

Mi történt 4 év alatt egy távoli rádiókvazárban?

Készítették:

Fogasy O. Judit

csillagász MSc

Nagy Melinda

fizika BSc

Témavezető:

Dr. Frey Sándor

főtanácsos, osztályvezető-helyettes,

FÖMI Kozmikus Geodéziai Obszervatórium



Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar

Budapest

2012

Köszönetnyilvánítás

Ezúton is szeretnénk köszönetet mondani Dr. Frey Sándornak, amiért szívesen vállalta témavezetésünk és mindvégig segítségünkre volt.
Munkánkat az Országos Tudományos Kutatási Alapprogramok (OTKA) K72515 számú projektje is támogatta.

Budapest, 2012. április 6.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. A rádiókvazárok jellemzői és a relativisztikus nyalábolás	2
3. VLBI technika és képalkotás	4
4. A felhasznált adatok bemutatása	6
4.1. 1998-as epocha	8
4.2. 2010-es epocha	9
5. Térképezés	10
6. Sajátmozgás meghatározása	17
6.1. Az 1998-as epocha adatainak feldolgozása	18
6.2. A 2010-es epocha adatainak feldolgozása	18
6.3. A sajátmozgás kiszámítása	18
6.4. A mért sajátmozgás és a fényességi hőmérsékletek értelmezése	21
7. Összefoglalás	25
Hivatkozások	26
Függelék	28
Mellékletek	29

1. Bevezetés

A rádiócsillagászat a csillagászat olyan területe, amely az égi objektumokkal a rádióhullámok tartományában foglalkozik. A rádiócsillagászat az 1930-as években kezdődött, amikor Karl Jansky először észlelt a Tejút felől rádióhullámokat. Később különböző forrásokból kezdtek rádiófrekvenciás sugárzásokat észlelni. Ezen források közt voltak csillagok, galaxisok, és egészen új osztályai az égitesteknek, mint a rádiógalaxisok, kvazárok, pulzárok és csillagászati mézerek. Az észlelések végezhetők egyedülálló rádióteleszkópokkal vagy több antenna együttes rendszerével, amelyek a rádió-interferometria és az apertúraszintézis módszerével növelik az elérhető felbontást.

Rádiókvazárok jetjének vizsgálata során gyakori, hogy a jetben megfigyelhető komponensek látszólagos sebessége többszörösen meghaladja a fénysebességet, ez az úgynevezett szuperluminális mozgás. Választott kutatási témánk a rádiókvazárok jetjének vizsgálata, kiváltképp a jetben megfigyelhető komponensek szuperluminális mozgásának vizsgálata. Munkánk során a J1429+5406 elnevezésű rádiókvazár jetjét térképeztük fel 1998-as és 2010-es VLBI adatok alapján, a Difmap nevű programcsomag segítségével. A térképezés célja a jetben megfigyelhető komponensek sajátmozgásának meghatározása volt.

Dolgozatunkban ismertetjük a jetek szuperluminális mozgását és a VLBI rendszer működési elvét. Bemutatjuk a térképezéshez használt mérési adatokat, a térképezés folyamatát és az elvégzett számításokat a jetkomponens sajátmozgására és a látszó sebesség kiszámítására.

2. A rádiókvazárok jellemzői és a relativisztikus nyalábolás

A kvazárok igen távoli, nagy vöröseltolódással rendelkező aktív galaxismagok. Ez azt jelenti, hogy az elektromágneses spektrum egy vagy több részén lényegesen nagy energiát bocsátanak ki, fényességük általában meghaladja a körülöttük lévő galaxis fényességét, emiatt az sok esetben meg sem figyelhető. A kvazár elnevezés a quasi-stellar radio source (csillagszerű rádióforrás) kifejezésből ered és egy olyan, optikai tartományban csillagszerű, kompakt égitestre utal, melyhez erős rádiósugárzás kapcsolódik. Az elnevezés megtévesztő, hiszen a kvazárok csaknem 90%-a rádió-csendes.

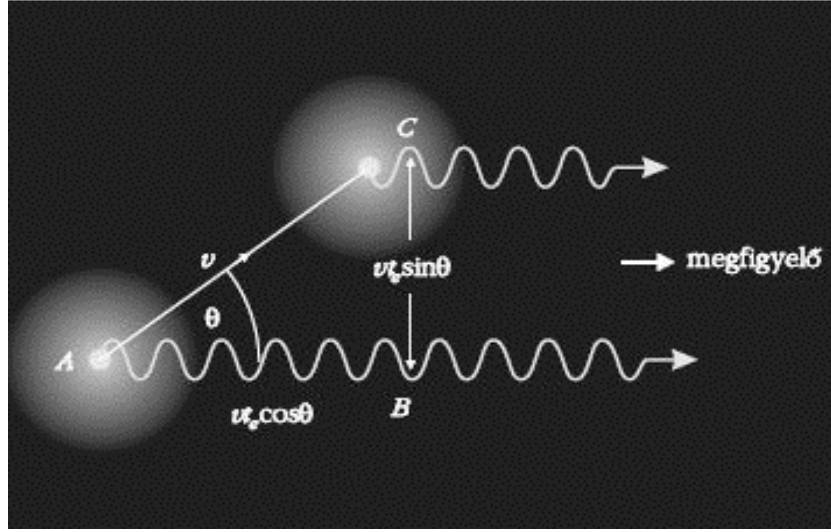
A kvazárok középpontjában egy szupermasszív fekete lyuk foglal helyet (10^6 – $10^9 M_{\text{Nap}}$), melyet a körülötte lévő akkréciós korong anyaga táplál. Az akkréciós korongra merőlegesen, rádió-hangos kvazárok esetén hosszú, kollimált jetek figyelhetők meg, ezek nagy energiájú anyagkilövellések. A jetek sugárzása a mágneses erővonalak körül spirálvonalban mozgó, töltött, relativisztikus részecskék, főként elektronok és pozitronok által létrehozott szinkrotronsugárzásból származik.

Rádió-hangos kvazárok megfigyelése során gyakran aszimmetrikusak a jetek, az egyik fényesebbnek látszik. Jellemző, hogy az egyik jet túlragyogja az ellen-jetet, így az megfigyelhetetlen. Szintén gyakori a fénysebességnél látszólag gyorsabban mozgó jet-komponensek megfigyelése, ezt szuperluminális mozgásnak nevezzük. Mindkét jelenség oka az úgynevezett relativisztikus nyalábolás. Akkor lép fel, ha a jet látószöge kicsi, így a relativisztikus sebességek illetve a relativitáselmélet által tárgyalt idődilatáció és vetítési jelenségek révén a megfigyelt sebesség- és fényességértékek sokkal nagyobbak adódnak a valódi értékeknél [1].

Vizsgáljuk a jet egy mozgó komponensét, mely az A pontból a C pontba s utat tesz meg ΔT idő alatt (1. ábra). Figyeljük meg a mozgó komponenst mind az A, mind a C pontban és mérjük meg a két megfigyelés közt eltelt Δt időtartamot. ΔT és Δt nem egyezik meg, hiszen az A pontbeli megfigyeléshez a sugárzó komponensből származó foton R utat tesz meg felénk, míg a C pontbeli megfigyeléshez már csak $R - s \cos \Theta$ utat, mivel a jet mentén közelebb kerül hozzánk [2].

Tehát az A és C pontbeli megfigyelés között eltelt idő:

$$\Delta t = \Delta T - \frac{\Delta R}{c} = \frac{s}{v} - \frac{s \cos \Theta}{c} \quad (1)$$



1. ábra. Szuperluminális sebesség magyarázata [3].

Az A és C pont közti elmozdulás látóirányra merőleges vetülete:

$$\Delta s_t = s \sin \Theta \quad (2)$$

Ezek alapján a látszólagos sebesség és normált alakja:

$$v_{app} = \frac{\Delta s_t}{\Delta t} = \frac{v \sin \Theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \Theta} \quad (3)$$

$$\beta_{app} = \frac{\beta \sin \Theta}{1 - \beta \cos \Theta} \quad \text{ahol} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad \text{és} \quad \beta_{app} = \frac{v_{app}}{c} \quad (4)$$

Amennyiben $\beta_{app} \geq 1$, akkor szuperluminális sebességről beszélhetünk. A relativisztikus nyalábolás mértékét a Doppler- és a Lorentz-faktor segítségével adhatjuk meg:

$$\delta = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \Theta} = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \Theta)} \quad (5)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (6)$$

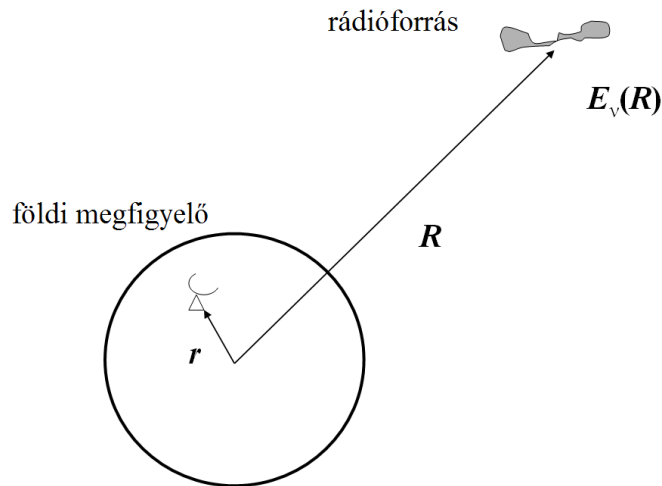
3. VLBI technika és képalakítás

Mivel a légkör igen széles frekvenciatartományban (~ 10 MHz ... ~ 10 GHz) átteresztő, lehetőség van a Föld felszínéről rádiótartományú megfigyeléseket végezni. Az ilyen mérések hátránya azonban, hogy a legnagyobb megépíthető, mozgatható rádióantennák $D \approx 100$ m átmérőjűek, ám felbontásuk $\lambda = 6$ cm-es hullámhosszon az emberi szem látható tartományú felbontóképességével mérhető össze:

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}. \quad (7)$$

Ez igen kevés, mivel a vizsgált objektumok ennél sokkal kompaktabbak. A jobb felbontás érdekében az 1950-es években interferometriát kezdtek alkalmazni [4].

Apertúra-szintézis során több, kisebb antennával egyszerre észlelik ugyanazon rádióforrást, majd időközben az antennákat elmozdítják – a Föld forgásával valósul meg –, hogy azok minél jobban kitöltsenek egy képzeletbeli antennafelületet. Az így nyert „teleszkóp” érzékenységét az egyes antennák összefelülete, szögfelbontását a legtávolabbi elemek közti bázisvonal határozza meg. A mért adatokat egy központi helyen (korrelátor) gyűjtik össze, majd antennapáronként létrehozzák az interferenciát [5]. A felbontás a bázisvonalak növelésével javítható – földi telepítésű antennák esetén a bázisvonal hosszának felső korláta a Föld mérete. Így jutunk a VLBI – *Very Long Baseline Interferometry* – technikához, mellyel a szokásosan alkalmazott, cm-es hullámhosszakon az elérhető legjobb felbontás milli-ívmásodperc nagyságrendű. A rendszer működéséhez nagy pontosságú atomórákra van szükség, valamint a nagy



2. ábra. Rádióforrás-antenna elrendezés – $|\mathbf{r}| \ll |\mathbf{R}|$. [6]

menyiségű adat tárolásához és feldolgozásához szükséges eszközökre [2].

A mérési adatok feldolgozása során arra törekszünk, hogy meghatározzuk a megfigyelt forrás fényességeloszlását az égen. Vizsgáljuk azt az esetet, amikor a forrásunk $\mathbf{R}$ távolságban helyezkedik el, és időben változó elektromos teret bocsát ki, $\mathbf{E}(\mathbf{R}, t)$ – ld. 2. ábra. Az időben változó tér vizsgálatához érdemes a jel Fourier-sorának együtthatóit tekinteni, melyeket $\mathbf{E}_\nu(\mathbf{R})$ -el jelölünk, és $\mathbf{E}(\mathbf{R}, t)$ monokromatikus jellegű komponenseinek nevezzük.

