



Univerza v Ljubljani
Fakulteta za matematiko in fiziko
Oddelek za fiziko

Hanbury Brown in Twiss-ov eksperiment

Seminar, 4. letnik

Avtor: Dejan Paradiž

Mentor: prof. dr. Andrej Čadež

16. marec 2008

Kazalo

1	Uvod	2
2	Koherenca	2
2.1	Šplošne lastnosti svetlobe	2
2.2	Časovna in prostorska koherenca	4
2.3	Von Cittert-Zernike teorem	4
2.4	Koherenca prvega in drugega reda	5
3	Hanbuary Brown-Twiss eksperiment	6
3.1	Laboratorijski poizkus HBT interferometra	6
3.2	Intenzitetni interferometer	7
4	Možne moderne realizacije HBT interferometra	8
4.1	The Very Large Telescope Interferometer (VLTI)	8
4.2	The Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI)	9
5	Zaključek	10

1 Uvod

Leta 1920 sta A. A. Michelson in F. G. Pease izmerila kotno velikost Betelgeuse (α Orionis) z 100 inčnim refraktorjem na Maunt Willsonu. Tako sta lahko s pomočjo znane oddaljenosti in izmerjene kotne velikostjo zvezde dobila njen premer in tako potrdila, da spada med orjakinje. To je bila prva direktna meritev zvezdinega premera, vse dotedanje metode so bile indirektno in tako pod velikim vplivom nedoločenosti. Metodami sta jo uporabila, se imenuje fazna interferometrija. To metodo je poskušal izpopolniti Pease tako, da bi lahko bila uporabna na večji populaciji zvezd. K nadaljnjemu napredku v meritvi zvezdne premera sta leta 1956 pripomogla Haunbary Brown in Twiss, ki sta si sposodila metodo iz radijske astronomije, in jo peljala v vizualno astronomijo ter uspešno izmerila velikost zvezde Sirius (α Canis Majoris). S tako imenovano itenzitetno fotometrijo sta obšla večino omejitev, ki jih je vsebovala fazna interferometrija, in tako prišla do splošno uporabne metode za merjenje velikosti zvezd v vizualnem spektru. Večji interferometer te vrste je bil zgrajen leta 1968 v Narrabri (NSW, Australiji) in tako je bilo možno dokaj natančno merjene velikosti zvezd v vidnem spektru.

2 Koherenca

Koherenca je koncept, ki teži k ocenitvi stopnje koherentnosti med dvema (ali več) svetlobnimi izvori. Stopnja koherentnosti nam pove, kako daleč lahko napovemo fazo svetlobe, če poznamo njeno fazo v eni točki v prostoru-času. Za lažje razumevanje tega si najprej pogledimo splošne lastnosti svetlobe.

2.1 Splošne lastnosti svetlobe

V okviru klasične optike svetlobni valj opišemo z elektromagnetnim poljem, ki je odvisen od časa in prostora. Tako opišemo električno polje z naslednjo enačbo:

$$\vec{E}(\mathbf{r}, t) = |E(\mathbf{r}, t)|e^{i\Phi(\mathbf{r}, t)} \quad (1)$$

V primeru idealnega ravnega vala se le ta poenostavi v

$$E = E_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \quad (2)$$

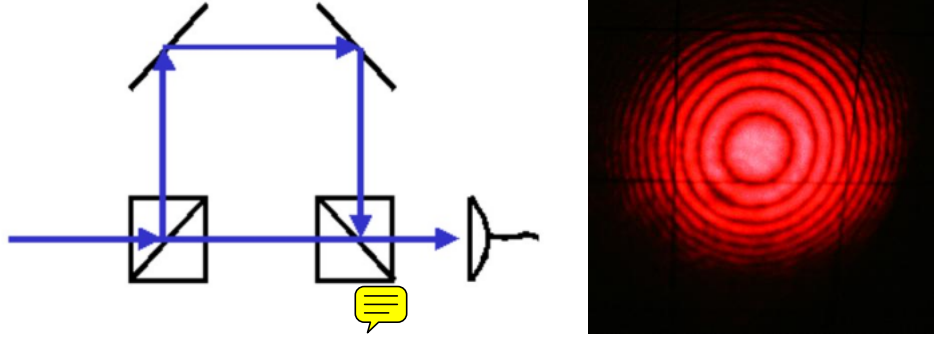
Poglejmo si preprost interferenčni poizkus. Poizkus zastavimo tako, da vpadni snop svetlobe razdelimo na dva dela. Enega peljemo po daljši poti do detektorja, drugega pa direktno (slika 1). Ko se snopa ponovno združita na detektorju opazimo značilne interferenčne vzorce (slika 1). Intenziteta takšne superpozicije je

