

KVAZÁROK GYORS FÉNYESSÉGVÁLTOZÁSAI RÁDIÓTARTOMÁNYBAN

Gabányi Krisztina Éva
MTA–BME Fizikai Geodézia és Geodinamikai Kutatócsoport

Aktív galaxismagoknak (*active galactic nuclei*, AGN) nevezzük az olyan galaxisok kompakt, központi magját, amelyek különösen nagy mennyiségű energiát bocsátanak ki. A legfényesebbek luminozitása akár egy ezres faktorialis meghaladhatja a „normális” galaxisokét. Az aktív galaxismag általában túlragyogja a galaxis csillagokból álló részét, így az sokszor könnyen meg sem figyelhető. Az első aktív galaxismagokat mint nagyon erős rádiósugárzó, de optikai tartományban csillagszerűen kompakt égitesteket fedezték fel. Innen származik a kvazár elnevezés, amely az angol *quasi-stellar radio source* (csillagszerű rádióforrás) kifejezés rövidítéséből ered. Később kiderült, hogy az aktív galaxismagok nemcsak a rádióhullámhosszokon, hanem az elektromágneses színek más tartományaiban is fényesen sugárzó objektumok. Sőt, ma már jóval több, a rádiótartományban kifejezetten halvány aktív galaxismagot ismerünk, amelyek sokkal erőteljesebben sugároznak más hullámhossztartományokban. A kvazár elnevezés viszont rögződött, és ma már nemcsak a főként rádiófrekvencián sugárzó aktív galaxismagokra használatos.

Az aktív galaxismagok központi energiaforrása egy szupernagy tömegű fekete lyuk (10^6 – 10^9 naptömeggel), amely környezetéből anyagot fog be. Az anyagbefogási korongra merőlegesen nagyenergiájú anyagkilövellések (*jetek*) indulnak ki (1. ábra). A jetek pontos keletkezése még nem teljesen ismert, de az biztos, hogy a kialakulásukban és fenntartásukban nagy szerepet játszik a mágneses tér. Az akkréciós korong síkjában helyezkedik el egy portórusz. Szigorúan véve

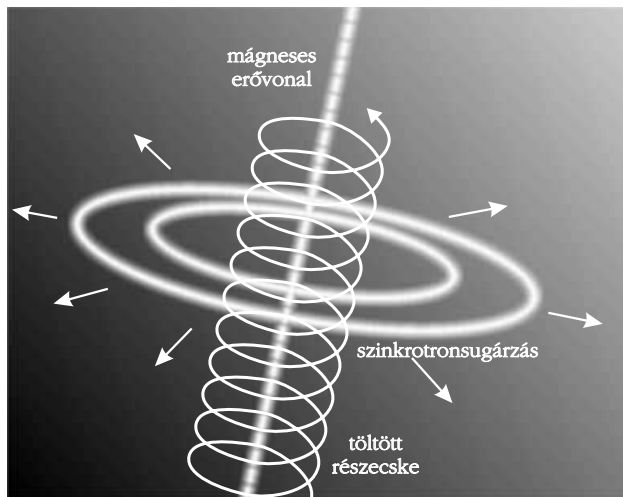
1. ábra. Illusztráció az aktív galaxismagok egyesített modelljéhez. A képen látható az anyagbefogási korong körül az árnyékoló portórusz és a korongra merőleges anyagkilövellések (jetek) is.

