

SLIKA ČRNE LUKNJE

JON VEHOVAR

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Napredek tehnologije je radijskim astronomom omogočil združitev oddaljenih teleskopov, da delujejo kot eden, s premerom zrcala primerljivem premeru Zemlje. Ločljivost takega teleskopa je bila dovolj visoka, da so lahko izvedli prva neposredna opazovanja okolice črne luknje v središču galaksije in M87. Podatki ponujajo edinstveno priložnost za preverjanje Einsteinove teorije relativnosti na velikostnih skalah, ki do nedavnega še niso bile dosegljive. V skladu s teoretičnimi napovedmi in numeričnimi modeli slike kažejo notranjo zatemnitev, ki jo obdaja prstan, katerega asimetrija izvira iz vrtenja črne luknje okoli lastne osi ter Dopplerjevega učinka zaradi kroženja vpadajočega plina.

IMAGE OF A BLACK HOLE

Technological advancements enabled radio astronomers to combine remotely located telescopes to work as one, with the diameter comparable to Earth's. Its resolution was sufficient to support first direct observations of the vicinity of the supermassive black holes at the center of our Milky Way and M87. Produced data enable a unique opportunity for testing Einstein's theory of relativity on scales which haven't been accessible until recently. As predicted by theoretical and numerical modelling images show a central depression in brightness surrounded by a bright ring which is asymmetric due to the spinning of a black hole around its rotational axis and relativistic beaming of the infalling plasma.

1. Uvod

Dovolj masivna telesa v vesolju lahko dosežejo stanje, ko lastne teže ne morejo več podpirati in se sesedejo v črno luknjo. Iz njih ne more pobegniti nič, niti svetloba, za opis zadoščajo masa, vrtilna količina in električni naboj. Predvidi jih Einsteinova teorija splošne relativnosti, pomemben prispevek k njihovem vplivu na okolico pa je naredil Roy Kerr leta 1963 z rešitvijo enačb polja, ki opisujejo vrtečo se črno luknjo brez naboja. Čeprav rešitev ne vsebuje vseh treh količin, ki opišejo črno luknjo, je poleg mase veliko bolj verjetno, da ima znatno vrtilno količino kot pa naboj [1].

Črne luknje imajo širok razpon mas, ki sega od reda mase Sonca (M_{\odot}) do $\sim 10^{10} M_{\odot}$. Kljub temu, da jih ne moremo opazovati neposredno, lahko opazujemo njihov vpliv na okolico. Ta je lahko gravitacijsko lečenje svetlobe teles, ki so za črno luknjo, ali pa izsev snovi, ki pada vanjo. Ta se pogosto uredi v akrecijski disk, kjer lahko izseva do 40% svoje mirovne mase. Poleg izseva akrecijskega diska lahko pride do nastanka relativističnega curka, ki ima nezanemarljiv izsev v primerjavi z ostalimi komponentami in je ponavadi pravokoten na ravnino, ki jo določa disk. Izvor energije zanj je lahko akrecijski tok ali pa rotacijska energija črne luknje v kombinaciji z magnetnimi polji [1, 2].

Za manjše črne luknje v dvojnih sistemih je lahko vir snovi spremljajoča zvezda, za večje pa kar okoliški plin. Take obstajajo v središčih galaksij in pojasnijo mehanizem proizvodnje izseva aktivnih galaktičnih jeder (AGN, *active galactic nucleus*) z masami, ki določajo zgornjo mejo njihovega razpona. AGNji so eden najbolj svetlih stalnih virov sevanja v vesolju, a v naši okolici ne dosegajo zelo visokih nivojev akrecije [2].

Če je snov v akrecijskem disku propustna za določeno obliko sevanja, se lahko dovolj fotonov ujame v nestabilne orbite na razdalji ~ 10 radijev črne luknje in od tod sevajo. Za opazovalca, ne glede na kot pogleda, izsev izgleda kot prstan okoli temne sredine, celoten prstan pa leži znotraj slike lečenega akrecijskega diska [2].

Opazovanje črnih lukenj je bilo do nedavnega večinoma posredno z opazovanjem orbit zvezd v bližini Sgr A* (črna luknja v jedru naše Galaksije) [3], meritvijo gravitacijskih valov zlivanja črnih lukenj [4], svetlobnimi krivuljami AGNjev, opazovanjem rentgenskih dvozzvezdij [1] in mikrolečenjem.

Prve rezultate neposrednih opazovanj je objavila kolaboracija EHT (Event Horizon Telescope) [2] 10. aprila 2019 s slikami bližnje okolice M87* (črna luknja v jedru galaksije M87) z resolucijo $\sim 20 \mu\text{as}^1$ in potrdila, da je večinoma skladna z napovedmi splošne relativnosti. Izjemno visoko ločljivost so dosegli z združitvijo podatkov osmih teleskopov na šestih različnih krajih v navidezen teleskop s premerom zrcala podobnemu premeru Zemlje.

V poglavju 2. razložim osnove interferometrije in procesov rekonstrukcije interferometričnih meritev. Nato v poglavju 3. opišem opazovalno aparaturo in obdelavo meritev. V poglavju 4. je analiza podatkov in opis postopkov rekonstrukcije slike. Nazadnje v poglavju 5. razložim fizikalni pomen meritev.

2. Interferometrija

Z večanjem zbiralne površine teleskopa ne pridobimo le na izboljšanju razmerja med signalom in šumom S/N, temveč tudi na maksimalni resoluciji. Slednjo opisuje enačba $\theta = k \frac{\lambda}{D}$, kjer je $k \sim 1$ odvisen od teleskopa, λ valovna dolžina pri kateri opazujemo, D pa premer instrumenta. Če želimo razločiti strukture z manjšo kotno velikostjo, moramo ali znižati valovno dolžino pri kateri opazujemo ali povečati premer zbiralne površine. Glede valovne dolžine zemeljskim teleskopom težave povzroča turbulenca v atmosferi in absorpcija. Nepravilnosti, ki jih povzroča prva, lahko omejimo z uporabo adaptivne optike, absorpciji pa se najlažje izognemo s postavitvijo teleskopov v vesolje, a jim tam druge tehnične omejitve omejujejo premer. Tudi če odmislimo navedeno problematiko, je velikost zrcal na Zemlji omejena zaradi zmogljivosti gradbenih materialov. Deformacije odbojne površine zaradi lastne teže je možno aktivno popravljati. Zrcala radijskih teleskopov so lahko zgrajena na način, da so deformacije le specifičnega tipa, kjer signal naknadno obdelamo ter jih upoštevamo. Največji enozrcalni radijski teleskopi dosegaajo velikosti reda 100 m, a si je težko predstavljati praktična zrcala, ki bi bila velika nekaj km [5].

2.1 Van Cittert-Zernikov teorem

Omejitve ločljivosti enozrcalnih teleskopov lahko presežemo z interferometričnimi metodami. Da to lahko res naredimo, je ključen Van Cittert-Zernikov teorem. Za namene tega seminarja se omejimo na izpeljavo ob predpostavki valovanja v le enem stanju polarizacije, prostorsko nekoherentnega, stacionarnega in izsevanega z velike razdalje (ravninsko). Za opis istega valovanja v dveh točkah P_1 in P_2 je dobra mera njuna koherenca. Monokromatsko ravno valovanje je popolnoma koherentno, njegovo nasprotje pa je poljubno valovanje, sestavljeno iz mnogo različnih frekvenc. Kvantitativno lahko mero koherence opišemo s časovnim povprečenjem v obliki medsebojne koherenčne funkcije

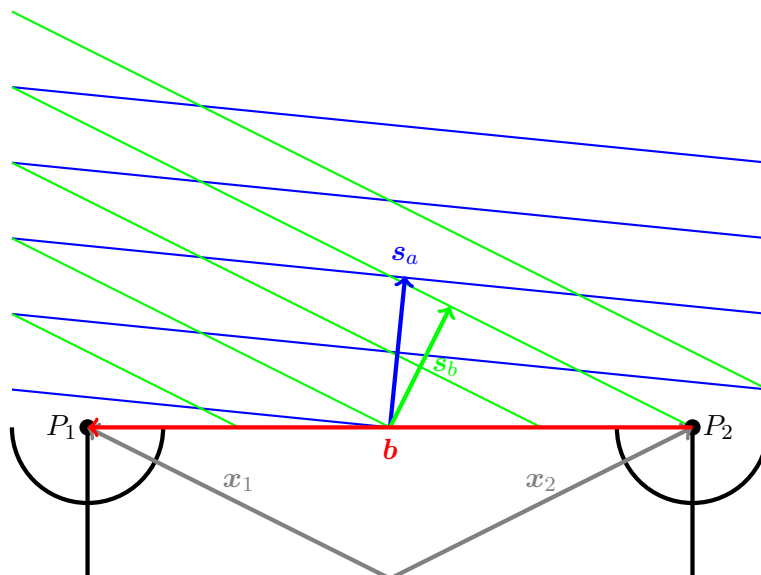
$$\Gamma(P_1, P_2, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U(P_1, t) U^*(P_2, t + \tau) dt = \langle U(P_1, t) U^*(P_2, t + \tau) \rangle, \quad (1)$$

kjer je $U(P_i, t)$ vrednost polja v točki P_i ob času t , τ časovni zamik ter T časovni interval integracije. Kot preprost primer lahko izračunamo koherenco polja, sestavljega iz opazovanih izvorov $U_a = U_{0a} e^{i(k\mathbf{s}_a \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$ in $U_b = U_{0b} e^{i(k\mathbf{s}_b \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$, kjer sta \mathbf{s}_i enotska vektorja širjenja polja, k (valovno število) in ω (frekvenca) pa enaka pri U_a in U_b . Skica postavitve na sliki 1 prikazuje valovne fronte teh dveh valovanj in postavitev detektorjev valovanja v točkah $P_{1,2}$. Seštevek $U = U_a + U_b$ vstavimo v enačbo (1) in dobimo

$$\begin{aligned} \langle U(P_1, t_1) U^*(P_2, t_2) \rangle &= \langle [U_a(P_1, t_1) + U_b(P_1, t_1)] [U_a(P_2, t_2) + U_b(P_2, t_2)]^* \rangle \\ &= \langle U_a(P_1, t_1) U_a^*(P_2, t_2) \rangle + \langle U_b(P_1, t_1) U_b^*(P_2, t_2) \rangle + \\ &\quad + \langle U_a(P_1, t_1) U_b^*(P_2, t_2) \rangle + \langle U_b(P_1, t_1) U_a^*(P_2, t_2) \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

¹1 $\mu\text{as} = 10^{-6}$ as. as je enota za kotne sekunde (angl. arcsecond).

