

UNIVERZITET U BEOGRADU
MATEMATIČKI FAKULTET

Ana M. Mitrašinović

**SIMULACIJE PROLETA GALAKSIJA I UTICAJ
PARAMETRA SUDARA NA NJIHOVU EVOLUCIJU**

doktorska disertacija

Beograd, 2022

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MATHEMATICS

Ana M. Mitrašinović

**GALAXY FLYBY SIMULATIONS AND THE ROLE
OF THE IMPACT PARAMETER IN THEIR
EVOLUTION**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2022

Mentor, član komisije

dr Miroslav Mičić

viši naučni saradnik

Astronomska opservatorija

Član komisije

dr Branislav Vukotić

naučni savetnik

Astronomska opservatorija

Član komisije

prof. dr Dragana Ilić

vanredni profesor

Univerzitet u Beogradu

Matematički fakultet

Datum odbrane: _____

Zahvalnica

Najpre želim da se zahvalim mom mentoru, dr Miroslavu Mićiću na idejama, savetima i uloženom trudu, kao i na neizmernom strpljenju i razumevanju koje je pokazao tokom izrade ove doktorske disertacije. Dr Branislavu Vukotiću zahvaljujem se na korisnim savetima i pomoći prilikom pisanja disertacije, kao i na idejama i podršci za dalje bavljenje naučnim radom. Prof. dr Dragani Ilić zahvaljujem se na savetima koji su značajno doprineli poboljšanju ove disertacije i, daleko bitnije, što je tokom mog školovanja bila uzor i uticala, verovatno više nego što je toga svesna, da danas postanem to što jesam. Kolegama sa Astronomske opservatorije i bliskim saradnicima sam zahvalna na podršci i savetima, a posebno bih izdvojila dr Majdu Smole, dr Nemanju Martinovića, dr Đorđa Savića i dr Milenu Jovanović.

Veliku zahvalnost dugujem porodici i prijateljima, a naročito Stardust zajednici bez čije podrške bih verovatno odavno odustala, i naravno, Dušanu i Riti bez kojih ne mogu da zamislim dan.

U Beogradu, 2022.

A.M.

Simulacije proleta galaksija i uticaj parametra sudara na njihovu evoluciju

Sažetak

Predmet ove disertacije je proučavanje uticaja proleta na strukturnu evoluciju galaksija. Proleti galaksija su veoma bliske interakcije koje ne rezultiraju sudarom. Sa velikom učestanošću u kasnom Univerzumu, njihova uloga u evoluciji galaksija je značajna. Ranija istraživanja su se fokusirala na prolete galaksija jednake mase, koji su izuzetno retki. Mi se fokusiramo na tipične prolete sa nižim odnosom masa. Cilj nam je da detaljnije ispitamo strukturu i evoluciju galaksija i pokažemo da su ovi proleti podjednako važni kao i oni sa galaksijama jednakih masa.

Izvršili smo seriju simulacija N tela tipičnih proleta sa različitim parametrima sudara. Demonstrirali smo primenljivost i značaj izolovanih simulacija N tela i razvili efikasnu metodu za pouzdanu detekciju prečki u diskovima galaksija.

Po prvi put smo ispitali evoluciju sekundarne galaksije, fokusirajući se na gubitak mase tamne materije. Rezultati pokazuju da preostala masa prati zakon logaritamskog rasta sa parametrom sudara i sugerišu da proleti značajno doprinose formiranju galaksija sa malom količinom tamne materije.

Primarna galaksija trpi slične posledice kao u proletima galaksija jednakih masa. Prečka se formira u bližim proletima, dvograne spirale tokom svih proleta, a halo tamne materije stiče izvesnu rotaciju. Većina parametara ovih struktura je u korelaciji ili antikorelaciji sa parametrom sudara. Takođe smo primetili da se dupla prečka može formirati namotavanjem spirala oko rano formirane prečke.

Uspešno smo pokazali da česti, tipični proleti galaksija sa nižim odnosom masa značajno utiču na evoluciju galaksija, proizvodeći različite posmatrane efekte. Naši rezultati bi trebalo da služe kao upozorenje da se ove interakcije ne smeju zanemariti u budućim istraživanjima.

Ključne reči: interakcije galaksija, evolucija galaksija, morfologija galaksija, haloi tamne materije, numeričke simulacije

Naučna oblast: Astronomija

Uža naučna oblast: Vangalaktička astronomija

Galaxy flyby simulations and the role of the impact parameter in their evolution

Abstract

The subject of this dissertation is to study the effects of galaxy flybys on the structural evolution of galaxies. Galaxy flybys are very close interactions that do not result in a merger. With the high frequency in the late Universe, their role in the evolution of galaxies is significant. Earlier studies focused on equal-mass flybys, which are extremely rare. We focus on typical flybys with a lower mass ratio. We aim to explore the structure and evolution of galaxies in greater detail and demonstrate that these flybys are just as important as equal-mass ones.

We performed a series of N body simulations of typical flybys with varying impact parameters. We demonstrated the applicability and importance of isolated N body simulations and developed an efficient method for reliable bar detection in galaxy discs.

For the first time, we examined the evolution of the secondary galaxy, focusing on its dark matter mass loss. The results show that the leftover mass follows logarithmic growth law with impact parameter and suggest that flybys contribute to the formation of dark matter-deficient galaxies.

The primary galaxy is affected in a similar way as in equal-mass flybys. Bars form in closer flybys, two-armed spirals form during all flybys, and the dark matter halo spins up. Most of the parameters of these structures are correlated or anti-correlated with the impact parameter. We also noticed that a double bar could form as evolving spirals wrap around the early-formed bar.

We successfully demonstrated that frequent, typical flybys with lower mass ratios significantly affect the evolution of galaxies, producing various observed effects. Our results should serve as a warning not to disregard these interactions in future studies.

Key words: galaxy interactions, galaxy evolution, galaxy morphology, dark matter haloes, numerical simulations

Scientific field: Astronomy

Scientific subfield: Extragalactic astronomy

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Morfologija i evolucija galaksija	2
1.1.1	Morfološka klasifikacija galaksija	2
1.1.2	Evolucija galaksija i njena razdoblja	4
1.2	Interakcije galaksija	6
1.2.1	Osnovni elementi i mere jačine interakcija	6
1.2.2	Klasifikacija interakcija	8
1.3	Proleti galaksija	9
1.3.1	Osnovne karakteristike proleta	10
1.3.2	Pregled dosadašnjih istraživanja	14
1.4	Motivacija i ciljevi ovog rada	16
2	Modelovanje galaksija i numeričke simulacije	19
2.1	Modelovanje galaksija kao višekomponentnih sistema	19
2.1.1	Halo tamne materije	20
2.1.2	Disk	22
2.1.3	Centralni oval	23
2.2	Numeričke simulacije	24
2.2.1	Dužina ublažavanja	24
2.2.2	Algoritmi za računanje sile	26
2.2.3	Integracija jednačina po vremenu	27
2.2.4	Programski paket <code>Gadget2</code>	28
2.3	Modeli galaksija	28
2.3.1	Primarna galaksija	29
2.3.2	Sekundarna galaksija	30
2.4	Simulacije proleta galaksija	31
2.5	Opravdanost i značaj izolovanih numeričkih simulacija	33
3	Plimski efekti i gubitak mase tamne materije sekundarne galaksije	35
3.1	Uvod	35
3.1.1	Pojam plimskih sila i neke njihove posledice	36
3.2	Metode određivanja mase galaksije	38
3.2.1	Gravitaciono vezana masa tamne materije	39
3.2.2	Virijalna masa	40
3.2.3	Masa jezgra tamne materije	41
3.3	Evolucija preostale mase tamne materije sekundarne galaksije	41
3.3.1	Funkcionalna zavisnost preostale mase od parametra sudara	43
3.4	Promene zvezdane komponente sekundarne galaksije	46
3.5	Diskusija	48

4	Metode detekcije morfoloških struktura u diskovima galaksija	51
4.1	Uvod	51
4.1.1	Osnovni elementi Furijeove dekompozicije	52
4.2	Detekcija i kvantifikovanje spiralne strukture	54
4.3	Detekcija i kvantifikovanje prečke	55
4.3.1	Modifikovani algoritam za detekciju prečke	57
4.3.2	Ilustrativni primeri	58
5	Morfološka evolucija primarne galaksije	62
5.1	Uvod	62
5.2	Kvalitativna analiza	63
5.3	Formiranje i evolucija dvograne spiralne strukture	66
5.3.1	Diskusija	70
5.4	Formiranje i evolucija prečke	72
5.4.1	Zanimljiv slučaj dvostruke prečke	75
5.4.2	Uočljivost i observabilnost prečki	78
5.5	Uticaaj na sferne komponente	80
6	Rezime i zaključak	84
6.1	Rezime	84
6.2	Zaključak	85
	Literatura	88

Poglavlje 1

Uvod

Osnovu opšteprihvaćenog kosmološkog Λ CDM modela čine tamna energija (Λ), koju odlikuje negativan pritisak što rezultuje ubrzanim širenjem Univerzuma, i hladna tamna materija (eng. *cold dark matter*, CDM) sačinjena od nerelativističkih, nebarionskih čestica koje interaguju samo gravitaciono. Po ovom modelu, prve strukture koje nastaju (gravitacionim kolapsom tamne materije u oblastima veće gustine i postizanjem virijalne ravnoteže) su haloii tamne materije, na crvenom pomaku $z \sim 30$. U centrima ovih haloa počinju da rastu perturbacije u gasu i dolazi do formiranja barionskih objekata - prvih galaksija. Dalji rast ovih struktura, dakle i haloa tamne materije i barionskih objekata unutar njih, odvija se hijerarhijski - uzastopnim sudarima (eng. *merger*) sa drugim haloima (pa i galaksijama unutar njih) koji rezultuju njihovim spajanjem. Kako strukture u Univerzumu nisu uniformno raspoređene, već postoje oblasti gde gotovo i da nema galaksija (eng. *voids*), kao i oblasti veće gustine gde se formiraju jata galaksija, očigledno je da će učestanost sudara biti različita u različitim sredinama.

Pored sudara, koji predstavljaju vodeći mehanizam formiranja i evolucije galaksija kakve danas posmatramo, interakcije galaksija koje ne rezultuju njihovim spajanjem (eng. *non-mergers*; u daljem tekstu - interakcije) su takođe važan činilac u teoriji evolucije galaksija. Fenomenološki predmet ove teze je upravo jedna klasa takvih interakcija - jako bliski relativno brzi prolazi galaksija, odnosno proleti galaksija (eng. *flyby*).