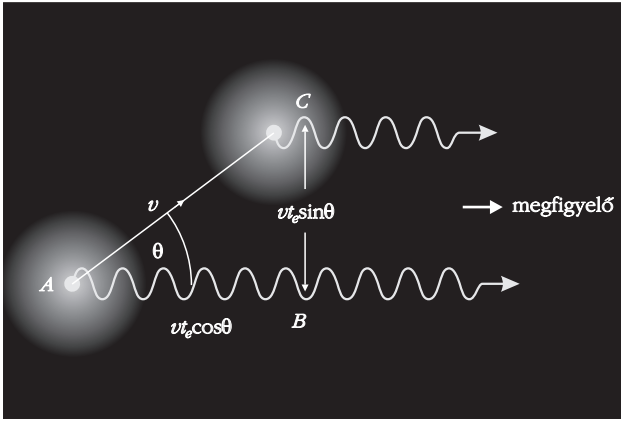


ennek pontos formája ismeretlen, de a tórusz az eddigi megfigyelések alapján jó közelítésnek tűnik. Ez alatt és felett különböző felhők találhatóak, amelyeket az optikai színekvonalai alapján a széles és keskeny vonalas területre osztanak (*broad line region*, BLR, és *narrow line region*, NLR). A színekben megjelenő vagy hiányzó tiltott átmenetekhez tartozó vonalokból a felhő sűrűségére, a vonalak szélességéből pedig a felhők sebességére következtethetünk. Eszerint a BLR felhők gyorsan mozgó, sűrű, míg az NLR felhők lassabb, ritkább objektumok. A nagyobb sebességű BLR helyezkedik el közelebb a központi fekete lyukhoz, míg az NLR távolabb található. Az árnyékoló anyag erősen anizotrop térbeli eloszlásának hatására a más-más látóirányból megfigyelt aktív galaxismagok nagyon különböző képet mutatnak és számos elnevezést kaptak: széles vonalas, vagy keskeny vonalas rádiógalaxisok, kvazárok, blazárok stb. Ezen kívül azonban a legfontosabb besorolási szempont az objektum fényessége rádiótartományban: megkülönböztetünk erősen rádiósugárzó, úgynevezett rádió-hangos és rádió-halk kvazárokat. Ez utóbbiakból nem indulnak ki hosszú, kollimált jetek. A továbbiakban csak rádió-hangos kvazárokról lesz szó.

A jeteknél a megfigyelések alapján feltételezett főbb sugárzási folyamatok a szinkrotronsugárzás és az inverz Compton-sugárzás. Előbbit relativisztikus sebességgel a mágneses erővonalak körül spirálvonalban mozgó töltött részecskék (jeteknél általában elektront vagy pozitront tételeznek fel) bocsátják ki (2. ábra). Az utóbbi akkor jelentkezik, amikor egy nagyenergiájú elektron kölcsönhatásba lép egy fotonnal, energiát adva át neki. Ezen két folyamat együttesen alakítja ki a fotoneloszlást. Elméleti számítások alapján [9] a fényesség nem haladhat meg egy bizo-

2. ábra. Illusztráció a szinkrotronsugárzáshoz.





3. ábra. Illusztráció a fénysebességet meghaladó látszólagos sebességek magyarázatához.

nyos határértéket. Ez az intenzitásérték fényességi hőmérsékletben kifejezve $T_b \approx 10^{11} - 10^{12}$ K.

A fényességi hőmérséklet azt adja meg, mennyi lenne egy feketetest hőmérséklete, ha a megfigyelt intenzitású sugárzást bocsátaná ki az adott hullámhosszon. A tökéletes feketetest sugárzását a Planck-törvény írja le:

$$I(\nu) = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

ahol c a fénysebesség, h a Planck-, k a Boltzmann-állandó, T a hőmérséklet, ν pedig a frekvencia. Rádiótartományban, amikor $h\nu \ll kT$, a Planck-törvényt közelíteni lehet a Rayleigh-Jeans-formulával:

$$I(\nu) = \frac{2 \nu^2 k T}{c^2}.$$

A képletben megjelenő T a már említett fényességi hőmérséklet:

$$T_b = \frac{I(\nu) c^2}{2 \nu^2 k}.$$

Tökéletes feketetest esetén ez ténylegesen az adott test hőmérsékletét adja meg. A kvazárok azonban korántsem tekinthetők feketetestnek, mi több, sugárzásuk sem termális. A fényességi hőmérsékletük tehát nem hőmérsékletet fejez ki, hanem az adott hullámhosszon érvényes intenzitás értékét adja meg.