Slika črne luknje



Slika 1. Shema najbolj osnovnega polja teleskopov z dvema elementoma. Teleskopa opazujeta ravno valovanje dveh virov, ki prihaja iz smeri s_a in s_b . Detektorja ležita na koordinatah x_1 in x_2 , ki ju povezuje osnovnica $\mathbf{b} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$.

Če predpostavimo, da sta polji U_a in U_b nekoherentni, bosta korelaciji v zadnji vrstici enaki 0.² Enačbo (2) razpišemo v obliko

$$\begin{aligned} \Gamma(P_1, P_2, \tau) &= \langle U_a(P_1, t) U_a^*(P_2, t + \tau) \rangle + \langle U_b(P_1, t) U_b^*(P_2, t + \tau) \rangle \\ &= |U_{0a}|^2 e^{i(k\mathbf{s}_a \cdot \mathbf{b} - \omega\tau)} + |U_{0b}|^2 e^{i(k\mathbf{s}_b \cdot \mathbf{b} - \omega\tau)}, \end{aligned} \quad (3)$$

kjer je $\mathbf{b} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$ osnovnica. Po vzoru dveh virov lahko zapišemo Γ za poljubno število virov, kjer $U(P, t) = \sum_n U_n(P, t)$. Takrat velja

$$\langle U_m(P_1, t) U_n^*(P_2, t + \tau) \rangle = \delta_{mn} |U_{0n}|^2 e^{i(k\mathbf{s}_n \cdot \mathbf{b} - \omega\tau)} \quad \text{ter} \quad (4)$$

$$\Gamma(\mathbf{b}, \tau) = \langle U(P_1, t) U^*(P_2, t + \tau) \rangle = \sum_n |U_{0n}|^2 e^{i(k\mathbf{s}_n \cdot \mathbf{b} - \omega\tau)}. \quad (5)$$

Do integralske formulacije pridemo, ko postavimo $n \rightarrow \infty$ in dobimo monokromatsko verzijo van Cittert-Zernikovega teorema

$$\Gamma(\mathbf{u}, \tau) = \iint I(\mathbf{s}) e^{i(k\mathbf{s}\mathbf{u} + \omega\tau)} d\mathbf{s}, \quad (6)$$

kjer je $I(\mathbf{s})$ intenziteta valovanja [5].

Teorem lahko najpreprosteje praktično apliciramo na primeru interferometra iz dveh elementov. Detektorja postavimo v ravnino uv , z osnovnico v enotah valovne dolžine $\frac{b}{\lambda} = (u, v, 0)$ in enotski vektor \mathbf{s} zapišemo s parametroma l in m , da velja $\mathbf{s} = \left(l, m, \sqrt{1 - l^2 - m^2} \right)$. Če izberemo $\tau = 0$, lahko enačbo (6) zapišemo v obliki

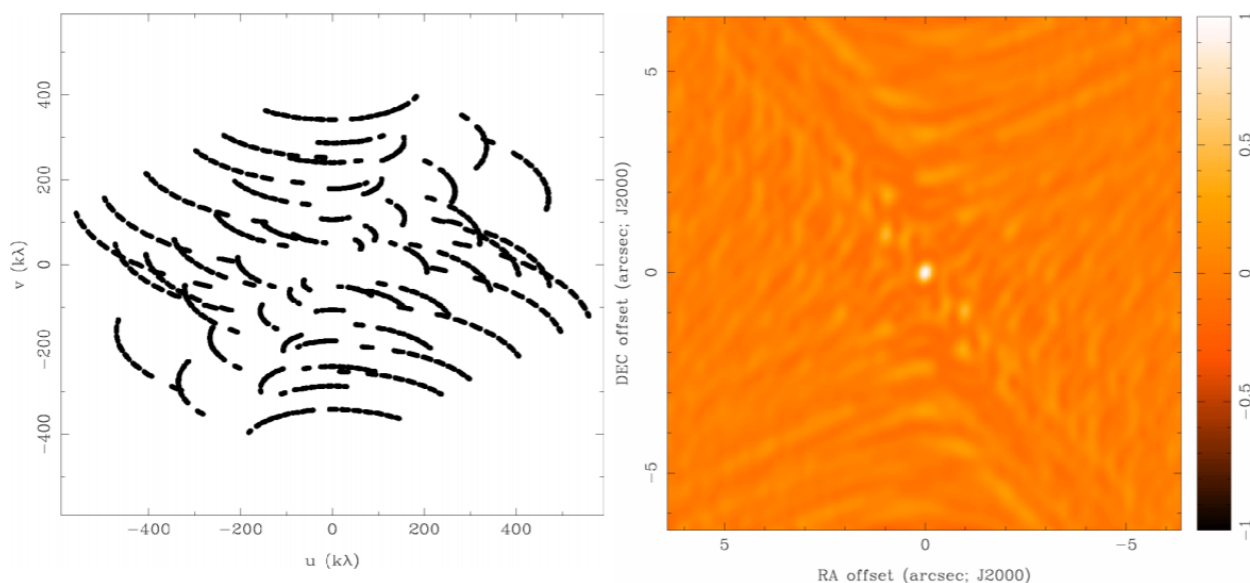
$$V_\nu(u, v) = \iint I(l, m) e^{2\pi i(u l + v m)} dl dm, \quad (7)$$

kjer količino V_ν poimenujemo kontrast (*visibility*) pri frekvenci valovanja ν in predstavlja dvodimenzionalno Fourierovo transformacijo intenzitete neba. Ločljivost takega dvo-elementnega interferometra, s teleskopoma na razdalji b , je reda $\frac{\lambda}{b}$ [5].

S parom teleskopov pri določeni frekvenci izmerimo le eno vrednost kontrasta, kar ni dovolj za inverzno Fourierovo transformacijo, ki bi nam dala dejansko sliko. Večina interferometrov je

²To sicer ni res za monokromatsko valovanje, ki je neprekinjeno, velja pa, če pride do občasnih faznih zamikov.

zato sestavljena iz mnogo teleskopov, ki imajo več smeri povezav – merijo vrednosti $V(u, v)$ za različne (u, v) – in jih imenujemo polja teleskopov. Polje teleskopov z N elementi nam torej poda $N(N - 1)/2$ vrednosti kontrasta. Ta vrednost je pravzaprav za faktor 2 premajhna, a so dodatne vrednosti le kompleksne konjugiranke že znanih kontrastov in se nahajajo na $(-u, -v)$. Če je opazovani vir sevanja časovno nespremenljiv, lahko izkoristimo rotacijo Zemlje okoli lastne osi, da kontrast izmerimo še pri drugih koordinatah (u, v) , saj se glede na opazovani vir osnovnice navidežno spreminjajo. Uporaba tega principa je prikazana na sliki 2, kjer je vidno pokritje uv ravnine polja teleskopov z 8 elementi in slika, ki jo proizvede ob opazovanju točkastega vira. K tem meritvam lahko dodamo še raztege vseh vektorjev, če so detektorji zmožni meriti pri več valovnih dolžinah hkrati (u in v sta v enotah valovne dolžine, tako da sprememba slednje vpliva na njuno velikost) [5].



Slika 2. Pokritje uv (levo) in slika za točkast vir izmerjen z njim (desno). Pokritje je nastalo iz polja teleskopov z 8 elementi, ki so skupaj izmerili 240 vrednosti kontrasta na različnih koordinatah (u, v) . Vir: [6]

2.2 Rekonstrukcija

Kljub prej navedenim poskusom, da se uv ravnina karseda gosto napolni, v praksi ne izmerimo dovolj vrednosti, da bi lahko preprosto izvedli Fourierovo transformacijo $V(u, v)$ in dobili kvalitetno sliko $(I(l, m))$. Zato so razvili metode, ki na različne načine poizkušajo najti čim boljše približke intenzitet, ki poustvarijo zaznane vrednosti kontrasta. Še prej je meritve kontrasta za namene digitalne obdelave potrebno pretvoriti na mrežo. Napolni se jo z metodami, ki interpolirajo znane vrednosti kontrasta, izmerjene na neenakomerni mreži [5].

Izračunano sliko opiše konvolucija $I_D(l, m) = P_D(l, m) * I'(l, m)$, kjer je I_D slika pridobljena z direktno Fourierovo transformacijo (DFT), drugače poimenovana tudi umazana karta (*dirty map*), P_D odziv interferometra na točkast izvor, ki mu pravimo umazani žarek (*dirty beam*) in $I'(l, m)$ slika, ki še ni bila popravljena zaradi smerne odvisnosti odziva teleskopa na signal. Umazani žarek lahko razumemo kot funkcijo, ki popači izvirno $I(l, m)$, da ta vsebuje le tiste prostorske frekvence, ki jih vzorci polja teleskopov. Intenziteto $I(l, m)$ dobimo z dekonvolucijo, ki ne da enoznačne rešitve. Cilj metod rekonstrukcije je najti rešitev, ki je pri izbranih predpostavkah najbolj ustrezna, a neposredna določitev “najboljše” rešitve ni mogoča [5].

2.2.1 Proces CLEAN

Ena najpopularnejših metod za izboljšavo slik interferometrov je metoda CLEAN. Ta aproksimira porazdelitev intenzitete kot vsoto najmanjšega možnega števila točkastih virov [7]. Ideja postopka deluje približno tako:

1. poišči maksimum slike ($I(l, m)$),
2. na tej točki ustvari točkast vir z nekim deležem intenzitete maksimuma,
3. izračunaj konvolucijo tega izvora z umazanim žarkom,
4. dobljeno konvolucijo odštej sliki,
5. ponavljaj korake 1–4 dokler preostala slika ni pod nekim pragom (npr. ko postanejo ostanki primerljivi s šumom),
6. vse uporabljene točkaste vire seštej v sliko in na njej izvedi konvolucijo z estetsko primerno funkcijo (npr. Gauss) [8, 9].

Naprednejša oblika metode doda še gladko komponento, ko najde rešitev za točkaste vire. Ne-točkaste vire je, kljub temeljem metode, mogoče iskati preko knjižnice struktur, ki vsebujejo možne elemente strukture vira sevanja [7].

