 0,008$	C2
	$0,067 \pm 0,009$	$0,229 \pm 0,022$	$0,384 \pm 0,038$	$0,362 \pm 0,030$	C3
2006,19	$0,021 \pm 0,006$	$1,550 \pm 0,039$	$2,648 \pm 0,049$	$0,731 \pm 0,152$	C2
	$0,089 \pm 0,013$	$0,943 \pm 0,023$	$1,411 \pm 0,038$	$0,376 \pm 0,036$	C3
	$0,006 \pm 0,003$	$0,182 \pm 0,014$	$0,430 \pm 0,033$	$0,056 \pm 0,053$	C4
2007,24	$0,011 \pm 0,004$	$1,739 \pm 0,037$	$2,897 \pm 0,049$	$0,702 \pm 0,233$	C2
	$0,069 \pm 0,010$	$1,058 \pm 0,035$	$1,634 \pm 0,047$	$0,650 \pm 0,037$	C3
	$0,014 \pm 0,005$	$0,518 \pm 0,015$	$0,811 \pm 0,035$	$0,143 \pm 0,083$	C4
	$0,019 \pm 0,005$	$0,198 \pm 0,013$	$0,363 \pm 0,034$	$0,054 \pm 0,035$	C5
2008,41	$0,009 \pm 0,001$	$1,820 \pm 0,050$	$3,120 \pm 0,060$	$0,973 \pm 0,025$	C2
	$0,021 \pm 0,002$	$1,333 \pm 0,044$	$2,041 \pm 0,054$	$0,838 \pm 0,007$	C3
	$0,021 \pm 0,005$	$0,622 \pm 0,031$	$1,089 \pm 0,044$	$0,563 \pm 0,082$	C4
	$0,074 \pm 0,009$	$0,133 \pm 0,013$	$0,260 \pm 0,035$	$0,092 \pm 0,023$	C6
2008,91	$0,008 \pm 0,001$	$1,976 \pm 0,057$	$3,355 \pm 0,066$	$1,113 \pm 0,029$	C2
	$0,012 \pm 0,001$	$1,575 \pm 0,045$	$2,262 \pm 0,055$	$0,859 \pm 0,009$	C3
	$0,011 \pm 0,003$	$0,843 \pm 0,026$	$1,573 \pm 0,041$	$0,444 \pm 0,112$	C4
	$0,016 \pm 0,003$	$0,457 \pm 0,030$	$0,953 \pm 0,044$	$0,542 \pm 0,077$	C5
	$0,050 \pm 0,006$	$0,182 \pm 0,014$	$0,294 \pm 0,035$	$0,138 \pm 0,025$	C6
2009,15	$0,015 \pm 0,001$	$1,716 \pm 0,055$	$2,767 \pm 0,063$	$1,068 \pm 0,014$	C3

2. táblázat – Az előző oldalról folytatva.

	$0,016 \pm 0,004$	$0,849 \pm 0,032$	$1,440 \pm 0,045$	$0,591 \pm 0,077$	C4
	$0,018 \pm 0,004$	$0,338 \pm 0,021$	$0,723 \pm 0,037$	$0,330 \pm 0,068$	C5
	$0,064 \pm 0,007$	$0,141 \pm 0,013$	$0,191 \pm 0,034$	$0,091 \pm 0,019$	C6
2009,45	$0,014 \pm 0,001$	$1,815 \pm 0,055$	$2,930 \pm 0,062$	$1,063 \pm 0,018$	C3
	$0,011 \pm 0,003$	$0,908 \pm 0,028$	$1,531 \pm 0,041$	$0,502 \pm 0,129$	C4
	$0,018 \pm 0,004$	$0,460 \pm 0,025$	$0,871 \pm 0,039$	$0,422 \pm 0,079$	C5
	$0,037 \pm 0,006$	$0,196 \pm 0,015$	$0,259 \pm 0,033$	$0,143 \pm 0,038$	C6
2009,96	$0,013 \pm 0,001$	$1,669 \pm 0,092$	$2,837 \pm 0,097$	$1,818 \pm 0,087$	C3
	$0,021 \pm 0,004$	$0,674 \pm 0,030$	$1,190 \pm 0,044$	$0,542 \pm 0,069$	C5
	$0,032 \pm 0,005$	$0,219 \pm 0,015$	$0,281 \pm 0,036$	$0,170 \pm 0,045$	C6
2010,11	$0,010 \pm 0,001$	$1,913 \pm 0,051$	$3,075 \pm 0,059$	$0,996 \pm 0,024$	C3
	$0,019 \pm 0,005$	$0,823 \pm 0,030$	$1,349 \pm 0,041$	$0,542 \pm 0,081$	C5
	$0,036 \pm 0,007$	$0,278 \pm 0,016$	$0,394 \pm 0,033$	$0,188 \pm 0,043$	C6
2010,60	$0,011 \pm 0,001$	$2,118 \pm 0,073$	$3,383 \pm 0,079$	$1,441 \pm 0,053$	C3
	$0,018 \pm 0,004$	$0,759 \pm 0,029$	$1,261 \pm 0,041$	$0,526 \pm 0,062$	C5
	$0,032 \pm 0,006$	$0,334 \pm 0,020$	$0,522 \pm 0,036$	$0,318 \pm 0,035$	C6
2010,91	$0,009 \pm 0,001$	$2,017 \pm 0,074$	$3,304 \pm 0,081$	$1,459 \pm 0,063$	C3
	$0,017 \pm 0,004$	$0,742 \pm 0,033$	$1,291 \pm 0,046$	$0,612 \pm 0,085$	C5
	$0,024 \pm 0,004$	$0,389 \pm 0,022$	$0,602 \pm 0,039$	$0,341 \pm 0,060$	C6
2011,40	$0,008 \pm 0,001$	$2,190 \pm 0,056$	$3,357 \pm 0,063$	$1,081 \pm 0,038$	C3
	$0,017 \pm 0,004$	$0,757 \pm 0,028$	$1,245 \pm 0,041$	$0,494 \pm 0,113$	C5
	$0,027 \pm 0,005$	$0,383 \pm 0,021$	$0,654 \pm 0,037$	$0,316 \pm 0,071$	C6
2011,65	$0,006 \pm 0,001$	$2,200 \pm 0,063$	$3,556 \pm 0,070$	$1,232 \pm 0,072$	C3
	$0,020 \pm 0,004$	$0,697 \pm 0,023$	$1,060 \pm 0,039$	$0,374 \pm 0,087$	C5
	$0,013 \pm 0,004$	$0,392 \pm 0,018$	$0,613 \pm 0,036$	$0,241 \pm 0,134$	C6
2012,59	$0,008 \pm 0,000$	$2,231 \pm 0,093$	$3,769 \pm 0,098$	$1,832 \pm 0,096$	C3