Tokom prošlog veka, usled očiglednih računarskih ograničenja, teorijskim istraživanjima iz oblasti galaktičke dinamike dominirao je analitički pristup. Ispitivano je kretanje čestica u stabilnim, stacionarnim (eng. *steady-state*) ili kvazi-stacionarnim (eng. *quasi-steady-state*) gravitacionim potencijalima. Time su postavljene osnove orbitalne teorije i došlo je do značajnih pomaka u razumevanju raznih dinamičkih efekata (Binney & Tremaine, 2008). Uz brojne dokaze o evoluciji galaksija, postalo je jasno da ovakav, analitički pristup, iako ima svoju korist i primenu, ne može dati kompletnu sliku. S druge strane, sa razvojem računara i super-računara, numerički pristup, odnosno numeričke simulacije, postajale su sve popularnije i danas su neizostavni deo teorijske astrofizike. Kako za potrebe našeg istraživanja koristimo numeričke, nekoscimološke simulacije N tela, ova disertacija ima i svoj tehnički aspekt, te ćemo se posebno pozabaviti pitanjem opravdanosti i značaja ovih simulacija. Naime, numeričke, nekoscimološke simulacije N tela, iako uprošćene jer uzimaju u obzir samo gravitacionu interakciju, se mogu smatrati neophodnom dopunom kosmoloških simulacija jer omogućavaju uglavnom bolju čestičnu i, daleko važnije, bolju vremensku rezoluciju. Uz to, za razliku od kosmoloških, u nekoscimološkim simulacijama uslovi su strogo kontrolisani te je moguće detaljnije ispitati uticaje različitih parametara koji opisuju neki događaj na skalama galaksija. Time nekoscimološke simulacije daju bolji uvid u pitanja koja se tiču manjih skala - galaksija, njihovih svojstava i događaja unutar njih, njihovih međusobnih interakcija i posledica istih. Njihova bolja vremenska rezolucija, očigledno, omogućava finije ispitivanje brzih događaja i kratkoročnih efekata koji, gotovo izvesno, ostaju nezapaženi u kosmološkim simulacijama.

U nastavku ovog poglavlja ćemo dati kratak teorijski uvod u morfologiju i evoluciju galaksija, i interakcije galaksija uopšteno na jedan netipičan način uz pokušaj njihove fundamentalnije klasifikacije. Uz to, detaljnije ćemo definisati prolete galaksija koji su predmet ovog rada i napraviti pregled malobrojnih ali značajnih dosadašnjih istraživanja na ovu temu. U svetlu toga, na kraju ćemo diskutovati motivaciju za ovaj rad kao i jasno definisati fenomenološke i tehničke ciljeve.

1.1 Morfologija i evolucija galaksija

Galaksije, kako ih danas znamo i posmatramo, su gravitaciono vezani sistemi sačinjeni od zvezda i međuzvezdanog gasa i prašine koje okružuje masivan halo tamne, nevidljive materije značajno većih dimenzija od dimenzija vidljive komponente. Osim što se one međusobno razlikuju po masi (po količini zvezda i gasa koji ih čine), njihove glavne razlike, one koje su najočiglednije iz posmatranja, su upravo vizuelne, odnosno razlike u njihovom obliku i strukturi ili jednom rečju - morfologiji.

Cilj izučavanja morfologije galaksija danas nije samo sistematična klasifikacija galaksija, ma da je to neophodni prvi korak. Najpre, različite morfološke klase ili manifestacije, zbog svojih različitih mehanizama nastanka, nam daju informacije o istoriji galaksije. Ali osim prošlosti galaksije koju na ovaj način možemo izučavati, na osnovu ispitivanja morfologije možemo napraviti i predikcije o njenoj budućnosti. Naime, galaksije evoluiraju ne samo evolucijom pojedinačnih zvezda koje ih čine, već i morfološke strukture imaju svoj, poseban način i tok evolucije, a štaviše često različite strukture i podstrukture mogu ko-evoluirati.

U okviru ovog odeljka najpre ćemo predstaviti osnovnu morfološku klasifikaciju galaksija koja je najčešće u upotrebi, a potom ćemo se osvrnuti na evoluciju galaksija i diskutovati koja su to njena karakteristična razdoblja.

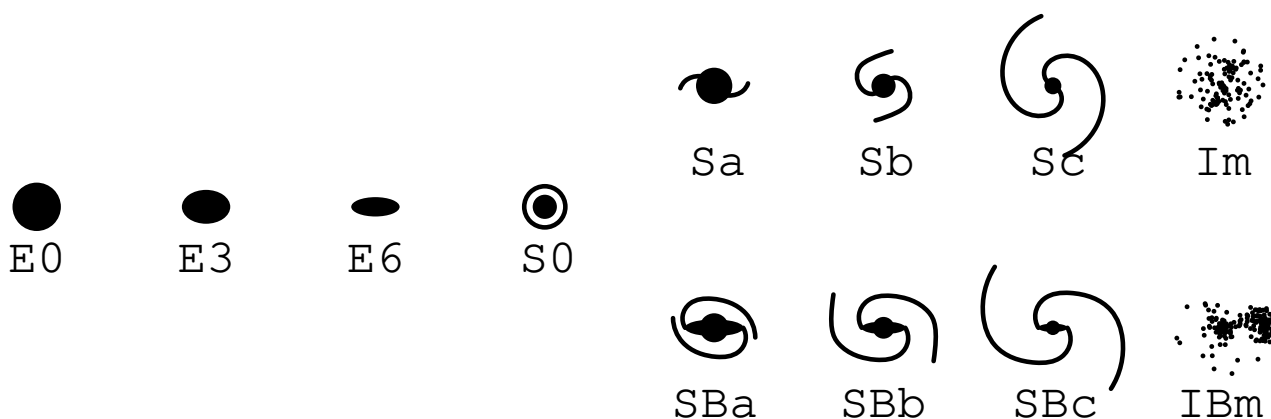
1.1.1 Morfološka klasifikacija galaksija

Morfološke razlike između galaksija bile su očigledne i privlačile su pažnju čak i pre nego što je postalo poznato da su galaksije zasebni objekti koji se nalaze izvan Mlečnog puta. Prvu sistematičnu morfološku klasifikaciju galaksija, a koja je i danas u nešto izmenjenom i dopunjenom obliku najčešće u upotrebi, napravio je Hubble (1926). Ilustrativni prikaz ove klasifikacije, poznat kao "Hablova viljuška", prikazan je na slici 1.1, gde je sa početnim E označena klasa eliptičnih, sa početnim S klasa spiralnih, a sa početnim I klasa nepravilnih galaksija, uz klasu S0 koja predstavlja sočivaste, odnosno lentikularne galaksije. Dodatno slovo B označava potklase galaksija kog kojih se može uočiti izdužena struktura - prečka¹ (eng. *bar*).

Eliptične galaksije se razlikuju po tipovima En, gde je n broj koji uzima vrednosti iz intervala (0, 7) i predstavlja meru eliptičnosti računatu po formuli $10(1 - b/a)$, gde a i b predstavljaju veliku i malu poluosu, respektivno. Njih odlikuje odsustvo nekih specifičnih struktura, zvezde populacije II (stare zvezde male metaličnosti) i male količine (pa neretko i odsustvo) gasa i prašine. Uz to, ove galaksije mogu značajno varirati po masi, $\log(M [M_{\odot}]) \in (5, 13)$.

Spiralne galaksije, kako one bez prečke (S) tako i one sa njom (SB), se dodatno dele u tri tipa, označena slovima a, b i c. Ovi tipovi se određuju na osnovu sjaja i izraženosti centralnog ovala (eng. *bulge*, što bi doslovno značilo izbočina) i izvesne namotanosti spiralnih grana. Naizgled postoji korelacija između ove dve pojave: spiralne galaksije sa izraženijim centralnim ovalom obično imaju namotanije spiralne grane i klasifikovane su kao Sa ili SBa (Mo, van den Bosch & White, 2010). Galaksije obe ove klase (S i SB) odlukuju zvezde populacije I (mlađe

¹Ova struktura se često naziva i prečaga, a u pojedinim slučajevima se može naći da se galaksije koje je sadrže nazivaju - premošćene. U ovoj disertaciji se koristi pojam "prečka", koji koristi i prof. dr Olga Atanacković (Vukićević-Karabin & Atanacković, 2010).



Slika 1.1: Ilustrativni prikaz Hubble (1926) morfološke klasifikacije galaksija, poznat kao "Hubbleova viljuška". **Izvor:** Abraham (1998)

zvezde veće metaličnosti, mada se van diska mogu uočiti i starije zvezde populacije II), velike količine gasa i prašine, regioni pojačanog formiranja zvezda i to što malo variraju po masi, $\log(M [M_{\odot}]) \in (9, 12)$.

Sočivaste ili lentikularne (oba pojma se često koriste) galaksije S0 se često smatraju za prelaznu klasu između eliptičnih i spiralnih galaksija, budući da sadrže disk ali bez izražene spiralne strukture, a centralni oval je obično izraženiji nego u spiralnim galaksijama. Sadrže značajno manje količine gasa i prašine (pa čak i odsustvo istih) od spiralnih galaksija i nisu uočeni regioni pojačanog formiranja zvezda. Može se desiti da, ipak, sadrže prečku i u tom slučaju se klasifikuju kao SB0.

Treba naglasiti da nepravilne galaksije (I) ipak nisu bile uvršćene u originalnu morfološku klasifikaciju. One se grubo mogu podeliti u tri tipa: Irr (eng. *irregular*) tip su galaksije koje su u potpunosti nepravilne, bez ikakvih naznaka strukture, Im tip su galaksije kog kojih se ipak mogu uočiti nekakve naznake strukture, a IBm galaksije kod kojih se može uočiti nekakva prečkasta struktura. Ovu klasu galaksija odlukuju obe populacije zvezda (i stare i mlađe), uglavnom veće količine gasa i izvesna, ali varijabilna količina prašine, a mogu malo varirati po masi $\log(M [M_{\odot}]) \in (8, 11)$.

Zanimljivo je primetiti da se ilustrativni primer prikazan na slici 1.1 često, bar istorijski, tumači evolutivno sleva ka desno te se, na primer, eliptične galaksije nazivaju galaksijama ranog, a spiralne kasnog tipa (ili se čak S(B)a mogu nazvati spiralnim galaksijama ranog tipa u odnosu na S(B)c). Ova terminologija nije utemeljena u realnosti jer je suprotna opšteprihvaćenom hijerarhijskom modelu formiranja galaksija (kako su diskutovali npr. Abraham, 1998; Mo et al., 2010) ali se održala iz istorijskih razloga.