2.2.2 Regularizirano maksimalno verjetje (RML)

Metode tipa RML (*regularized maximum likelihood*) modelirajo sliko v obliki mreže slikovnih točk, ki jo preko Fourierove transformacije primerjajo s podatki. Glede na metode tipa CLEAN je RML bolj prilagodljiva pri upoštevanju omejitev rešitve in njene raznolikosti glede na izmerjen izvor sevanja. Cilj metode je minimizirati funkcijo, ki za argument vzame intenziteto I , kjer se med drugim uravnava kako pomembno vlogo igrajo podatki in kako pomembne so predhodne predpostavke o viru. Slednje lahko govorijo o entropiji slike (ni prava entropija, to je izraz za neko Bayesijsko količino [7]), gladkosti, raztresenosti (slike ali gradienta), itd [10].

Metoda je posebna v tem, da dosega nekolikšno mero "superločljivosti", ki izboljša teoretično ločljivost $\sim \frac{\lambda}{b}$ za faktor 2 – 3 [11].

3. EHT polje teleskopov

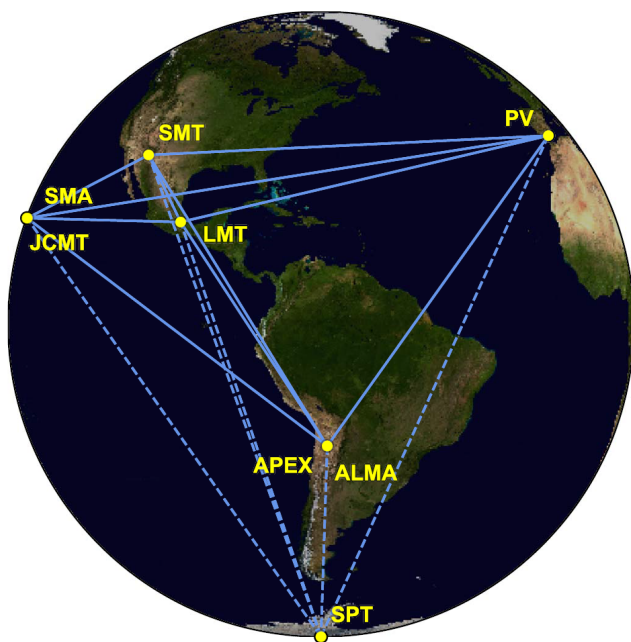
Večina radijskih polj teleskopov prenaša signal do korelatorjev, ki računajo korelacijske koeficiente r_{ij} ,

$$r_{ij} = \frac{\langle x_i x_j^* \rangle}{\eta_Q \sqrt{\langle x_i x_i^* \rangle \langle x_j x_j^* \rangle}}, \quad (8)$$

kjer sta $x_{i,j}$ signala teleskopov i in j ter η_Q digitalni korekcijski faktor, ki kompenzira nizkubitno vzorčenje ($\eta_Q = 0.88$ za optimalno 2-bitno meritev, tj. število bitov, ki opisujejo vrednost posamezne meritve signala). r_{ij} so s kontrastom povezani kot $r_{ij} = g_i g_j^* V_{ij}$, kjer sta $g_{i,j}$ pretvornika signala detektorja [12].

Velika količina podatkov, ki jo posamezni teleskopi proizvedejo in potreba po dobro znanem časovnem zamiku prihoda signala do različnih teleskopov, omejujeta kako dolge so osnovnice. Ekstremni primer je niz teleskopov e-MERLIN (enhanced Multi-Element Radio Linked Interferometer Network), kjer optična vlakna povezujejo polje teleskopov z največjo razdaljo med teleskopi

~ 200 km, ki pri opazovalni frekvenci 24 GHz dosega ločljivost ~ 10 mas. Za doseganje višjih ločljivosti je potrebno povišati opazovano frekvenco in podaljšati osnovnice, za kar so potrebne metode, ki omogočajo shranjevanje podatkov za kasnejšo obdelavo [13, 5].



Slika 3. Prikaz geografskih leg 8 teleskopov na 6 različnih lokacijah in njihove osnovnice. Neprekinjene črte povezujejo teleskope, ki so opazovali M87, prekinjene pa so bile uporabljene za kalibracijski kvazar [2]. Vir: [2].

dolžino ($\sim 1,3$ mm), pokritje uv ravnine preko izkoriščanja vrtenja Zemlje, zanesljiva prozornost atmosfere na observatorijih na visokih legah za daljša opazovanja, optično tanek material v okolici črne luknje, ki prepušča opazovane valovne dolžine sinhrotronskega sevanja in dovolj nizek nivo medvezdne disperzije, ki dopušča opazovanje Sgr A* [11].

3.1 Instrumentacija

Večina teleskopov, ki sestavljajo EHT in sami niso polja teleskopov, snema obe polarizaciji svetlobe v dveh frekvenčnih pasovih širine 4 GHz okoli srednje frekvence ~ 226 GHz na način, kot je prikazan na sliki 4. Ti uporabljajo vodikov maser⁴ kot referenco za frekvenco v analognih in digitalnih sistemih pri procesiranju signala. Podatkovno obremenitev sistema zmanjšajo s pretvorbo 4 GHz pasov pri visoki frekvenci na dva 2 GHz pasova pri nižji. Analogen signal se nato pretvori v digitalen zapis in shrani na snemalno napravo, ki je sestavljena tako, da vzporedno piše na 32 trdih diskov pri skupni hitrosti 16 Gbps. Za dva 4 GHz pasova in dve polarizaciji posamezen teleskop tako proizvaja podatke pri hitrosti 64 Gbps in jih zapisuje na 128 trdih diskov. Taka oprema ima ~ 1 PB prostora in zadostuje za približno 6 dni opazovanj, če teleskop ne sodeluje pri vseh opazovanjih, sicer pa potrebuje še en set opreme. Tako lahko ocenimo, da celoten EHT potrebuje 15 PB prostora za izvedbo opazovanj. Kapaciteta shrambe pravzaprav ni neposredno pogojena s tehnološkimi omejitvami, temveč finančnimi. Cena hrambe podatkov je glavni strošek korelacije pri VLBI (*Very*

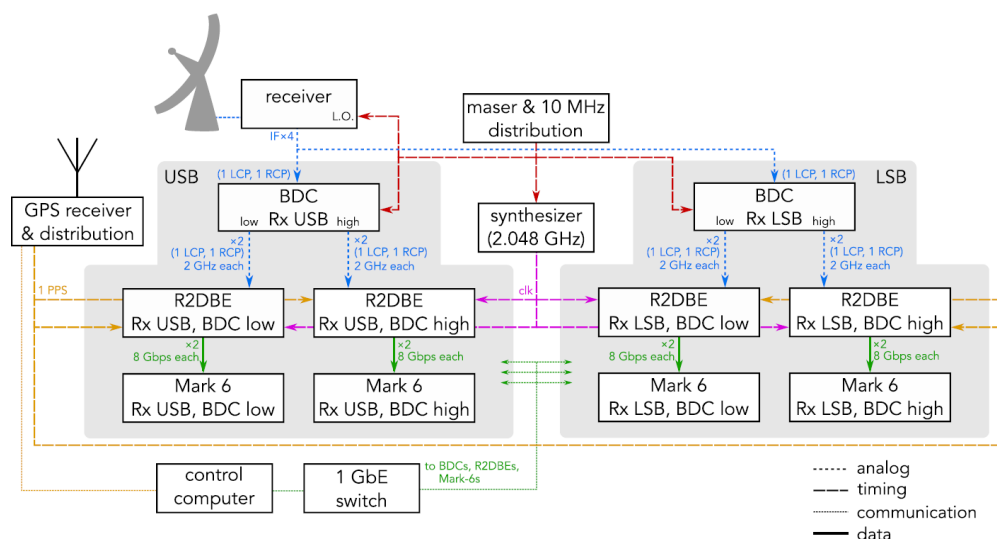
³Gbps je kratica za hitrost prenosa podatkov, giga bitov na sekundo.

⁴Naprava, ki v resonančni votlini hrani le vodikove atome v določenem stanju. Ti izsevajo fotone mikrovalovne frekvence, z njimi pa spodbujajo tudi ostale atome, da storijo isto. Resonančna votlina pomaga ohranjati samovzbujajoče mikrovalovno polje. Taka naprava je vir mikrovalovnega signala, ki ima zelo ostro določeno frekvenco in se ohranja, dokler se v votlino dovajajo novi vodikovi atomi [14].

Prav tako polje teleskopov je EHT (*Event Horizon Telescope*), ki ga sestavljajo elementi, katerih razdalje segajo od 160 m do 10 700 km. Ti so ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter array*) in APEX (*Atacama Pathfinder Experiment telescope*) v Čilu, LMT (*Large Millimeter Telescope Alfonso Serrano*) v Mehiki, IRAM 30 m teleskop na Pico Veleta (PV) v Španiji, SMT (*Submillimeter Telescope Observatory*) v Arizoni, JCMT (*James Clerk Maxwell Telescope*) in SMA (*Submillimeter Array*) na Havajih ter SPT (*South Pole Telescope*) na Antarktiki, z legami natančneje predstavljenimi na sliki 3. Skupaj dosega nominalno mejno resolucijo ~ 25 μ as [2].

Nastanek EHT so omogočili znanstveni in tehnološki napredki. Med slednje spada razvoj visokohitrostne opreme za zajem in shranjevanje podatkov. Te lahko sprejemajo pri hitrostih do 64 Gbps³ in s tem povečajo občutljivost polja teleskopov na signal. Ključna je tudi velikost Zemlje v kombinaciji z opazovano valovno

Long Baseline Interferometry) in je tudi pomemben razlog za izbiro 2-bitnega vzorčenja [11].



Slika 4. Diagram prve stopnje obdelave meritev opazovanj enozrcalnega teleskopa kot komponente EHT. Skupen tok podatkov je 64 Gbps in se vzporedno zapisuje na 128 trdih diskov. Vir: [11]

Lokalno časovno usklajenost pri opazovanju zagotavljajo z vodikovim maserjem, globalno pa preko GPS. Prvi je bolj stabilen na 10 s časovnih skalah, ki so tudi čas ene meritve EHT, drugi pa je na 1 s skalah nenatančen zaradi motenj ionosfere, a je boljši na časovnih skalah $>10^4$ s [11].

3.2 Opazovanje

Zaradi svojega velikega kotnega premera sta bili za opazovanje izbrani črni luknji Sgr A* in M87*. Optimalen čas za izvajanje meritev sta marec in april, ko sta ti nad obzorjem ponoči. Takrat je na severni polobli (kjer je večina elementov polja teleskopov EHT) bolj ustrezno tudi vreme, saj sta propustnost atmosfere in njena turbulenca pomembna dejavnika za kakovost pridobljenih podatkov.