Felhasznált irodalom

- [1] M. G. Aartsen et al. "Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data". In: *Phys. Rev. Lett.* 113.10 (2014), p. 101101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.101101. arXiv: 1405.5303 [astro-ph.HE].
- [2] A. A. Abdo et al. "Multi-wavelength Observations of the Flaring Gamma-ray Blazar 3C 66A in 2008 October". In: *ApJ* 726 (2011), p. 43. DOI: 10.1088/0004-637X/726/1/43. arXiv: 1011.1053 [astro-ph.HE].
- [3] R. G. Abraham. "A Review of High-Redshift Merger Observations". In: *Galaxy Interactions at Low and High Redshift*. Ed. by J. E. Barnes és D. B. Sanders. Vol. 186. IAU Symposium. 1999, pp. 11–+.
- [4] A. Alberdi et al. "The high-frequency compact radio structure of the peculiar quasar 4C 39.25." In: *A&A* 327 (1997), pp. 513–521.
- [5] A. T. Araudo, V. Bosch-Ramon, és G. E. Romero. "Gamma-ray emission from Wolf-Rayet stars interacting with AGN jets". In: *American Institute of Physics Conference Series*. Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, és F. M. Rieger. Vol. 1505. American Institute of Physics Conference Series. 2012, pp. 614–617. DOI: 10.1063/1.4772335. arXiv: 1210.3057 [astro-ph.HE].
- [6] P. J. Armitage és P. Natarajan. "The Blandford-Znajek Mechanism and the Emission from Isolated Accreting Black Holes". In: *ApJ* 523 (1999), pp. L7–L10. DOI: 10.1086/312261. eprint: arXiv:astro-ph/9907298.
- [7] J. A. Baldwin, M. M. Phillips, és R. Terlevich. "Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects". In: *PASP* 93 (1981), pp. 5–19. DOI: 10.1086/130766.
- [8] J. E. Baldwin és C. A. Haniff. "The application of interferometry to optical astronomical imaging". In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 360 (2002), p. 969. DOI: 10.1098/rsta.2001.0977.
- [9] J. M. Bardeen és J. A. Petterson. "The Lense-Thirring Effect and Accretion Disks around Kerr Black Holes". In: *ApJL* 195 (1975), p. L65. DOI: 10.1086/181711.
- [10] B. M. Barker és R. F. O'Connell. "Gravitational two-body problem with arbitrary masses, spins, and quadrupole moments". In: *Phys. Rev. D* 12 (1975), pp. 329–335. DOI: 10.1103/PhysRevD.12.329.
- [11] B. M. Barker és R. F. O'Connell. "The gravitational interaction: Spin, rotation, and quantum effects - A review". In: *General Relativity and Gravitation* 11 (1979), pp. 149–175. DOI: 10.1007/BF00756587.
- [12] J. K. Becker és P. L. Biermann. "Neutrinos from active black holes, sources of ultra high energy cosmic rays". In: *Astroparticle Physics* 31 (2009), pp. 138–148. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2008.12.006. arXiv: 0805.1498.

- [13] V. Beckmann és C. Shrader. "The AGN phenomenon: open issues". In: *Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)"*. 2012, p. 69. arXiv: 1302.1397 [astro-ph.HE].
- [14] M. C. Begelman, R. D. Blandford, és M. J. Rees. "Massive black hole binaries in active galactic nuclei". In: *Nature* 287 (1980), pp. 307–309. DOI: 10.1038/287307a0.
- [15] M. C. Begelman, R. D. Blandford, és M. J. Rees. "Theory of extragalactic radio sources". In: *Reviews of Modern Physics* 56 (1984), pp. 255–351. DOI: 10.1103/RevModPhys.56.255.
- [16] M. C. Bentz et al. "A Reverberation-based Mass for the Central Black Hole in NGC 4151". In: *ApJ* 651 (2006), pp. 775–781. DOI: 10.1086/507417. eprint: astro-ph/0607085.
- [17] S. Bhatnagar. "Radio Study of Galactic Supernova Remnants and the Interstellar Medium". PhD thesis. National Centre for Radio Astrophysics, Tata Institute of Fundamental Research, 2011.
- [18] G. V. Bicknell. "Relativistic Jets and the Fanaroff-Riley Classification of Radio Galaxies". In: *ApJS* 101 (1995), p. 29. DOI: 10.1086/192232. eprint: astro-ph/9406064.
- [19] P. Biermann és P. P. Kronberg. "Detection of 10 to the 10th solar masses of hot gas in the normal elliptical galaxy NGC 5846 with the Einstein satellite". In: *ApJL* 268 (1983), pp. L69–L73. DOI: 10.1086/184031.
- [20] P. Biermann et al. "Phase Transition in the Interstellar Medium". In: *A&A* 19 (1972), p. 113.
- [21] P. L. Biermann, R. G. Strom, és H. Falcke. "Cosmic rays. V. The non-thermal radio emission of the old nova GK Persei: a signature of hadronic interactions?" In: *A&A* 302 (1995), p. 429. eprint: astro-ph/9508102.
- [22] J. Binney és S. Tremaine. *Galactic dynamics*. 1987.
- [23] R. D. Blandford. "Black hole models of quasars". In: *Quasars*. Ed. by G. Swarup és V. K. Kapahi. Vol. 119. IAU Symposium. 1986, p. 359.
- [24] R. D. Blandford és A. Königl. "Relativistic jets as compact radio sources". In: *ApJ* 232 (1979), pp. 34–48. DOI: 10.1086/157262.
- [25] R. D. Blandford és C. F. McKee. "Reverberation mapping of the emission line regions of Seyfert galaxies and quasars". In: *ApJ* 255 (1982), pp. 419–439. DOI: 10.1086/159843.
- [26] R. D. Blandford és D. G. Payne. "Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets". In: *MNRAS* 199 (1982), pp. 883–903. DOI: 10.1093/mnras/199.4.883.
- [27] R. D. Blandford és M. J. Rees. "A 'twin-exhaust' model for double radio sources". In: *MNRAS* 169 (1974), pp. 395–415. DOI: 10.1093/mnras/169.3.395.
- [28] R. D. Blandford és R. L. Znajek. "Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes". In: *MNRAS* 179 (1977), pp. 433–456. DOI: 10.1093/mnras/179.3.433.
- [29] R. D. Blandford és R. L. Znajek. "Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes". In: *MNRAS* 179 (1977), pp. 433–456. DOI: 10.1093/mnras/179.3.433.
- [30] E. Bon et al. "The First Spectroscopically Resolved Sub-parsec Orbit of a Supermassive Binary Black Hole". In: *ApJ* 759 (2012), p. 118. DOI: 10.1088/0004-637X/759/2/118. arXiv: 1209.4524 [astro-ph.HE].