Gyakran megfigyelünk az elméleti határértéket meghaladó fényességű kvazárokat. Ezt a jelenséget általában a relativisztikus nyalábolással lehet magyarázni. A jet olyan kis szögben látszik, hogy a relativisztikus sebességek és a speciális relativitáselmélet által leírt vetítési effektusok valamint az idődilatació miatt a megfigyelt fényességértékek és sebességek a valósnál nagyobbaknak látszanak. Ez a magyarázata a fénysebességet látszólag meghaladó sebességekkel mozgó (szuperlumináris) jetkomponenseknek is. Ez gyakori jelenség kvazároknál. A vetítési jelenség lényegét a 3. ábra foglalja össze. A sugárzó komponens A pontból C pont felé halad v sebességgel. Az A pont-

ban $t = 0$ időpillanatban és a C pontban $t = t_e$ pillanatban is fotont bocsát ki. Ezeket a $\Delta t = t_e(1 - \beta \cos \theta)$ időkülönbséggel észleljük, ahol β a sebesség mértéke fénysebesség-egységekben kifejezve. A látszólagos távolság a két komponens között $\Delta s = v t_e \sin \theta$. Tehát a látszólagos sebesség:

$$v_{app} = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{v \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}.$$

A nyalábolás mértékének leírására a Doppler-faktor használatos. A Doppler-faktor definíciója:

$$\delta = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta}.$$

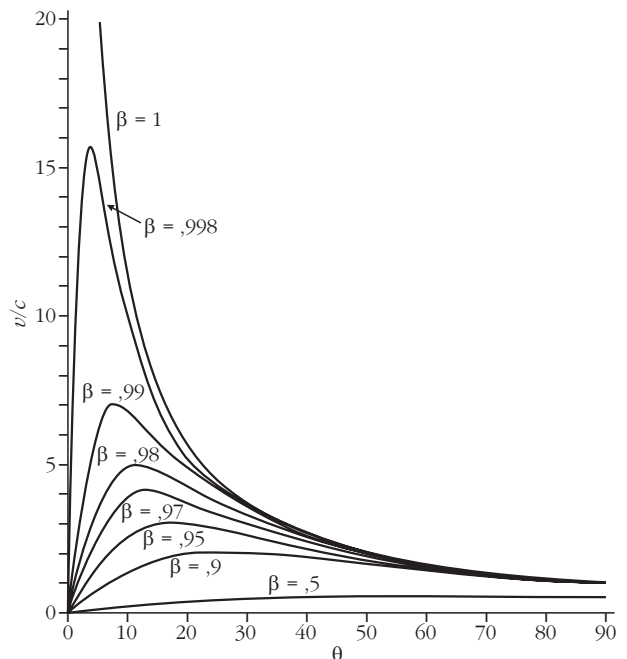
A látszólagos sebesség látószögtől és tényleges sebességtől való függését a 4. ábra szemlélteti. Az ábrán a különböző görbék mellett a Lorentz-faktor értéke van feltüntetve. A Lorentz-faktor definíciója:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Mint említettük, a relativisztikus nyalábolás befolyásolja (magnöveli) a mért fényességi hőmérsékletet is, így könnyen mérhetünk az említett elméletileg lehetséges értéknél nagyobb T_b -t.

A fényességi hőmérsékletet kvazárok rádiófénygörbéjéből is megbecsülhetjük. Az alapfeltevés az, hogy a rádiófényesség változásáért felelős tartomány mérete nem lehet nagyobb, mint a változás karakterisztikus ideje alatt az elektromágneses sugárzás által bejárható út. Ellenkező esetben az adott térrész egyes elemei nem lennének egymással ok-okozati kapcsolatban, tehát egymástól függetlenül, egymáshoz képest véletlen-

4. ábra. A látszólagos sebesség (ordináta) függése a látóiránytól (abszcissa). A görbék különböző Lorentz-faktor értékekhez tartoznak.



szerű változásokat mutatnának, ily módon hosszú távon a fényességváltozások kioltanák egymást – tehát végeredményben nem észlelhetnénk változásokat a kvazár fényességében. Mindezekből következik, hogy minél rövidebb időskálájú változásokat észlelünk, annál kompaktabb az a térrész, ahonnan a változások eredeztethetők. Így hát annál nagyobb a fényességi hőmérséklet is, mivel az a sugárzó objektum szögmeretének négyzetével fordítottan arányos. Ha pedig ez az érték meghaladja az említett elméleti határértéket, akkor máris kiszámolhatjuk a relativisztikus nyalábolás erősségét jellemző Doppler-faktort is, amely a mért (látszólagos) fényességi hőmérséklet és az elméleti határérték hányadosának köbgyöke.