Tekintsünk most egyetlen ilyen komponenst a megfigyelő $\mathbf{r}$ helyén – üres térben való terjedést feltételezve:

$$\mathbf{E}_\nu(\mathbf{r}) = \int \frac{\mathbf{E}(\mathbf{R}) \exp \left[j \frac{2\pi\nu|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}{c} \right]}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|} dS, \quad (8)$$

az integrált a rádióforrás által kitöltött térszögre végezzük el. Ez a kifejezés az elektromos tér monokromatikus jellegű komponense ν frekvencián. A rádiótávcsövekkel ezen $\mathbf{E}_\nu(\mathbf{r})$ tér tulajdonságait tudjuk mérni, ilyen például a korreláció két különböző helyen ($\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$) mért érték között. Ha ezek egy interferométer bázisvonalának két végpontja, akkor a korreláció a két pontban mért elektromos térerősség között:

$$\mathbf{V}_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle \mathbf{E}_\nu(\mathbf{r}_1) \mathbf{E}_\nu^*(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (9)$$

ahol a * a komplex konjugáltat jelenti. Behelyettesíthetjük a (8) egyenletet, majd átalakításokat végzünk az alábbiakban leírtak szerint – részletesen ld. [6]. Figyelembe vesszük, hogy egy csillagászati objektumból érkező sugárzás inkoherens; bevezetjük az intenzitást:

$$I_\nu = |\mathbf{R}|^2 \langle |\mathbf{E}_\nu|^2 \rangle; \quad (10)$$

valamint $\mathbf{s}, \mathbf{R}$ irányú egységvektort: $\mathbf{s} = \mathbf{R}/|\mathbf{R}|$. Végül áttérünk dS -ről $d\Omega$, térszög szerinti integrálásra. A leírtakat elvégezve az alábbi kifejezésre jutunk:

$$V_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int I_\nu(\mathbf{s}) \exp \left[-j \frac{2\pi\nu\mathbf{s}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)}{c} \right] d\Omega, \quad (11)$$

mely csak $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ különbségtől függ – vagyis a bázisvonal hosszától –, külön $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ -től – az antennapozícióktól – nem. Ilyen formán megtehető, hogy az egyik pontot fixen tartjuk, a másikat pedig mozgatjuk, így nem kell az összes lehetséges pontpárban mérnünk. Ezt a $V_\nu(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, *vizibilitás* függvényt $\mathbf{E}_\nu(\mathbf{R})$ térbeli autokorrelációs függvényének nevezzük, és interferométer segítségével mérhetjük.

Az intenzitáseloszlás, $I_\nu(\mathbf{s})$ ezek után meghatározható, ha képezzük a mért $V_\nu(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ függvény inverzét. Ehhez bevezetünk egy új koordinátarendszert, melyet a 3. ábra szemléltet. A bázisvonalak vektorait hullámhossz egységekben adjuk meg: $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \frac{c(u,v,w)}{\nu}$. A közelítésben $\mathbf{s} = (x, y, 1)$. $V_\nu(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ függvény ezek után az alábbi alakban írható fel:

$$V_\nu(u, v) = \int \int I_\nu(x, y) e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy. \quad (12)$$

Ezek után az intenzitáseloszlás inverz Fourier-transzformációval képezhető:

$$I_\nu(x, y) = \int \int V_\nu(u, v) e^{j2\pi(ux+vy)} du dv. \quad (13)$$

A valóságban $V_\nu(u, v)$ csak az u - v sík bizonyos pontjaiban ismert, ezért bevezetünk egy „mintavételi függvényt”, $S(u, v)$ -t, mely értéke mindenütt nulla, ahol nem volt mintavételezés, egyébként pedig 1. Ezért (13) összefüggés helyett az alábbi összefüggést szokás számítani:

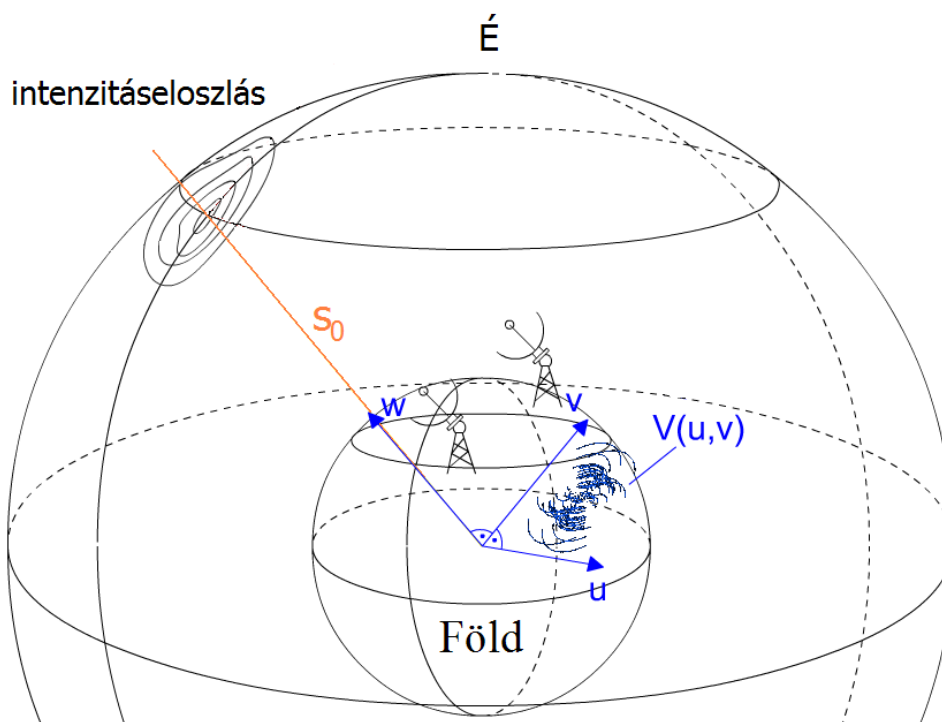
$$I_\nu^D(x, y) = \int \int V_\nu(u, v) S(u, v) e^{j2\pi(ux+vy)} du dv, \quad (14)$$

$I_\nu^D(x, y)$ az ún. piszkos térkép – ld. 6. ábra a választott, J1429+5406 kvazárra.

4. A felhasznált adatok bemutatása

A térképezéshez választott kvazár a J1429+5406 (1427+543) jelű, $z = 3.013$ -as vöröseltolódással rendelkezik. Azért választottuk ezt az objektumot, mert rendelkezésünkre állt korábbi eredmény a sajátmozgására vonatkozóan 5 GHz frekvencián – Britzen et al. [7] –, valamint friss, publikálatlan mérési adat 2010-ből. A sajátmozgás számításához felhasználtunk egy 1993-as eredményt is az említett cikkből. Az 1993-tól 2010-ig eltelt 17 éves megfigyelési időtartam alatt már kimutatható a sajátmozgás.

További három frekvencián is feltérképeztük a kvazárt – 1.6 GHz (2010), 2.3 GHz (1994), 8.3 GHz (1994) –, ám ezek csak egy-egy időpontban nyert mérési adatok, sajátmozgás számítás így nem lehetséges. Az ezen adatok alapján készített clean térképek a 28. oldaltól, függelékként tekinthetők meg.

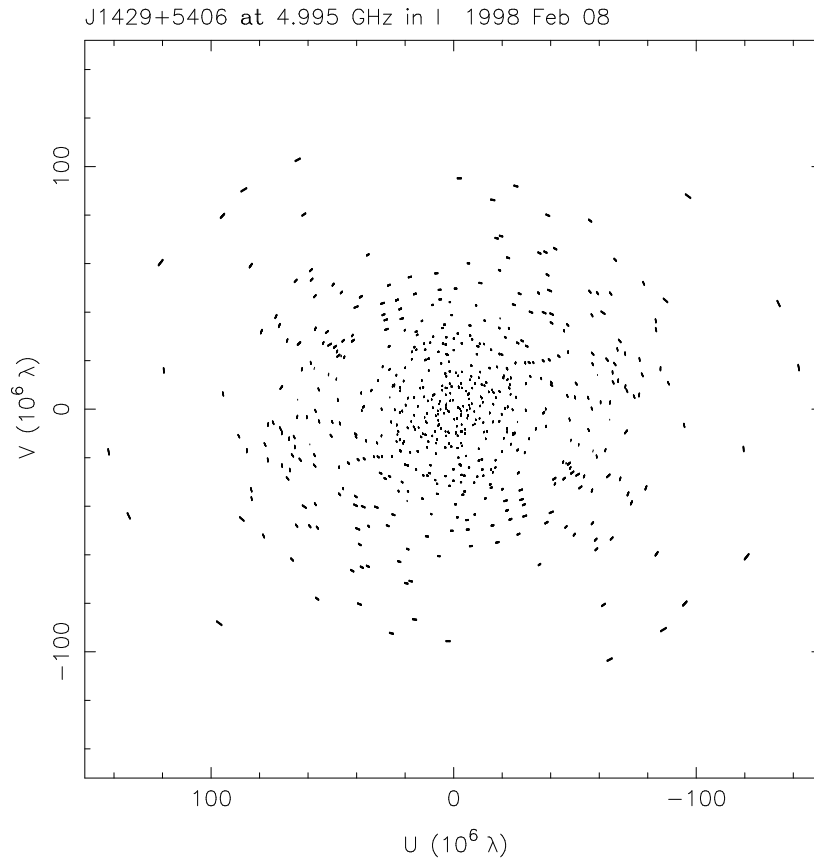


3. ábra. Az $u - v$ sík ábrája. A harmadik, w koordinátatengely párhuzamos a vizsgált intenzitás-eloszlás közepébe mutató s_0 vektorral, az $u - v$ sík a látóirányra merőleges. A lefedettség által mutatott ívek úgy alakulnak ki, hogy a bázisvonal egyik végpontját a $(0,0)$ pontba toljuk, a másik pedig a Föld forgása miatt a síkon elmozdul. Az észlelés során kialakuló lefedettség határozza meg a mérésünk felbontását. Nem körszimmetrikus $u - v$ lefedettség esetén a felbontás ellipszissel szimbolizálható (ld. később 9., 11. ábrák az 5. ábrának megfelelően), így az észak-dél irányú felbontás eltér a kelet-nyugat irányútól.

4.1. 1998-as epocha

A mérést az amerikai Very Long Baseline Array (VLBA – www.vlba.nrao.edu) 10 antennájával végezték (Owens Valley, Brewster, North Liberty, Hancock, Mauna Kea, Los Alamos, Kitt Peak, Pie Town, Fort Davis, St. Croix). A rendszer antennáinak elhelyezkedését a 31. oldali térkép mutatja, jelölései a 30. oldali táblázatban olvashatók. A mérés $u - v$ lefedettsége a 4. ábrán látható.

Az észlelést 5 GHz frekvencián (32 MHz sávszélességgel) végezték 1998. február 8., 12., 13., 20., 21-én összesen nyolcszor, alkalmanként 5 percen keresztül [8]. Az archív adatok a következő adatbázisban érhetők el: www.astrogeo.org.