- [31] H. Bondi. "On spherically symmetrical accretion". In: *MNRAS* 112 (1952), p. 195. DOI: 10.1093/mnras/112.2.195.
- [32] S. Britzen et al. "A multi-epoch VLBI survey of the kinematics of CFJ sources. II. Analysis of the kinematics". In: *A&A* 484 (2008), pp. 119–142. DOI: 10.1051/0004–6361/20077717.
- [33] S. Britzen et al. "Non-radial motion in the TeV blazar S5 0716+714. The pc-scale kinematics of a BL Lacertae object". In: *A&A* 508 (2009), pp. 1205–1215. DOI: 10.1051/0004–6361/200810875. arXiv: 1001.2126.
- [34] S. Britzen et al. "The kinematics in the pc-scale jets of AGN. The case of S5 1803+784". In: *A&A* 511 (2010), A57+. DOI: 10.1051/0004–6361/20079267. arXiv: 1001.1973.
- [35] N. W. Broten et al. "Long Base Line Interferometry: A New Technique". In: *Science* 156 (1967), pp. 1592–1593. DOI: 10.1126/science.156.3782.1592.
- [36] N. W. Broten et al. "Observations of Quasars using Interferometer Baselines up to 3,074 km". In: *Nature* 215 (1967), p. 38. DOI: 10.1038/215038a0.
- [37] R. H. Brown és C. Hazard. "The radio emission from normal galaxies, III. Observations of irregular and early-type galaxies at 158 Mc/s and a general discussion of the results". In: *MNRAS* 123 (1961), p. 279. DOI: 10.1093/mnras/123.3.279.
- [38] B. F. Burke és F. Graham-Smith. *An Introduction to Radio Astronomy*. 1996.
- [39] M. Camenzind és M. Krockenberger. "The lighthouse effect of relativistic jets in blazars - A geometric origin of intraday variability". In: *A&A* 255 (1992), pp. 59–62.
- [40] W. W. Campbell és J. H. Moore. "The spectrographic velocities of the bright-line nebulae." In: *Publications of Lick Observatory* 13 (1918), pp. 75–186.
- [41] X. Cao és D. R. Jiang. "Relation between radio core length and black hole mass for active galactic nuclei". In: *MNRAS* 331 (2002), pp. 111–116. DOI: 10.1046/j.1365–8711.2002.05185.x. eprint: astro-ph/0110541.
- [42] A. Caproni és Z. Abraham. "Can long-term periodic variability and jet helicity in 3C 120 be explained by jet precession?" In: *MNRAS* 349 (2004), pp. 1218–1226. DOI: 10.1111/j.1365–2966.2004.07550.x. eprint: arXiv:astro-ph/0312407.
- [43] C. L. Carilli et al. "Multifrequency radio observations of Cygnus A - Spectral aging in powerful radio galaxies". In: *ApJ* 383 (1991), pp. 554–573. DOI: 10.1086/170813.
- [44] B. W. Carroll és D. A. Ostlie. *An introduction to modern astrophysics and cosmology*. 2006.
- [45] A. Celotti és R. D. Blandford. "On the Formation of Jets". In: *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei*. Ed. by L. Kaper, E. P. J. V. D. Heuvel, és P. A. Woudt. 2001, p. 206. DOI: 10.1007/10720995_43. eprint: astro-ph/0001056.
- [46] A. Celotti és A. C. Fabian. "The Kinetic Power and Luminosity of Parsecscale Radio Jets - an Argument for Heavy Jets". In: *MNRAS* 264 (1993), p. 228. DOI: 10.1093/mnras/264.1.228.
- [47] X. Chen et al. "Unified description of accretion flows around black holes". In: *ApJL* 443 (1995), pp. L61–L64. DOI: 10.1086/187836. eprint: astro-ph/9502015.
- [48] J. J. Condon et al. "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.
- [49] J. J. Condon et al. "The NRAO VLA Sky Survey". In: *AJ* 115 (1998), pp. 1693–1716. DOI: 10.1086/300337.

- [50] T. Cornwell és E. B. Fomalont. "Self-Calibration". In: *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*. Ed. by G. B. Taylor, C. L. Carilli, és R. A. Perley. Vol. 180. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1999, p. 187.
- [51] Y. Dabrowski és A. N. Lasenby. "Reflected iron line from a source above a Kerr black hole accretion disc". In: *MNRAS* 321 (2001), pp. 605–614. DOI: 10.1046/j.1365–8711.2001.03972.x. eprint: astro-ph/0005020.
- [52] C. D. Dermer et al. "Ultra-high-energy cosmic rays from black hole jets of radio galaxies". In: *New Journal of Physics* 11.6 (2009), p. 065016. DOI: 10.1088/1367–2630/11/6/065016. arXiv: 0811.1160.
- [53] A.-C. Donea és P. L. Biermann. "The symbiotic system in quasars: black hole, accretion disk and jet." In: *A&A* 316 (1996), pp. 43–52. eprint: astro-ph/9602092.
- [54] M. J. Drinkwater et al. "The Parkes Half-Jansky Flat-Spectrum Sample". In: *MNRAS* 284 (1997), pp. 85–125. DOI: 10.1093/mnras/284.1.85. eprint: astro-ph/9609019.
- [55] W. J. Duschl és H. Lesch. "The spectrum of SGR A* and its variability". In: *A&A* 286 (1994), pp. 431–436. eprint: astro-ph/9402013.
- [56] H. Falcke és P. L. Biermann. "The jet-disk symbiosis. I. Radio to X-ray emission models for quasars." In: *A&A* 293 (1995), pp. 665–682. eprint: astro-ph/9411096.
- [57] H. Falcke és P. L. Biermann. "The jet-disk symbiosis. I. Radio to X-ray emission models for quasars." In: *A&A* 293 (1995), pp. 665–682. eprint: astro-ph/9411096.
- [58] H. Falcke, M. A. Malkan, és P. L. Biermann. "The jet-disk symbiosis. II. Interpreting the radio/UV correlations in quasars." In: *A&A* 298 (1995), p. 375. eprint: astro-ph/9411100.
- [59] J. H. Fan et al. "Radio variability properties for radio sources". In: *A&A* 462 (2007), pp. 547–552. DOI: 10.1051/0004–6361:20054775. eprint: arXiv:astro-ph/0701540.
- [60] B. L. Fanaroff és J. M. Riley. "The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity". In: *MNRAS* 167 (1974), 31P–36P. DOI: 10.1093/mnras/167.1.31P.
- [61] E. A. Fath. "The Spectra of Some Spiral Nebulae and Globular Star Clusters". In: *Popular Astronomy* 17 (1909), pp. 504–508.
- [62] L. Ferrarese és D. Merritt. "A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies". In: *ApJ* 539 (2000), pp. L9–L12. DOI: 10.1086/312838. eprint: astro-ph/0006053.
- [63] J. Ferreira és G. Pelletier. "Magnetized accretion-ejection structures. 1. General statements". In: *A&A* 276 (1993), p. 625.
- [64] B. R. Frieden. "Restoring with Maximum Likelihood and Maximum Entropy". In: *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* 62 (1972), p. 511.
- [65] C. F. Gammie és R. Popham. "Advection-dominated Accretion Flows in the Kerr Metric. I. Basic Equations". In: *ApJ* 498 (1998), pp. 313–326. DOI: 10.1086/305521. eprint: astro-ph/9705117.
- [66] K. Gebhardt et al. "A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion". In: *ApJ* 539 (2000), pp. L13–L16. DOI: 10.1086/312840. eprint: astro-ph/0006289.
- [67] L. Á. Gergely. "Spinning compact binary inspiral. II. Conservative angular dynamics". In: *PhRvD* 82.10 (2010), p. 104031.