Tehát kétféle mérésből, kétféle effektusból is megbecsülhetjük a relativisztikus nyalábolás mértékét egy kvazárnál: egyrészt mérhetjük a jetben észlelhető „csomók”, komponensek mozgása alapján, másrészt meghatározhatjuk a kvazár gyors fényváltozásainak karakterisztikus időskálájából is.

Bizonyos források esetében a kétféleképpen mérhető nyalábolás nagymértékben különbözhet egymástól. A kinematikán (a sugárzó komponensek mérhető elmozdulásán) alapuló technikával mért és számolt Doppler-faktorok pár tízes nagyságrendű, legfeljebb 50 körüli értékek. Ezzel szemben léteznek olyan extrém gyors fényességváltozást mutató kvazárok, amelyeknél ez az érték néhány száz, sőt egy esetben ezres nagyságrendű. Ezek órák, vagy akár csak 20 perces karakterisztikus időskálát mutatnak, angol elnevezésük *Intraday Variable* (IDV) források [6]. Az ellentmondás feloldására több elmélet is született, ezek közül a legtöbb megfigyelési bizonyítékot felmutatót fogjuk kifejteni.

A magyarázat lényege, hogy a változások nem magából a kvazárból erednek. Ezt terjedési elméletnek (*propagation theory*) is szokták nevezni. Lényege, hogy a látott fényességváltozásokat szóródási jelenséggel magyarázza: a távoli kvazárból érkező rádióhullámok a Tejútrendszer ionizált csillagközi anyagában szóródnak. Ezt észleljük úgy, mint extrém gyors sztochasztikus fényességingadozásokat. A jelenség hasonló ahhoz, ahogy a csillagok pislákolni látszanak az éjszakai égbolton a Föld légköre miatt. A turbulens atmoszféra miatt tűnik úgy, mintha a csillagok gyorsan változtatnák fényességüket.

A szóródási jelenség erőteljesen frekvenciafüggő. Általánosságban elmondható, hogy néhány GHz-es frekvencián (3–8 GHz) várjuk a legerősebb változásokat, míg ennél rövidebb hullámhosszknál egyre kevésbé lesz észlelhető a fényességingadozás. Ennél alacsonyabb frekvenciák felé haladva pedig a szóródási elmélet szerint a változások időskálája drasztikusan megnő. Ebben az esetben ezek a változások praktikusán azért nem követhetők nyomon, mert időskálájuk nagyon közel esik a kvazárokra jellemző egyéb (belső) folyamatok miatt bekövetkező fényességingadozásokéhoz.

A legmeggyőzőbb két megfigyelési bizonyíték a szóródási elmélet mellett a változások éves modulációja és a két (egymástól távol elhelyezkedő) teleszkóp által mért fénygörbék közötti időkésés.