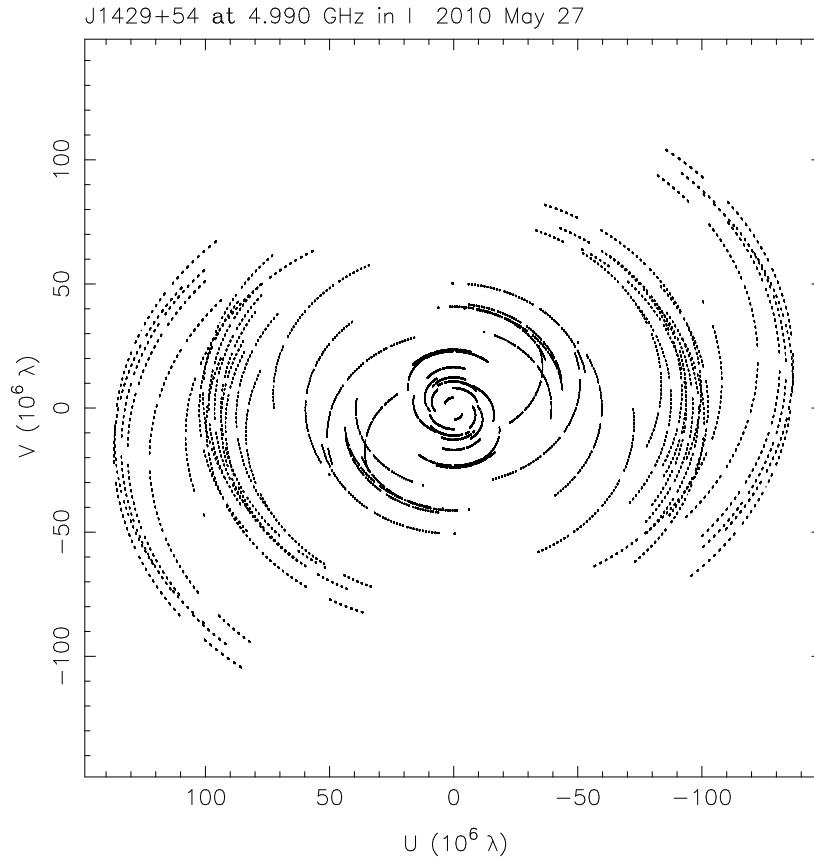


4. ábra. A 3. ábra illusztrációján látható (u,v,w) koordinátarendszer $u - v$ síkja a VLBA antennarendszerrel végzett 1998-as mérés esetére. Az $u - v$ tengelyek hullámhossz egységeiben vannak skálázva ($\lambda = 6$ cm, a leghosszabb bázisvonal ~ 8000 km hosszú). Látható, hogy a létrejött virtuális antenna közel körszimmetrikus. A felbontás minden irányban hasonló, a mintavételezés egyenletes.

4.2. 2010-es epocha

Az észlelést az European VLBI Network (EVN – www.evlbi.org) 11 elemével végezték (Effelsberg, Jodrell Bank Lovell, Jodrell Bank Mk2, Onsala, Medicina, Urumqi, Zelenchukskaya, Shanghai, Westerbork, Badary, Toruń). A rendszer további elemeit mellékletként a 30. oldali táblázatban feltüntettük, az antennák pozíciói a 31. oldali térképen láthatók. A mérés $u - v$ lefedettségét a 5. ábra mutatja.

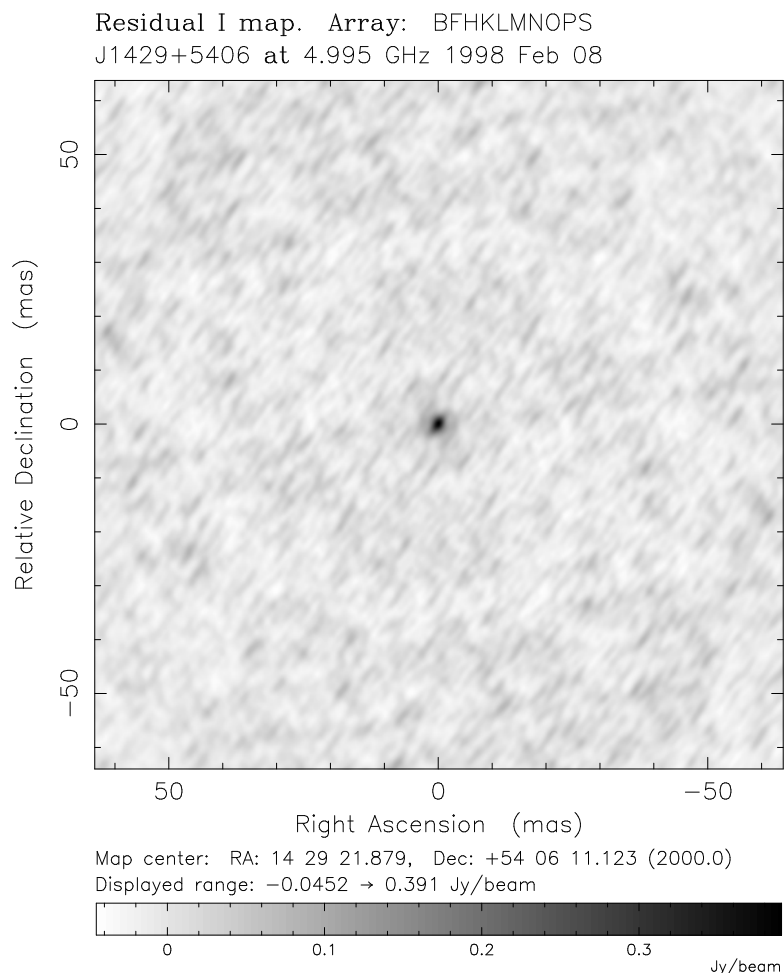
A mérést 5 GHz frekvencián (128 MHz sávszélességgel) végezték 2010. május 27-én. A vizsgálat során 6 órán belül 56-szor észlelték a forrásunkat, alkalmanként nagyjából 1.5 percig [9].



5. ábra. A 3. ábra illusztrációján látható (u, v, w) koordinátarendszer $u - v$ síkja a 2010-es EVN mérésben résztvevő antennák esetére. Az $u - v$ tengelyek hullámhossz egységekben vannak skálázva ($\lambda = 6$ cm, a leghosszabb bázisvonal ~ 9000 km hosszú). Látható, hogy a létrejött virtuális antennafelület elliptikus. A felbontás így K-Ny irányban nagyobb lesz, mint É-D irányban.

5. Térképezés

A VLBI hálózat által létrehozott virtuális rádióteleszkópba érkező adatok csak az egyes antennapárok bejárta $u-v$ síkbeli pontokban ismertek – ld. 4. ábra, VLBA és 5. ábra, EVN. A térképezés során feladatunk az, hogy ezen mérési eredményekből rekonstruáljuk a forrás intenzitáseloszlását – a kiindulási, piszkos térkép a 6. ábrán látható (a VLBA esetére). A munkához felhasználható egyik programcsomag – amivel mi is dolgoztunk – a *Difmap* [10], melynek interaktív módja segítségével könnyen elvégezhető az adatsor kiértékelése. A továbbiakban bemutatjuk a térképezés lépéseit és a Difmap-ban végzett műveleteket. Az alkalmazott két fontos művelet az önkalibrálás (**selfcal**) és a **clean**.



6. ábra. A VLBA hálózat 1998-as mérései alapján ábrázolt piszkos térkép.

Önkalibrálás

A mérési adatokban fázishibák keletkeznek a légkör változékonysága, ionoszférikus zavarok miatt, továbbá adódnak műszerspecifikus hibák is. Az önkalibrációs eljárás azon alapul, hogy a fázishibák az antennák (N db) rendellenességeiből tevődnek össze, de mérési adataink a bázisvonalakon vannak ($\frac{N(N-1)}{2}$). Ha $N > 3$, akkor az antennafüggő hibák a mérésekből kikalibrálhatók.

Clean

Az algoritmust eredetileg Högbom [11] fejlesztette ki. A valódi intenzitáseloszlás meghatározásának alapfeltevése, hogy a mérhető intenzitáseloszlás felbontható véges számú pontforrás összegére. Maga a clean algoritmus egy iterációs eljárás, melynek lépései:

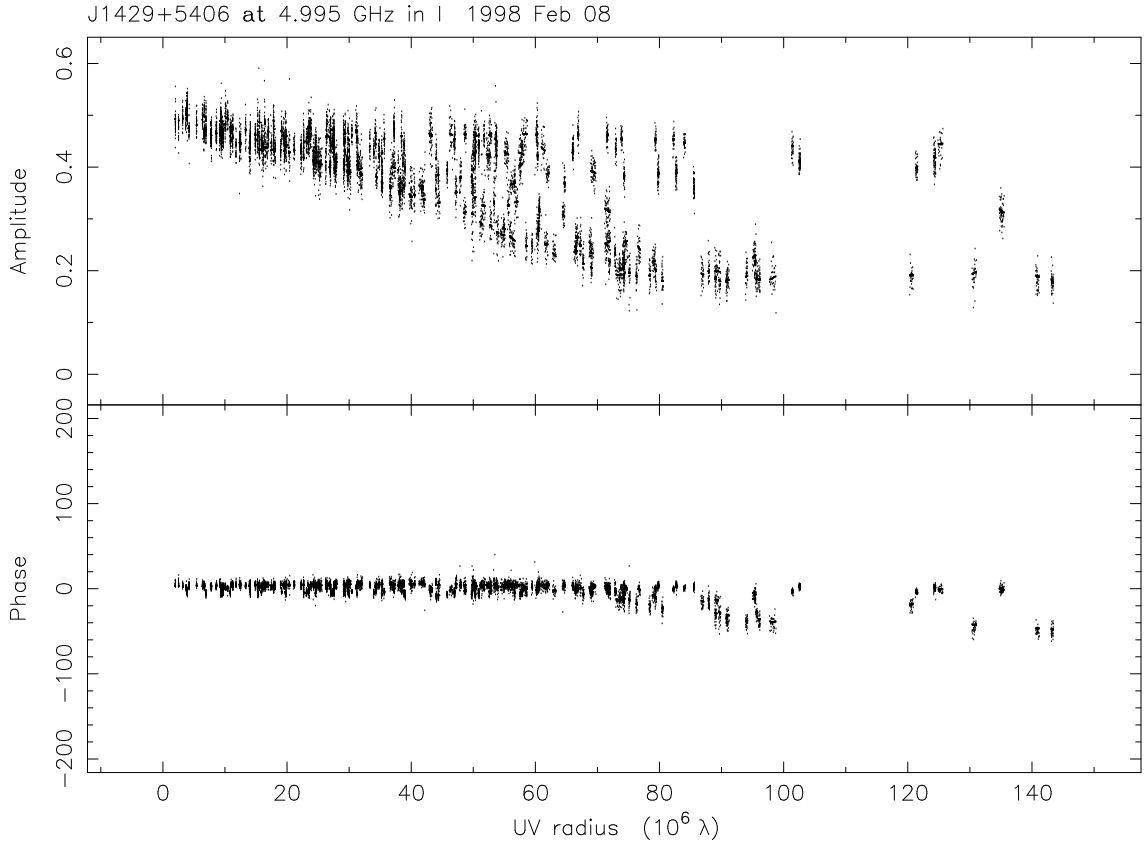
- megkeresi a piszkos térkép legfényesebb pontját
- ide elhelyez egy pontforrást
- levonja a térképből az interferométer pontforrásra adott válaszát (az ún. piszkos nyalábot)
- eltárolja a legjobban illeszkedő modell fluxussűrűségét, és koordinátáit
- következő iteráció (amíg van csúcsérték a zajszint felett)
- a legvégén a modellkomponensek alapján és egy ideális hálózat leképezését feltételezve előállítja a végleges térképet, hozzáadva a megmaradt zajt is.

A térképezés során a kiindulási adatsor egy .fits file a vizibilitásokkal. Ennek megjelenítése a Difmapban több módon is lehetséges. Először a **vplot** parancs segítségével bázisvonalanként végignéztük a mért vizibilitás-amplitudókat azért, hogy a hibás adatokat kizárjuk a további vizsgálat előtt. Később, a modellillesztési folyamat során ugyanezen paranccsal ellenőriztük, hogy a modell mennyire illeszkedik a valós adatokhoz.