Za obetavno opazovanje mora biti zagotovljeno dolgo obdobje časa opazovanja tarč, širok razpon paralaktičnih kotov (kot med nebesnim severnim polom in lokalnim zenitom) za polarimetrijo, čim daljše navidezne osnovnice med teleskopi, naključni časi in dolžine opazovanja Sgr A* za analizo njene periodičnosti, dobro pokritje uv ravnine ter premori za usmerjanje teleskopov in kalibracijo. Kalibracijski viri so AGN, ki na nebu ležijo v bližini opazovanih teles, saj so svetli in nerazsežni. Ti se uporabljajo za iskanje interferenčnih prog, kalibracijo pri pretvorbi podatkov na nižje frekvence in polarizacijsko kalibracijo [11].

Obdelava podatkov in kalibracija je grobo opisana v dodatku A, a je za namene tega članka ni treba razumeti.

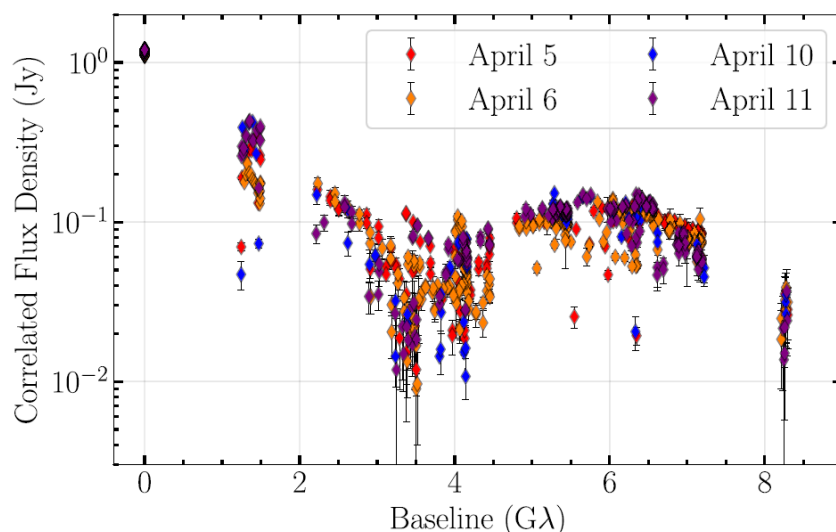
4. Interpretacija podatkov

4.1 Ne-slikovne informacije

Že pred obdelavo podatkov v slike lahko iz njih razberemo lastnosti opazovanega telesa. Čeprav so kontrasti porazdeljeni po uv ravnini, lahko z izrisom njihove amplitude v odvisnosti od dolžine osnovnic ocenimo radialno simetričnost, dimenzije ter časovno spremenljivost (meritve so izvedene v razponu enega tedna). Na sliki 5 sta dva minimuma, prvi pri $\sim 3,4 G\lambda$, drugi pa pri $\sim 8,3 G\lambda$ ⁵. S Fourierovo transformacijo teh podatkov za M87* lahko zaključimo, da je opazovano telo kotne

⁵ $G\lambda$ kratica za dolžino osnovnice v enotah valovne dolžine, pri kateri opazujemo

velikosti $\lesssim 50 \mu\text{as}$ z rahlo asimetrijo in zmerno časovno spremenljivo. Slednje ocenjujejo iz faz in amplitud kontrasta na koordinatah uv ravnine velikosti prvega minimuma, kjer so te količine še posebej občutljive na te procese [12].



Slika 5. Meritve gostote toka v odvisnosti od razdalje osnovnice v enotah valovne dolžine. Čeprav so različne osnovnice pod kotom, ta enodimenzionalna poenostavitev kaže, da je opazovano telo dokaj radialno simetrično, a ne popolnoma, ter da ni točkast vir. Vir: [12]

V kombinaciji z opazovanji pri daljših valovnih dolžinah, meritve na dolgih osnovnicah podajo omejitve izseva kompaktne strukture jedra M87. Ker se je izkazalo, da je razpon teh vrednosti velik, so to upoštevali kasneje pri pogoju, ki določa kakšen izsev naj ima slika [10].

4.2 Izračun slike

4.2.1 Pričakovana slika

Popularna hipoteza o osrednjem telesu v M87 je, da se tam nahaja črna luknja, obdana z debelim, a optično redkim akrecijskim diskom. EHT ga opazuje pri valovnih dolžinah, kjer je plazma dovolj optično tanka, da prepušča sinhrotronsko sevanje. Akrecijski disk ni nujno orientiran tako, da ga opazovalec vidi “od zgoraj”, a na slikah EHT izgleda tako. Vzrok za to je, da je slika najsvetlejša tam, kjer pot pogleda prepotuje najdaljšo pot skozi plazmo. Naivno seveda lahko pričakujemo, da bomo videli disk, kot ga ima npr. Saturn, a je zaradi prisotnosti mase črne luknje tam prostor ukrivljen tako, da bo najdaljša pot pogleda skozi disk potekala drugje. Opazovani prstan je območje z radijem reda Schwarzschildovega radija (seveda večjim od le tega), kjer se nahajajo ftonske orbite, temno območje na sredini pa predstavlja vse optične poti, ki se zaključijo v dogodkovnem obzorju. Pregled različnih GRMHD (*general-relativistic magnetohydrodynamics*) modelov pokaže, da je njegova azimutalna asimetrija v glavnem posledica vrtenja črne luknje ter Dopplerjevega pojava, ne pa lastnosti plazme, ki svetlobo oddaja [15].

4.2.2 Prve slike

Kot že omenjeno v poglavjih 2.2, 2.2.1 in 2.2.2, je problem inverzije uv ravnine v fizičen prostor brez edinstvene rešitve. Metode, ki to izvajajo, potrebujejo določene predpostavke, ki jih je težko objektivno določiti. Naloga določanja le teh preostane uporabniku, kar je obsežen problem zaradi velikega prostora parametrov. Prav zaradi te obsežnosti je treba ugotoviti, katere lastnosti slike so astrofizikalnega izvora in katere lastne metodi rekonstrukcije [10].

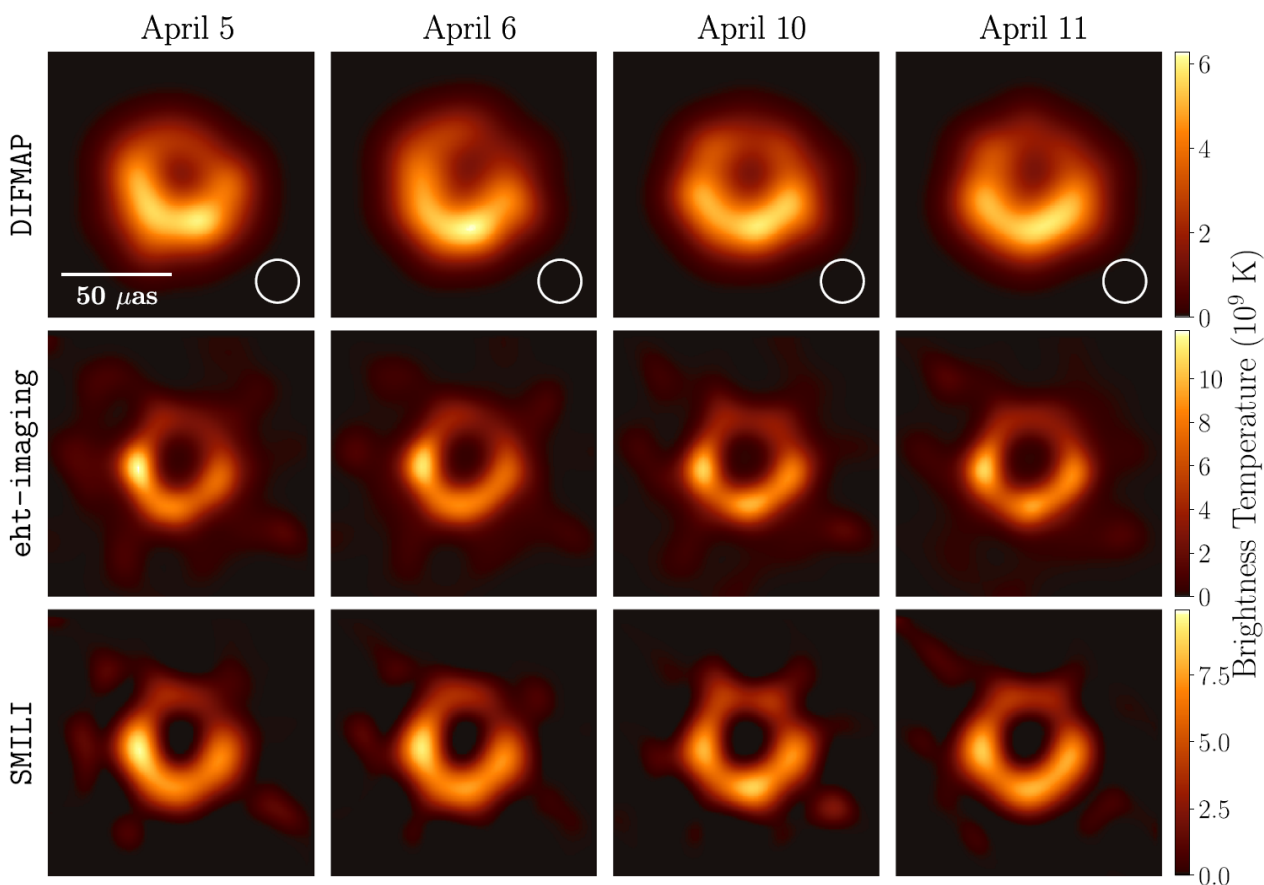
Pristranskosti so se v kolaboraciji EHT poizkusili izogniti z izvedbo prve stopnje analize v štirih neodvisnih skupinah, dve sta uporabljali različni RML metodi, dve pa CLEAN. Člani ločenih skupin med seboj niso smeli govoriti rezultatih in niti o lastnostih podatkov, ki bi lahko vplivali na končne rezultate. Vse skupine so proizvedle slike prstana premera $40 \mu\text{as}$ s svetlejším delom na dnu slike, a s precej različnimi azimutnimi profili, debelino in svetlostjo [10].