- [68] L. Á. Gergely. “Spinning compact binary inspiral: Independent variables and dynamically preserved spin configurations”. In: *PhRvD* 81.8 (2010), p. 084025.
- [69] L. Á. Gergely és P. L. Biermann. “The Spin-Flip Phenomenon in Supermassive Black hole binary mergers”. In: *ApJ* 697 (2009), pp. 1621–1633. DOI: 10.1088/0004-637X/697/2/1621. arXiv: 0704.1968.
- [70] G. Ghisellini és F. Tavecchio. “Fermi/LAT broad emission line blazars”. In: *MNRAS* 448 (2015), pp. 1060–1077. DOI: 10.1093/mnras/stv055. arXiv: 1501.03504 [astro-ph.HE].
- [71] G. Ghisellini et al. “The power of relativistic jets is larger than the luminosity of their accretion disks”. In: *Nature* 515 (2014), pp. 376–378. DOI: 10.1038/nature13856. arXiv: 1411.5368 [astro-ph.HE].
- [72] Gopal-Krishna, P. L. Biermann, és P. J. Wiita. “Brightness Suppression of Relativistic Radio Jets of Quasars: The Role of the Lower Electron Energy Cutoff”. In: *ApJL* 603 (2004), pp. L9–L12. DOI: 10.1086/383090. eprint: astro-ph/0401463.
- [73] Gopal-Krishna et al. “On the origin of X-shaped radio galaxies”. In: *Research in Astronomy and Astrophysics* 12 (2012), pp. 127–146. DOI: 10.1088/1674-4527/12/2/002. arXiv: 1008.0789.
- [74] Gopal-Krishna et al. “Ultra-high-energy Cosmic Rays from Centaurus A: Jet Interaction with Gaseous Shells”. In: *ApJL* 720 (2010), pp. L155–L158. DOI: 10.1088/2041-8205/720/2/L155. arXiv: 1006.5022 [astro-ph.HE].
- [75] M. J. Graham et al. “A possible close supermassive black-hole binary in a quasar with optical periodicity”. In: *Nature* 518 (2015), pp. 74–76. DOI: 10.1038/nature14143. arXiv: 1501.01375.
- [76] J. L. Greenstein és M. Schmidt. “The Quasi-Stellar Radio Sources 3c 48 and 3c 273.” In: *ApJ* 140 (1964), p. 1. DOI: 10.1086/147889.
- [77] L. Gregorini et al. “The low-frequency spectra of a complete sample of extragalactic radio sources”. In: *AJ* 89 (1984), pp. 323–331. DOI: 10.1086/113516.
- [78] K. Greisen. “End to the Cosmic-Ray Spectrum?” In: *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966), pp. 748–750. DOI: 10.1103/PhysRevLett.16.748.
- [79] P. E. Hardee és J. M. Stone. “The Stability of Radiatively Cooling Jets I. Linear Analysis”. In: *ApJ* 483 (1997), pp. 121–+. DOI: 10.1086/304208.
- [80] D. E. Harris, F. Massaro, és C. C. Cheung. “The Classification of Extragalactic X-ray Jets”. In: *X-ray Astronomy 2009; Present Status, Multi-Wavelength Approach and Future Perspectives* 1248 (2010), pp. 355–358. DOI: 10.1063/1.3475257. arXiv: 1003.0976 [astro-ph.HE].
- [81] C. Hazard. “Lunar Occultation of a Radio Source”. In: *Nature* 191 (1961), p. 58. DOI: 10.1038/191058a0.
- [82] C. Hazard. “The method of lunar occultations and its application to a survey of the radio sources 3C 212”. In: *MNRAS* 124 (1962), p. 343. DOI: 10.1093/mnras/124.4.343.
- [83] C. Hazard, M. B. Mackey, és A. J. Shimmins. “Investigation of the Radio Source 3C 273 By The Method of Lunar Occultations”. In: *Nature* 197 (1963), pp. 1037–1039. DOI: 10.1038/1971037a0.
- [84] S. E. Healey et al. “CRATES: An All-Sky Survey of Flat-Spectrum Radio Sources”. In: *ApJS* 171 (2007), pp. 61–71. DOI: 10.1086/513742. eprint: arXiv:astro-ph/0702346.
- [85] T. M. Heckman. “An optical and radio survey of the nuclei of bright galaxies - Activity in normal galactic nuclei”. In: *A&A* 87 (1980), pp. 152–164.

- [86] E. A. Helder et al. "Observational Signatures of Particle Acceleration in Supernova Remnants". In: *SSRv* 173 (2012), pp. 369–431. DOI: 10.1007/s11214-012-9919-8. arXiv: 1206.1593 [astro-ph.HE].
- [87] L. C. Ho, A. V. Filippenko, és W. L. W. Sargent. "A Search for "Dwarf" Seyfert Nuclei. V. Demographics of Nuclear Activity in Nearby Galaxies". In: *ApJ* 487 (1997), pp. 568–578. eprint: astro-ph/9704108.
- [88] M. P. Hobson, G. P. Efstathiou, és A. N. Lasenby. *General Relativity*. 2005.
- [89] C. Hoffmeister. "Relative Koordinaten, Oerter und Karten neuer Veraenderlicher". In: *Mitteilungen der Sternwarte zu Sonneberg* 16 (1929), pp. 1–15.
- [90] J. A. Högbom. "Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines". In: *A&AS* 15 (1974), p. 417.
- [91] P. F. Hopkins et al. "Observational Evidence for the Coevolution of Galaxy Mergers, Quasars, and the Blue/Red Galaxy Transition". In: *ApJ* 659 (2007), pp. 976–996. DOI: 10.1086/512091. eprint: astro-ph/0601621.
- [92] J. R. Houck et al. "Unidentified IRAS sources - Ultrahigh-luminosity galaxies". In: *ApJL* 290 (1985), pp. L5–L8. DOI: 10.1086/184431.
- [93] P. A. Hughes, H. D. Aller, és M. F. Aller. "Polarized Radio Outbursts in BI-Lacertae - Part Two - the Flux and Polarization of a Piston-Driven Shock". In: *ApJ* 298 (1985), p. 301. DOI: 10.1086/163611.
- [94] C. A. Hummel et al. "MERLIN and VLBI observations of the quasar 0836 + 710: Morphology of a parsec-kiloparsec scale jet". In: *A&A* 266 (1992), pp. 93–100.
- [95] J. B. Hutchings et al. "Correlated optical and radio structure in the QSO 1302-102". In: *PASP* 106 (1994), pp. 642–645. DOI: 10.1086/133425.
- [96] W. Jaffe et al. "A large nuclear accretion disk in the active galaxy NGC4261". In: *Nature* 364 (1993), pp. 213–215. DOI: 10.1038/364213a0.
- [97] K. G. Jansky. "Radio Waves from Outside the Solar System". In: *Nature* 132 (1933), p. 66. DOI: 10.1038/132066a0.
- [98] K. J. Johnston et al. "1928 + 738 - A superluminal source with large-scale structure". In: *ApJ* 313 (1987), pp. L85–L90. DOI: 10.1086/184836.
- [99] M. Kadler et al. "Coincidence of a high-fluence blazar outburst with a PeV-energy neutrino event". In: *Nature Physics* (2016). arXiv: 1602.02012 [astro-ph.HE].
- [100] M. Karouzos. "A multi-wavelength study of the evolution and pc-scale jet kinematics of active galaxies". PhD thesis. Max-Planck-Institut für Radioastronomie, 2010.
- [101] M. Karouzos et al. "AGN jets under the microscope: A divide? Doctoral Thesis Award Lecture 2011". In: *Astronomische Nachrichten* 333 (2012), p. 417. DOI: 10.1002/asna.201211685. arXiv: 1206.4127 [astro-ph.CO].
- [102] M. Karouzos et al. "Deconstructing blazars: A different scheme for jet kinematics in flat-spectrum AGN". In: *A&A* 537 (2012), A112. DOI: 10.1051/0004-6361/201116886. arXiv: 1110.5306 [astro-ph.CO].
- [103] G. Kauffmann et al. "The dependence of star formation history and internal structure on stellar mass for 10^5 low-redshift galaxies". In: *MNRAS* 341 (2003), pp. 54–69. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06292.x. eprint: astro-ph/0205070.