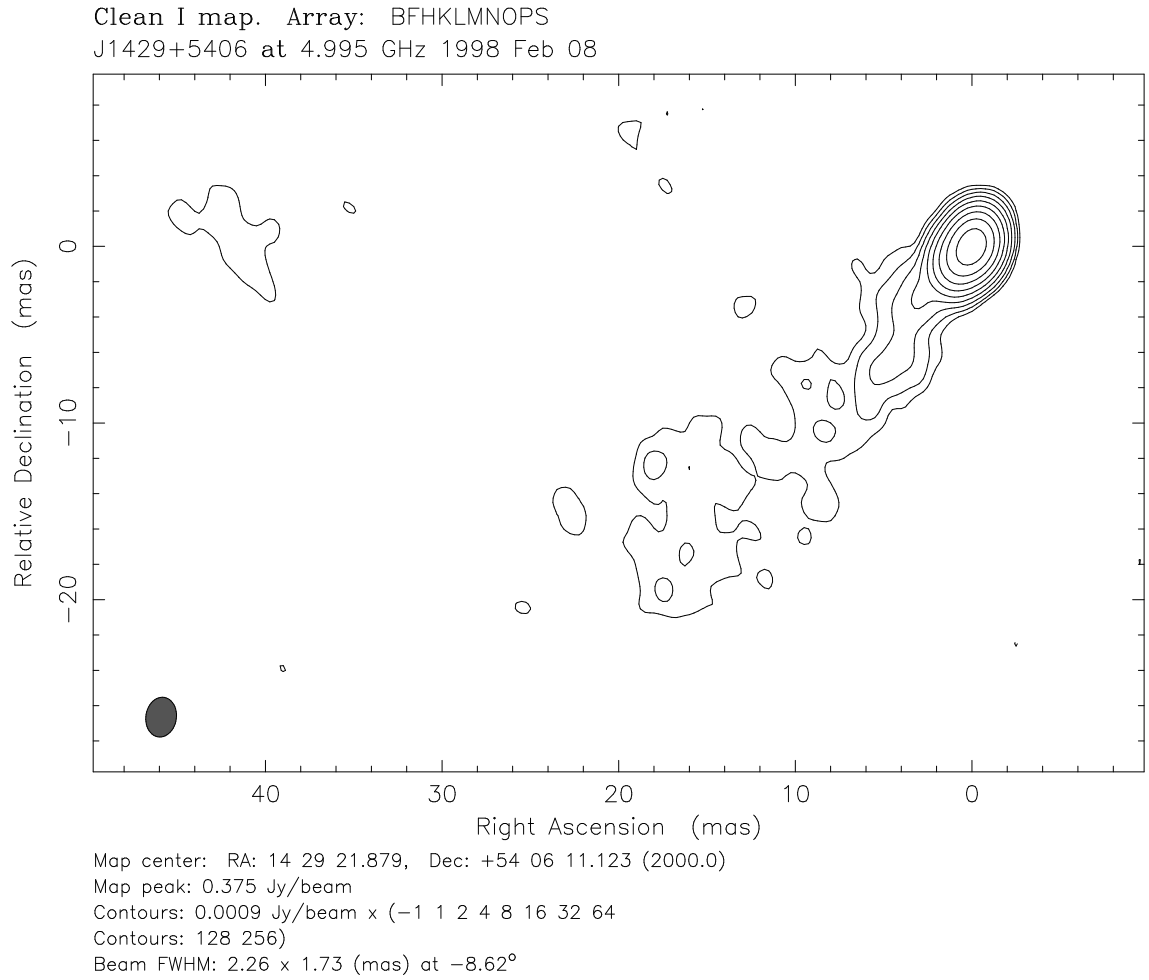
A **radplot** paranccsal kapott ábrán képet kaphatunk arról, hogy mennyire lehet strukturált a forrásunk: közel vízszintes vonal (a bázisvonal hosszától nem függő amplitúdók) esetén a forrás teljesen felbontatlan. Ha egy lecsengő amplitúdó görbét látunk, akkor a forrás felbontott, de kompakt. Összetett struktúrájú, felbontott forrás esetén, ahogy ez a 7. ábrán is megfigyelhető, egymás felett kirajzolódó görbékét látunk.

A térképezést a **startmod** paranccsal kezdjük, mely egy kezdeti modellt, pontforrást illeszt a vizibilitásokhoz. Ezt követően a piszkos térképen kijelölünk egy clean ablakot a komponensként azonosított terület körül. A megfigyelt amplitúdó értékek fixen tartásával fáziskorrekciókat végezzük a selfcal paranccsal, majd a clean segítségével javítunk a modellünkön. Ezt a műveletet ismételve egyre jobban közelítünk a végleges térképhez. Megfelelő számú fázis selfcal után az antennák amplitúdókorrekciói is fokozatosan elvégzendők. Az eljárás közben a vplot segítségével ellenőrizendő, hogy az egyes bázisvonalakon a megfigyelt és modell vizibilitások megfelelően konvergálnak-e.

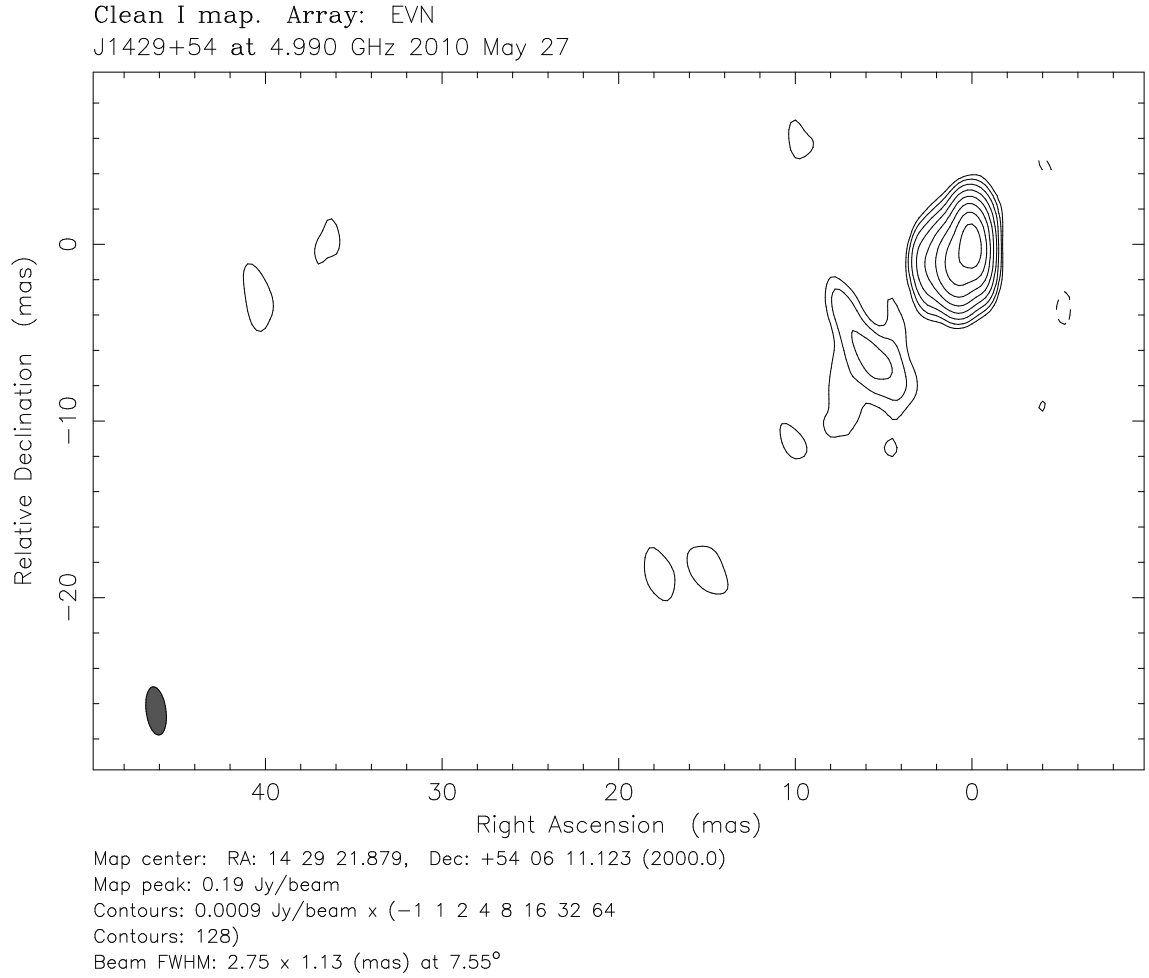
A clean algoritmus és az önkalkibráció többszöri alkalmazása után kapott végleges térképek a 8. ábrán (VLBA – 1998) és a 9. ábrán (EVN – 2010) láthatók.



7. ábra. A VLBA hálózattal mért adatok ábrázolása a Difmap program *radplot* parancsával. Vízszintes tengelyen az $u - v$ sugár (bázisvonal hossza: $\sqrt{u^2 + v^2}$), függőleges tengelyen: **felső panelen** a vizibilitás-amplitúdók láthatók. Megfigyelhető két különvált görbe, melyek a forrás strukturáltságára utalnak. Az **alsó panel** a fázisokat mutatja.

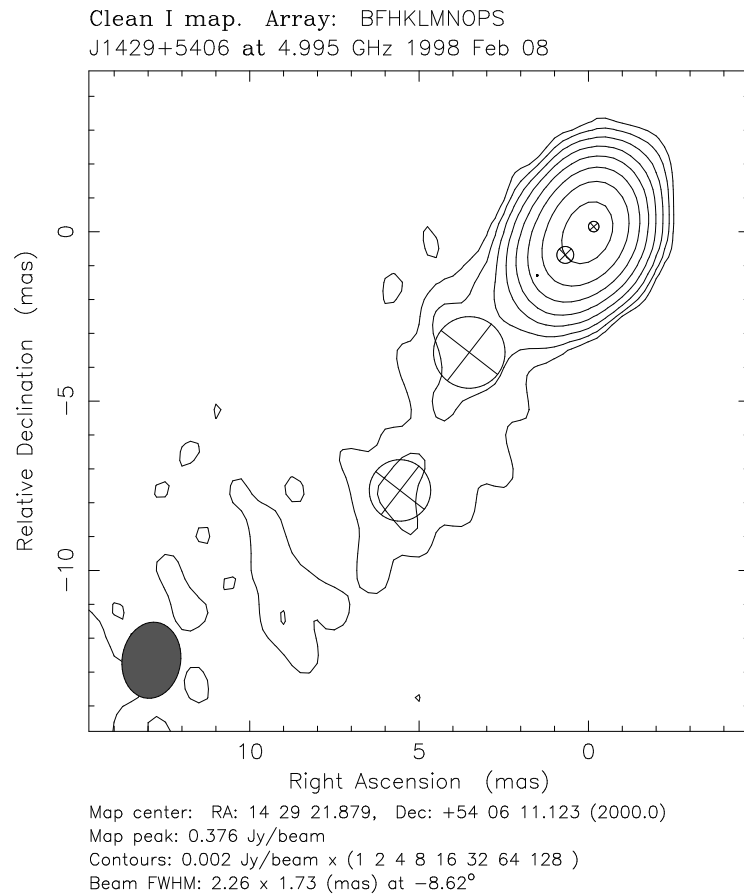


8. ábra. Az 1998-as epocha (VLBA) clean térképe. Csak a látóirányunkba tartó jet figyelhető meg, az ellenjet nem. Ennek oka a relativisztikus nyalábolás – ld. 2. oldal. Az ábra alatti paraméterekben szerepelnek: a térkép (0,0) koordinátájához tartozó égi koordináták; a térképen észlelhető legnagyobb intenzitás érték (0.375 Jy/beam); a kontúrok által szimbolizált intenzitási szintek. A térkép bal alsó sarkában látható kis ellipszis a VLBA hálózat $u-v$ lefedettségéből (4. ábra) adódó É-D, K-Ny irányú felbontást mutatja – számszerűen az alsó paramétersor adja meg.