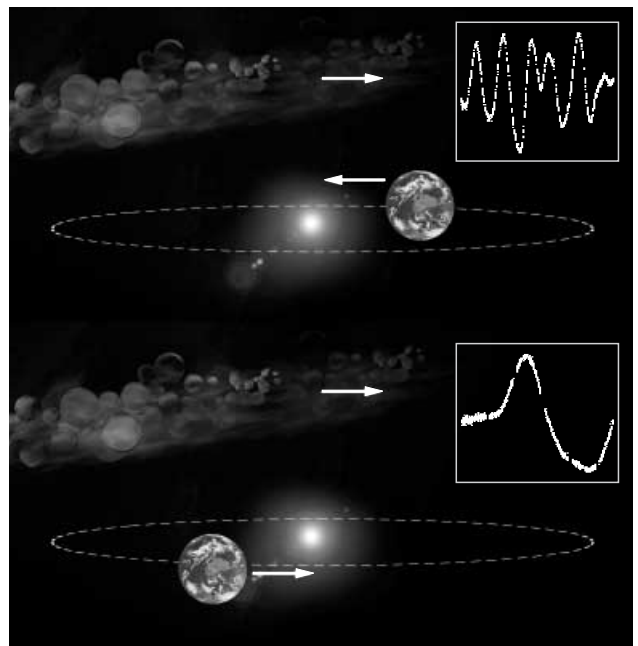
Éves moduláció

A jelenség lényege, hogy a kvazár fényességváltozásának karakterisztikus ideje az év különböző szakaszaiban más és más. Oka pedig a következő. A fényességváltozás periódusa fordítva arányos a szórófelhő és a megfigyelő relatív sebességével. A megfigyelő a Földön van, tehát sebessége az év során folyamatosan változik. Amikor a szórófelhő sebessége a Földével közel azonos irányú, akkor a relatív sebesség kicsi, a periódus hosszú, a fényességváltozás lassú. Fél évvel később, amikor a Nap körül keringő Föld az ellenkező irányba mozog, a relatív sebesség nagy lesz, a periódus rövid, tehát a fényességváltozások gyorsak (5. ábra).

Ezt a jelenséget a J1819+3845 jelű kvazárnál fedezték fel [4]. Azóta további négy-öt IDV forrásnál azonosítottak éves modulációt mutató időskála-változásokat. Az ilyen mérések erőforrás-igényesek és hosszadalmasak, hiszen több éven keresztül, az év különböző szakaszaiban kell megfigyelni a forrást. Méghozzá annyi ideig, hogy amikor „lassú” fázisban van, akkor is legyen elegendő adatunk az időskála pontosabb becsléséhez. Éppen ezért kevés ilyen forrást ismerünk. Az éves modulációt mutató források nagy része az extrém gyors IDV források közül kerül ki. Ezeknél az év azon szakaszában sem haladja meg az időskála az egy napot, amikor viszonylag lassú fényességváltozásokat mutatnak.

A MASIV (*The Micro-Arcsecond Scintillation-Induced Variability*) [10] projekt keretében közel 700 kompakt kvazárt és blazárt vizsgáltak meg az amerikai *Very Large Array* (VLA) rádióinterferométer-hálózatot használva. A VLA 27 rádióantennából áll, ezért egyszerre akár több forrást is megfigyelhetnek vele. Négy különböző időszakban, 2002 januárjában, márciusában, szeptemberében, valamint 2003 januárjában voltak

5. ábra. Az éves moduláció jelenség szemléltetése.



megfigyelések. A feldolgozási folyamat során megkíséreltek éves modulációra utaló jeleket keresni az IDV-t mutató források fénygörbéjében. Azt tételezték fel, hogy az IDV-t okozó felhők a Tejútrendszerben a lokális nyugalmi rendszerrel (*Local Standard of Rest*, LSR) együtt mozognak. Ez alapján általános „lassulást” vártak az év harmadik negyedében (tehát 2002. szeptemberi epochájukban). Ilyet azonban nem tapasztaltak. Könnyen előfordulhat azonban, hogy a szórófelhőknek van valamekkora sebessége az LSR-hez képest (a korábban említett éves modulációt mutató IDV forrásnál is ez volt a helyzet), amely persze más és más lehet felhőnként, tehát IDV forrásonként, illetve látóirányonként. Ebben az esetben azonban nem lehet ilyen kevés epochás mérésre támaszkodva az összes (vagy akár csak sok) IDV forrás esetében éves modulációra utaló jelet találni. Hiába egyértelmű (közvetlen) bizonyíték ez a jelenség a terjedési elmélet mellett, statisztikai lépésekben úgy tűnik, sajnos nem alkalmazható.

Időkésés

A PKS0405-385 jelű forrásnál figyelték meg ezt a jelenséget először [7]. A kvazárt egyszerre monitorozták a VLA-val (Új-Mexikó, USA) és az ausztrál kompakt hálózat (*Australia Telescope Compact Array*, ATCA) rádióantenna-rendszerrel. A két rögzített fénygörbe teljesen hasonló volt, de köztük körülbelül két perces időkésés látszott.

Ennek megértéséhez a szóró közeget úgy érdemes elképzelni, mint ami helyenként fókuszálja, helyenként defokuszálja a kvazár rádiójeleit. Így tehát a földi megfigyelő egy ilyen, fényes és sötét foltokból álló „szőnyegen” halad keresztül – ezt észleli intenzitásnövekedésként és -csökkenésként. Ezért, amikor egymástól nagyon távol elhelyezkedő rádióantennákkal figyelik meg a fénygörbét, különböző földrajzi helyeken különböző időpontokban láthatók a maximumok és minimumok.