$$I = I_0(1 + \cos(\tau)) \quad (3)$$

v premeru ravnega vala in

$$I = \frac{1}{2}(|E(\mathbf{r}, t)|^2 + |E(\mathbf{r}, t + \tau)|^2 + \Re(E^*(\mathbf{r}, t)E(\mathbf{r}, t + \tau))) \quad (4)$$

za splošne oblike vpadne svetlobe. τ je v obeh primerih enak $\omega L/c$.



Slika 1: Shema preprostega interferenčnega poiskusa, pri katerem pošljemo del vpadnega žarka po daljši poti za L (levo) in tipična interferenčna slika (desno).

Če primerjamo enačbi 3 in 4 vidimo, da se v obeh primerih informacija o koherenci svetlobe skriva v zadnjem členu. Tako lahko pridemo do definicije normalizirane časovne koherence prvega reda:

$$\gamma^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}, t)E(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}, t)E(\mathbf{r}, t) \rangle} \quad (5)$$

Kjer $\langle \rangle$ predstavljajo ansambeljsko povprečenje, kar je v večini primerov kar časovno povprečenje.

Naštejmo nekaj pomembnih vzrokov za zmanjšanje koherence svetlobe iz splošnega svetlobnega izvora:

1. Divergenca svetlobnega snopa: V primeru razsežnega svetila, tudi ko je svetloba popolnoma monokromatska, pride do divergence valovnega vektorja, ki pride na detektor. Nevzporedni valovni vektorji imajo drugačno fazo in tako drugače ali pa sploh ne interferirajo z vzporednimi valovnimi vektorji. Posledica tega je, da se povprečni interferenčni vzorec popolnoma izgubi, če je razširitev prevelika. Karakteristična vrednost razširitve za prvi red je $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k} \Delta \Phi$.
2. Čistost spektra: Emisijski spekter realnega svetlobnega izvora karakterizirajo določene motnje v frekvencah: končno življenjsko stanje elektrona v vzbujenem stanju, trki med atomi ali Dopplerejeva razširitev. Tako vsaka frekvenca pripada različni absolutni vrednosti valovnega vektorja, kar vodi do izgube kontrasta in interferenčnega vzorca.
3. Fluktuacije: Zaradi vzroki iz prejšnje točke je amplituda in frekvenca svetlobe podvržena naključnim fluktuacijam. V kolikor hočemo zadovoljivo popisati določene lastnosti svetlobe, moramo k tem pristopiti statistično.

2.2 Časovna in prostorska koherenca

Do sedaj smo obravnavali le časovno koherenco. Sedaj pa se posvetimo še prostorski koherenci, ki jo lahko razdelimo na dva dela:

1. Longitudinalno koherenca, je koherenca vzdolž propagacije svetlobe in ni nič kaj drugega kot časovna koherenca z drugimi besedami. Takšno koherenco smo videli v preprostem interferenčnem poizkusu, ki so ga omenili na začetku. Zato lahko na podlagi rezultatov iz prejšnje sekcije definiramo koherenčni čas:

$$t_c := \frac{1}{\Delta\omega} \quad (6)$$

2. Transverzalna koherenca pa je nekaj popolnoma drugačnega. V primeru idealnega monokromatskega izvora, je to kar meritev kolimacije izvora in jo lahko uporabimo za meritev divergenca valovnega vektorja Δk . Analogno (8) lahko definiramo transferzalono koherentno dolžino

$$l_c := \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{\Delta\Phi} \quad (7)$$

Tukaj lahko vidimo, kako bi lahko uporabili meritev transferzalne koherence za določitev kotne velikosti $\Delta\Phi$.