4.2.3 Optimizacija parametrov

V drugi fazi rekonstrukcije so opustili neodvisne skupine in se lotili iskanja referenčnih parametrov s programatskim preiskovanjem prostora parametrov. Objektivnost so dosegli z raziskovanjem parametrov na primerih sintetičnih slik tipičnih virov, Fourierova reprezentacija katerih vsebuje značilnosti podatkov pridobljenih z EHT. Opazovanja so simulirali in primerjali produkte rekonstrukcij z izvorniki ter za referenčne parametre izbrali tiste, ki so omogočili dobro rekonstrukcijo tudi na virih, ki niso imeli pričakovane oblike prstana [10].

Izbrani modeli, ki dobro poustvarijo meritve so prstan, srp (z najsvetlejšo točko na dnu slike), disk in vsota dveh različnih Gaussovskih porazdelitev. Dodali so jim še komponento, ki je predstavljala curek v bližini črne luknje in simulirali procese, ki povzročajo napako v merjenju polarizacije [10].

Za preiskovanje prostora parametrov so razvili tri načine obdelave podatkov: `eht-imaging` in SMILI tipa RML ter DIFMAP tipa CLEAN. Prostor je bil groba mreža z nekaterimi parametri izbranimi namenoma, da bodo proizvedli slabe rekonstrukcije. Vsak način obdelave podatkov je proizvedel "Najboljši set", ki vsebuje kombinacije parametrov z zadovoljivimi rezultati, ter "referenčne" parametre, ki proizvedejo najboljše rekonstrukcije, prikazane na sliki 6. Da kombinacije parametrov ne bi dosegale dobrih rezultatov le zato, ker bi bile optimizirane prav za neko določeno obliko slike, so preverili, kakšne slike proizvedejo, če iz sintetične knjižnice izvzamejo določene modele izvora. Torej, če so iz učnega seta izvzeli prstan, jih je zanimalo ali optimiziran model še vedno proizvede dobro sliko [10].

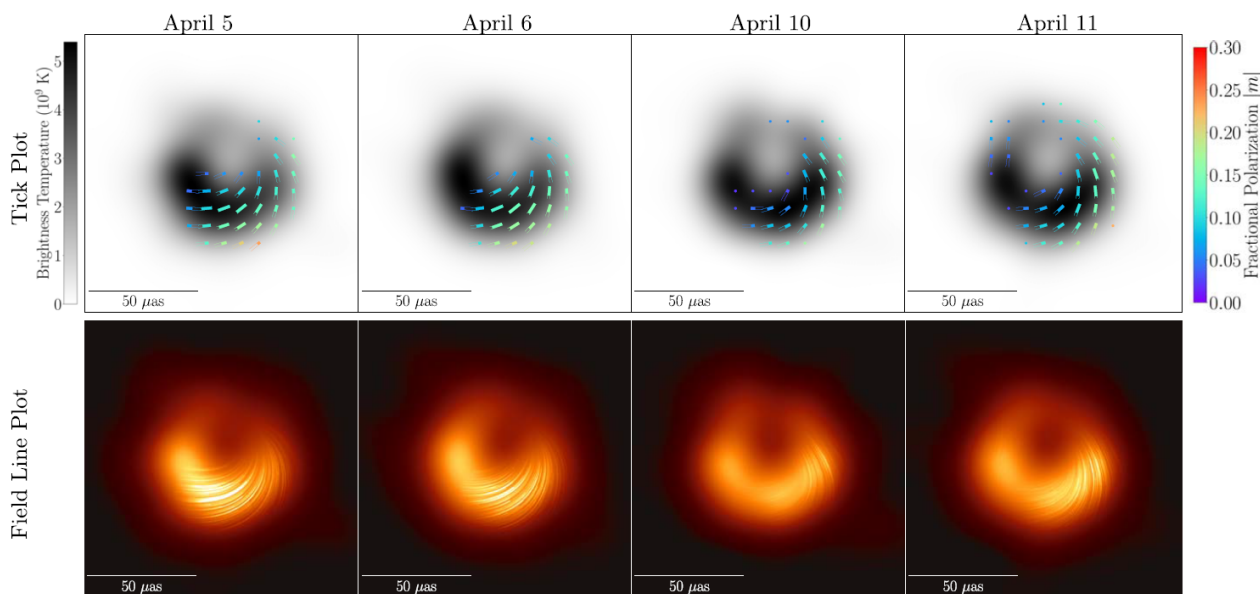


Slika 6. Slike iz treh različnih načinov obdelave podatkov za vsak dan opazovanja, pridobljene iz referenčnih parametrov. Slika, narejena z DIFMAP, ima nižjo resolucijo zaradi konvolucije z $20 \mu\text{as}$ Gaussovskim profilom. Temperatura je definirana z Rayleigh-Jeansovimi zakonom: $T_b = \frac{c^2}{2\nu^2 k} I_\nu$, kjer je I_ν specifična intenziteta, c svetlobna hitrost, ν opazovana frekvenca ter k Boltzmannova konstanta. Vir: [10]

Za parametre slik, ki vsebujejo tudi informacijo o polarizaciji, so uporabili set modelov, ki vsebuje GRMHD simulacije in preproste geometrične modele (disk in preprosti prstani). Pri slednjih so spreminjali tudi parametre polarizacije kot so smer in porazdelitev moči polarizacije [16]. Slike iz referenčnih parametrov za te podatke so prikazane na sliki 7. V spodnji vrstici slike 7 so podatki zgornje upodobljeni na bolj intuitiven način, saj mrežo smeri polarizacije prevedejo v tokovnice s prosojnostjo, odvisno od polarizirane intenzitete.

Ob primerjavi slik, proizvedenimi z referenčnimi parametri, je razvidno in pričakovano, da sta si tisti, proizvedeni z eht-imaging in SMILI bolj podobni, kot pa slika proizvedena z DIFMAP, saj je slednja osnovana na drugačni metodi. Pri CLEAN metodi je končni korak konvolucija rešitve z Gaussovskim žarkom s širino $20 \mu\text{as}$, RML metode pa v svojih produktih dosegajo superresolucijo, ki naredi sliko podrobnejšo. Vsem slikam primanjkuje slika curka, ki je ne proizvedejo zaradi pomanjkljivega uv pokritja s kratkimi osnovnicami in nizkega dinamičnega razpona [10].

Slika črne luknje



Slika 7. Slike, narejene z referenčnimi parametri, za vsak dan opazovanja in dopolnjene z informacijo o polarizaciji. V spodnji vrstici je slikam intenzitete spremenjena prosojnost v smeri tokovnic EVPA (*electric-vector position angle*), kjer je ta sorazmerna kvadratu polarizirane intenzitete. Vir: [16]

4.3 Analiza rezultatov

V končni primerjavi *eht-imaging* in *SMILI* zamegljijo sliko z Gaussovskim žarkom s širino, ki naredi sliko čim bolj podobno tej, proizvedeni z *DIFMAP*. Skupno povprečje teh slik kaže variabilnost v času, a te ni mogoče nedvoumno interpretirati kot spremembe določene lastnosti slike. Verjetno je, da teh variacij ne povzročata različno pokritje uv ravnine, saj slike ohranijo lastnosti tudi če se za rekonstrukcijo uporabijo le tiste vrednosti ravnine, ki so lastne obema meritvama ob različnih dneh (razlika med \mathbf{u} pri različnih dneh mora biti manjša od neke določene vrednosti ($0,01 G\lambda$)) [10].

Največ polariziranega izseva prihaja iz spodnjega desnega dela slike, v splošnem pa je polarizacija urejena vzdolž prstana. Podobno kot pri intenziteti, časovne variabilnosti ne pojasni spremenljivo pokritje uv ravnine [16].

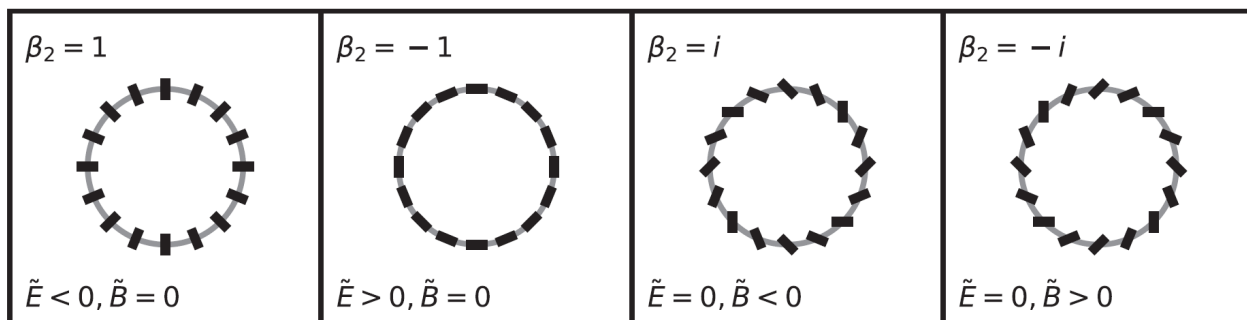
Lastnosti slike, z motivacijo hipoteze, da opazujejo akrecijski disk okoli črne luknje, so ocenili tudi kvalitativno, z določitvijo premera prstana d , širino w , kotom orientacije η , azimutalno asimetrijo svetlosti A ter proporcionalno središčno svetlostjo f_C . Iz testov na sintetičnih podatkih modela srpa (asimetričen kolobar) je razvidno, da je najbolje reproducirana količina premer d . To drži tudi za račune iz slik *GRMHD* simulacij. Pri širini w vse metode za vse podatke podajo nekoliko previsoke vrednosti (pri srpu glede na parametre modela, pri *GRMHD* pa glede na premer fotonskega prstana iz izvirne slike), η bolje določita *RML* metodi, pri f_C so vrednosti, proizvedene z *RML* metodama, močno raztresene, *DIFMAP* pa zaradi nizke resolucije lahko zanjo poda le zgornjo mejo. Skupno metodi tipa *RML* rekonstruirata slike, iz katerih se da točneje in natančneje izračunati iskane parametre. Vrednosti pridobljene iz slik *DIFMAP* so nekoliko bolj raztresene in občutljive na širino Gaussovske funkcije, ki se jo uporabi pri zaključni konvoluciji *CLEAN* metode [10].