A két megfigyelőhely között fellépő időkésés jelensége egyértelműen bizonyítja, hogy az adott forrás esetében az IDV jelenséget közeli, csillagközi anyag okozza. Sajnos azonban ez a módszer csak nagyon gyors időskálájú változások esetén működik. Így nem csoda, hogy csak a leggyorsabb IDV források esetében figyelték meg (a már említetten kívül a J1819+3845-nél [3] és a PKS1257-326-nál [1]).

Következésképp egyik egyértelműen bizonyítható megfigyelést sem lehet „nagyüzemben” elvégezni az IDV források vizsgálatára.

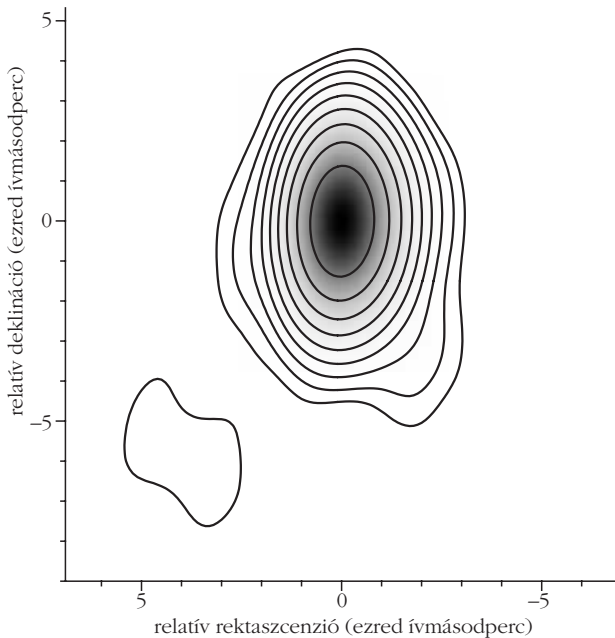
Egy közvetett bizonyíték a terjedési elmélet mellett a szórási jelenség már korábban említett erőteljes frekvenciafüggésén alapul. Ha a megfigyelt változások magasabb frekvenciákon a modell által jósolt mértékben változnak, akkor nagy valószínűséggel szóródás okozza azokat. Ha magasabb rádiófrekvenciákon (például 22 GHz-en, 86 GHz-en) is jelentős, az alacsonyabb frekvenciákhoz hasonló időskálájú változásokat látunk, akkor azokat nem lehet ezzel a szóró-dási jelenséggel magyarázni.

Némiképp hasonló az S5 0716+714 IDV-t mutató blazár esete [12]. Egy időben végzett optikai és rádió-megfigyelések ugyanis azt mutatták, hogy a rádiótartományban mért gyors fényességváltozások korrelálnak az optikai tartományban mért fényességváltozásokkal. Ha ez nem véletlen egybeesés, akkor azt jelenti, hogy ebben az esetben például nem alkalmazható a terjedési elmélet. Hiszen az csak a rádióhullámok szóródását jósolja.

A változások karakterisztikus időskálája nemcsak a megfigyelő és a szórófelhő relatív sebességétől függ, hanem a felhő távolságától és kvazár szögmeretétől is. Csak megfelelően kompakt források mutathatnak szóró-dási jelenséget, hasonlóan ahhoz, hogy csak a csillagokat látjuk pislákolni az égbolton, a nagyobb szögátmérőjű bolygókat nem. Amíg azonban egy csillag kompaktsága – legalábbis emberi időléptékkal mérve – nem változik, egy kvazárnál ez könnyen előfordulhat. Gyakori jelenség, hogy egy új jetkomponens megjelenése előtt a kvazár látszó szögmerete megnő. Egy átlagos kvazár esetében pedig új komponensek akár félévente is megjelenhetnek. Átmenetileg akár teljesen le is állhat a gyors fényességváltozás [8]. Ez tovább bonyolítja az IDV jelenség megfigyelését és értelmezését.