- [104] K. I. Kellermann et al. "VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey". In: *AJ* 98 (1989), pp. 1195–1207. DOI: 10.1086/115207.
- [105] B. C. Kelly és J. Bechtold. "Virial Masses of Black Holes from Single Epoch Spectra of Active Galactic Nuclei". In: *ApJS* 168 (2007), pp. 1–18. DOI: 10.1086/509725. eprint: arXiv:astro-ph/0609303.
- [106] L. J. Kewley és M. A. Dopita. "Using Strong Lines to Estimate Abundances in Extragalactic H II Regions and Starburst Galaxies". In: *ApJS* 142 (2002), pp. 35–52. DOI: 10.1086/341326. eprint: astro-ph/0206495.
- [107] L. J. Kewley et al. "The host galaxies and classification of active galactic nuclei". In: *MNRAS* 372 (2006), pp. 961–976. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.10859.x. eprint: astro-ph/0605681.
- [108] L. E. Kidder. "Coalescing binary systems of compact objects to (post)^{5/2}-Newtonian order. V. Spin effects". In: *PhRvD* 52 (1995), pp. 821–847. DOI: 10.1103/PhysRevD.52.821. eprint: arXiv:gr-qc/9506022.
- [109] U. Klein és A. Fletcher. *Galactic and Intergalactic Magnetic Fields*. 2015.
- [110] S. Komossa. "Observational evidence for binary black holes and active double nuclei". In: *MmSAI* 77 (2006), p. 733.
- [111] S. Komossa et al. "Discovery of a Binary Active Galactic Nucleus in the Ultraluminous Infrared Galaxy NGC 6240 Using Chandra". In: *ApJL* 582 (2003), pp. L15–L19. DOI: 10.1086/346145. eprint: astro-ph/0212099.
- [112] A. Königl. "AGN winds and jets: a theoretical perspective". In: *MmSAI* 77 (2006), p. 598.
- [113] A. Königl. "Self-similar models of magnetized accretion disks". In: *ApJ* 342 (1989), pp. 208–223. DOI: 10.1086/167585.
- [114] T. P. Krichbaum et al. "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–+.
- [115] T. P. Krichbaum et al. "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.
- [116] J. H. Krolik. *Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment*. 1999.
- [117] P. P. Kronberg et al. "Measurement of the Electric Current in a kpc-scale Jet". In: *ApJL* 741 (2011), p. L15. DOI: 10.1088/2041-8205/741/1/L15. arXiv: 1106.1397 [astro-ph.HE].
- [118] N. A. Kudryavtseva et al. "A new method for estimating frequency-dependent core shifts in active galactic nucleus jets". In: *MNRAS* 415 (2011), pp. 1631–1637. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.18808.x. arXiv: 1106.0069 [astro-ph.HE].
- [119] N. A. Kudryavtseva et al. "A possible jet precession in the periodic quasar B0605-085". In: *A&A* 526 (2011), A51. DOI: 10.1051/0004-6361/201014968. arXiv: 1007.0989 [astro-ph.HE].
- [120] H. Kühr et al. "A catalogue of extragalactic radio sources having flux densities greater than 1 Jy at 5 GHz". In: *A&AS* 45 (1981), pp. 367–430.
- [121] E. Kun, P. L. Biermann, és L. Á. Gergely. "A flat-spectrum candidate for a track-type high-energy neutrino emission event, the case of blazar PKS 0723-008". In: *MNRAS Letters* 466 (2017), pp. L34–L38. DOI: 10.1093/mnrasl/slw228. arXiv: 1607.04041 [astro-ph.HE].

- [122] E. Kun et al. “A spinning supermassive black hole binary model consistent with VLBI observations of the S5 1928+738 jet”. In: *MNRAS* 445 (2014), pp. 1370–1382. DOI: 10.1093/mnras/stu1813. arXiv: 1402.2644 [astro-ph.HE].
- [123] E. Kun et al. “Constraining the parameters of the putative supermassive binary black hole in PG 1302-102 from its radio structure”. In: *MNRAS* 454 (2015), pp. 1290–1296. DOI: 10.1093/mnras/stv2049. arXiv: 1506.07036 [astro-ph.HE].
- [124] E. Kun et al. “Constraints on supermassive black hole spins from observations of active galaxy jets”. In: *AN* 334 (2013), pp. 1024–1027. DOI: 10.1002/asna.201211986. arXiv: 1312.4253 [astro-ph.HE].
- [125] E. Kun et al. “Radio beacons along the jet ridge-line: long-term VLBI study of the oscillatory motion in the jet of S5 1803+784”. In: *Előkészületben* (2017).
- [126] W. Kundt és Gopal-Krishna. “Extremely relativistic electron-positron twin-jets form extragalactic radio sources”. In: *Nature* 288 (1980), p. 149. DOI: 10.1038/288149a0.
- [127] J. P. Leahy, T. W. B. Muxlow, és P. W. Stephens. “151-MHz and 1.5-GHz observations of bridges in powerful extragalactic radio sources”. In: *MNRAS* 239 (1989), pp. 401–440. DOI: 10.1093/mnras/239.2.401.
- [128] H. Lesch, R. Schlickeiser, és A. Crusius. “Monoenergetic relativistic electrons in the galactic center”. In: *A&A* 200 (1988), pp. L9–L12.
- [129] J. Levin, S. T. McWilliams, és H. Contreras. “Inspiral of generic black hole binaries: spin, precession and eccentricity”. In: *CQGra* 28.17 (2011), p. 175001. DOI: 10.1088/0264-9381/28/17/175001. arXiv: 1009.2533 [gr-qc].
- [130] M. L. Lister és P. S. Smith. “Intrinsic Differences in the Inner Jets of High and Low Optically Polarized Radio Quasars”. In: *ApJ* 541 (2000), pp. 66–87. DOI: 10.1086/309413. eprint: astro-ph/0003309.
- [131] M. L. Lister et al. “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].
- [132] M. L. Lister et al. “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].
- [133] M. L. Lister et al. “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.
- [134] Y. Liu, D. R. Jiang, és M. F. Gu. “The Jet Power, Radio Loudness, and Black Hole Mass in Radio-loud Active Galactic Nuclei”. In: *ApJ* 637 (2006), pp. 669–681. DOI: 10.1086/498639. eprint: astro-ph/0510241.
- [135] Y. Liu et al. “A kinematic study of the compact jet in quasar B3 1633+382”. In: *A&A* 522 (2010), A5. DOI: 10.1051/0004-6361/201014113. arXiv: 1006.4002 [astro-ph.CO].
- [136] R. V. E. Lovelace. “Dynamo model of double radio sources”. In: *Nature* 262 (1976), pp. 649–652. DOI: 10.1038/262649a0.
- [137] R. Mahadevan. “Reconciling the spectrum of Sagittarius A* with a two-temperature plasma model”. In: *Nature* 394 (1998), pp. 651–653. DOI: 10.1038/29241.