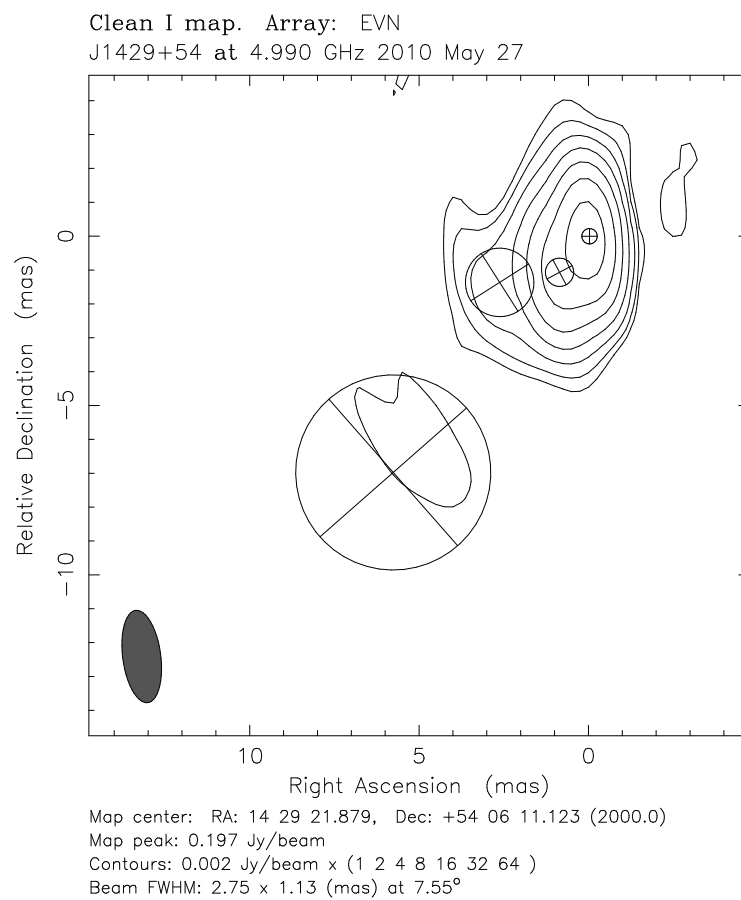


9. ábra. A 2010-es epocha (EVN) clean térképe. A kép alatti paraméterek ismertetése a 8. ábra aláírásában olvasható. Az 1998-as méréshez képest elhalványodás figyelhető meg a magban ($0.375 \text{ Jy/beam} \rightarrow 0.19 \text{ Jy/beam}$), valamint az EVN hálózat jet irányú felbontása is jobb – u – v lefedettségéből adódóan, 5. ábra. A jet magtól távolabbi része szinte teljesen felbontott, a külső kontúrok zajszinthez közelinek adódnak. Továbbá fizikailag is magyarázható a halványodás, ha a jet tovább tágult, az energiabetáplálás viszont kevesebb. (A VLBA hálózat által adott felbontással is elkészítettük a térképet, ld. mellékletként a 32. oldalon.)

A clean algoritmus pontforrás illesztése mellett, a vizibilitás adatok felhasználásával kétdimenziós, körszimmetrikus Gauss-függvényeket is illesztettünk az egyes jetkomponensekre. A Gauss-komponensek paramétereivel így számszerűen megadhatók az egyes jetkomponensek pozíció, fluxussűrűségei. Azért választottuk a körszimmetrikus beállítást, hogy az egyes komponenseinket megfeleltethessük a Britzen és munkatársai által leírtaknak [12]. Egyértelműen azonban – hasonlóan az összehasonlító cikkhez – csak a magot, és az azt követő első komponenst tudtuk beazonosítani térképeinken, így a számításokat is csak ez utóbbira végeztük el. A modellillesztés után nyert térképek a 10. és 11. ábrákon láthatók.



10. ábra. Az 1998-as epocha (VLBA) térképe kétdimenziós, körszimmetrikus Gauss-függvények illesztése után. A körök az illesztett komponensek félértékszélességeit jelzik. Azért így jártunk el, hogy a kapott eredményeink összevethetőek legyenek a korábbi, összehasonlítási alapként szolgáló cikkben [12] ismertetettekkel.



11. ábra. A 2010-es epocha (EVN) térképe kétdimenziós Gauss-függvények illesztése után. Megbízhatóan csak a mag utáni első modellkomponenst tudtuk beazonosítani – akárcsak Britzen és munkatársai [12].

6. Sajátmozgás meghatározása

A jet komponenseire történő modellillesztés révén az egyes modell komponensekről az alábbi paramétereket kaptuk meg:

- Fluxussűrűség: S [Jy]
- Sugár (a térkép középpontjától mérve): R [mas]
- Pozíciósög: Θ [fok]
- Gauss-komponens féltértékszélessége (FWHM) [mas]

Mivel az egyes komponensek pozícióját polárkoordinátákban (R, Θ) kaptuk meg, a polárkoordinátákat át kellett számolnunk II. ekvatoriális koordinátákba (rektasz-cenzió - R.A., és deklináció - Dec), hiszen a sajátmozgás kiszámításához azokra lesz szükség.

Miután ez megtörtént, az első (központi) komponent a $(0, 0)$ pozícióba helyeztük és ennek megfelelően toltuk el a többi koordinátát is.

A következő lépés az egyes illesztett paraméterek hibájának meghatározása volt. Ehhez Ed B. Fomalont cikkét [13] használtuk fel, melynek alapján a hibákat az alábbi egyenletek adták meg:

- A Gauss-komponens tengelyének hibája:

$$\Delta\Theta = \Theta \frac{rms}{peak} \quad (15)$$

- A pozíciók (x, y) hibája:

$$\Delta x = \Theta \frac{rms}{peak} \frac{1}{2} \quad (16)$$

- A fluxussűrűség hibája

$$\Delta S = \sqrt{\left(S \frac{rms}{peak}\right)^2 + rms^2} \quad (17)$$

A fenti egyenletekben az rms a térképek zajszintjét jelenti, míg a $peak$ a csúcshenyességet az egyes komponensek pozíciójában, mindkettő mértékegysége mJy/beam.

6.1. Az 1998-as epocha adatainak feldolgozása

Elsőként az 1998-as VLBA adatok alapján készített térkép modellillesztését végeztük el, ennek eredménye az 1. táblázatban látható.

Komponens jele	S [mJy]	R.A. [mas]	Dec [mas]	FWHM [mas]
a	321 ± 1	0.0000 ± 0.0010	0.0000 ± 0.0010	0.311 ± 0.001
b	139 ± 1	0.8403 ± 0.0010	-0.8363 ± 0.0010	0.499 ± 0.001
c	10 ± 1	1.6680 ± 0.0002	-1.4417 ± 0.0002	0.043 ± 0.000
d	15 ± 1	3.6739 ± 0.0103	-3.7158 ± 0.0103	2.115 ± 0.021
e	7 ± 1	5.7194 ± 0.0130	-7.7885 ± 0.0130	1.815 ± 0.025

1. táblázat. Az illesztett modell Gauss-komponenseinek paraméterei és becsült hibák az 1998-as epochára vonatkozóan.

6.2. A 2010-es epocha adatainak feldolgozása

A 2010-es EVN adatok alapján készített térkép modellillesztésének eredménye a 2. táblázatban látható.

Komponens jele	S [mJy]	R.A. [mas]	Dec [mas]	FWHM [mas]
A	198 ± 1	0.0000 ± 0.0010	0.0000 ± 0.0010	0.454 ± 0.001
B	109 ± 1	0.8856 ± 0.0013	-1.0643 ± 0.0013	0.834 ± 0.003
C	28 ± 1	2.6532 ± 0.0280	-1.3616 ± 0.0280	2.022 ± 0.056
D	27 ± 5	5.7952 ± 5.0190	-6.9736 ± 5.0190	5.762 ± 1.037

2. táblázat. Az illesztett modell Gauss-komponenseinek paraméterei és becsült hibák a 2010-es epochára vonatkozóan.

6.3. A sajátmozgás kiszámítása

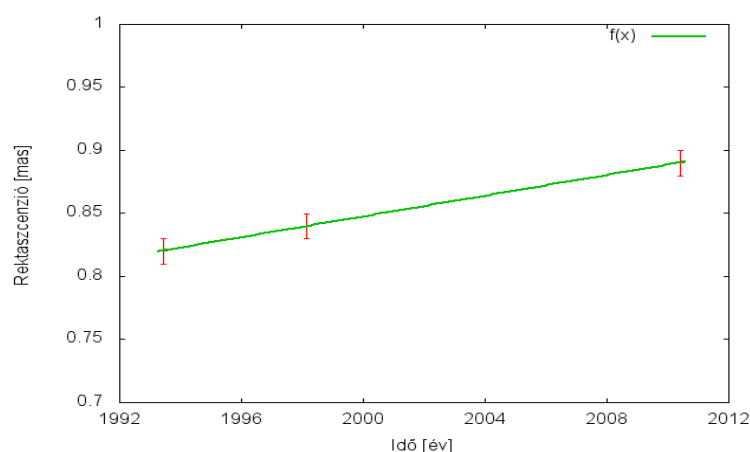
A jet komponensek közül a második (b illetve B jelzésű) komponenst tudtuk egyértelműen beazonosítani a két térképen és a modellillesztések alapján, akárcsak Britzen és munkatársai [12], ezért ezt a komponenst használtuk fel a sajátmozgás kiszámítására (Britzen és munkatársai cikkében ennek a komponensnek a jelzése C1).

Az 1998-as és 2010-es epocha mellett felhasználtuk a Britzen és társai által publikált, 1993-as adatsorból származó adatokat. Az általunk újrafeldolgozott 1998-as adatsor Britzen és társai munkájában is szerepel. Ez módot adott a két független térképezés és modellillesztés összehasonlítására. A mi eredményeink teljes összhangban vannak a korábban publikált eredményekkel. Ez feljogosít bennünket arra, hogy a sajátmozgás kiszámításánál a Britzen és társai által az 1993-as epochára kapott pozíciókat is figyelembe vegyük. Nem használtuk ugyanakkor az általuk 1995-re számított pozíciókat, mivel akkor nem tudták egyértelműen azonosítani a C1 komponenst, és ehelyett két különálló komponenssel számoltak. A sajátmozgás kiszámításához külön-külön

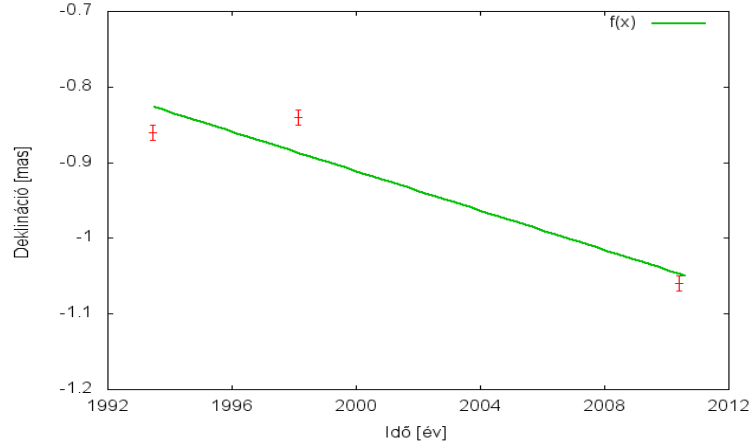
	t [év]	R.A. [mas]	Dec [mas]
1993	1993.44	0.82 ± 0.01	-0.86 ± 0.01
1998	1998.12	0.84 ± 0.01	-0.84 ± 0.01
2010	2010.40	0.89 ± 0.01	-1.06 ± 0.01

3. táblázat. A maghoz legközelebb azonosított jetkomponens koordinátái. Az 1993-as adatok Britzen és munkatársai cikkéből, a többiek saját munkánkból származnak.