Z dodatno informacijo v obliki polarizacije so določili še tri parametre, ki pomagajo pri razlikovanju med modeli sistema črne luknje. Skupen delež polarizacije $|m|_{\text{net}}$ opisuje kolikšen je delež polarizacije na celotni sliki, zaradi česar je občutljiv na izbiro vidnega polja, v katerega je lahko poleg osrednjega izseva vključena še katera druga komponenta. Podobna je povprečna polarizacija $\langle |m| \rangle$, na katero, za razliko od $|m|_{\text{net}}$, vpliva širina Gaussovske uporabljene pri zadnjem koraku v procesih *CLEAN*. Tretji parameter, β_2 , ki prihaja iz družine parametrov β_m , opisuje azimutalno

porazdelitev polarizirane svetlobe. Njegov zapis z izrazom

$$\beta_2 = \frac{1}{I_{\text{ring}}} \int_{\rho_{\text{min}}}^{\rho_{\text{max}}} \int_0^{2\pi} P(\rho, \phi) e^{-2i\phi} \rho \, d\phi \, d\rho, \quad (9)$$

kjer je P polarizacija, I_{ring} intenziteta, ki izhaja iz kolobarja med ρ_{min} in ρ_{max} , ρ radij ter ϕ polarni kot, se navezuje na kot vektorja električnega polja (EVPA, *electric-vector position angle*) χ , saj je $P = |P| e^{2i\chi}$. Predstavo, kaj vrednost β_2 pomeni, lahko dobimo s pomočjo slike 8, če si zamislimo, da velja $\chi = \phi + \alpha$. Takrat se integrand v enačbi (9) poenostavi na $|P| e^{2i\alpha} \rho$ in velja $\beta_2 = e^{2i\alpha}$. Kot α v tem primeru predstavlja tega, ki ga EVPA oklepa z radijem v katerikoli točki kolobarja. Na sliki 8 je prikazana porazdelitev EVPA za nekaj karakterističnih β_2 . Poleg težav, ki si jih deli z $\langle |m| \rangle$, je β_2 občutljiv še na resolucijo slike in izbiro središča [16, 17].



Slika 8. Shematski prikaz EVPA (kratke črne črtice) glede na vrednost parametra β_2 . Vir: [17]

5. Fizikalna interpretacija

Najbolj očitno lastnost slike, prstan, je moč pojasniti kot sinhrotronsko sevanje blizu (nestabilnih) fotonjskih orbit okoli črne luknje. Hipotezo so preverjali s 3D GRMHD modeli črne luknje in turbulentnega magnetiziranega akrecijskega diska, njihove slike pa so pridobili s procesom GRRT (*general relativistic ray-tracing*) [15].

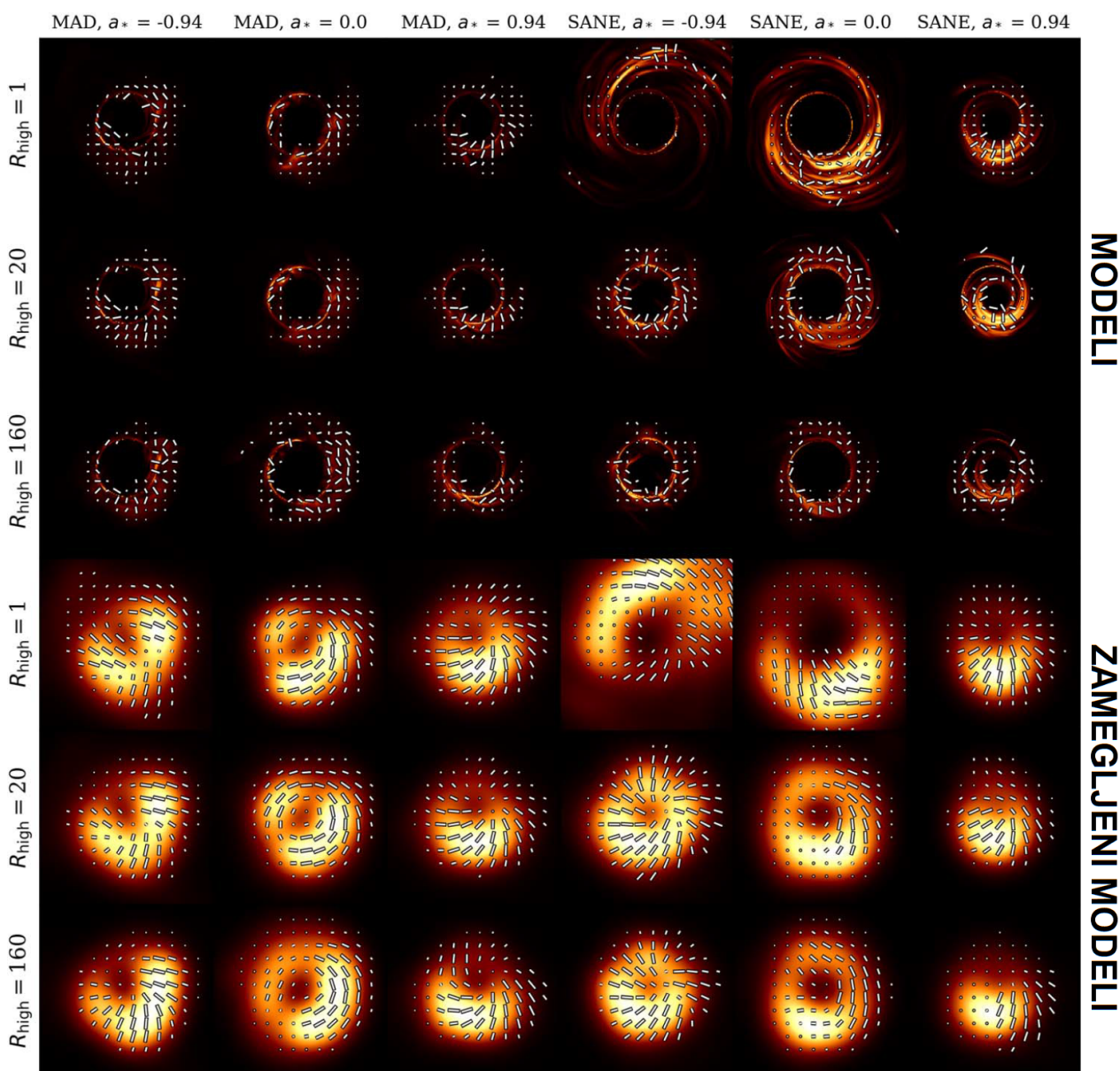
5.1 MAD in SANE

Vsi GRMHD modeli predpostavljajo, da sta vrtilni količini črne luknje in diska vzporedni (že 15° odstopanje bi povzročilo močno spremembo oblike diska), pomembno pa se razlikujejo v dveh parametrih. Prvi je brezdimenzijska vrtilna količina $a_* = \Gamma c / GM^2$, kjer je G gravitacijska konstanta, c svetlobna hitrost, Γ vrtilna količina in M masa črne luknje. a_* obsega $-1 < a_* < 1$, predznak pa nakazuje, ali sta vrtilni količini črne luknje in diska poravnani v isti ali nasprotni smeri. Drugi je absolutni magnetni pretok Φ_{BH} , ki prečka eno poloblo dogodkovnega obzorja. Pogosto se izrazi kot brezdimenzijski $\phi \equiv \Phi_{\text{BH}} (\dot{M} r_g^2 c)^{-1/2}$, kjer je $r_g = GM/c^2$. Modeli s $\phi \sim 1$ so tipa SANE (*Standard and Normal Evolution*), modeli s $\phi \sim \phi_{\text{max}} \sim 15$ pa MAD (*Magnetically Arrested Disk*) [15].

Nesevalni modeli GRMHD nimajo določene skale (v kolikor je akrecijski masni tok zanemarljiv glede na M), temveč imajo znane sorazmernosti med gostoto, gostoto magnetnega polja ter notranjo energijo, kar dopušča, da proizvedejo iskani izsev šele po simulaciji. S tem se prihrani na računskem času, saj bi zaradi nepredvidljivosti modelov sicer morali iskati pogoje za željen izsev iterativno [15].

Najbolj primerne parametre sistema so iskali z dvema neodvisnima metodama preko primerjave GRRT generiranih slik s podatki. Ker je slika odvisna od lege opazovalca, se setu neznanih parametrov pridružijo še M , i (inklinacija), D (razdalja opazovalca do črne luknje), PA (kot rotacije slike) in R_{high} (parameter, ki opisuje, kako veliko je razmerje med temperaturo elektronov in ionov). Po pregledu modelov se je izkazalo, da jih je precej sprejemljivih. Še posebej dobro so se ujemali ti,

katerih os vrtenja kaže stran od opazovalca, izločeni pa so bili vsi MAD modeli z $a_* = -0,94$. Z dodatkom fizikalnih omejitev se razpon ustreznosti zmanjša. Nekaj modelov z nizkim R_{high} izloči pogoj, ki omejuje izsev rentgenskih žarkov. Veliko več jih zavrne pogoj o spodnji meji moči curka, ki postavi $P_{\text{jet}} > 10^{35} \text{ W s}^{-1}$ in izloči vse modele z $a_* = 0$ ter SANE z $|a_*| < 0,5$ [15].



Slika 9. Slike GRMHD modelov v polni resoluciji (zgornje tri vrstice) in primerjava z istimi, a z $20 \mu\text{as}$ Gaussovsko porazdelitvijo zamegljenimi (spodnje tri vrstice). Za modele z $a_* < 0$ je inklinacija enaka 17° , za $a_* > 0$ pa 163° . Črtice ponazarjajo EVPA, njihova dolžina pa je sorazmerna z deležem polariziranega svetlobnega toka. Vir: [17]

Meritve polarizacije lahko še dodatno omejijo razpon možnih modelov, saj omogočajo nadaljnje sklepe o magnetnih poljih v okolici črne luknje. Za modele tipa MAD je značilna azimutalna porazdelitev EVPA, ki jo povzročajo močna magnetna polja z navpično in azimutalno komponento. Modeli SANE nimajo dovolj močnih magnetnih polj, da bi se upirala toku snovi, in proizvedejo radialne EVPA, ki jih lahko povzročajo toroidne porazdelitve magnetnih polj [17].

Primerjava slik polarizacije v polni resoluciji in zamegljenih slik, ki poustvarjajo učinek omejene ločljivosti EHT, kaže podobnost z idealiziranimi modeli porazdelitve magnetnih polj, zaradi česar je verjetno, da slike iz meritev podajajo podatke o magnetnem polju. Ti so nepopolni, saj so

ob zameglitvi slike opazili izgubo raztresene polarizacije na manjših velikostnih skalah. Dodatno motnjo pri rekonstrukciji polarizacije predstavlja Faradayev pojav, ki spreminja njen kot ko svetloba potuje skozi izotropni dielektrik v magnetnem polju [18]. Posledica pojava je nižja koherenca polja, ki znižuje vrednosti $\langle |m| \rangle$ in $|m|_{\text{net}}$ [17].