- [138] M. A. G. Maia, R. S. Machado, és C. N. A. Willmer. "The Seyfert Population in the Local Universe". In: *AJ* 126 (2003), pp. 1750–1762. DOI: 10.1086/378360. eprint: astro-ph/0307180.
- [139] R. Maiolino és G. H. Rieke. "Low-Luminosity and Obscured Seyfert Nuclei in Nearby Galaxies". In: *ApJ* 454 (1995), p. 95. DOI: 10.1086/176468.
- [140] A. Mangalam, Gopal-Krishna, és P. J. Wiita. "The changing interstellar medium of massive elliptical galaxies and cosmic evolution of radio galaxies and quasars". In: *MNRAS* 397 (2009), pp. 2216–2224. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15183.x. arXiv: 0904.0712 [astro-ph.CO].
- [141] K. Mannheim és P. L. Biermann. "Gamma-ray flaring of 3C 279 - A proton-initiated cascade in the jet?" In: *A&A* 253 (1992), pp. L21–L24.
- [142] K. Mannheim, P. L. Biermann, és W. M. Kruells. "A novel mechanism for nonthermal X-ray emission". In: *A&A* 251 (1991), pp. 723–731.
- [143] A. P. Marscher és W. K. Gear. "Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273". In: *ApJ* 298 (1985), pp. 114–127. DOI: 10.1086/163592.
- [144] P. Marziani et al. "Comparative Analysis of the High- and Low-Ionization Lines in the Broad-Line Region of Active Galactic Nuclei". In: *ApJS* 104 (1996), p. 37. DOI: 10.1086/192291.
- [145] J. C. McKinney és R. Narayan. "Disc-jet coupling in black hole accretion systems - II. Force-free electro-dynamical models". In: *MNRAS* 375 (2007), pp. 531–547. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.11220.x. eprint: astro-ph/0607576.
- [146] D. L. Meier. "The theory and simulation of relativistic jet formation: towards a unified model for micro- and macroquasars". In: *NewAr* 47 (2003), pp. 667–672. DOI: 10.1016/S1387-6473(03)00120-9. eprint: astro-ph/0312048.
- [147] D. Merritt és M. Milosavljević. "Massive Black Hole Binary Evolution". In: *Liv. Rev. Rel.* 8 (2005), p. 8. DOI: 10.12942/lrr-2005-8. eprint: arXiv:astro-ph/0410364.
- [148] J. S. Mulchaey. "X-ray Properties of Groups of Galaxies". In: *ARAA* 38 (2000), pp. 289–335. DOI: 10.1146/annurev.astro.38.1.289. eprint: astro-ph/0009379.
- [149] C. Müller et al. "Consequences of a possible jet-star interaction in the inner central parsec of Centaurus A". In: *ArXiv e-prints* (2015). arXiv: 1502.02879 [astro-ph.HE].
- [150] D. W. Murphy és P. G. Edwards. "VSOP Monitoring Observations of 1928+738". In: *Approaching Micro-Arcsecond Resolution with VSOP-2: Astrophysics and Technologies*. Ed. by Y. Hagiwara et al. Vol. 402. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2009, p. 204.
- [151] R. Narayan és J. E. McClintock. "Advection-dominated accretion and the black hole event horizon". In: *NewAR* 51 (2008), pp. 733–751. DOI: 10.1016/j.newar.2008.03.002. arXiv: 0803.0322.
- [152] R. Narayan és I. Yi. "Advection-dominated accretion: A self-similar solution". In: *ApJL* 428 (1994), pp. L13–L16. DOI: 10.1086/187381. eprint: astro-ph/9403052.
- [153] I. D. Novikov és K. S. Thorne. "Astrophysics of black holes." In: *Black Holes (Les Astres Occlus)*. Ed. by C. Dewitt és B. S. Dewitt. 1973, pp. 343–450.
- [154] P. Padovani. "The Radio Loud Fraction of QSOS and its Dependence on Magnitude and Redshift". In: *MNRAS* 263 (1993), p. 461. DOI: 10.1093/mnras/263.2.461.