2.3 Von Cittert-Zernike teorem

Von Cittert-Zernike teorem povezuje krajevno korelacijsko funkcijo $\Gamma^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E^*(\mathbf{r}_1, t)E(\mathbf{r}_2, t) \rangle$ z porazdelitvijo intenzitete vpadne svetlobe $I(s)$. Izkaže se, da v primeru ko je $\Gamma^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ odvisna samo od razlike $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ in če se meritve omejimo samo na ravnino, potem velja

$$\Gamma^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = F\{I(s)\}, \quad (8)$$

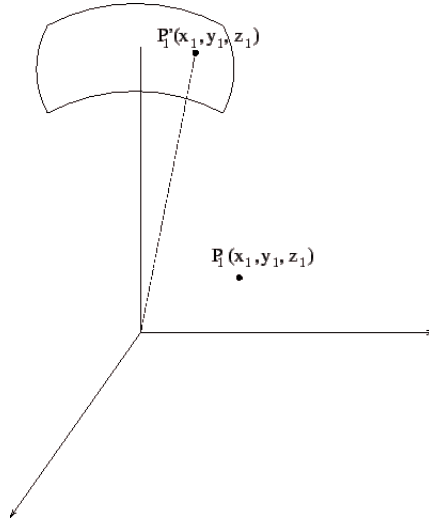
kjer je $F\{I(s)\}$ Fourierova transformacija intenzitete. Poglejmo si poenostavljen dokaz, ki pa predstavlja osnovno idejo teorema. Predpostavimo, da lahko oddaljen izvor aproksimiramo kot svetlobno porazdelitev na nebesni sferi z radijem \mathbf{R} (slika 2). Naj bo električno polje v točki $P'_1(x_1, y_1, z_1)$ enako $\epsilon(P'_1)$. Potem je po Huygensvem principu električno polje v točki $P_1(x_1, y_1, z_1)$ enako

$$E(P_1) = \int \epsilon(P'_1) \frac{e^{-ikD(P'_1, P_1)}}{D(P'_1, P_1)} d\Omega_1, \quad (9)$$

kjer je $D(P'_1, P_1)$ razdelja med točkama P'_1 in P_1 . Podobno bi dobili za električno polje $E(P_2)$ v neki drugi točki opazovanja $P_2(x_2, y_2, z_2)$. Tako bi dobili za korelacijsko funkcijo med tema dvema opazovališčima kot

$$\langle E(P_1)E^*(P_2) \rangle = \int I(P'_1) \frac{e^{-ik[D(P'_1, P_1) - D(P'_1, P_2)]}}{D(P'_1, P_1)D(P'_1, P_2)} d\Omega_1 d\Omega_2. \quad (10)$$

Tukaj smo predpostavili, da je izsevana svetloba prostorsko nekoherenta tako, da je $\langle \epsilon(P'_1)\epsilon(P'_2) \rangle = 0$ razen v primeru, ko je $P'_1 = P'_2$. Tako nam $I(P'_1)$ predstavlja intenziteto v točki P'_1 .



Slika 2: Geometrija von Citter-Zernikeovega teorema.