Dopuna predstavljene morfološke klasifikacije (de Vaucouleurs, 1959; de Vaucouleurs, de Vaucouleurs & Corwin, 1976) predložena je kako bi se jasnije napravila razlika između finijih elemenata galaktičke morfološke strukture. Tako su u slučaju prečki predložene tri zasebne klase kod spiralnih galaksija (SA bi bile spiralne galaksije bez prečke, SB one sa prečkom, a SAB galaksije kod kojih je prečka slaba) i podjednako klasa za sočivaste galaksije (gde je SA0 galaksija bez prečke, SB0 ona sa prečkom, a kod S0 se ne može sa sigurnošću detektovati takva struktura). Dodatno je uzeto u obzir i moguće postojanje prstenova ili prstenaste strukture, pa se njegovo postojanje obeležava slovom r (eng. *ring*), njegovo odsustvo slovom s, a kombinovano rs predstavlja prelazni slučaj, onda kada takva struktura postoji ali nije dovoljno jasno izražena ili ima prekide. Dodatno, u slučaju spiralnih galaksija, predloženo je još dva tipa kao nastavak inicijalnog niza a, b, c: tip galaksije koji bi se označio slovom d podrazumeva spiralnu galaksiju koja izgleda difuzno i isprekidano dok je centralni oval jako slabog sjaja, a tip galaksije koji bi se označio slovom m predstavlja spiralne galaksije praktično bez centralnog ovala u kojima su spiralne grane slabe i deluju nepravilno.

Treba pomenuti i takozvanu Yerkes klasifikaciju (Morgan & Mayall, 1957; Morgan, 1958, 1959; Morgan & Osterbrock, 1969; Morgan, 1971) koja klasifikuje galaksije na osnovu tri karakteristike: dominantnog spektralnog tipa zvezda u galaksiji, oblika galaksije i inklinacije odnosno ugla pod kojim se galaksija vidi. Iako može delovati kao potpuniya klasifikacija, naročito sa posmatračke strane, ona u svojoj celini nije trenutno u upotrebi. Međutim, dve klase galaksija predložene tom klasifikacijom su danas u upotrebi jer se one ne mogu jasno uklopiti u naširoko korišćenu (a prethodno predstavljenu) morfološku klasifikaciju. To su klase D i njihove masivnije manifestacije cD (poznata i kao eng. *central Dominant galaxy*), koje odlikuje rotaciona simetrija ali nemaju spiralnu strukturu niti su očigledno eliptične, a mogu izgledati i difuzno. Klasa galaksija cD predstavlja najmasivnije poznate galaksije u Univerzumu koje se nalaze isključivo u centrima bogatih jata galaksija (Matthews, Morgan & Schmidt, 1964).

Iako to prevazilazi okvire našeg istraživanja, treba pomenuti da se galaksije, osim po morfologiji, mogu klasifikovati i na osnovu njihovih različitih fizičkih karakteristika. Najčešća fizička klasifikacija galaksija koja je danas u upotrebi deli galaksije na normalne (klasa kojoj pripada oko 90% posmatranih galaksija i njihovo je zračenje određeno zračenjem zvezda koje ih čine) i aktivne (Mo et al., 2010; Vukićević-Karabin & Atanacković, 2010). Aktivne galaksije emituju velike količine energije iz kompaktnog centralnog regiona koji se sastoji iz supermasivne crne rupe koja aktivno raste (po masi), akrecionog diska oko nje i jonizovanih gasnih oblaka, pri čemu se taj centralni region zove aktivno galaktičko jezgro (ili, kraće AGJ). Smatra se da ova aktivnost predstavlja samo jednu fazu u evoluciji galaksija, koja uglavnom nastaje usled izuzetno jakih interakcija i sudara (npr. Bahcall et al., 1997; Mo et al., 2010; Bernhard et al., 2022). Osim pomenute klasifikacije, moguće je fizički klasifikovati galaksije na osnovu količine gasa koju sadrže, luminoznosti, kao i na osnovu njihove stope formiranja zvezda. Od posebnog su značaja i takozvane zvezdorodne galaksije (eng. *starburst galaxies*) čija stopa formiranja zvezda može biti čak 10 – 100 puta veća od one kod normalnih galaksija (na primer, galaksija nalik Mlečnom putu, Mo et al., 2010). U ekstremnim slučajevima, ovi objekti emituju većinu zračenja u infracrvenom delu spektra, te su takve galaksije poznate i kao sjajne infracrvene galaksije (eng. *luminous infrared galaxies* ili kraće LIRGs, Soifer et al., 1984; Sanders & Mirabel, 1996). Zbog činjenice da je visoka stopa formiranja zvezda u ovim galaksijama uglavnom ograničena na određene regione, jasno je da je neophodan priliv velikih količina gasa za dovoljno kratko vreme u te regione, što se najefikasnije postiže kroz jake interakcije i sudare galaksija (Larson & Tinsley, 1978; Joseph & Wright, 1985). S obzirom na to da u ovom radu ispitujemo samo dinamičke efekte i uzimamo u obzir samo gravitacionu interakciju, nemamo prilike da posebno ispitamo neke od ovih pojava, ali buduća istraživanja svakako treba da idu u tom pravcu.

1.1.2 Evolucija galaksija i njena razdoblja

Posmatračko otkriće da galaksije u centrima bogatih jata galaksija na crvenim pomacima $z \sim 0.3$ deluju plavlje nego one u centrima sličnih, bogatih jata na manjim crvenim pomacima (odnosno u kasnijim fazama Univerzuma) nazvano je Butcher & Oemler (1978) efekat, po autorima. Sa današnjeg stanovišta, ovaj rezultat se čini sasvim očekivanim i razumljivim i jasno je da taj višak plavičastih galaksija ukazuje na pojačanu stopu formiranja zvezda u galaksijama bogatih jata u ranijem Univerzumu. Autori su kasnije proširili svoj posmatrački uzorak, potvrdivši inicijalne rezultate (Butcher & Oemler, 1984). Potonja istraživanja su takođe potvrdila efekat za crvene pomake $z > 0.2$ (Lavery & Henry, 1986; Aragon-Salamanca et al., 1993; Goto et al., 2003). Međutim, Allington-Smith et al. (1993) su otkrili da ovaj efekat važi isključivo za bogata jata galaksija, ali da se slično ne uočava i za manja jata ili grupe galaksija. To je navelo neke autore da tumače ovaj efekat kao posledicu interakcija, sudara i globalnih uticaja veoma guste sredine (Couch et al., 1994; Dressler et al., 1994), za koje smatraju da imaju najznačajniji uticaj na evoluciju galaksija i pojačane stope formiranja zvezda.

Iako je već bilo poznato da se različiti morfološki tipovi galaksija mogu češće naći u različitim sredinama, Dressler (1980a,b) je prvi ukazao na postojanje takozvane morfološka-gustina relacije, odnosno tendencije galaksija odgovarajućeg morfološkog tipa da se češće nađu u oblastima određene gustine. Ukoliko bismo morfološki tip galaksije označili sa T a gustinu sredine sa Σ , ova relacija bi se ukratko mogla nazvati $T - \Sigma$ relacija. Naime, u oblastima manje gustine dominiraju spiralne galaksije, kako one bez prečke tako i one sa njom (klase S i SB), dok su u oblastima veće gustine, kakve su masivna jata galaksija, najzastupljenije eliptične i sočivaste galaksije (klase E i S0). Dressler (1984) smatra da su za oba (ovde predstavljena) efekta pretežno zaslužne interakcije i sudari galaksija, kao i globalni gravitacioni uticaji gusto naseljene sredine (gde su i interakcije, prirodno, očekivanije). Više autora je, u nekoj meri, potvrdilo ova zapažanja (npr. Bhavsar, 1981; de Souza et al., 1982; Okamoto & Nagashima, 2001). Osim izvesne potvrde $T - \Sigma$ relacije, Sazonova et al. (2020) su, ispitujući jata galaksija na crvenim pomacima $1 < z < 2$, naglasili da se u jatima formiraju kompaktne galaksije sa veoma izraženim centralnim ovalima, kao i da su uticajima najpodložnije galaksije manje mase, $\log(M [M_{\odot}]) \leq 10.5$.

Može se zaključiti da su interakcije i sudari galaksija veoma bitni za njihovu evoluciju i primetiti da ovaj pododeljak na izvesni način predstavlja uvertiru u nastavak ovog poglavlja. Pre nego što se osvrnemo na interakcije galaksija i specifičnije - prolete koji su predmet ove disertacije, moramo najpre definisati osnovna razdoblja u evoluciji galaksija:

1. **Razdoblje aktivne² evolucije**, ili ukratko aktivna evolucija, podrazumeva period najbrnije evolucije koja nastaje usled interakcija, sudara i spoljašnjih gravitacionih dejstava a koja uglavnom rezultuje pojačanom stopom formiranja zvezda, značajnim promenama u morfološkosti galaksija pa čak i promenama morfološkog tipa galaksije.
2. **Razdoblje pasivne evolucije**, ili ukratko pasivna evolucija, je najmirniji period tokom evolucije galaksija. Galaksije su neperturbovane (ne događaju se interakcije niti sudari i nema značajnog gravitacionog uticaja spolja), a formiranje zvezda je praktično nepostojće. Tokom ovog perioda, galaksije evoluiraju gubeći sjaj i postajući crvenije, evolucijom zvezda koje ih čine.
3. **Razdoblje sekularne evolucije**, ili ukratko sekularna evolucija (Falcón-Barroso & Knapen, 2013; Sellwood, 2014) se može smatrati nekim prelaznim periodom između dva prethodno navedena razdoblja. Tokom ovog perioda može doći do značajnijih promena u galaksijama, ali su te promene uzrokovane internim procesima i evolucijom već postojećih perturbacija u galaksijama ili različitih morfoloških struktura. Najčešće su u pitanju prečke i spiralna struktura. Podrazumeva se da je odlikuje odsustvo interakcija i spoljašnjih gravitacionih dejstava.

Jednostavno govoreći, razdoblje aktivne evolucije trebalo bi da traje najkraće, a razdoblje pasivne najduže. Međutim, za razliku od, na primer, evolucije zvezda, razdoblja u evoluciji galaksija ne mogu se jednostavno tretirati, niti su njihove vremenske skale jasno definisane jer zavise od više faktora (pre svega, od gustine sredine u kojoj se galaksije nalaze). Tako se, na primer, može očekivati da se razdoblja aktivne i sekularne evolucije naizmenično smenjuju kod galaksija u jatima galaksija, koje nemaju priliku da prođu kroz razdoblje pasivne evolucije. Nasuprot njima, galaksije u retkim sredinama, takozvane galaksije u polju (eng. *field galaxies*), većinu svog života provedu u razdoblju pasivne evolucije, uz relativno kratke periode (svega par milijardi godina ili manje) preostala dva razdoblja evolucije.