A csillagközi szóródás esetében is léteznek azonban olyan objektumok, amelyek pontszerűnek tekinthetők (akárcsak a csillagok a bolygókhoz képest). Ezek az égitestek a pulzárok. A pulzár erős mágneses mezejű neutroncsillag, amely mágneses pólusainak irányából nagyon erős elektromágneses sugárzást (rádió-, röntgen- vagy gammatartományban) bocsát ki. Mivel mágneses tengelye nem esik egybe forgástengelyével, így sugárzása szabályos időközönként felvillanó pulzálásként figyelhető meg. (Világítótorny effektusnak is szokták nevezni, mivel a világítótorny fénycsóvjához hasonlóan „söpör” végig szabályos időközönként a pulzár fénye a megfigyelőn.) A pulzárok rádiójeleit, hasonlóan a kvazárokéhoz, szintén szórja a csillagközi anyag. A felfedezést követően [11], már a hatvanas évek vége óta használnak pulzárokat arra, hogy feltérképezzék a Tejútrendszer ionizált csillagközi anyagát. ([2] az egyik legfrissebb ilyen modell mutatja be.) Sajnos csak néhány ismert IDV forrás látóirányának közelében található pulzárok, pedig segítségükkel jóval pontosabban meg lehetne határozni a szórásért felelős csillagközi felhő alapvető tulajdonságait, köztük természetesen a legfontosabbat, a távolságát is.

Ha nem áll rendelkezésre egy jól viselkedő pulzár az IDV forrás közelében, akkor csak a kvazár szögmeretét ismerve következtethetünk a szórófelhő távolságára. Minél kisebb egy forrás, annál távolabbi szórófelhő okozhatja az adott időskálájú változásokat. Viszont kevésbé kompakt forrás esetén a gyors változásokhoz közeli felhőket kell feltételezni. Általánosságban mondhatjuk, hogy rádiófényes kvazár (vagy blazár) kompakt komponensének nagysága nagyjából ismert (100 milliomod ívmásodperc nagyságrendű). Ezt összevetve az IDV karakterisztikus időskálájával megállapítható, hogy a rádióhullámok szórásáért felelős anyag nagyjából a Naprendszer 300 fényéves kör-



6. ábra. A J1128+592 jelű kvazár VLBA-val készült rádióintenzitás-térképe.

nyezetében található, tehát az úgynevezett Lokális buborékon belül. A korábban már említett akár húsz perces változásokat is mutató IDV forrásoknál a szórófelhő távolsága kevesebb, mint 100 fényév. Folynak olyan kutatások is, amelyek ismert IDV források irányát vetik össze a Naprendszer környezetét leíró, feltérképező katalógusokkal. Vannak arra utaló jelek, hogy IDV forrásokat gyakrabban látunk a csillagközi felhők találkozási felületeinek irányában, ahol a feltételezések szerint turbulensebb az ionizált anyag.

Fentebb csak egy általános szögmeretet adtunk meg a kvazárookra. A nagyon hosszú bázisvonalú rádió-interferométeres (*Very Long Baseline Interferometry*, VLBI) technikát használva azonban lehetőség nyílik arra, hogy a kompakt IDV források méretére pontosabb felső határértéket adjunk.

A J1128+592 jelű IDV forrást vizsgáltuk az amerikai *Very Long Baseline Array* (VLBA) rádió-interferométerrel. Ez a rádióantenna-hálózat 10 egyforma, egyenként 25 méter átmérőjű elemből áll, amelyek a Virgin-szigetektől Hawaii-ig helyezkednek el az USA területén. Az antennák egyszerre figyelik meg ugyanazt az égi objektumot, és az adatokat rögzítik. Később a mért jeleket a korrelátorban „játsszák vissza”, és alakítják ki az interferenciát az egyes teleszkópok között. Az interferométeres technikát használva az elérhető felbontás a leghosszabb bázisvonalal (két elem közti legnagyobb távolsággal) fordítottan arányos. Ez a VLBA rendszer esetében 8000 km. 5 GHz-en az elérhető szögfelbontás ~1,5 ezred ívmásodperc. A J1128+592 jelű kvazár VLBA méréséből készített rádióintenzitás térkép látható a 6. ábrán.