- [155] T. J. Pearson és A. C. S. Readhead. "The milli-arcsecond structure of a complete sample of radio sources. I - VLBI maps of seven sources". In: *ApJ* 248 (1981), pp. 61–81. DOI: 10.1086/159130.
- [156] M. Perucho et al. "Anatomy of Helical Extragalactic Jets: The Case of S5 0836+710". In: *ApJ* 749 (2012), p. 55. DOI: 10.1088/0004-637X/749/1/55. arXiv: 1202.1182 [astro-ph.CO].
- [157] M. Perucho et al. "The role of Kelvin-Helmholtz instability in the internal structure of relativistic outflows. The case of the jet in 3C 273". In: *A&A* 456 (2006), pp. 493–504. DOI: 10.1051/0004-6361:20065310. eprint: arXiv:astro-ph/0606109.
- [158] P. C. Peters. "Gravitational Radiation and the Motion of Two Point Masses". In: *Phys. Rev.* 136 (1964), pp. 1224–1232. DOI: 10.1103/PhysRev.136.B1224.
- [159] B. M. Peterson. *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. 1997.
- [160] B. M. Peterson. "Reverberation mapping of active galactic nuclei". In: *PASP* 105 (1993), pp. 247–268. DOI: 10.1086/133140.
- [161] Pierre Auger Collaboration et al. "Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects". In: *Science* 318 (2007), p. 938. DOI: 10.1126/science.1151124. arXiv: 0711.2256.
- [162] Pierre Auger Collaboration et al. "Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei". In: *Astroparticle Physics* 29 (2008), pp. 188–204. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2008.01.002. arXiv: 0712.2843.
- [163] Planck Collaboration et al. "Planck 2015 results. XXVI. The Second Planck Catalogue of Compact Sources". In: *ArXiv e-prints* (2015). arXiv: 1507.02058.
- [164] E. Poisson. "Gravitational waves from inspiraling compact binaries: The quadrupole-moment term". In: *Phys. Rev. D* 57 (1998), pp. 5287–5290. DOI: 10.1103/PhysRevD.57.5287. eprint: gr-qc/9709032.
- [165] B. Punsly, I. V. Igumenshchev, és S. Hirose. "Three-Dimensional Simulations of Vertical Magnetic Flux in the Immediate Vicinity of Black Holes". In: *ApJ* 704 (2009), pp. 1065–1085. DOI: 10.1088/0004-637X/704/2/1065. arXiv: 0908.3697 [astro-ph.HE].
- [166] T. B. Pyatunina et al. "Frequency-dependent time delays for strong outbursts in selected blazars from the Metsähovi and UMRAO monitoring data bases - II". In: *MNRAS* 381 (2007), pp. 797–808. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.12281.x.
- [167] S.-J. Qian et al. "A Possible Periodicity in the Radio Light Curves of 3C 454.3". In: *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics* 7 (2007), pp. 364–374. DOI: 10.1088/1009-9271/7/3/05. eprint: arXiv:0710.1876.
- [168] A. Quirrenbach et al. "Correlated radio and optical variability in the BL Lacertae object 0716 + 714". In: *ApJL* 372 (1991), pp. L71–L74. DOI: 10.1086/186026.
- [169] A. C. S. Readhead. "Equipartition brightness temperature and the inverse Compton catastrophe". In: *Apj* 426 (1994), pp. 51–59. DOI: 10.1086/174038.
- [170] M. J. Rees. "Appearance of Relativistically Expanding Radio Sources". In: *Nature* 211 (1966), pp. 468–470. DOI: 10.1038/211468a0.
- [171] C. S. Reynolds et al. "X-Ray Iron Line Reverberation from Black Hole Accretion Disks". In: *ApJ* 514 (1999), pp. 164–179. DOI: 10.1086/306913. eprint: astro-ph/9806327.

- [172] G. T. Richards et al. "The Sloan Digital Sky Survey Quasar Survey: Quasar Luminosity Function from Data Release 3". In: *AJ* 131 (2006), pp. 2766–2787. DOI: 10.1086/503559. eprint: astro-ph/0601434.
- [173] J. L. Richards et al. "Blazars in the Fermi Era: The OVRO 40 m Telescope Monitoring Program". In: *ApJS* 194 (2011), p. 29. DOI: 10.1088/0067-0049/194/2/29. arXiv: 1011.3111 [astro-ph.CO].
- [174] C. Rodriguez et al. "A Compact Supermassive Binary Black Hole System". In: *ApJ* 646 (2006), pp. 49–60. DOI: 10.1086/504825. eprint: astro-ph/0604042.
- [175] J. Roland, R. Teyssier, és N. Roos. "On the origin of the variability of superluminal radio sources similar to 3C 273". In: *A&A* 290 (1994), pp. 357–363.
- [176] J. Roland et al. "Modeling nuclei of radio galaxies from VLBI radio observations. Application to the BL Lac Object S5 1803+784". In: *A&A* 483 (2008), pp. 125–135. DOI: 10.1051/0004-6361:20078521. eprint: arXiv:0805.2832.
- [177] G. E. Romero, M. V. del Valle, és F. L. Vieyro. "Mechanism for fast radio bursts". In: *Phys-RevD* 93.2 (2016), p. 023001. DOI: 10.1103/PhysRevD.93.023001. arXiv: 1512.03772 [astro-ph.HE].
- [178] G. E. Romero et al. "Beaming and precession in the inner jet of 3C 273 — II. The central engine". In: *A&A* 360 (2000), pp. 57–64.
- [179] N. Roos, J. S. Kaastra, és C. A. Hummel. "A massive binary black hole in 1928 + 738?". In: *ApJ* 409 (1993), pp. 130–133. DOI: 10.1086/172647.
- [180] J. J. Ruan et al. "The Nature of Transition Blazars". In: *ApJ* 797 (2014), p. 19. DOI: 10.1088/0004-637X/797/1/19. arXiv: 1410.1539 [astro-ph.HE].
- [181] M. Ryle és A. Hewish. "The synthesis of large radio telescopes". In: *MNRAS* 120 (1960), p. 220. DOI: 10.1093/mnras/120.3.220.
- [182] T. Savolainen et al. "An Extremely Curved Relativistic Jet in PKS 2136+141". In: *ApJ* 647 (2006), pp. 172–184. DOI: 10.1086/505259. eprint: arXiv:astro-ph/0605134.
- [183] T. Sbarrato et al. "Extremes of the jet-accretion power relation of blazars, as explored by NuSTAR". In: *MNRAS* 462 (2016), pp. 1542–1550. DOI: 10.1093/mnras/stw1730. arXiv: 1510.08849 [astro-ph.HE].
- [184] P. A. G. Scheuer. "Lobe Asymmetry and the Expansion Speeds of Radio Sources". In: *MNRAS* 277 (1995), p. 331. DOI: 10.1093/mnras/277.1.331.
- [185] P. A. G. Scheuer és A. C. S. Readhead. "Superluminally expanding radio sources and the radio-quiet QSOs". In: *Nature* 277 (1979), pp. 182–185. DOI: 10.1038/277182a0.
- [186] 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.de</EMAIL>, 2011.
- [187] M. Schmidt, D. P. Schneider, és J. E. Gunn. "Spectroscopic CCD Surveys for Quasars at Large Redshift.IV.Evolution of the Luminosity Function from Quasars Detected by Their Lyman-Alpha Emission". In: *AJ* 110 (1995), p. 68. DOI: 10.1086/117497.
- [188] J. D. Schnittman. "Spin-orbit resonance and the evolution of compact binary systems". In: *Phys. Rev. D* 70.12 (2004), p. 124020. DOI: 10.1103/PhysRevD.70.124020. eprint: astro-ph/0409174.
- [189] S. Schoenen és L. Raedel. "Detection of a multi-PeV neutrino-induced muon event from the Northern sky with IceCube". In: *The Astronomer's Telegram* 7856 (2015).