²Pod aktivnošću ovde smatramo fenomene koji se ne moraju nužno odnositi na jezgro galaksije.

1.2 Interakcije galaksija

Kada se govori o interakcijama galaksija, ne sme se izostaviti Holmberg (1940) koji je prvi eksplicitno istakao njihov značaj. Prilikom interakcije, dolazi do prenosa energije i momenta impulsa orbitalnog kretanja na unutrašnju strukturu i unutrašnja kretanja pojedinačnih galaksija, što može rezultovati značajnim promenama i posledicama po evoluciju pojedinačnih galaksija. Istovremeno, on je i prvi koji je izvršio, moglo bi se reći proto-simulaciju gravitacione interakcije N tela u cilju ispitivanja interakcija galaksija, korišćenjem seta sijalica (Holmberg, 1941). Tako se on može smatrati začetnikom oblasti kojom se mi danas bavimo, kako u fenomenološkom smislu (interakcije galaksija), tako i u tehničkom (simulacije N tela).

Pionirskim radovima u oblasti interakcija galaksija i njihovog uticaja na posmatranu morfologiju smatraju se i Toomre & Toomre (1972) i Eneev, Kozlov & Sunyaev (1973), pokazavši da bliske interakcije galaksija dovode do formiranja niza interesantnih struktura koje posmatramo: plimskih repova i mostova materije koji naizgled povezuju dve galaksije, kao i spiralne strukture i izvesne zakrivljenosti diskova pojedinačnih galaksija, između ostalog. Ovu ideju su potvrdila i kasnija istraživanja (npr. Barnes & Hernquist, 1992; Tutukov & Fedorova, 2006; Dubinski & Chakrabarty, 2009), te danas ovo predstavlja opšte znanje.

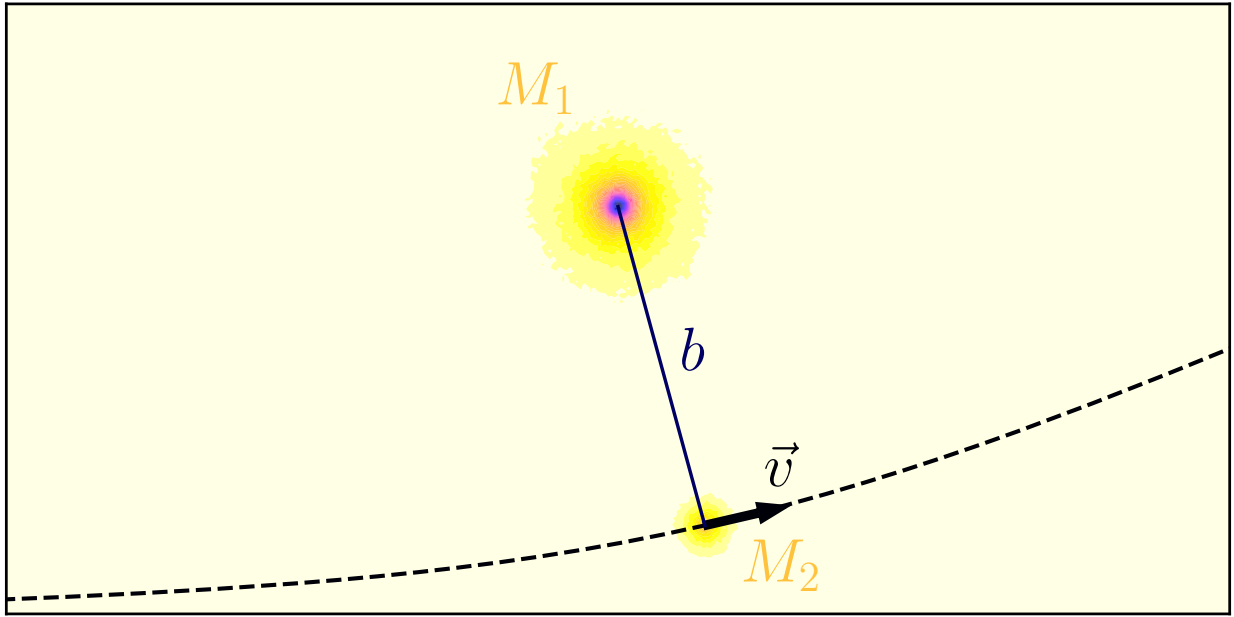
Jata galaksija, uzimajući u obzir njihovu prirodu, odnosno da predstavljaju oblasti gušće naseljene galaksijama, su idealna okruženja za česte interakcije, naročito bliske, penetrirajuće interakcije između galaksija-satelita (Tormen, Diaferio & Syer, 1998; Knebe, Gill & Gibson, 2004). U takvim sredinama, na galaksije takođe deluje i globalno gravitaciono polje samog jata, ali je Gnedin (2003) otkrio da maksimumi sila koje deluju na određenu galaksiju ne odgovaraju uvek trenutku kada ta galaksija prolazi kroz centar jata (ili dovoljno blizu njega), već blizu struktura lokalne gustine (na primer, blizu drugih masivnih galaksija ili nevirijalizovanih grupa galaksija koje trenutno upadaju u jato). Upravo ovo govori o tome da interakcije mogu podjednako doprineti evoluciji galaksija kao i globalna gravitaciona dejstva sredine (jata galaksija), naročito u slučaju diskolikih, spiralnih galaksija (Hwang et al., 2018).

U jatima galaksija dolazi i do interakcija galaksija na većim međusobnim udaljenostima pri velikim relativnim brzinama. Ovaj proces, nazvan ilustrativno *uznemiravanje* galaksija (eng. *galaxy harassment*, Moore et al., 1996), iako se na prvi pogled čini slabim, može dovesti do značajnih morfoloških transformacija, čak i prelasku galaksija iz jedne morfološke klase u drugu. Na primer, diskolike, spiralne galaksije mogu postati patuljaste eliptične (Moore et al., 1998, 1999; Mastropietro et al., 2005). Dakle, nesumnjivo je da interakcije galaksija igraju važnu ulogu u procesu evolucije galaksija, što se nikako ne sme zanemariti.

U nastavku ovog odeljka predstavilićemo osnovne parametre interakcija i diskutovati njihovu potencijalnu klasifikaciju.

1.2.1 Osnovni elementi i mere jačine interakcija

Bilo kakva interakcija između dve galaksije je prevashodno gravitacione prirode. Zamislimo, radi jednostavnosti, da se interakcija odigrava u ravni (odnosno, dvodimenzionalni slučaj). Neka je koordinatni sistem postavljen tako da se primarna galaksija ukupne mase M_1 nalazi nepomična u centru, a da sekundarna galaksija (u okviru ovog odeljka zvaćemo je perturbirer) ukupne mase M_2 kreće po određenoj orbiti brzinom \vec{v} . Minimalno rastojanje koje se dostiže prilikom interakcije naziva se parametar sudara i , najčešće, označava sa b . Ujedno, razmatrano u kontekstu orbite perturbirera, parametar sudara predstavlja pericentar orbite u odnosu na primarnu galaksiju. Nije retko da se ova dva pojma naizmenično i istovremeno koriste, u zavisnosti od konteksta, iako se odnose na praktično istu veličinu. Na primer, kada se govori o brzini perturbirera, prirodnije je reći - brzina u pericentru. Alternativa, brzina kada je postignuto minimalno rastojanje tokom interakcije, je zamorna za razumevanje i previše opterećuje tekst.



Slika 1.2: Ilustrativni prikaz interakcije u ravni, između nepomične galaksije mase M_1 i perturbera mase M_2 koji se kreće po orbiti (isprekidana crna linija) brzinom \vec{v} . Prikazan je trenutak kada je postignuto minimalno rastojanje između galaksija tokom interakcije (plava puna linija) koje se naziva parametar sudara i označava sa b .

Naravno, postoje suptilne razlike - pojam *pericentar* se odnosi na preciznu poziciju na orbiti, dok pojam *parametar sudara* predstavlja samo rastojanje između pericentra orbite perturbera i centra primarne galaksije.

Ilustrativni prikaz ove interakcije, uz naznačene sve njene elemente, prikazan je na slici 1.2. Jasno je da je svaka interakcija apsolutno određena ovim osnovnim elementima: odnosom masa interagujućih galaksija q koji se definiše kao $q = M_2/M_1$, brzinom perturbera \vec{v} koja implicitno određuje vreme trajanja interakcije i, naravno, parametrom sudara b . Kako je reč o više različitih parametara, nepraktično je interakciju definisati svakim od njih ponaosob. Stoga se, prirodno, javlja potreba za uvođenjem nekog univerzalnog bezdimenzionog parametra koji bi definisao jačinu interakcije, uzimajući u obzir njene osnovne elemente. Na primer, Oh, Kim & Lee (2015) su ukratko diskutovali različite načine na koje se jačina interakcije može kvantifikovati, a koji su trenutno u upotrebi.