Ker smo predpostavili, da lahko izvor aproksimiramo tako, kot da leži na sferi, lahko koordinate točke P'_1 zapišemo s smernimi kosinusi (l, m, n) . Tako se nam enačba (10) poenostavi v

$$\langle E(P_1)E^*(P_2) \rangle = \frac{1}{\mathbf{R}^2} \int I(P'_1) e^{-ik[l(x_2-x_1)+m(y_2-y_1)+n(z_2-z_1)]} \frac{dldm}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \quad (11)$$

Navadno se meri razdalja v meritveni ravnini v enotah valovne dolžine λ , zato definiramo nove koordinate u, v, w za katere velja naslednja transformacija:

$$u = \frac{x_2 - x_1}{\lambda} v = \frac{y_2 - y_1}{\lambda} w = \frac{z_2 - z_1}{\lambda}$$

Nato pa omejimo še opazovalno ravnino na dve koordinati u, v in enačba (11) se nam prepíše

$$\langle E(P_1)E^*(P_2) \rangle = \frac{1}{\mathbf{R}^2} \int \frac{I(P'_1)}{\sqrt{1-l^2-m^2}} e^{-i2\pi[lu+mv]} dldm \quad (12)$$

V izrazu (12) nam nastopa modificirana funkcija intenzitete, ki pa je v primeru kotne velikosti izvora, kar enaka intenziteti, saj velja naslednja aproksimacija $\sqrt{1-l^2-m^2} \approx 1$, ki dobro velja za zvezde, saj je njihova kotna velikost majhna. Tako vidimo, da je prostorska korelacija sorazmerna z Fourieovo transformiranko intenzitete.

2.4 Koherenca prvega in drugega reda

Analogno definiciji prvega reda koherentne funkcije lahko definiramo koherentne funkcije višjega reda. Omejili se bomo na drugi red, katere koherentna funkcija predstavlja meritev koherence intenzitete. V krajevno neodvisnem primeru, je funkcija definirana kot

$$\gamma^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}, t)E(\mathbf{r}, t + \tau)E(\mathbf{r}, t)E^*(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}, t)E(\mathbf{r}, t) \rangle^2}, \quad (13)$$

ki jo lahko prepíšemo v primer intenzitete kot

$$\gamma^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}. \quad (14)$$

Tukaj in v vseh nadaljnjih enačbah bomo za I vedno vzeli povprečno intenziteto. Poglejmo si še zelo pomembno povezavo med koherentno funkcijo prvega in drugega reda.

1. Za idealen laser z enim režimom lahko zlahka pokažemo, da je $\gamma^{(2)}(\tau) \equiv 1 \forall \tau$, analogno tudi za primer koherence prvega reda.
2. Za vse vrste izvorov, katere lahko opišemo statistično (tako imenovani kaotični izvori), ki vključujejo lorentcovo in gaussovo spektralno porazdelitev velja relacija

$$\gamma^{(2)}(\tau) = 1 + |\gamma^{(1)}(\tau)|^2 \quad (15)$$

Za vse kaotične izvore lahko dobimo isto informacijo o koherenci iz prvega reda ali pa iz drugega reda. Ne moremo pa določiti faze koherence prvega reda z meritvijo koherence drugega reda, vendar je pomembna informacija modulus teh dveh.

3 Hanbury Brown-Twiss eksperiment

Ko sta Robert Hanbury Brown in Richard Twiss predlagala interferometer za izbore elektromagnetnega sevanja v vidnem spektru, je bila takšna meritev že izvedena za radijske izvore. Ker pa tedaj ni bilo splošnega prepričanja, da je takšna meritev sploh primerna za vidno svetlobo, sta sprva opravila laboratorijski poizkus. Morala sta preveriti, če se pri fotodetekciji in elektronskem procesiranju signala ohranja korelacija, saj je časovna skala dosti manjša, kakor pri radijski interferometriji.