Iz podatkov EHT so določili sprejemljiv razpon parametrov $\langle |m| \rangle$, $|m|_{\text{net}}$, β_2 in $|\nu|_{\text{net}}$, kjer je slednja skupna krožna polarizacija slike. S temi so ugotavljali slike katerih modelov GRMHD so sprejemljive glede na inklinacijo, R_{high} , R_{low} (dodaten parameter za opis razmerja temperatur elektronov in ionov) in a_* . Na sliki 9 je nekaj primerov modelov tipa SANE in MAD z različnimi parametri R_{high} , a_* in inklinacijo 17° oz. 163° ter simuliranih rezultatov opazovanj le teh. Le 790 od 72 000 generiranih slik je ustrezalo razponu vrednosti β_2 , ki se je izkazal za najbolj omejujoč parameter [17].

Model so opredelili kot ustrezen na dva načina: pri prvem mora vsaj ena izmed 600 slik modela pri 3 vrednostih inklinacije in 200 različnih časih zadostiti vsem pogojem hkrati, pri drugem pa mora posameznemu pogoju zadostiti vsaj ena od 600 slik. Pri obeh prevladujejo MAD modeli z največjim deležem tistih, ki imajo $a_* = 0$ ali $a_* = \pm 0,5$ [17].

Z združenimi omejitvami polarimetričnih podatkov, ne glede na način ocenjevanja, in omejitve o spodnji meji moči curka, ostane verjetnih le še 15 modelov od začetnih 120. Vsi so tipa MAD z neničelnim parameterom a_* .

5.2 Pridobitev parametrov

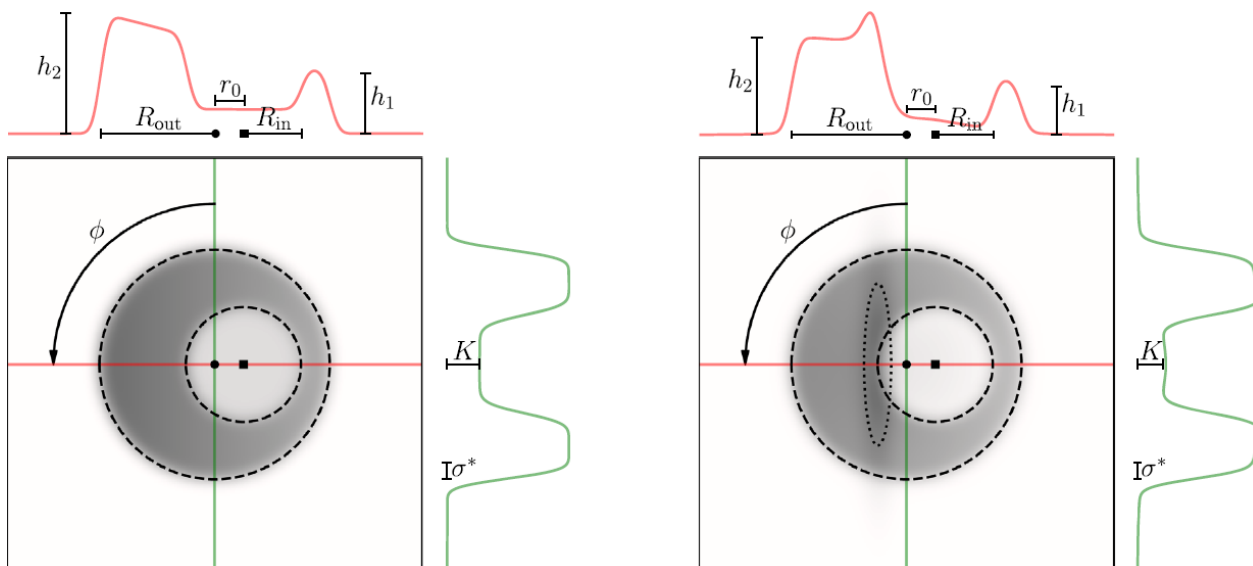
Podatki, pridobljeni z EHT, omogočajo edinstveno priložnost za preverjanje Einsteinove teorije relativnosti na skalah dogodkovnega obzorja. Ena najbolj pomembnih količin je masa črne luknje, katere ocena pride iz drugih del, ki so to merila preko dinamike zvezd ali plina v bližini središča M87. Z njo lahko primerjamo napovedan kotni polmer fotonskega prstana, ki je za črno luknjo z $a_* = 0$ enak $\theta_p \equiv \sqrt{27GM}/(c^2D)$, z maksimalnim odstopanjem 13% za ostale vrednosti a_* [19].

Poleg določanja parametrov iz analize slike, opisane v poglavju 4.3, so jih določali na bolj neposreden način – s primerjavo interferometričnih podatkov. Primerjalne podatke so seveda pridobili v prostoru slike in jih kasneje pretvorili v prostorske frekvence. Za modele so si izbrali preproste geometrične oblike in GRMHD simulacije [19].

5.2.1 Parametri iz geometrijskih modelov

Modeli so bili sestavljeni iz komponent kot so Gaussovska porazdelitev (krožna, eliptična, dvojna), disk, prstan in srp. Slednji je nekoliko drugačne oblike, kot bi pričakovali od srpa, saj se ga oblikuje tako, da se večjemu disku odšteje manjši, katerega središče ne sovpada s središčem velikega diska. Razpon kompleksnosti konstrukcij je bil precejšen; najpreprostejšo opišeta le 2 parametra, najbolj zapleteno pa 26. Z računi verjetja so ugotovili, da oblike, ki vsebujejo srp, najboljše poustvarijo meritve. Za nadaljnjo analizo so izbrali dva modela srpa, kjer so uvedli linearno spreminjanje izseva rezine, ki je prečna na simetrijsko os, vzdolž simetrijske osi ter dodali spodnji prag svetlosti v centru. Podrobnosti njune konstrukcije so vidne na sliki 10, kjer so prikazane svetlobne krivulje izseva prečnega in vodoravnega preseka ter zamik diskov. Srpa sta se najbolj razlikovala po eliptični Gaussovski komponenti, ki jo je imel le en (slika 10). Za opis morebitnega izseva, ki ne izhaja iz fotonskega prstana, temveč curka in podobnih struktur, so dodali še 2-3 Gaussovske komponente [19].

Slika črne luknje



Slika 10. Prikaz konstrukcije xs-ring (levo) in xs-ringauss (desno). Eliptična struktura na desni sliki predstavlja dodatno Gaussovske komponento. Krivulji nad in ob slikah predstavljata izsev navpičnega oz. vodoravnega preseka. Vir: [19]

Iz primerjave modelov s podatki so ugotovili, da oba srpa napovesta zelo podoben utežen premer $\hat{d} = 43,40 \pm 0,64 \mu\text{as}$ za xs-ringauss (slika 10 desno) ter $43,20 \pm 0,69 \mu\text{as}$ za xs-ring (slika 10 levo), kjer je $\hat{d} \equiv R_{\text{in}} + R_{\text{out}}$ vsota radijev malega in velikega diska iz konstrukcije. Rezultati proporcionalne širine $\hat{f}_W = w/d$ (povprečje notranjega in zunanega radija, normaliziranega na premer) zavrnejo modele diska z visoko gotovostjo in skupaj z ostrino $\hat{s} \equiv \sigma^*/\hat{d}$ (razmerje FWHM funkcije za glajenje s premerom srpa) podpirajo idejo, da je opazovana oblika ozek kolobar z ostro določenimi robovi. Kompaktna gostota toka je nekoliko raztresena, a se ujema s tisto, izračunano iz podatkov EHT in drugih meritev pri daljših valovnih dolžinah [19].

Premer pridobljen z geometričnimi modeli nima fizikalne osnove, da bi ga lahko povezali z maso črne luknje. Povezavo z gravitacijskim radijem $\theta_g = GM/(c^2 D)$ so opredelili kot $\hat{d} = \alpha \theta_g$, kjer je α sorazmernostna konstanta, s predpostavko da sevanje, četudi ne izvira iz fotonskega prstana, oblikuje gravitacijsko lečenje blizu dogodkovnega obzorja. Neznanko α in njeno odstopanje so ocenili z računom premera iz podatkov generiranih z GRMHD simulacijami, kjer je θ_g za posamezen model znana. Iz enačbe za θ_p lahko ocenimo, da je pričakovana vrednost $\alpha \approx 2\sqrt{27} \approx 10,39$, izračuni preko GRMHD pa za xs-ring (xs-ringauss) podajo $\alpha = 11,55$ ($\alpha = 11,50$). Presežek najverjetnejše pojasnje kompenziranje geometričnih modelov za izsev, ki izvira izven fotonskega prstana. Povprečje modelov tako poda vrednost $\theta_g = 3,77_{-0,40}^{+0,45} \mu\text{as}$ [19].

5.2.2 Neposredni parametri iz GRMHD

Oceno parametrov črne luknje je možno narediti tudi z neposrednim primerjanjem GRMHD modelov s podatki. Pristop ni enak kot tisti, opisan v 5.1, saj je primerjal slike, ta pa podatke na uv ravnini. Obema je skupna generirana knjižnica slik na katerih se primerjave izvajajo. Za vsako sliko so že znani parametri ϕ , a_* , M , i , D , PA in R_{high} , pridružijo pa se jim še kompakten tok (CF), kotna skala (θ_g) in kot približujočega curka (PA_{FJ}). S spreminjanjem slednjih ugotavljajo ujemanje modelov, na fizikalni ravni pa spreminjanje le teh vpliva na hitrost akrecije, maso ter vrtilno količino črne luknje [19].

Močna spremenljivost slike, ki jo povzročajo stohastični procesi, močno otežuje oceno ujemanja, saj je za večino raztrosa parametrov odgovorna časovna spremenljivost modela, ne pa napake podatkov. Zaradi prevelike računske zahtevnosti generacije velikega števila slik, ki bi povečalo mo-

žnost ujemanja, so raje najprej primerjali ujemanje povprečne slike s posameznimi slikami, ki so izvirale iz istega modela. Nato so povprečno sliko primerjali še s podatki iz meritev EHT ter iz tega izpeljali primernejšo oceno. S kombinacijo θ_g dveh neodvisnih modelov zanjo ugotovijo vrednost $\theta_g = 3,77^{+0,51}_{-0,54}$ μas [19].