A J1128+592 jelű kvazárt az elmúlt három évben monitoroztuk a németországi effelsbergi és a kínai urumcsi rádióantennákkal. A fényességváltozások karakterisztikus időskálájából és VLBA mérésekből meghatározott látszó szögmeretből a szórófelhő távol-

ságára 120 fényév adódott [5]. A friss VLBA méréseket összehasonlítva az archív, három évvel korábbi megfigyelésekkel, azt is megállapítottuk, hogy a J1128+592 gyors fényességváltozásának amplitúdójában megfigyelt csökkenéséért a forrás szögmeretének megnövekedése felelős.

Összefoglalva elmondhatjuk, hogy a kvazárok esetében a rádiótartományban tapasztalt nagyon gyors fényességváltozások nagy valószínűséggel nem jelentik feltétlenül azt, hogy az adott objektum extrém kompakt lenne. De ahhoz, hogy a kvazárról érkező rádióhullámok csillagközi térben való szóródását mi fényességváltozásként érzékelhessük, mégiscsak relatíve kompakt forrásra van szükségünk. Minél kompaktabb az objektum, annál valószínűbb, hogy mutat IDV jelenséget. Pontszerű, távoli, fényes forrásokra pedig szükség van, hiszen ezek az elhanyagolható sajátmozgású égitestek jelölik ki a nemzetközi égi vonatkoztatási rendszert (*International Celestial Reference Frame*, ICRF). Ez az inerciarendszer legjobb gyakorlati megvalósítása, amelynek segítségével például a Föld forgása és tengelyirányának változása nagy pontossággal tanulmányozható a VLBI technika geodéziai alkalmazása révén. Az IDV jelenséget mutató kvazárokat, blazárokat érdemes tehát megvizsgálni, alkalmasak-e az ICRF-ben való használatra. Az IDV jelenség, vagy akár a Naprendszer körüli csillagközi anyag kutatóinak pedig hasznos lehet a jelenlegi ICRF források vizsgálata.

Irodalom

1. Bignall H. E., Macquart J.-P., Jauncey D. L., et al.: Rapid Interstellar Scintillation of PKS1257-326: Two-Station Pattern Time Delays and Constraints on Scattering and Microarcsecond Source Structure. *Astrophysical Journal* 652 (2006) 1050.
2. Cordes J. M., Lazio T. J. W.: NE2001. II. Using Radio Propagation Data to Construct a Model for the Galactic Distribution of Free Electrons. eprint arXiv:astro-ph/0301598 (2003)
3. Dennett-Thorpe J., de Bruyn: Interstellar Scintillation as the Origin of the Rapid Radio Variability of the Quasar J1819+3845. *Nature* 415 (2002) 57.
4. Dennett-Thorpe J., de Bruyn: Monitoring the Microarcsecond Quasar J1819+3845. *Astrophysics and Space Science* 278 (2001) 101.
5. Gabányi K. É., Marchili N., Krichbaum T. P., et al.: Very long baseline array observations of the intraday variable source J1128+592. *Astronomy and Astrophysics* (elfogadva).
6. Heeschen D. S., Krichbaum T. P., Schalinski C. J., Witzel A.: Rapid variability of extragalactic radio sources. *Astronomical Journal* 94 (1987) 1493.
7. Jauncey D. L., Kedziora-Chudczer L. L., Lovell J. E. J.: The Origin of Intra-Day Variability. *Astrophysical Phenomena Revealed by Space VLBI, Proceedings of the VSOP Symposium*, held at the Institute of Space and Astronautical Science, Sagami-hara, Kanagawa, Japan, January 19–21, 2000, Szerkesztők: H. Hirabayashi, P. G. Edwards, D. W. Murphy, (2000), 147.
8. Kedziora-Chudczer L.: Long-term monitoring of the intra-day variable quasar PKS 0405-385. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 369 (2006) 449.
9. Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K., The Spectra of Opaque Radio Sources. *Astrophysical Journal* 155 (1969) L71.
10. Lovell J. E. J., Rickett B. J., Macquart J. P., et al.: The Micro-Arcsecond Scintillation-Induced Variability (MASIV) Survey. II. The First Four Epochs. *The Astrophysical Journal* 689 (2008) 108.
11. Rickett B. J.: Frequency Structure of Pulsar Intensity Variations. *Nature* 221 (1969) 158.
12. Wagner S. J., Witzel A., Heidt J.: Rapid Variability in S5 0716+714 across the Electromagnetic Spectrum. *Astronomical Journal* 111 (1996) 2187.