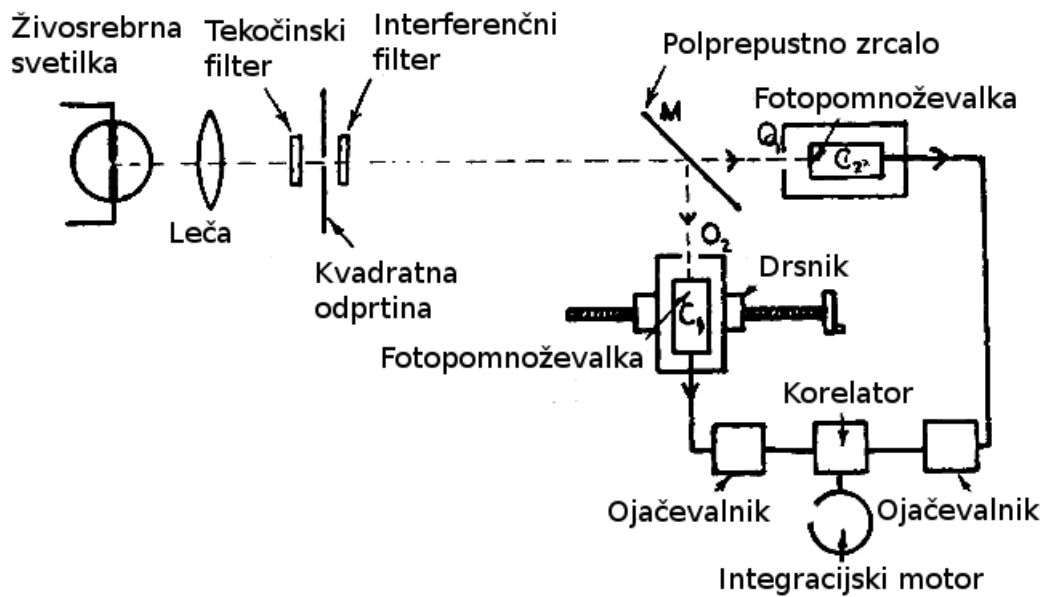
3.1 Laboratorijski poizkus HBT interferometra

Poizkus je bil osnovan na naslednji način (slika 3): Svetlobo iz živosrebrne svetilke sta fokusirala na paravokotno odprtino. Skozi sistem filtrov sta prepustila svetlobo z valovno dolžino $435.8nm$, ki sta jo s posrebljenim polprepustnim zrcalom (M) razelila na dva žarka. Žarka sta osvetlila dve fotopomnoževalki (C1,C2). Fotopomnoževalka C1 je bila nameščena na vodoravni drsnik, kar je omogočalo spreminjanje stopnje korelacije med žarkoma. Signal iz fotopomnoževalke je bil speljan preko ojačevalnikov v korelator. Povprečna vrednost produkta, ki se je beležila na števcu integracijskega motorja, je podala meritev korelacije v fluktuaciji. Za pridobitev signifikantnih rezultatov, je bilo potrebno integrirati prebližno eno uro, zato je bil dizajn elektronike skrbno prirejen za preprečevanje efekta premika interference in ojačevalnega šuma.

Rezultati meritev so podani v tabeli 1. Povedati je potrebno, da nista merila samo korelacijske funkcije ampak sta odštela ozadje. V tabeli 1 je podano razmerje koherence in standardne devijacije ozadja.

	Poravnani fotopomnoževalki		Zamaknjeni fotopomnoževalki	
	Eksperimentalni rezultati	Teoretični rezultati	Eksperimentalni rezultati	Teoretični rezultati
1	+7.4	+8.4	-0.4	$\tilde{0}$
2	+6.6	+8.0	+0.5	$\tilde{0}$
3	+7.6	+8.4	+1.7	$\tilde{0}$
4	+4.2	+5.2	-0.3	$\tilde{0}$

Tabela 1: Eksperimentalni podatki in njihove teoretične vrednosti v primeru poravnanih fotopomnoževalk in zamaknjenih fotopomnoževalk. Vrednosti predstavljajo razmerje korelacijske funkcije in standardne devijacije ozadja.



Slika 3: Poenostavljen diagram laboratorijskega HBT interferometra.

Vnsprotju s teoretičnimi napovedmi je korelacija poravnanih fotopomnoževalk manjša, kot pa je teoretična napoved. V kolikor je ta razlika realna, je vrjetno plod okvare opičnega sistema.