5.2.3 Parametri iz domene slike

Račun premera d (omenjen že v poglavju 4.3) iz slike so izvedli z minimizacijo raztrosa azimutalnih meritev razdalje maksimuma okoli izbrane točke. Iz tako izbranega središča nato določijo azimutalno povprečje razdalje do maksimuma, katere dvakratnik je premer. Prehod $d \rightarrow \theta_g$ je so izvedli ločeno za vsako metodo (eht-imaging, SMILI, DIFMAP) na enak način kot v 5.2.1 z združeno oceno $\theta_g = 3,82^{+0,42}_{-0,38}$ μas [19].

5.3 Masa črne luknje

Gravitacijski radij $\theta_g = GM/(c^2D)$ vsebuje podatke o masi črne luknje, a za oceno le te potrebuje še razdaljo D . Tu so jo določili z združitvijo treh predhodnih del kot $D = 16,8^{+0,8}_{-0,7}$ Mpc. Kombinacija meritev θ_g z vsemi tremi metodami za vse dni proizvede rezultat $\theta_g = 3,8 \pm 0,4 \mu\text{as}$ in $M = 6,5 \pm 0,2 |_{\text{stat}} \pm 0,7 |_{\text{sys}} \times 10^9 M_\odot$. Da je θ_g zanesljiva kaže podobnost rezultatov med metodami izračuna, čeprav so si med seboj različne. Njihova skupna točka so GRMHD modeli, ki so odgovorni za sistematično napako $\sigma_{\text{sys}} = 0,7 \times 10^9 M_\odot$ meritve mase. V primerjavi meritve mase z vrednostmi predhodnih del ugotovijo dobro ujemanje z meritvijo z analizo zvezdne kinematike ($M = 6,14^{+1,07}_{-0,62} \times 10^9 M_\odot$) in 99% verjetnost neujemanja z delom, ki uporablja dinamiko plina ($M = 3,45^{+0,85}_{-0,26} \times 10^9 M_\odot$) [19].

6. Zaključek

Z EHT so pri meritvi jedra M87 pri valovni dolžini 1,3 mm zaznali srpasto strukturo premera $43 \pm 3 \mu\text{as}$, ki je razvidna iz slike in podprta s podatki kontrasta. Maso so določili preko meritve gravitacijskega radija θ_g , ki so ga izračunali na tri načine. Dva sta bila osnovana na podlagi geometrijskih približkov - na meritvi parametrov iz slike ali pa primerjanja Fourierovih transformacij geometrijskih oblik s podatki iz opazovanj EHT. Tretji način je uporabljal bolj neposredno primerjavo kontrasta GRMHD modelov, ti pa so tudi skupna točka vseh načinov. Združene meritve proizvedejo maso $M = 6,5 \pm 0,2 |_{\text{stat}} \pm 0,7 |_{\text{sys}} \times 10^9 M_\odot$, ki se dobro ujema z meritvijo z uporabo zvezdne dinamike, a se z 99% gotovostjo ne ujema z maso iz meritev dinamike plina [19].

Zaradi dobrega ujemanja z modeli srpa, notranjo zatemnitvijo prstana, meritvijo zvezdne dinamike in nespremenljivostjo v času opazovanja je verjetno, da je opazovani izsev posledica močnega gravitacijskega lečenja okoli črne luknje. Omejitve za črno luknjo, ki jih podaja analiza podatkov polarizacije in spodnja meja izseva, jo uvrstijo v tip MAD z neničelnim a_* [19, 17].

Kratek časovni intervala opazovanj (5.–11. april) otežuje analizo sprememb okolice črne luknje, saj je za maso $M = 6,2 \times 10^9 M_\odot$ čas najmanjše stabilne krožne orbite 4,5–58 dni glede na smer kroženja v isto ali nasprotno smer kot se ta vrti [11]. Z nadaljnjimi opazovanji je verjetno, da bo lažje nedvoumno razbrati spremembe in ostreje določiti parametre sistema. Če bodo ta izvedena pri višjih frekvencah, bo z višjo ločljivostjo mogoče razločiti neurejeno strukturo polarizacije in določiti kateri pojavi vplivajo nanjo [17, 19].

Literatura

- [1] H Karttunen in sod. *Fundamental Astronomy*. Springer Berlin Heidelberg, 2007. ISBN: 9783540341444. URL: <https://books.google.si/books?id=DjeVdb0sLEAC>.

- [2] The Event Horizon Telescope Collaboration. “First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole”. V: *arXiv* 875 (jun. 2019), str. L1. DOI: 10.3847/2041-8213/ab0ec7. arXiv: 1906.11238. URL: <http://arxiv.org/abs/1906.11238> <http://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab0ec7>.
- [3] A M Ghez in sod. *MEASURING DISTANCE AND PROPERTIES OF THE MILKY WAY'S CENTRAL SUPERMASSIVE BLACK HOLE WITH STELLAR ORBITS*. Teh. poročilo. 2008. arXiv: 0808.2870v1. URL: <http://www2.keck.hawaii.edu/inst/nirc2/preship>.
- [4] B P Abbott. “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”. V: *Physical Review Letters* (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
- [5] Thomas L Wilson, Kristen Rohlfis in Susanne Hüttemeister. *Tools of Radio Astronomy Astronomy and Astrophysics Library*. 2013, str. 360–377. ISBN: 9783642399497.
- [6] B W Barr. “Interferometry Basics”. V: 1 (2008), str. 1–7.
- [7] Éric Thiébaud in John Young. “Principles of image reconstruction in optical interferometry: Tutorial”. V: *arXiv* (2017). ISSN: 23318422. DOI: 10.1364/josaa.34.000904. arXiv: 1708.08390.
- [8] J. A. Högbom. “Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines”. V: 15 (jun. 1974), str. 417.
- [9] B. G. Clark. “An efficient implementation of the algorithm 'CLEAN'”. V: 89.3 (sep. 1980), str. 377.
- [10] Kazunori Akiyama in sod. “First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole”. V: *arXiv* 4 (2019). ISSN: 23318422. DOI: 10.3847/2041-8213/ab0e85. URL: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1906/1906.11241.pdf>.
- [11] Kazunori Akiyama in sod. “First M87 Event Horizon Telescope Results. II. Array and Instrumentation”. V: *The Astrophysical Journal Letters* 875 (2019), str. L2. DOI: 10.3847/2041-8213/ab0c96. URL: <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0c96>.
- [12] Kazunori Akiyama in sod. “First M87 Event Horizon Telescope Results. III. Data Processing and Calibration”. V: *The Astrophysical Journal Letters* 875 (2019), str. L3. DOI: 10.3847/2041-8213/ab0c57. URL: <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0c57>.
- [13] Wikipedia contributors. *MERLIN — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. <https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=MERLIN&oldid=1010953132>. [Online; accessed 4-May-2021]. 2021.
- [14] NIST. *time-and-frequency-z-h @ www.nist.gov*. URL: <https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z/time-and-frequency-z-h> (pridobljeno 4. 5. 2021).
- [15] Kazunori Akiyama in sod. “First M87 Event Horizon Telescope Results. V. Physical Origin of the Asymmetric Ring”. V: *The Astrophysical Journal* 875.1 (2019), str. L5. ISSN: 2041-8205. DOI: 10.3847/2041-8213/ab0f43. URL: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1906/1906.11242.pdf>.
- [16] Kazunori Akiyama in sod. “First M87 Event Horizon Telescope Results. VII. Polarization of the Ring”. V: *The Astrophysical Journal Letters* 910.1 (mar. 2021), str. L12. ISSN: 2041-8205. DOI: 10.3847/2041-8213/abe71d. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/abe71d>.
- [17] Kazunori Akiyama in sod. “First M87 Event Horizon Telescope Results. VIII. Magnetic Field Structure near The Event Horizon”. V: *The Astrophysical Journal Letters* 910.1 (mar. 2021), str. L13. ISSN: 2041-8205. DOI: 10.3847/2041-8213/abe4de. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/abe4de>.
- [18] Irena Drevenšek in Mojca Vilfan. *Optika*. Ljubljana, 2020.

- [19] Kazunori Akiyama in sod. "First M87 Event Horizon Telescope Results. VI. The Shadow and Mass of the Central Black Hole". V: *arXiv* 6 (2019). ISSN: 23318422. DOI: 10.3847/2041-8213/ab1141. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/ab1141/pdf>.

A Obdelava podatkov in kalibracija

Zbrani podatki so bili v fizični obliki poslani v dva ločena korelatorja – spodnji pas 4 GHz na MIT Haystack observatorij v Westfordu, Massachusetts, ZDA, zgornji pas pa v Max-Planck-Institut für Radioastronomie. Podatke so na obeh lokacijah obdelovali na več kot 1000 procesorskih jedrih in z isto programsko opremo. S tem so pospešili čas obdelave podatkov in omogočili medsebojno primerjavo rezultatov [11].

Pri korelaciji morajo biti časovni zamiki natančno določeni, da se lahko ločene signale pripele v referenčni sistem, kar upoštevajo z natančnim modelom Zemlje, smerjo opazovanega telesa in atmosferskimi zamiki. Korelator lahko povpreči signal v časovni in frekvenčni domeni v mejah $1\text{ s} \times 1\text{ MHz}$, ki jih pogojujejo instrumentalne in stohastične napake, odgovorne za dekoherenco signala. V obdelavi podatkov so si za meje izbrali nekoliko manjše okno, $0,4\text{ s} \times 0,5\text{ MHz}$ [12].

Pri opazovanju nedoločenosti, kot so lokacije teleskopov, zamiki v poti signala po instrumentih in prisotnost vode v atmosferi preprečujejo, da bi lahko z modelom točno opisali časovne zamike. Nekaj natančnosti lahko pridobimo s procesi, ki maksimizirajo amplitudo interferenčnih prog (*fringe fitting*). V obdelavi podatkov EHT so za to uporabili tri različne procese, ki so med seboj neodvisni. Rezultat so koherentnejši podatki na katerih se lahko izvaja povprečenje tudi do dolžine posamezne meritve (3-7 min) [12].

Nadalje se podatke kalibrira še glede na *fluks*, ki poskrbi za ustrezne amplitude kontrasta. V procesu upoštevajo med drugim vpliv atmosfere, izkoristek površine teleskopa in deformacijo zrcala zaradi orientacije. Sledi še kalibracija mreže, ki uporablja podvojene osnovnice (ko sta u_{ij} in u_{ik} zelo blizu) za določanje izseva in kalibracijo amplitude kontrasta med teleskopoma na isti lokaciji (npr. ALMA-APEX). Celoten proces tako proizvede zanesljive podatke za nadaljnjo uporabo, kjer se predpostavi le, (i) da je opazovano telo kompaktno in (ii) ima vnaprej poznano širšo strukturo in celoten izsev [12].