ábrázoltuk a rektaszcenziót és a deklinációt az idő függvényében, majd egyenest illesztettünk az adatokra, így megkaptuk a sajátmozgás ezen irányú komponenseit (12. és 13. ábra).



12. ábra. A vizsgált jetkomponens relatív rektaszcenziója három időpontban. Az egyenes az illesztett lineáris sajátmozgást jelöli.



13. ábra. A vizsgált jetkomponens relatív deklinációja három időpontban. Az egyenes az illesztett lineáris sajátmozgást jelöli.

Az illesztésekből származó sajátmozgás komponensek értéke:

$$\mu_{R.A.} = 0.004 \pm 0.001 \text{ mas/év}$$

$$\mu_{Dec} = -0.013 \pm 0.005 \text{ mas/év}$$

A komponensekből kiszámítható a sajátmozgás:

$$\mu = \sqrt{\mu_{R.A.}^2 + \mu_{Dec}^2} \quad (18)$$

A 4. táblázat tartalmazza az általunk , illetve a Britzen és társai [7] által, 1993-as, 1995-ös és 1998-as adatsorok alapján számított sajátmozgás értékeket.

	μ [mas/év]
Saját számítás	0.014 ± 0.005
Brizzen et al.(2008)	0.013 ± 0.118

4. táblázat. A kvazár legbelső jetkomponensének sajátmozgása a mi számításaink, illetve a Britzen és társai által publikált számítások alapján

Látható, hogy mi lényegesen kisebb hibahatáron belül tudtuk meghatározni μ értékét. Ennek oka egyrészt, hogy hosszabb időtartamot lefedő adatok álltak rendelkezésünkre, másrészt az általuk felhasznált 1995-ös adatsor modellillesztése során a C1 komponensüket két különálló komponenssel azonosították, ezzel jelentősen megnövelve az egyenesillesztésük hibáját.

A sajátmozgás felhasználásával a következő módon kaptuk meg a látszó sebességet [1]:

$$\beta_{app} = 0.0158\mu D_A(1+z) \quad (19)$$

ahol D_A a szögátmérő-távolság, amelynek értékét a Kaliforniai Egyetem honlapján található kozmológiai kalkulátor [14] segítségével számoltuk ki, megadva az alábbi paramétereket:

- $z=3.013$
- $H_0=70 \text{ km/s/Mpc}$
- $\Omega_{vacuum}=0.7 \quad \implies \quad D_A=1586.5 \text{ Mpc}$
- $\Omega_{CDM}=0.3$

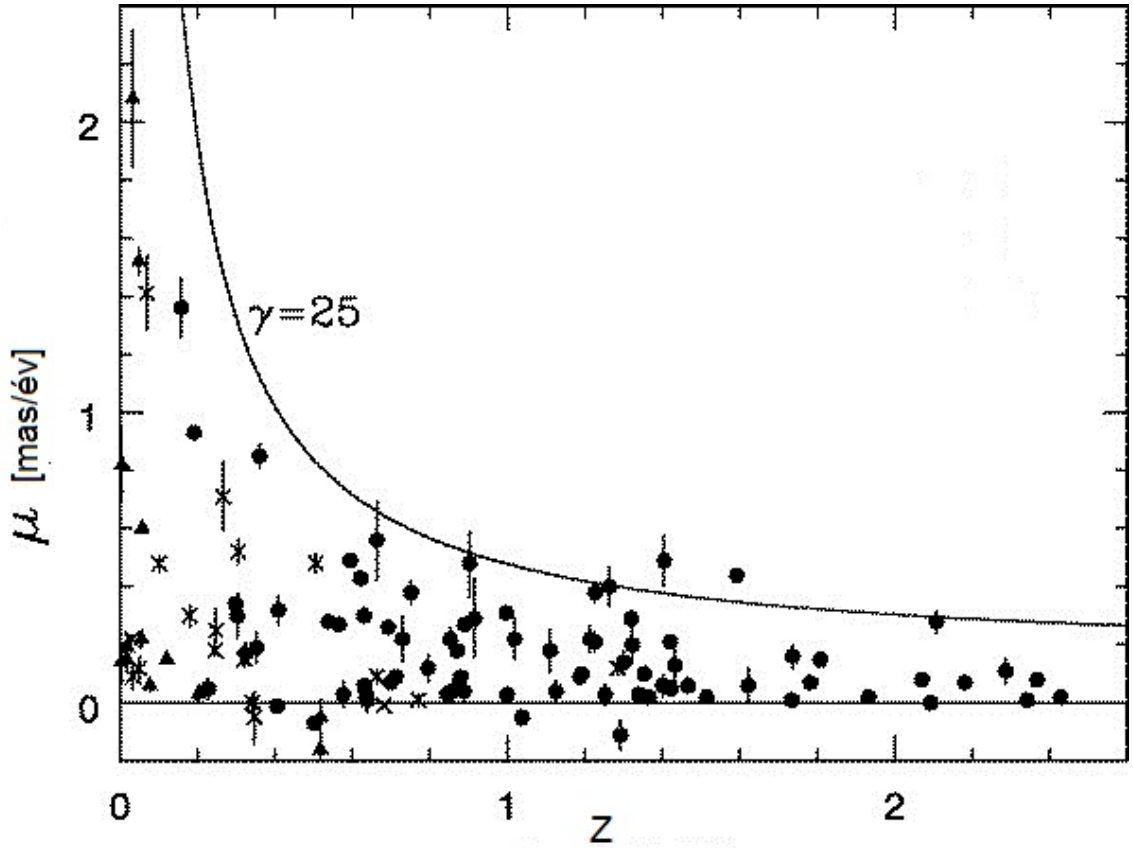
Ezek alapján a látszó sebesség:

$$\beta_{app} = 1.4 \pm 0.4$$

Britzen és munkatársai korábbi számításai szerint a sajátmozgás még hibahatáron belül nulla volt. Nekünk sikerült szignifikáns módon meghatároznunk a B jelzésű jet komponens sajátmozgását, bár az ebből számolt látszó sebesség nem mondható kiugróan szuperluminálisnak.

6.4. A mért sajátmozgás és a fényességi hőmérsékletek értelmezése

A 14. ábrán a folytonos vonal a $\gamma=25$ Lorentz-faktorhoz tartozó μ_{max} -ot jelöli, a standard kozmológiai modell feltételezésével. Mellette egy nagyobb minta több epochában végzett VLBI megfigyelései alapján számított látszó sajátmozgások láthatók. Az ábráról leolvasható, hogy nagy sajátmozgás értékek csak kis vöröseltolódásnál figyelhetők meg, míg nagy vöröseltolódásnál kicsi a sajátmozgás. Szintén látható, hogy bármely vöröseltolódás értéket nézzük, a sajátmozgások nem a μ_{max} értékek-nél összpontosulnak, ami arra enged következtetni, hogy a jetekben a Lorentz-faktor nem feltétlenül éri el a 25-ös értéket.



14. ábra. Aktív galaxismagok egy nagyobb mintájára mért sajátmozgások a vöröseltolódás függvényében [1]. Érdeemes megjegyezni, hogy az általunk vizsgált kvazár vöröseltolódása $z \approx 3$. Az ilyen távoli kvazárookra ritka a jól meghatározott sajátmozgás.

A látszó sebesség ismeretében megbecsülhető a mag, azaz a legfényesebb, (0,0) pozícióban lévő VLBI komponens Lorentz-faktora és a látóiránnyal bezárt szöge. Ehhez elsőként a fényességi hőmérsékletet számítottuk ki, majd a Doppler-faktort [15]:

$$T_{VLBI} = 1.22 \cdot 10^{12} (1+z) \frac{S}{\theta^2 \nu^2} \quad (20)$$

$$\delta = \frac{T_{VLBI}}{T_{int}} \quad (21)$$

θ jelöli a Gauss-komponens félértékszélességét mas egységekben, ν a megfigyelési frekvenciát GHz egységekben, T_{int} pedig a valódi fényességi hőmérsékletet, ami esetünkben megegyezik az ekvipartíciós hőmérséklettel.

Ezek felhasználásával a Lorentz-faktor és a látóiránnyal bezárt szög:

$$\gamma = \frac{\beta_{app}^2 + \delta^2 + 1}{2\delta} \quad (22)$$

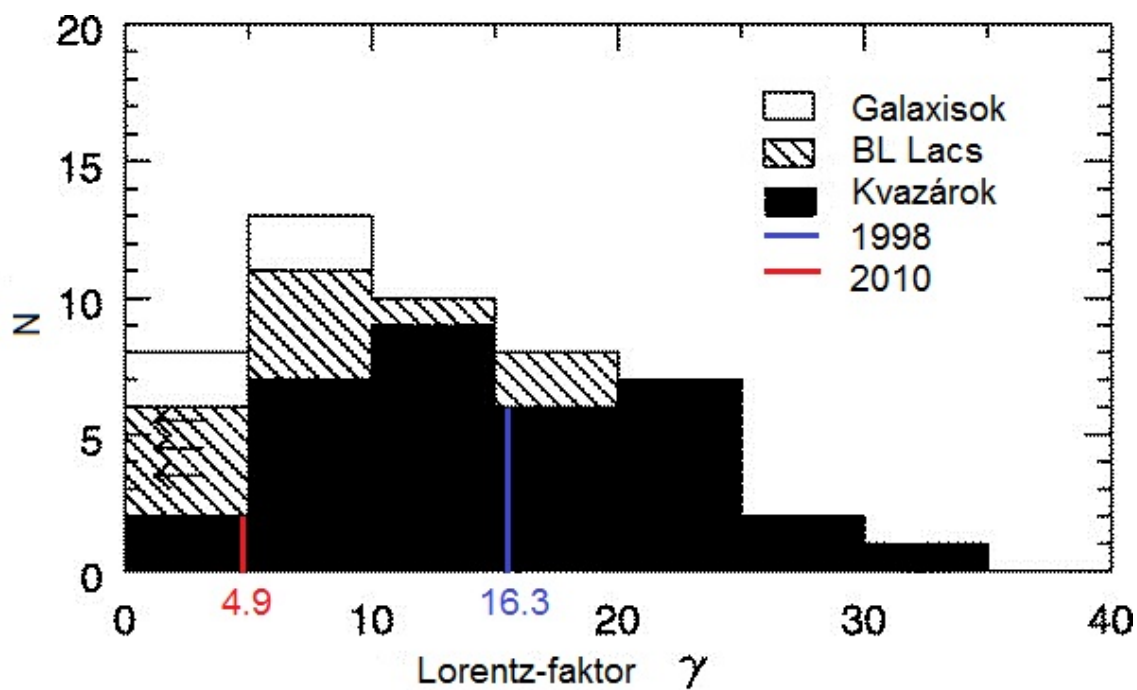
$$\Theta = \arctan\left(\frac{2\beta_{app}}{\beta_{app}^2 + \delta^2 - 1}\right) \quad (23)$$

A számításokat elvégezve a legfényesebb komponensre a 1998-as és a 2010-es epocha esetén, $T_{int}=2 \cdot 10^{10}$ K érték mellett [1], az alábbi eredményeket kaptuk:

	T_{VLBI} [K]	δ	γ	Θ [°]
1998	$(6.5 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$	32.5 ± 0.3	16.3 ± 0.1	0.15
2010	$(1.8 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$	9.4 ± 0.1	4.9 ± 0.1	1.8

5. táblázat. A kvazár legbelső jetkomponensének jellemzői

Mindezt csupán nagyságrendi becslésnek tekinthetjük, hiszen β_{app} bizonytalansága majd 30%, emellett az 1993 és 2010 között mért adatok alapján egy átlagos sajátmozgás értéket számítottunk ki, amit ezután állandónak tekintettünk. A mozgás viszont nem feltétlenül lineáris, így nem biztos, hogy a látszó sebesség értéke ugyanaz 1998-ban és 2010-ben is. Továbbá azzal a feltételezéssel is éltünk, hogy a valódi fényességi hőmérséklet (T_{int}) mindkét epochában megegyezik az ekvipartíciós értékkel. A két epochában számított Lorentz-faktor értékeket a Kellermann és társai [1] által készített ábrán (15. ábra) tüntettük fel az összehasonlítás érdekében. Az ábra alapján elmondható, hogy az általuk vizsgált kvazárok többségének Lorentz-faktora 5-25 érték körüli, tehát eredményeink beleillenek ebbe az eloszlásba.