Jednostavniji parametar jačine interakcije, koji se tradicionalno označava sa P , uzima u obzir samo odnos masa interagujućih galaksija, dimenzije primarne galaksije i parametar sudara, a računa se preko:

$$P = \frac{M_2}{M_1} \left(\frac{R_1}{b} \right)^3 \quad (1.1)$$

gde R_1 predstavlja dimenzije primarne galaksije, a ostale veličine su prethodno definisane. Treba primetiti da ovako definisana jačina interakcije P ignoriše dimenzije perturbera. Stoga se ona koristi ili onda kada se dimenzije perturbera mogu smatrati zanemarljivim ili, češće, kada je istraživanje fokusirano na ispitivanje primarne galaksije (npr. Semczuk et al., 2020). Ukoliko je potrebno uključiti i dimenzije perturbera R_2 , jačina interakcije P poprima oblik:

$$P = \frac{M_2}{M_1} \left(\frac{R_1}{R_2 + b} \right)^3 \quad (1.2)$$

Nešto kompleksniji parametar jačine interakcije, koji uzima u obzir trajanje interakcije, odnosno brzinu perturbera, a označava se sa S , originalno su predložili Elmegreen et al. (1991)

u obliku:

$$S = \frac{M_2}{M_{\text{gal}}(R < R_{\text{gal}})} \left(\frac{R_{\text{gal}}}{b} \right)^3 \frac{\Delta T}{T} \quad (1.3)$$

gde su M_2 i b prethodno definisane veličine, odnosno ukupna masa perturbbera i parametar sudara, respektivno. Veličine koje se tiču primarne galaksije se razlikuju od prethodno definisanih u okviru ovog pododeljka. Naime, iako R_{gal} predstavlja meru dimenzija primarne galaksije, obično se za njegovu vrednost uzimaju dimenzije vidljive komponente (u većini slučajeva to odgovara dimenzijama diska, a za naše istraživanje uzećemo vrednost $R_{\text{gal}} = 32$ kpc). Tako $M_{\text{gal}}(R < R_{\text{gal}})$ predstavlja ukupnu masu primarne galaksije unutar radijusa R_{gal} , dakle masu kako vidljive komponente, tako i tamne materije. Pošto je trajanje interakcije uzeto u obzir, ΔT predstavlja vreme koje je potrebno da perturbber na svojoj orbiti pređe jedan radijan oko centra primarne galaksije u blizini pericentra, a T vreme koje je potrebno da zvezde (čestice) diska učine isto na radijusu $R = R_{\text{gal}}$ i računa se preko: $T = (R_{\text{gal}}^3/GM_{\text{gal}})^{1/2}$, gde je G gravitaciona konstanta. Treba primetiti da ovako definisana jačina interakcije S takođe ignoriše dimenzije perturbbera. Oh et al. (2015) su predložili korekciju koja bi to uzela u obzir, nalik onoj za jačinu interakcije P , ali se praksa takvog računanja jačine interakcije S nije ustalila. Originalno predložen izraz je naširoko u upotrebi, čak i kada su obe galaksije predmet istraživanja (npr. Łokas, 2018). Razlog tome je verovatno, vrlo jednostavan - univerzalan način računanja jačine interakcije S omogućava jasno i direktno poređenje rezultata različitih istraživanja.

Naposletku, ne smemo zaboraviti da se ovo razmatranje tiče interakcija u ravni. U realnosti, interakcije se odigravaju u prostoru, dakle dvodimenzionalni prikaz je pojednostavljen. Realistično razmatranje mora to uzeti u obzir i, u tom slučaju, postoji dodatni parametar koji definiše interakciju: nagib, odnosno inklinacija orbite perturbbera (ravni u kojoj se ona nalazi) u odnosu na primarnu galaksiju (ili tačnije, njen disk). Međutim, trenutno ne postoji predlog parametra jačine interakcije koji bi to uzeo u obzir, te je praksa da se interakcije koje se ne dešavaju u ravni opisuju sa dva parametra - jačinom interakcije P ili S i inklinacijom orbite perturbbera. Tako, na primer, Semczuk et al. (2020) interakciju opisuju jačinom P a dodatno diskutuju uticaje inklinacije orbite perturbbera.

Jedna od otežavajućih okolnosti za pokušaj definisanja univerzalnog parametra jačine interakcije (koji bi uzeo u obzir inklinaciju orbite) je činjenica da se prilikom interakcija sa orbitama perturbbera pod nagibom u odnosu na disk primarne galaksije, gravitaciona sila razlaže na vertikalnu i horizontalnu komponentu. Ove dve komponente na različite načine deluju na disk primarne galaksije i, shodno tome, proizvode različite efekte. Stoga bi neki univerzalni parametar jačine interakcije, koji ima kontinuirane vrednosti, ignorisao ove razlike. U tom slučaju, možda je za neke buduće poduhvate u ovom smeru, prirodnije definisati dve jačine interakcije koje bi odgovarale ovim komponentama sile, horizontalnoj i vertikalnoj.

1.2.2 Klasifikacija interakcija

Bilo kakva interakcija galaksija (dakle, i sudari i interakcije) se pre svega mogu podeliti na osnovu ishoda te interakcije: da li će doći do spajanja galaksija (sudari) ili će galaksije nakon interakcije nastaviti da postoje kao nezavisni sistemi (interakcije). Iako deluje trivijalno, nije uvek moguće napraviti jasnu distinkciju između ove dve klase. Sa posmatračke strane, galaksije, čija je interakcija u toku, se detektuju kao bliski, binarni parovi galaksija. Kako bi se utvrdilo da je u pitanju sudar koji je u toku, neophodno je precizno utvrditi da su i međusobno rastojanje i relativna brzina dovoljno mali (Lotz et al., 2010), ali to nije uvek jednostavan proces. Ovaj problem je, naravno, znatno lakši u teorijskom pristupu, prilikom analize kosmoloških simulacija, ali ne i bez mana. Na primer, prilikom analize kosmološke simulacije, An et al. (2019) su primetili da čak 20% interagujućih parova galaksija koji nisu očigledno gravitaciono vezani, a koji bi na osnovu njihovih početnih, grubih kriterijuma bili svrstani pod interakcije, zapravo

završavaju sudarom.

Sudari galaksija, budući da su mnogo češće bili predmet istraživanja, imaju dodatne, jasno definisane i ustaljene klasifikacije. Tako se oni mogu podeli na osnovu broja galaksija (odnosno, da li u sudaru učestvuju dve ili više galaksija), odnosa masa galaksija (podela na velike i male sudare, pri čemu male odlikuje odnos masa $q \leq 0.3$), pa čak i na osnovu količine gasa koja je prisutna u galaksijama (npr. Lin et al., 2008).

Slične klasifikacije za interakcije, a da su jasno definisane i ustaljene, trenutno ne postoje. Štaviše, često je i sama terminologija nejasna jer se interakcije praktično istog tipa nazivaju različitim imenima: interakcije, bliski prolazi, bliski susreti, proleti i slično. Tehnički gledano, moguće je preuzeti klasifikacije koje se koriste za sudare, pošto su one već ustaljene i dobro poznate. Tako, na primer Kumar, Das & Kataria (2021) prolete dele na male i velike na osnovu odnosa masa interagujućih galaksija, inspirisano sličnom klasifikacijom sudara. Trebalo bi primetiti da je u slučaju interakcija moguće napraviti bar još dve, dodatne klasifikacije: na osnovu vrednosti minimalne udaljenosti koja se postiže tokom interakcije (parametra sudara), kao i na osnovu relativne brzine ili trajanja interakcije. Potreba za tako nečim bi trebalo da je očigledna. Naime, udaljene interakcije, one sa većim vrednostima parametra sudara su, prirodno, slabije (mada se dešavaju češće) i da bi one ostavile trajne i značajne posledice po strukturu i evoluciju pojedinačnih galaksija neophodno je da se više takvih događaja (uzastopno) desi (Hwang et al., 2018). S druge strane, veoma bliske interakcije imaju mogućnost da ostave za sobom značajne posledice nakon samo jednog događaja.

Radi jednostavnosti, kako bi se izbeglo nepotrebno mnogo različitih klasifikacija, možda je najbolje rešenje interakcije podeliti na osnovu njihove jačine, definisane i kvantifikovane nekim od parametara koje smo diskutovali u okviru prethodnog pododeljka. Međutim, slično kao i u slučaju terminologije, ne postoje precizno definisane klase po jačini interakcija (u smislu njihovih graničnih vrednosti), iako se interakcije po jačini mogu grubo podeliti u tri kategorije: slabe, umerene i jake. Različiti autori koriste različite granične vrednosti ovih klasa, prilagođeno opsegu jačina interakcija koje njihovo istraživanje pokriva. Tako, na primer, Pettitt & Wadsley (2018) interakciju jačine $S = 0.1$ nazivaju jakom, dok bi Oh et al. (2015) istu nazvali umerenom. Konsenzus postoji za značajno velike i značajno male vrednosti ovog parametra, na primer za $S \geq 0.25$ i $S \leq 0.02$, gde se uvek prve nazivaju jakim, a druge slabim interakcijama.

U okviru narednog odeljka, definisaćemo precizno šta podrazumevamo pod proletima galaksija, opisati koje su njihove karakteristike i dati kratak pregled dosadašnjih istraživanja na ovu temu.

1.3 Proleti galaksija

Prvi pokušaji ispitivanja učestanosti interakcija bili su ograničeni na manje prostorne skale, pre svega na jata galaksija budući da je očekivano da su bilo kakve interakcije u tako gustim sredinama česte. Tako je Gnedin (2003) pokazao da je broj bliskih interakcija između galaksija u jatima skoro ~ 100 puta veći od broja sudara. Ispitujući kretanja galaksija-satelita u jatima galaksija, Knebe et al. (2004) su primetili da neke galaksije mogu da dožive čak tri do četiri bliske interakcije po orbiti, a da u proseku 30% galaksija doživi bar jednu takvu interakciju po orbiti. Kasnija istraživanja proširila su analizu na kosmološke simulacije (Sinha & Holley-Bockelmann, 2012; L’Huillier et al., 2015; An et al., 2019), sa međusobno sličnim i konzistentnim rezultatima. U veoma ranom Univerzumu, na primer na crvenim pomacima $z \geq 14$, svi događaji (sudari i interakcije) su podjednako učestani. Kasnije, tokom formativnog perioda, na crvenim pomacima između $z \simeq 12$ i $z \simeq 4$, sudari su dominantni zbog hijerarhijskog rasta haloa (pa i galaksija) kroz uzastopne i česte sudare. Tek kasnije, ka manjim crvenim pomacima, na primer na $z \leq 2$, interakcije i proleti postaju relevantni i njihov broj postaje uporediv sa brojem sudara, a u nekim slučajevima ga čak može i premašiti.

Dolazimo do pitanja - kako uopšte definišemo prolete galaksija? Sinha & Holley-Bockelmann (2012) interakcije inicijalno dele na tri kategorije:

1. **Spoljašnje interakcije** su relativno udaljene interakcije prilikom kojih halo tamne materije koji okružuju interagujuće galaksije ostaju razdvojeni tokom čitavog trajanja interakcije. U ovu klasu bi se možda mogao svrstati posmatrački fenomen *uznemiravanja* galaksija, na primer.
2. **Unutrašnje interakcije** su veoma bliske interakcije između haloa (galaksija) različitog hijerarhijskog tipa. Konkretno, na primer, kada galaksija-satelit, gubeći svoju orbitalnu energiju, smanjuje rastojanje do centra svoje matične galaksije (eng. *orbital decay*). Neretko se ovakve interakcije zapravo završavaju sudarom. Posmatrački primer ovog tipa interakcije bi bio fenomen galaktičkog kanibalizma (npr. Ostriker & Hausman, 1977; Hausman & Ostriker, 1978), procesa u kome masivna galaksija polako ali u potpunosti preuzima materiju iz svog obližnjeg satelita.
3. **Proleti galaksija**³ su veoma bliske interakcije prilikom kojih dolazi do preklapanja haloa tamne materije interagujućih galaksija, čak i do toga da se tokom izvesnog perioda halo tamne materije sekundarne, manje galaksije nalazi u potpunosti unutar haloa tamne materije primarne, veće galaksije. Međutim, nakon ovih interakcija, obe galaksije nastavljaju svoju evoluciju kao nezavisni gravitaciono vezani sistemi.