3.2 Intenzitetni interferometer

Prvi intenzitetni interverometer, ki je bil uparabljen za meritve kotne velikosti zvezd, je bil postavljen v Narrabri leta 1974 (slika 4). Sestavljen je bil iz dveh paraboloidnih zrcal tako, da je vsa zbrana svetloba na refraktorju dosegla gorišče ob istem času. Vsak od reflektorjev je bil sestavljen iz 252 heksagonalnih zrcal z osnovnico dolžine 38cm in goriščno razdaljo $11 \pm 0.15\text{m}$.



Slika 4: Izgled originalnega intenzitetnega interferometra v Narrabri.

Optična postavitvev v goriščni enoti poteka tako, da sprva konvergenten žarek zberemo z negativno lečo s premerom 9cm in ga peljemo skozi filter s širino prebližno 10nm . Nato ga s pozitivno lečo sfokusiramo skozi zaslonko na fotokatodo, ki ima minimalen uporaben premer 42mm (slika 5).

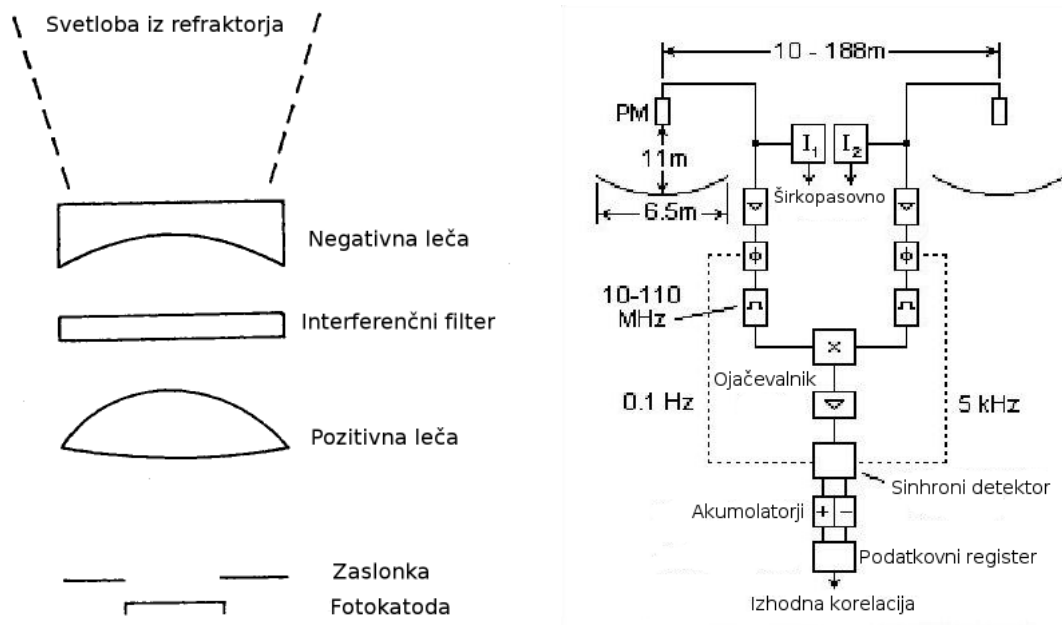
Na sliki 5 vidimo elektronsko postavitvev. Fotopomnoževalke (PMTs) so imele kvantni izkoristek q_e okoli 0.2 , pri valovni dolžini 440nm . Fluktuacije iz anod fotopomnoževalk so bile speljane preko koaksialnega kabla v centralno postajo, kjer so jih ojačali s širokopasovnimi ojačevalniki ($10 - 110\text{Hz}$) in nato skombinirali preko linearnega množilnika. V enega od koaksialnih kablov so dodatno vključili spremenljivo fazo tako, da se je znak integrirane korelacije spreminjal vaskih 10 s .

4 Možne moderne realizacije HBT interferometra

Z razvojem elektronike in optične tehnologije je omogočen tudi razvoj in izpopolnjevanje intenzitetnih interferometrov. Zato je v fazi gradnje ali razvoja kar nekaj intenzitetnih interferometrov, vendar se bomo tukaj omejili na dva pomembnejša v sklopu astronomije in merjenja kotne velikosti zvezde. To sta The Very Large Telescope Interferometer (VLTI) in Large Binocular Telescope Interferometer (LTBI).