15. ábra. 49 forrás alapján készített Lorentz-faktor hisztogram [1], feltüntetve az általunk két epochában számított értékeket is.

7. Összefoglalás

Munkánk során az 1998-as és 2010-es VLBI adatok alapján térképeket készítettünk a J1429+5406 (1427+543) jelű, $z = 3.013$ -as vöröseltolódású rádiókvazárról. Az egyes jetkomponensekre körszimmetrikus, kétdimenziós Gauss-függvényeket illesztettünk, ezáltal összehasonlíthatóvá vált a korábban mások által publikált eredményekkel [7]. A térképeken és a modellillesztés alapján a jetkomponensek közül a második (b ill. B jelzésű) komponenst tudtuk egyértelműen beazonosítani – akár sak Britzen és társai –, ezért ennek sajátmozgását számítottuk ki, immár hosszabb időt átfogó mérések alapján. Az általunk számított sajátmozgás értéke 0.014 ± 0.005 mas/év. A korábbi, irodalmi értékkel ellentétben nekünk sikerült meghatározni szignifikáns módon a kiválasztott komponens sajátmozgását. Ennek felhasználásával a látszó sebességre $\beta_{app} = 1.4 \pm 0.4$ adódik. A számított látszó sebesség nem kiugróan szuperluminális, a fénysebességet éppen meghaladja.

A jetkomponens látszó sebességének kiszámításához kb. 17 évet átfogó VLBI mérési adatokat használtunk fel. A nagy vöröseltolódású J1429+5406 kvazárral együtt mozgó rendszerben ez mindössze 4 évnek felel meg. E rövid idő alatt is jelentős változások figyelhetők meg nem csak a jet szerkezetében, de a kvazár fluxussűrűségében is, ahogy azt térképeink és modellillesztéseink igazolják.

Méréseink alapján kísérletet tettünk a jet fizikai és geometriai paramétereinek meghatározása is. Eredményeink szerint a jet látóiránnyal bezárt szöge néhány foknál is kisebb, a plazma mozgását jellemző Lorentz-faktor pedig 5 és 16 körüli értéket vesz fel. A munka jelentősége, hogy nagyon kevés ilyen távoli kvazárra állnak rendelkezésre megbízható mérési adatok. Összehasonlítva a J1429+5406 és közelebbi (kisebb vöröseltolódású) kvazárok jellemzőit, hasonló fizikai paramétereket kapunk.

Hivatkozások

- [1] Kellermann, „Sub-milliarcsecond imaging of quasars and active galactic nuclei. III. kinematics of radio jets,” *ApJ*, vol. 609, pp. 539–563, 2004.
- [2] D. Kemény, „Szuperluminális jetek VLBI térképezése”, Diplomamunka, ELTE, 2001.
- [3] K. E. Gabányi, „A kvazárok gyors fényességváltozásai rádiótartományban,” *Fizikai Szemle*, p. 354, 2009.
- [4] S. Frey and L. Mosoni, „A short introduction to radio interferometric image reconstruction,” *New Astronomy Reviews*, vol. 53, pp. 307–311, 2009.
- [5] S. Frey, „Rádiógalaxisok és kvazárok,” *Csillagászati évkönyv*, pp. 178–187, 1998.
- [6] B. G. Clark, „Interferometers and coherence theory,” *ASP Conference Series*, vol. 82, p. 3, 1995.
- [7] S. Britzen, R. C. Vermeulen, R. M. Campbell, G. B. Taylor, T. J. Pearson, A. C. S. Readhead, W. Xu, I. W. Browne, D. R. Henstock, and P. Wilkinson, „A multi-epoch VLBI survey of the kinematics of CJK sources. II. Analysis of the kinematics,” *A&A*, vol. 484, pp. 119–142, 2008.
- [8] J. F. Helmboldt, G. B. Taylor, S. Tremblay, and C. D. Fassnacht, „The VLBA imaging and polarimetry survey at 5 GHz,” *ApJ*, vol. 658, pp. 203–216, 2007.
- [9] S. Frey, Z. Paragi, L. I. Gurvits, K. E. Gabányi, and D. Cseh, „Into the central 10 pc of the most distant known radio quasar,” *A&A*, vol. 531, L5, 2011.
- [10] M. C. Shepherd, „Difmap: an interactive program for synthesis imaging,” *ASP Conference Series*, vol. 125, 1997.

- [11] J. A. Högbom, „Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines,” *A&A*, vol. 15, p. 417, 1974.
- [12] S. Britzen, R. C. Vermeulen, G. B. Taylor, R. M. Campbell, T. J. Pearson, A. C. S. Readhead, W. Xu, I. W. A. Browne, D. R. Henstock, and P. Wilkinson, „A multi-epoch VLBI survey of the kinematics of CJK sources. I. Model-fit parameters and maps,” *A&A*, vol. 472, pp. 763–771, 2007.
- [13] E. Fomalont, „Image analysis,” *ASP Conference Series*, vol. 180, p. 301, 1999.
- [14] E. L. Wright, „A cosmology calculator for the world wide web,” *PASP*, vol. 118, 850, pp. 1711–1715, 2006.
<http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html> (2011. december 17).
- [15] P. Veres, S. Frey, Z. Paragi, and L. I. Gurvits, „Physical parameters of a relativistic jet at very high redshift: the case of the blazar J1430+4204,” *A&A*, vol. 512, A6, 2010.

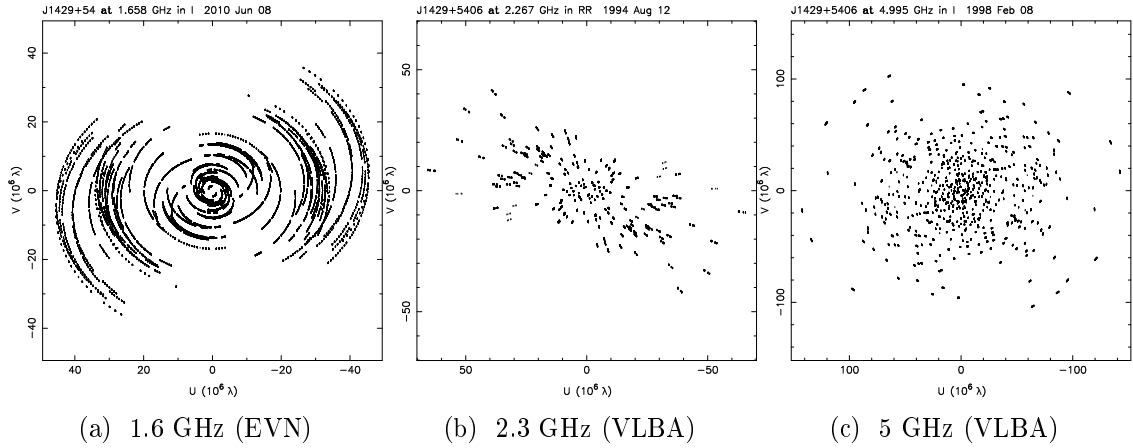
Függelék

Térképek további frekvenciákon

A kvazárt négy frekvencián térképeztük fel: 1.6 GHz (2010), 2.3 GHz (1994), 5 GHz (1998, 2010) 8.3 GHz (1994). Az 5 GHz adatok két epochában álltak rendelkezésünkre, valamint felhasználtunk egy 1993-as irodalmi eredményt is ahhoz, hogy sajátmozgást számítsunk. A további három frekvencián bemutatott térképek csak egy-egy időpontban készültek el, így ezekkel sajátmozgás számítás nem lehetséges. Az archív adatok forrása: www.astrogeo.org

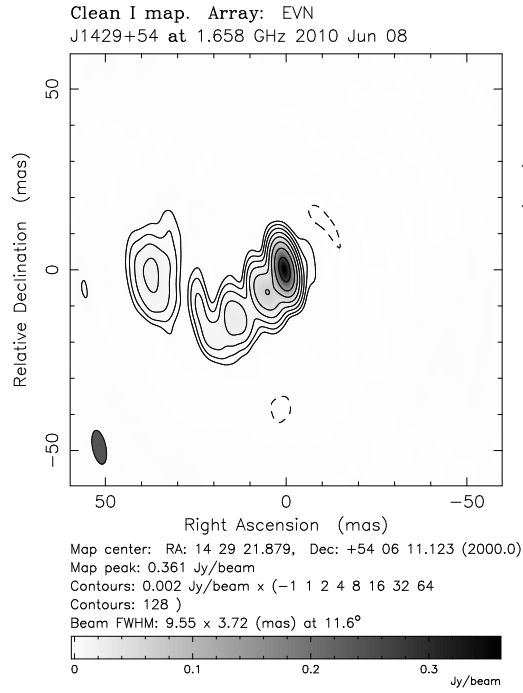
A négy különböző frekvencián készült képek a 17. a-d. ábrákon láthatók. A térképek felbontása más az eltérő frekvenciák miatt, valamint az antennahálózatok által adott $u - v$ lefedettségek miatt – 16. ábra.

A növekvő frekvenciákon készült térképek sorozatán jól látszik az egyre finomodó szögfelbontás. A kvazár kompakt magja – kis szögméretének, és a frekvenciától kevéssé függő fluxussűrűségének köszönhetően – mindenhol jól látszik. A jet kiterjedt rádiósugárzása a rá jellemző ún. meredek folytonos színek miatt a frekvencia növekedésével gyorsan halványodik, másrészt egyre inkább felbontottá is válik. Így a 8.3 GHz-es térképen már csak a jet legbelső része vehető ki.

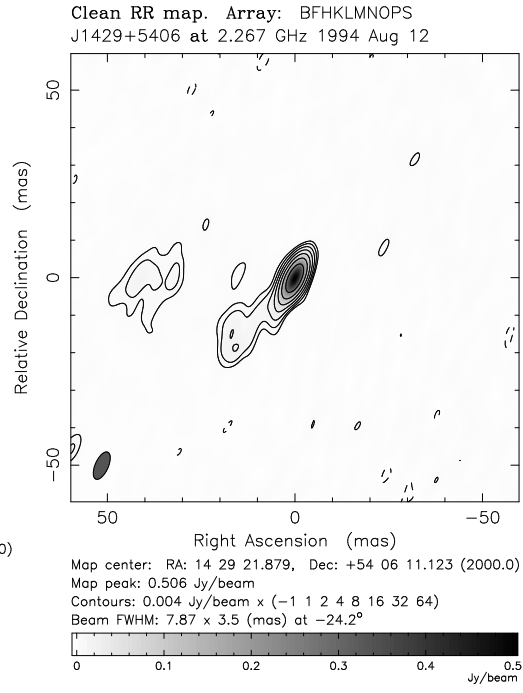


16. ábra. A 17. ábra térképeihez tartozó $u - v$ lefedettségek. A 8.3 GHz frekvencián végzett mérés $u - v$ lefedettsége jellegét tekintve azonos a 2.3 GHz mérésével. Különbség a tengelyek skálázásában van, hiszen az egységek hullámhossz szerint adóttak.