- [190] L. Searle és R. Zinn. "Compositions of halo clusters and the formation of the galactic halo". In: *ApJ* 225 (1978), pp. 357–379. DOI: 10.1086/156499.
- [191] N. I. Shakura és R. A. Sunyaev. "Black holes in binary systems. Observational appearance." In: *A&A* 24 (1973), pp. 337–355.
- [192] 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.
- [193] G. A. Shields. "A Brief History of Active Galactic Nuclei". In: *PASP* 111 (1999), pp. 661–678. DOI: 10.1086/316378. eprint: astro-ph/9903401.
- [194] M. Sikora et al. "Are Quasar Jets Dominated by Poynting Flux?" In: *ApJ* 625 (2005), pp. 72–77. DOI: 10.1086/429314. eprint: astro-ph/0502115.
- [195] A. Sillanpaa et al. "OJ 287 - Binary pair of supermassive black holes". In: *ApJ* 325 (1988), pp. 628–634. DOI: 10.1086/166033.
- [196] V. M. Slipher. "The spectrum and velocity of the nebula N.G.C. 1068 (M 77)". In: *Lowell Observatory Bulletin* 3 (1917), pp. 59–62.
- [197] H. Sol, G. Pelletier, és E. Asseo. "Two-flow model for extragalactic radio jets". In: *MNRAS* 237 (1989), pp. 411–429. DOI: 10.1093/mnras/237.2.411.
- [198] V. Springel et al. "Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars". In: *Nature* 435 (2005), pp. 629–636. DOI: 10.1038/nature03597. eprint: astro-ph/0504097.
- [199] H. C. Spruit. "Accretion disks". In: *ArXiv e-prints* (2010). arXiv: 1005.5279 [astro-ph.HE].
- [200] W. Steffen. "Signatures of helical jets". In: *Vistas in Astronomy* 41 (1997), pp. 71–78. DOI: 10.1016/S0083-6656(96)00065-7. eprint: arXiv:astro-ph/9611133.
- [201] W. Steffen et al. "A helical model for the compact jet in 3C345." In: *A&A* 302 (1995), pp. 335–+. eprint: arXiv:astro-ph/9505075.
- [202] J. F. Steiner et al. "The spin of the black hole microquasar XTE J1550-564 via the continuum-fitting and Fe-line methods". In: *MNRAS* 416 (2011), pp. 941–958. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.19089.x. arXiv: 1010.1013 [astro-ph.HE].
- [203] A. M. Stirling et al. "Discovery of a precessing jet nozzle in BL Lacertae". In: *MNRAS* 341 (2003), pp. 405–422. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06448.x.
- [204] F. Tavecchio és G. Ghisellini. "On the magnetization of BL Lac jets". In: *MNRAS* 456 (2016), pp. 2374–2382. DOI: 10.1093/mnras/stv2790. arXiv: 1509.08710 [astro-ph.HE].
- [205] A. Tchekhovskoy, J. C. McKinney, és R. Narayan. "General Relativistic Modeling of Magnetized Jets from Accreting Black Holes". In: *Journal of Physics Conference Series* 372.1 (2012), p. 012040. DOI: 10.1088/1742-6596/372/1/012040. arXiv: 1202.2864 [astro-ph.HE].
- [206] A. Tchekhovskoy, R. Narayan, és J. C. McKinney. "Black Hole Spin and The Radio Loud/Quiet Dichotomy of Active Galactic Nuclei". In: *ApJ* 711 (2010), pp. 50–63. DOI: 10.1088/0004-637X/711/1/50. arXiv: 0911.2228 [astro-ph.HE].
- [207] R. Terlevich és J. Melnick. "Warmers - The missing link between Starburst and Seyfert galaxies". In: *MNRAS* 213 (1985), pp. 841–856. DOI: 10.1093/mnras/213.4.841.
- [208] The IceCube Collaboration et al. "The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2015 Part II: Atmospheric and Astrophysical Diffuse Neutrino Searches of All Flavors". In: *ArXiv e-prints* (2015). arXiv: 1510.05223 [astro-ph.HE].

- [209] K. S. Thorne. “Multipole expansions of gravitational radiation”. In: *RevModPhys* 52 (1980), pp. 299–340. DOI: 10.1103/RevModPhys.52.299.
- [210] A. Toomre és J. Toomre. “Galactic Bridges and Tails”. In: *ApJ* 178 (1972), pp. 623–666. DOI: 10.1086/151823.
- [211] C. M. Urry és P. Padovani. “Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei”. In: *PASP* 107 (1995), p. 803. DOI: 10.1086/133630. eprint: astro-ph/9506063.
- [212] M. J. Valtonen et al. “A massive binary black-hole system in OJ287 and a test of general relativity”. In: *Nature* 452 (2008), pp. 851–853. DOI: 10.1038/nature06896. arXiv: 0809.1280.
- [213] P. H. van Cittert. “Die Wahrscheinliche Schwingungsverteilung in Einer von Einer Lichtquelle Direkt Oder Mittels Einer Linse Beleuchteten Ebene”. In: *Physica* 1 (1934), pp. 201–210. DOI: 10.1016/S0031-8914(34)90026-4.
- [214] S. Veilleux és D. E. Osterbrock. “Spectral classification of emission-line galaxies”. In: *ApJS* 63 (1987), pp. 295–310. DOI: 10.1086/191166.
- [215] M.-P. Véron-Cetty és P. Véron. “A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition”. In: *A&A* 455 (2006), pp. 773–777. DOI: 10.1051/0004-6361:20065177.
- [216] M. Villata és C. M. Raiteri. “Helical jets in blazars. I. The case of MKN 501”. In: *A&A* 347 (1999), pp. 30–36.
- [217] M. Villata et al. “A beaming model for the OJ 287 periodic optical outbursts”. In: *MNRAS* 293 (1998), pp. L13–L16. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1998.01244.x.
- [218] R. C. Walker et al. “The Structure and Motions of the 3C 120 Radio Jet on Scales of 0.6–300 Parsecs”. In: *ApJ* 556 (2001), pp. 756–772. DOI: 10.1086/321548. eprint: arXiv:astro-ph/0103379.
- [219] J. F. C. Wardle et al. “Electron-positron jets associated with the quasar 3C279”. In: *Nature* 395 (1998), pp. 457–461. DOI: 10.1038/26675.
- [220] A. R. Whitney et al. “Quasars Revisited: Rapid Time Variations Observed Via Very-Long-Baseline Interferometry”. In: *Science* 173 (1971), pp. 225–230. DOI: 10.1126/science.173.3993.225.
- [221] J.-H. Woo és C. M. Urry. “Active Galactic Nucleus Black Hole Masses and Bolometric Luminosities”. In: *ApJ* 579 (2002), pp. 530–544. DOI: 10.1086/342878. eprint: astro-ph/0207249.
- [222] J.-H. Woo et al. “The Lick AGN Monitoring Project: The $M_{BH}-\sigma_*$ Relation for Reverberation-mapped Active Galaxies”. In: *ApJ* 716 (2010), pp. 269–280. DOI: 10.1088/0004-637X/716/1/269. arXiv: 1004.0252 [astro-ph.CO].
- [223] A. Wright és R. Otrupcek. “Parkes Catalog, 1990, Australia telescope national facility.” In: *PKS Catalog (1990)*. 1990.
- [224] S. Wykes et al. “Internal entrainment and the origin of jet-related broad-band emission in Centaurus A”. In: *MNRAS* 447 (2015), pp. 1001–1013. DOI: 10.1093/mnras/stu2440. arXiv: 1409.5785 [astro-ph.HE].
- [225] G. T. Zatsepin és V. A. Kuz'min. “Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays”. In: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (1966), p. 78.
- [226] J. A. Zensus, P. J. Diamond, és P. J. Napier, eds. *Very Long Baseline Interferometry and the VLBA*. Vol. 82. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1995.
- [227] F. Zernike. “The concept of degree of coherence and its application to optical problems”. In: *Physica* 5 (1938), pp. 785–795. DOI: 10.1016/S0031-8914(38)80203-2.