4.1 The Very Large Telescope Interferometer (VLTI)

ESO gradi v puščavi Atacama (severni Chile) The Very Large Telescope (VLT) (slika 6). VLT naj bi sestavljali štiri teleskopi s premerom zrcala 8m . Te teleskope bi lahko uporabljali posamično ali pa skupaj, kar bi predstavljalo teleskop z efektivno velikostjo 16m . VLTI, ki je del VLT-ja, sestavljajo štiri stacionarni teleskopi in štiri premični teleskopi s premerom zrcala



Slika 5: Optična postavitev pred fotokatodo (levo) in elektronska shema poiskusa (desno).

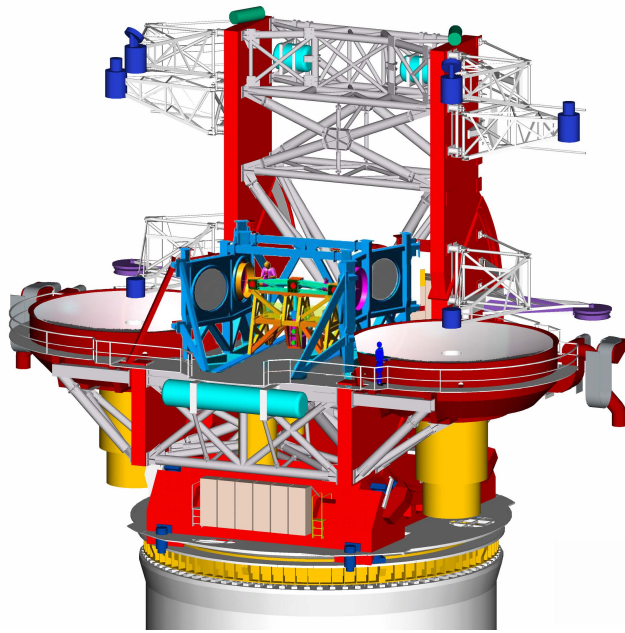
1.8m. Pričakuje se, da bo s popolnoma funkcionalnim VLTI-ju možno dosežati resolucijo do mili-ločne sekunde.



Slika 6: VLT mreža teleskopov na gori Paranal.

4.2 The Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI)

The large Binocular Telescope (LBT) se trenutno gradi na gori Graham v Arizoni. Observatorij je sestavljen iz dveh primarnih 8.4m velikih zrcal, ki sta vgrajena v enotno strukturo. Razdalje med njima je 14.4m narazen. Podobno kot pri VLTI-ju je možna posamična uporaba zrcal, ali pa preosmeritev svetlobe iz obeh zrcal na skupno kamero, kar predstavlja teleskop z osnovnico 22.8m (slika 7). Namen LBT-ja je opazovanje bližnjih zvezd z namenom iskanja planetov. Prepričani so, da bodo zahka posneli šibek zodiakalni disk prahu, ki je indikator obstoja planetov,



Slika 7: Računalniški prikaz LBT-ja. Na sredini med zrcaloma je kamere in interferometer.

in plinske orjake kot je jupiter. Opazovanje večje populacije zvezd, bi nam razkrilo statistično vrjetnost za obstoj sončnih sistemov kot je naše.

5 Zaključek

Težnja po spoznavanju okolice nas je odpeljala iz našega osončja vse globje v vesolje. Vendar je globina pogleda prehitela ostrino in tako za sabo pustila določene uganke. Z napredkom znanosti in tehnologije so se razvile nove metode, kot so fazna in itenzitetna interferometrija, ki so pripomogle k boljši ločljivosti in boljšemu poznavanju kozmosa. Vendar kljub naprednejši tehnologiji še vedno obstajajo omejitve opazovanja skozi zemeljsko amosfero, zato je naslednji korak, premik interferometerskih opazovališč v vesolje. Tako bo naš pogled segal globje in natančneje v vesolje in nam morda pomagal k bljšemu razumevanju fizike le tega.