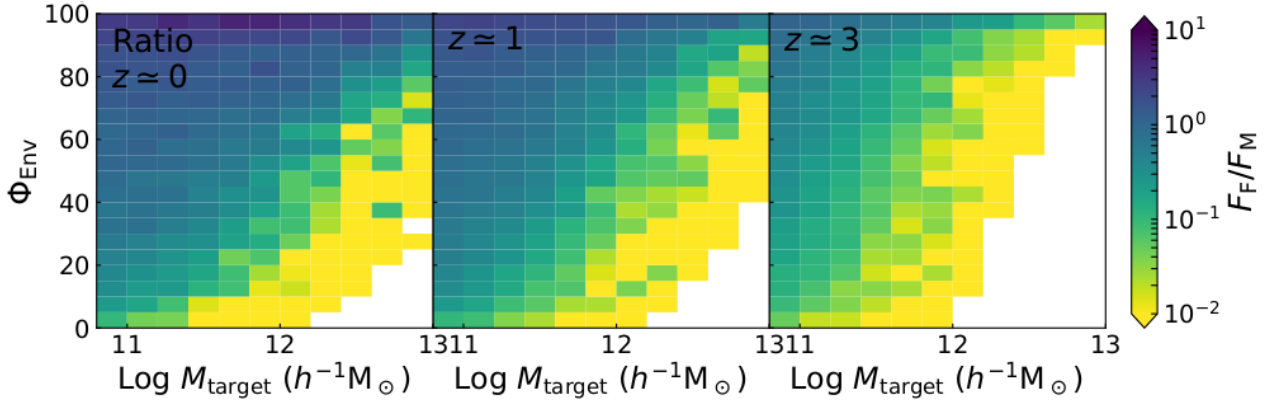
Ovako definisani proleti galaksija, koji su predmet našeg istraživanja, su evidentno dovoljno jake interakcije da mogu ostaviti trajne posledice po evoluciju pojedinačnih galaksija.

1.3.1 Osnovne karakteristike proleta

Jasno je da sa smanjenjem crvenog pomaka z , proleti galaksija postaju relevantniji i učestaniji i nesumnjivo je da danas (na crvenom pomaku $z = 0$) oni igraju veoma važnu ulogu u evoluciji galaksija. Pitanje je koje su to njihove osnovne karakteristike i šta je to što se može smatrati tipičnim proletom. Odnosno, u kojim sredinama se proleti mogu očekivati, kakav ih odnos masa interagujućih galaksija odlikuje, koje su karakteristične relativne brzine takvih interakcija i na kojim međusobnim restojanjima se oni najčešće događaju. U okviru ovog pododjeljka daćemo odgovore na ta pitanja.

Pitanjem sredine u kojoj se proleti galaksija mogu očekivati su se detaljno bavili An et al. (2019). Za potrebe toga, oni uvode parametar koji određuje gustinu sredine Φ_{Env} i koji uzima vrednosti iz intervala $(0, 100)$, pri čemu $\Phi_{\text{Env}} = 0$ predstavlja najređe naseljenu oblast, a $\Phi_{\text{Env}} = 100$ najgušću. Umesto prostog prebrojavanja galaksija (haloa) u oblasti fiksiranih dimenzija, prilikom određivanja ovog parametra oni uzimaju u obzir ukupnu masu pojedinačnih galaksija u posmatranoj oblasti. Tako dve oblasti sa istim brojem galaksija ali različitim vrednostima ukupne mase unutar tih oblasti, uzimaju različite vrednosti parametra Φ_{Env} (odnosno, oblast sa većom ukupnom masom u tom slučaju ima i veću vrednost ovog parametra i smatra se gušćom). Oni tu modifikaciju ustaljene metode (Muldrew et al., 2012) pravdaju time što smatraju da takav pristup bolje oslikava gravitacione uticaje masivnih haloa (galaksija). Njihovi rezultati (odnosno, relevantni isečak) dati su na slici 1.3, gde je prikazan odnos udela proleta (u ukupnom broju svih interakcija) prema udelu sudara F_F/F_M , pri čemu je $F_F + F_M = 1$, u funkciji mase primarne galaksije M_{target} i parametra koji određuje gustinu sredine Φ_{Env} za tri crvena pomaka $z = \{0, 1, 3\}$. Praznine koje se mogu uočiti na graficima su usled toga što se

³Autori interakcije inicijalno dele na *external*, *internal* i *grazing*, ali pod proletom podrazumevaju samo *grazing* interakciju. Kako doslovan prevod nije u duhu srpskog jezika, ili bi zahtevao poveću sintagmu, mi usvajamo termin "prolet" od samog početka.



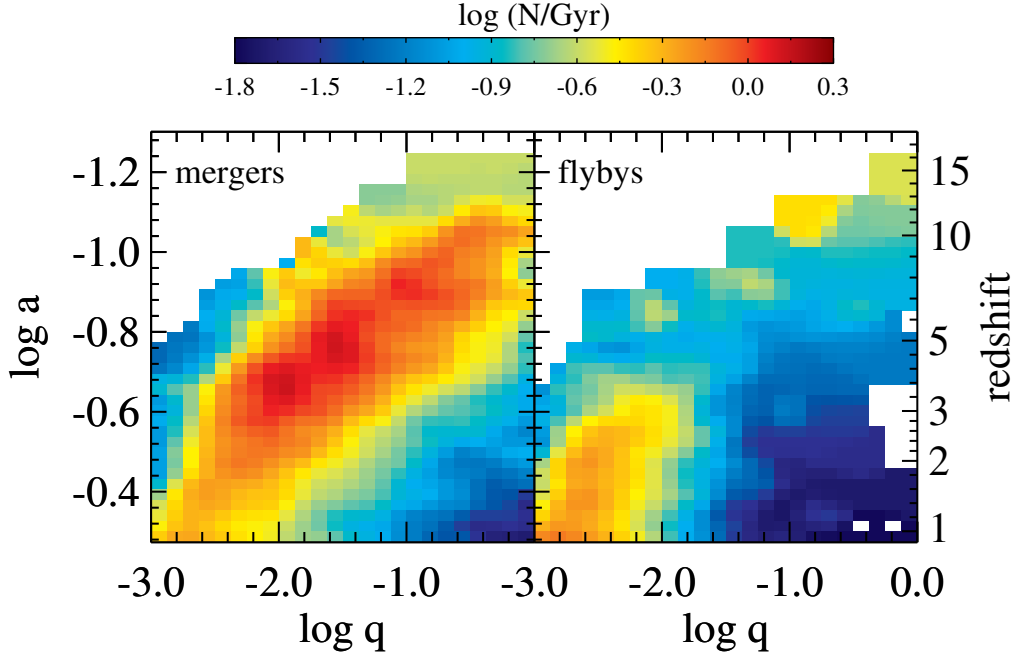
Slika 1.3: Odnos udela proleta (u ukupnom broju svih interakcija) prema udelu sudara F_F/F_M u funkciji mase primarne galaksije M_{target} i parametra koji određuje gustinu sredine Φ_{Env} (gde $\Phi_{\text{Env}} = 0$ predstavlja najređu sredinu, a $\Phi_{\text{Env}} = 100$ najgušću), za tri crvena pomaka, sleva ka desno: $z \simeq 0$, $z \simeq 1$ i $z \simeq 3$. **Izvor:** An et al. (2019)

toliko masivne (primarne) galaksije formiraju kroz veliki broj sudara i gotovo isključivo nalaze u gušćim sredinama. Prikazani odnos se, za fiksirane vrednosti parametra sredine Φ_{Env} povećava sa smanjenjem mase primarne galaksije, odnosno u bilo kojoj sredini, proleti galaksija su sve češći (u odnosu na sudare) kod manje masivnih galaksija. Slično povećanje ovog odnosa se može uočiti i za fiksiranu vrednost mase primarne galaksije sa povećanjem parametra sredine, odnosno za odabranu masu primarne galaksije proleti su sve češći u odnosu na sudare u sve gušćim sredinama. Posebno je zanimljivo primetiti da, za mase primarne galaksije koje odgovaraju galaksiji nalik Mlečnom putu ($\log M_{\text{target}} \sim 12$) ili nešto manje, broj proleta na crvenom pomaku $z \simeq 0$ u najgušćim sredinama premašuje broj sudara za skoro čitav red veličine. Autori primećuju da bi ovo moglo značajno da kontaminira posmatračku procenu broja sudara (prilikom detektovanja parova interagujućih galaksija u jatima).

Kako bi utvrdili broj proleta (ali i sudara) galaksija po milijardi godina (Gyr) u funkciji odnosa masa interagujućih galaksija q i crvenog pomaka z^4 , Sinha & Holley-Bockelmann (2012) su se fokusirali na galaksije koje na crvenom pomaku $z = 0$ po masi odgovaraju galaksiji nalik Mlečnom putu. Njihovi rezultati dati su na slici 1.4. Jasno je, kako smo i prethodno pomenuli, da su sudari dominantni događaji tokom formativnog perioda Univerzuma. Na manjim crvenim pomacima, $z \leq 2$, kada proleti galaksija postaju učestani, tipični odnos masa interagujućih galaksija u ovom slučaju se kreće u intervalu (0.001, 0.01). Odnosno, razlika u masi između interagujućih galaksija je velika, a proleti galaksija sa međusobno uporedivim masama su ekstremno retki. Štaviše, u nastavku svog istraživanja Sinha & Holley-Bockelmann (2015) pominju da je najveći zabeleženi odnos masa u proletima (kada je primarna galaksija masivna) zapravo $q \sim 0.4$. Ispostavlja se da je tipičan odnos masa, uzimajući u obzir sve prolete (dakle i one kada je primarna galaksija manje mase) ipak bliži vrednosti $q \sim 0.1$ jer kod primarnih galaksija manje mase, proleti galaksija uporedivih masa nisu ekstremno retki.