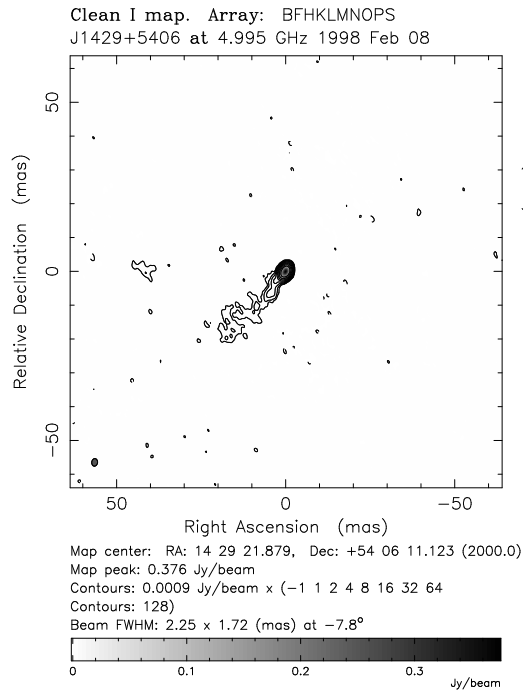
($\nu = 2.3 \text{ GHz} \rightarrow \lambda = 13 \text{ cm}$, $\nu = 8.3 \text{ GHz} \rightarrow \lambda = 3.6 \text{ cm}$, a leghosszabb bázisvonal közelítőleg 8000 km hosszú)



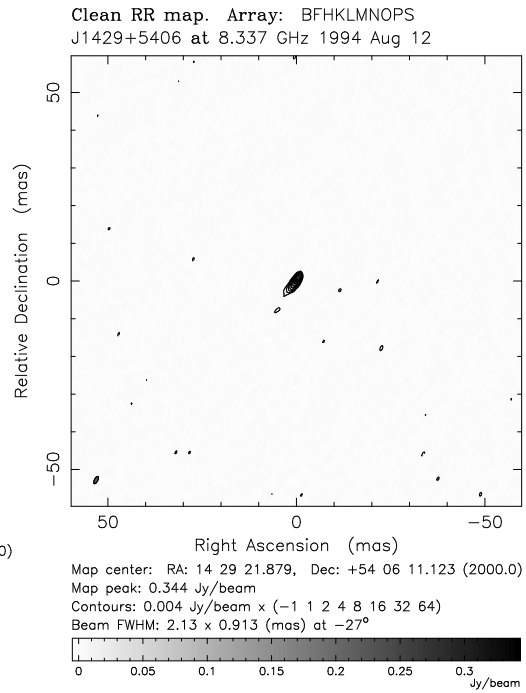
(a) 1.6 GHz, 2010 (EVN)



(b) 2.3 GHz, 1994 (VLBA)



(c) 5 GHz, 1998 (VLBA)



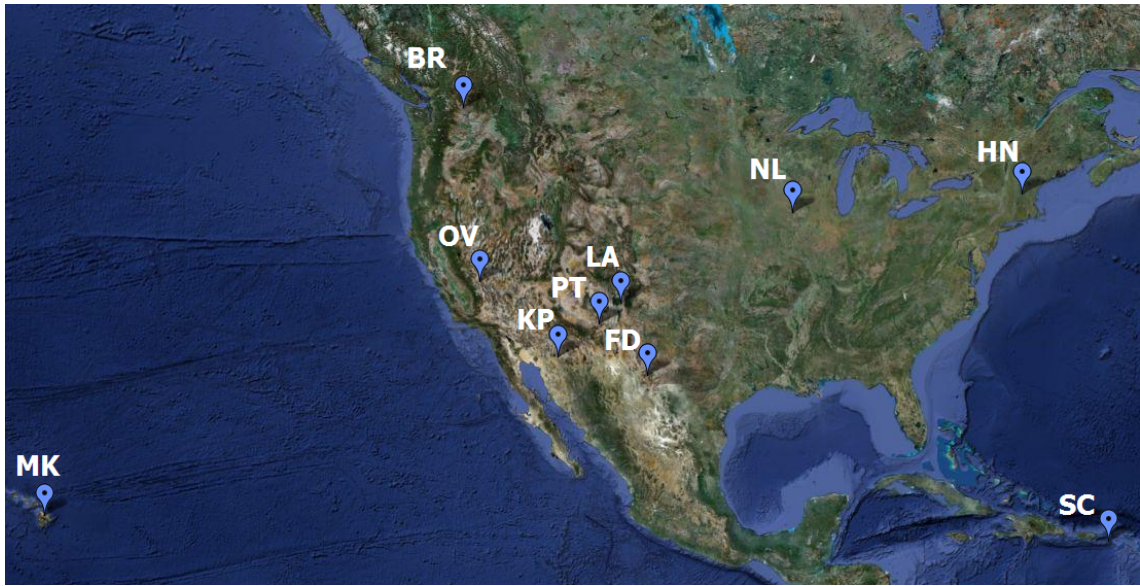
(d) 8.3 GHz, 1994 (VLBA)

17. ábra. A J1429+5406 jelű kvazárról készített térképek négy különböző frekvencián.

Mellékletek

European VLBI Network	Very Long Baseline Array
Jb - Jodrell Bank Lovell (UK)	BR - Brewster, Washington State
Jb - Jodrell Bank Mk2 (UK)	OV - Owens Valley, California
Cm - Cambridge (UK)	KP - Kitt Peak, Arizona
Wb - Westerbork (NL)	FD - Fort Davis, Texas
Ef - Effelsberg (D)	LA - Los Alamos, New Mexico
Mc - Medicina (I)	PT - Pie Town, New Mexico
Nt - Noto (I)	NL - North Liberty, Iowa
On - Onsala (S)	HN - Hancock, New Hampshire
Sh - Sheshan(Shanghai,CH)	SC - Saint Croix, US Virgin Islands
Ur - Nanshan(Urumqi,CH)	MK - Mauna Kea, Hawaii
Tr - Torun (PL)	
Mh - Metsaehovi (FI)	
Ys - Yebes (E)	
Ar - Arecibo (USA)	
Hh - Hartebeesthoek (SA)	
Wz - Wettzell (D)	
Sv - Svetloe (RU)	
Zc - Zelenchukskaya (RU)	
Bd - Badary (RU)	

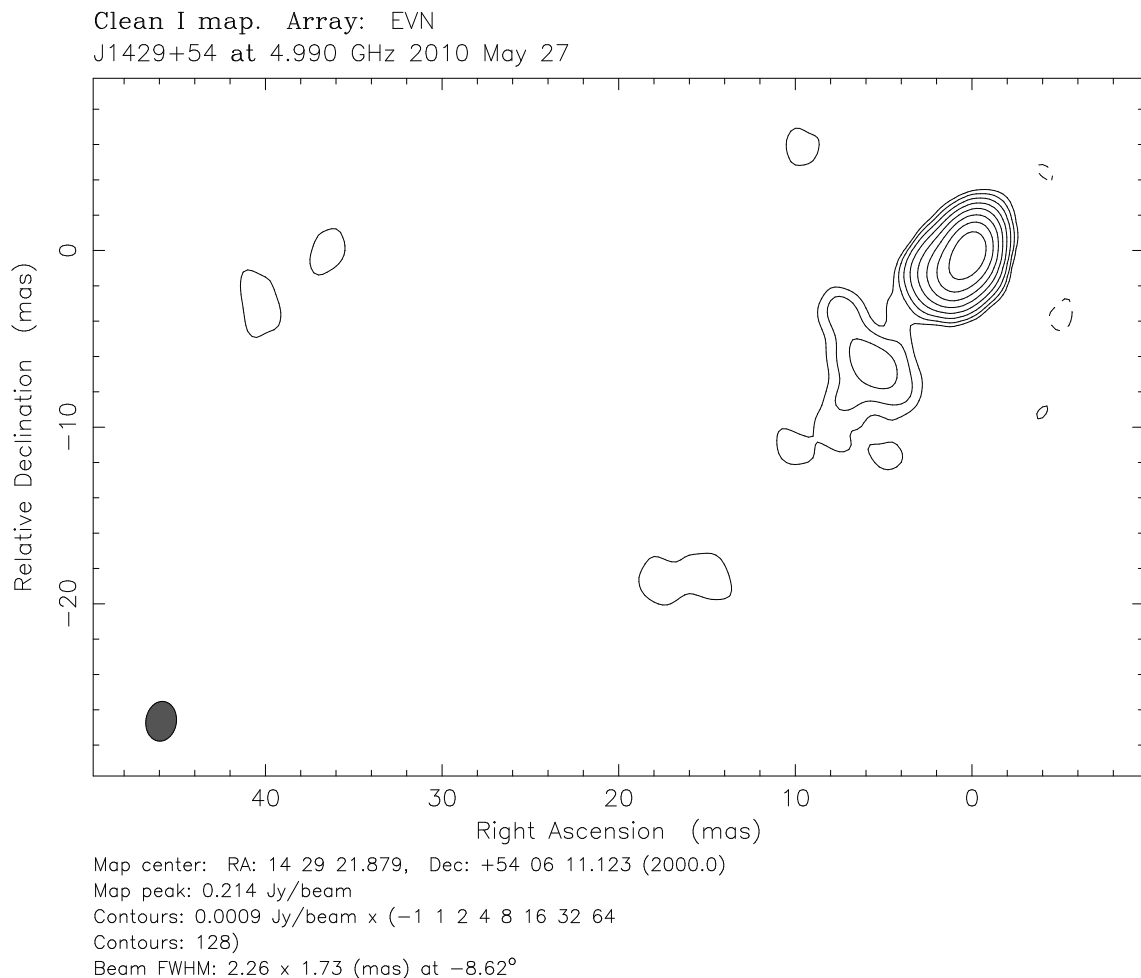
6. táblázat. A dolgozatban ismertetett VLBI hálózatok állomásai és azok jelölése – az állomások elhelyezkedése a következő oldali térképeken látható.



18. ábra. A Very Long Baseline Array antennahálózat elemei. Mind a 10 antenna 25 méter átmérőjű.



19. ábra. European VLBI Network antennahálózata. 18 független antenna tartozik hozzá, köztük a világ néhány legnagyobb és legérzékenyebb rádióteleszkópja. A 2010-es mérésben részt vett antennákat üres, zöld marker jelöli, a rendszer további elemeit pedig kék, közepén pöttyel.



20. ábra. A 2010-es epocha (EVN) clean térképe a VLBA hálózathoz tartozó felbontás alapján ábrázolva. Az ábra alatti paraméterekben szerepelnek: a térkép (0,0) koordinátájához tartozó égi koordináták; a térképen észlelhető legnagyobb intenzitás érték (0.214 Jy/beam); a kontúrok által szimbolizált intenzitási szintek. A térkép bal alsó sarkában látható kis ellipszis a VLBA hálózat $u - v$ lefedettségéből (4. ábra) adódó É-D, K-Ny irányú felbontást mutatja – számszerűen az alsó paramétersor adja meg. Látszik, hogy a 9. ábrához képest (mely a mérést végző, EVN hálózat felbontását alapul véve készült) nincs jelentős eltérés. Oka, hogy ezen beállítástól függetlenül az eredeti $u - v$ lefedettség változatlanul az EVN hálózat által adott, a mintavételezés pedig eleve sem tökéletes egyik esetben sem a VLBI technika sajátosságából eredően.