Za tipičnu vrednost relativne brzine u proletima galaksija, Sinha & Holley-Bockelmann (2015) su našli da zavisi od ukupne mase primarne galaksije i da iznosi $\sim 1.6 V_{\text{vir}}$, gde V_{vir} predstavlja vrednost idealizovane rotacione krive na virijalnom radijusu (pojam će detaljno biti diskutovan u okviru pododeljka 2.1.1). Tako se može dobiti da je za veću masu primarne galaksije, na primer $10^{12} M_{\odot}$, tipična brzina $\sim 232 \text{ km s}^{-1}$, dok za manju masu od $10^{11} M_{\odot}$ ova vrednost iznosi $\sim 108 \text{ km s}^{-1}$. An et al. (2019) su prijavili slične vrednosti $\sim 260 \text{ km s}^{-1}$ i $\sim 110 \text{ km s}^{-1}$ za ova dva primera, respektivno, ali u slučaju da se ne uzima u obzir sredina u kojoj se

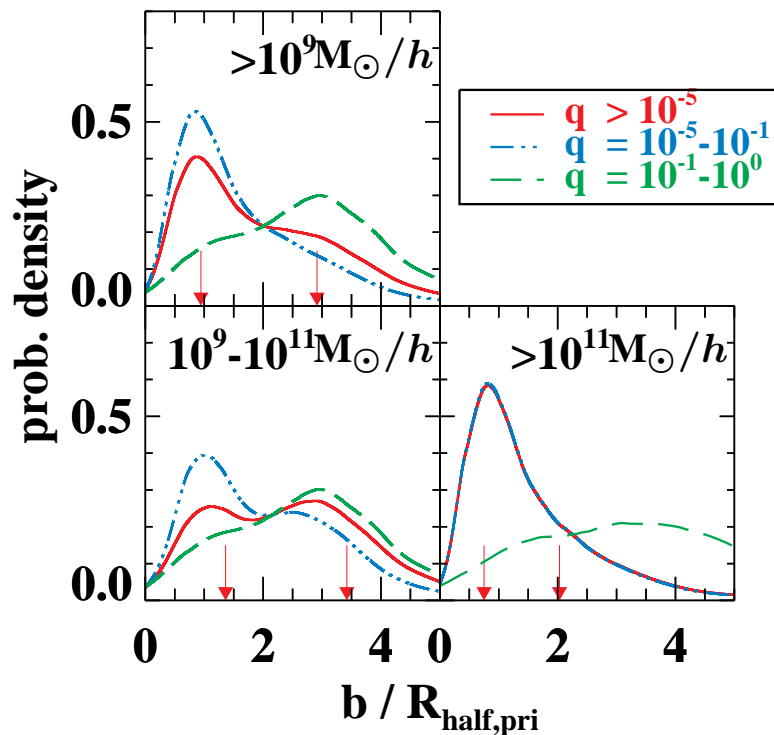
⁴Drugi način predstavljanja vremena na kosmološkim skalama, pored crvenog pomaka z , je korišćenje bez-dimenzionog kosmološkog faktora skaliranja a koji se, u ovom slučaju, računa preko $a = 1/(1+z)$.



Slika 1.4: Broj svih interakcija koje doživi galaksija, koja je na $z = 0$ nalik Mlečnom putu, po milijardi godina (Gyr) u funkciji odnosa masa q i crvenog pomaka z (eng. *redshift*). Sudari (eng. *mergers*) su predstavljeni na levom grafiku, a proleti (eng. *flybys*) na desnom. **Izvor:** Sinha & Holley-Bockelmann (2012)

prolet galaksija događa. Kako su se oni detaljno bavili i sredinama u kojima se proleti galaksija odigravaju, navode i zasebno vrednosti medijana relativnih brzina u retkim i gustim sredinama za dva tipa mase primarne galaksije iz navedenog primera. Tako ove vrednosti iznose $\sim 420 \text{ km s}^{-1}$ i $\sim 850 \text{ km s}^{-1}$ za primarne galaksije veće mase (ukupne mase $M \sim 10^{12} M_{\odot}$) u retkim i gustim sredinama, respektivno, a $\sim 270 \text{ km s}^{-1}$ i $\sim 480 \text{ km s}^{-1}$ predstavljaju odgovarajuće vrednosti za primarne galaksije manje mase (ukupne mase $M \sim 10^{11} M_{\odot}$).

Naposletku, ono što je od možda najvećeg značaja za naše istraživanje - koji su tipični parametri sudara u proletima galaksija? Na slici 1.5 je data gustina verovatnoće proleta galaksija u funkciji parametra sudara skaliranog sa polumassenim radijusom primarne galaksije $b/R_{\text{half,pri}}$, preuzeta iz rada Sinha & Holley-Bockelmann (2015). Na gornjem grafiku uzeti su u obzir svi proleti (gde je ukupna masa primarne galaksije $M > 10^9 M_{\odot}/h$), dok su na dva donja grafika razdvojeni slučajevi kada je primarna galaksija manje mase, odnosno kada je njena ukupna masa $10^9 M_{\odot}/h < M \leq 10^{11} M_{\odot}/h$ (levi grafik) i onda kada je ona masivnija, ukupne mase $M > 10^{11} M_{\odot}/h$ (desni grafik). Kako je navedeno u legendi, ukupna raspodela gustine verovatnoće označena je crvenom punom linijom, plava crta-tačka linija odnosi se na prolete sa malim odnosom masa q (odnosno na prolete u kojima postoji značajna razlika u masi između galaksija), a zelena isprekidana linija na prolete u kojima se mase interagujućih galaksija mogu smatrati uporedivim. Crvenim strelicama označeni su kvantili ukupne raspodele (crvena puna linija), odnosno vrednosti relativnog parametra sudara na kojima ukupna raspodela obuhvata 25% i 75% uzorka, respektivno. Najpre treba primetiti da su proleti galaksija uporedivih masa gotovo uvek udaljeniji od onih sa manjim vrednostima q . Slučaj kada su primarne galaksije masivne (grafik dole desno) je zapravo najbitniji za naše istraživanje i naročito interesantan. Naime, može se primetiti da se ukupna raspodela gustine verovatnoće savršeno poklapa sa raspodelom gustine verovatnoće za male vrednosti odnosa masa q (crvena puna i plava crta-tačka linija, respektivno). To upravo potvrđuje da su proleti galaksija uporedivih masa u tom slučaju zanemarljivi, odnosno da se praktično ne događaju. Najčešći proleti, dakle, za masivne primar-



Slika 1.5: Gustina verovatnoće proleta galaksija u funkciji parametra sudara skaliranog sa polumasenim radijusom primarne galaksije $b/R_{\text{half,pri}}$, prikazana odvojeno (na različitim graficima) za različite opsege ukupnih masa primarnih galaksija označenih na graficima i za dva različita opsega odnosa masa interagujućih galaksija q uz ukupni (crvena puna linija), datih u legendi. Crvenim strelicama označeni su kvartili ukupne raspodele. **Izvor:** Sinha & Holley-Bockelmann (2015)

ne galaksije imaju za vrednosti odnosa masa $q \leq 0.1$ dok je najčešći parametar sudara jednak polumassenom radijusu primarne galaksije.

1.3.2 Pregled dosadašnjih istraživanja

Pretpostavlja se da su bliske interakcije vodeći mehanizam formiranja jedne upečatljive morfološke strukture, zakrivljenosti diska na rubovima (eng. *warps*), s obzirom da su takve, *zakrivljene* galaksije uglavnom posmatrane u gušćim sredinama (Ann & Bae, 2016; Reshetnikov et al., 2016). Stoga ne čudi da su se Kim et al. (2014), nakon otkrića učestanosti i značaja proleta galaksija, odlučili na ispitivanje uticaja proleta na formiranje ovih struktura. Za potrebe toga, oni su izvršili tri serije simulacija N tela proleta galaksija, variranjem nekih od parametara interakcije. Tako prva serija simulacija podrazumeva prolet galaksija jednake mase ($q = 1$) pod nagibom orbite sekundarne galaksije od 90° (u odnosu na ravan diska primarne galaksije) i variranje parametra sudara u intervalu (33.14, 187.54) kpc; druga serija simulacija pri fiksiranom nagibu orbite sekundarne galaksije od 90° i fiksiranom parametru sudara $b \sim 44$ kpc ispituje uticaj različitog odnosa masa interagujućih galaksija q koji varira u intervalu (0.17, 4) (dakle, pokriva i slučajeve kada je sekundarna galaksija masivnija); treća serija simulacija ispituje uticaj nagiba orbite uzimajući različite vrednosti iz intervala (0° , 180°) pri fiksiranom odnosu masa $q = 1$ i parametru sudara $b \sim 42$ kpc. Fiksirana vrednost nagiba orbite sekundarne galaksije od 90° u dve serije simulacija odabrana je zato što je, u tom slučaju, vertikalna komponenta sile koja prilikom interakcije deluje na disk primarne galaksije najjača te se taj slučaj može smatrati za najpovoljniji uslov za formiranje zakrivljenosti. Autori u svim simulacijama koriste istu vrednost relativne brzine sekundarne galaksije, $v = 600 \text{ km s}^{-1}$. Ispostavilo se da se zakrivljenost od svega nekoliko do čak $\sim 25^\circ$ može formirati u većini simulacija i da ovaj intenzitet zavisi od sva tri ispitivana parametra, dok je dugovečnost strukture određena samo nagibom orbite sekundarne galaksije u odnosu na disk primarne galaksije. Naime, iako se najizraženija zakrivljenost formira u slučaju kada je nagib orbite 90° budući da je vertikalna komponenta sile tada najjača, ove strukture najkraće žive, dok su najdugoročnije posledice primećene u slučajevima kada su nagibi orbita 45° i 135° . Autori ovo tumače različitim trajanjem interakcije u ovim različitim slučajevima, jer je interakcija najkraća upravo u slučaju kada je nagib orbite sekundarne galaksije 90° . Slične povoljne nagibe orbita za dugoročne zakrivljenosti našli su i Semczuk et al. (2020), ističući da je ipak slučaj $\sim 45^\circ$ nešto povoljniji i da stvara češće i jače zakrivljenosti. Nijedna od ovih studija nije zabeležila vidljivu zakrivljenost diska u slučaju proleta galaksija u ravni (odnosno, kada su nagibi orbita 0° i 180°), te mi takve strukture ne očekujemo budući da se naše istraživanje fokusira na prolete galaksija sa nagibom orbite sekundarne galaksije od 0° . Naravno, treba naglasiti da proleti i nešto udaljenije interakcije nisu jedini mehanizam formiranja zakrivljenosti diska na rubovima i da do toga može doći i usled gasa koji na posmatranu galaksiju akretuje sa obližnjeg satelita (npr. Gómez et al., 2017).

Perturbacije uzrokovane proletima galaksija mogu u primarnoj galaksiji izazvati formiranje prstenastih struktura (Younger et al., 2008), kinematički razdvojenog jezgra (Hau & Thomson, 1994; De Rijcke et al., 2004), pa čak i promeniti ugao ili smer momenta impulsa galaksije (odnosno, promeniti njenu rotaciju, Bett & Frenk, 2012; Cen, 2014; Lee et al., 2018). Sekundarne galaksije, manje mase, u proletima čak, kroz proces plimskog ogoljavanja (koje je glavna tema trećeg poglavlja), mogu izgubiti značajan deo svoje mase i, u ekstremnim slučajevima, postati egzotične galaksije sa iznenađujuće malom količinom tamne materije (npr. Ogiya, 2018; Shin et al., 2020; Jackson et al., 2021; Macciò et al., 2021; Moreno et al., 2022).

Kako je danas praktično opštepoznato da jedan od mehanizama formiranja prečki u galaksijama podrazumeva interakcije galaksija (Noguchi, 1987; Miwa & Noguchi, 1998; Berentzen et al., 2004), više autora se fokusiralo na prečke koje se mogu formirati u proletima galaksija. Lang, Holley-Bockelmann & Sinha (2014) su izvršili tri simulacije N tela sa proletima

galaksija. Njihov model masivnije galaksije se sastoji iz haloa tamne materije i diska, ukupne mase $1.24 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ tako da predstavlja neku tipičnu diskoliku galaksiju nalik Mlečnom putu, a model manje mase je skaliran tako da bude 10 puta manji. Tako tri simulacije predstavljaju redom: prolet sa odnosom masa $q = 1$ i progradnom orbitom sekundarne galaksije, prolet sa odnosom masa $q = 1$ ali sa retrogradnom orbitom i prolet sa odnosom masa $q = 0.1$ sa progradnom orbitom, pri čemu se svi proleti dešavaju u ravni koja se poklapa sa ravni diska primarne galaksije. Progradnu orbitu odlikuje poklapanje smeru vektora orbitalnog momenta impulsa sekundarne galaksije sa smerom vektora rotacionog momenta impulsa diska primarne galaksije, dok su smerovi, očigledno obrnuti za slučaj retrogradne orbite. U kontekstu nagiba orbite sekundarne galaksije u odnosu na disk primarne, može se reći da progradne orbite imaju vrednost ove veličine 0° , a retrogradne 180° . Konkretno parametre interakcije, kao što su parametar sudara i relativna brzina sekundarne galaksije, autori ne navode eksplicitno u radu. Naime, oni navode da parametar sudara u svim simulacijama iznosi 10% od zbira virijalnih radijusa interagujućih galaksija. U nedostatku eksplicitno navedenih vrednosti virijalnih radijusa, a imajući u vidu mase modela galaksija, možemo proceniti da se radi o vrednostima $b \simeq 43.43$ kpc u simulacijama sa $q = 1$ i $b \simeq 31.79$ kpc u onoj sa $q = 0.1$. Situacija je nejasnija u slučaju vrednosti relativne brzine, za koju autori navode da ima vrednost u pericentru $v_{\text{peri}} = 2v_{\text{circ}}$. Jasno je da v_{circ} predstavlja idealizovanu rotacionu krivu, najverovatnije primarne galaksije, ali ostaje nejasno na kom radijusu, odnosno - da li se uzima vrednost rotacione krive u pericentru ili na virijalnom radijusu? Naša gruba procena je da oni koriste vrednost relativne brzine u pericentru $v_{\text{peri}} \simeq 308.35 \text{ km s}^{-1}$ u svim simulacijama. Ove nejasnoće u nekoj meri otežavaju poređenje našeg i njihovog istraživanja, ali ne umanjuju značaj njihovih rezultata. Naime, oni su otkrili da se prečka formira u obe galaksije sa odnosom masa $q = 1$ pri progradnom proletu ali ne i retrogradnom, a da do formiranja prečke dolazi samo u sekundarnoj galaksiji u simulaciji proleta sa $q = 0.1$. Uz to, oni su pomenuli, ali bez detaljnije analize koja bi prevazilazila okvire rada, da pored formiranja prečke dolazi i do formiranja izražene dvograne spiralne strukture.

Suprotno prethodno predstavljenom radu, Martinez-Valpuesta et al. (2017) tvrde da se prečke sličnih jačina i dimenzija formiraju u obe vrste proleta: i progradnim i retrogradnim. Ovakav rezultat je zapanjujući i potpuno neočekivan, budući da je poznato (još od pionirskog rada Toomre & Toomre, 1972) da interakcije sa progradnim orbitama imaju daleko veći efekat i ostavljaju značajnije posledice po strukturu galaksija od retrogradnih interakcija. Kako bi razrešila ove nedoslednosti, Łokas (2018) je izvršila nekoliko simulacija N tela proleta galaksija sa odnosom masa $q = 1$ (pri čemu je model galaksije nalik Mlečnom putu) i različitim orbitama, potvrdivši rezultate Lang et al. (2014): prečke se formiraju samo u progradnim proletima galaksija. Takođe je primetila i formiranje dvograne spiralne strukture uz kratku diskusiju ali bez detaljnije analize. Za uzrok ovog neslaganja, ona vidi upotrebu impulsne aproksimacije od strane Martinez-Valpuesta et al. (2017) prilikom modelovanja same interakcije i smatra da to nije ispravan pristup u ovakvim istraživanjima. Povodom toga, sličnog su stava i D'Onghia et al. (2010), koji tvrde da, iako se impulsna aproksimacija može primeniti na kratke interakcije sa velikim relativnim brzinama, ona ne može dati dovoljno realistične rezultate budući da ne razlikuje progradne od retrogradnih interakcija.

Jedini koji su umesto simulacija N tela koristili hidrodinamičke simulacije (dakle, simulacije koje uključuju gas i njegov odgovarajući fizički tretman), zarad ispitivanja formiranja spiralne strukture i prečke prilikom proleta galaksija, su Pettitt & Wadsley (2018). Oni su konstruisali pet modela primarnih galaksija koje bi odgovarale nekim tipičnim posmatranim diskolikim galaksijama (dakle, ne samo Mlečnom putu) i realizovali po dve simulacije proleta, sa jačinama $S = 0.10$ i $S = 0.05$, za svaki od njih, sa fiksnim parametrom sudara $b = 20$ kpc i odnosom masa interagujućih galaksija koji je u svim simulacijama dovoljno mali $q \leq 0.06$. Dakle, moglo bi se reći da su oni ujedno i jedini koji su za parametre interakcije odabrali realistične vrednosti, odnosno vrednosti utemeljene na rezultatima koje su dale analize kosmoloških simulacija. Osim

detaljnog ispitivanja formiranih morfoloških struktura, njihovo istraživanje je uveliko fokusirano na poređenje sa posmatranim galaksijama i oni su uspešno pokazali da ovakvi proleti (koliko god delovalo da su slabe interakcije zbog male mase sekundarne galaksije) mogu rezultovati širokim spektrom različitih posmatranih morfologija diskolikih, spiralnih galaksija.

Iako su se dotakli formiranja i evolucije spiralne strukture i prečke u proletima galaksija, Kumar et al. (2021) su se prevashodno fokusirali na posledice po evoluciju centralnih ovala, kako klasičnih, tako i pseudo-ovala. Smatra se da klasični centralni ovali nastaju kroz sudare galaksija i imaju elipsoidan, skoro sferičan oblik, dok su pseudo-ovalni spljošteniji i zapravo nastaju iz diska sekularnom evolucijom u prisutstvu jake prečke i , kao takvi, pseudo-ovalni su kinematički slični disku (npr. videti pregledni rad Kormendy & Kennicutt, 2004). Autori imaju vrlo interesantan inicijalni pristup: oni konstruišu dva modela primarne galaksije, od kojih se jedan sastoji iz tri komponente (haloa tamne materije, diska i klasičnog centralnog ovala), a drugi samo iz dve (odnosno, bez klasičnog centralnog ovala). Drugi model oni u izolaciji evoluiraju dovoljno dugo da se oformi prečka koja u nekom trenutku postaje pseudo-oval i taj trenutak uzimaju za početne uslove primarne galaksije sa pseudo-ovalom za simulacije proleta galaksija. Oba modela po masi odgovaraju galaksiji nalik Mlečnom putu, odnosno ukupna masa je $M \simeq 1.2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Zanimljivo je da oni ne prate promene i evoluciju sekundarne galaksije, iako je modeluju kao trokomponentni sistem. Set simulacija proleta galaksija oni realizuju korišćenjem dva različita odnosa masa interagujućih galaksija ($q = 0.1$ i $q = 0.2$) i tri različita parametra sudara $b = \{40, 60, 80\}$ kpc koje samo komparativno diskutuju, dok relativnu brzinu sekundarne galaksije ne navode. Između ostalog, oni su primetili da se dvograna spiralna struktura formira u svim simulacijama, da je ona kratkog veka u primarnim galaksijama sa klasičnim centralnim ovalom ali da značajno varira po jačini tokom čitave simulacije u primarnim galaksijama sa pseudo-ovalom. Pseudo-ovalni vremenom postaju dinamički topliji, a u primarnim galaksijama sa klasičnim centralnim ovalom dolazi do zadebljanja diska (odnosno, njegovog vertikalnog širenja) dok su sami centralni ovali prilično otporni na prolete galaksija i ostaju praktično nepromenjeni.

1.4 Motivacija i ciljevi ovog rada

Proleti galaksija uporedivih masa su uglavnom do sada privlačili više pažnje, naročito kada se radi o ispitivanju formiranja morfoloških struktura u diskovima galaksija, kao što su prečke i dvograne spirale. S jedne strane, to se čini razumljivim, budući da intuitivno deluje da su takvi proleti jači te, shodno tome, mogu ostaviti i veće posledice. Međutim, ne sme se zaboraviti da su takvi proleti ekstremno retki (naročito kada je primarna galaksija neka tipična diskolika galaksija nalik Mlečnom putu) i dešavaju se, gotovo isključivo, na većim udaljenostima. Uzimajući u obzir rezultate kosmoloških simulacija i karakteristične, tipične vrednosti parametara interakcije, ispostavlja se da bi proleti galaksija jednakih masa imali uporedive, ako ne i iste, vrednosti jačine interakcije kao proleti u kojima je odnos masa interagujućih galaksija značajno manji (budući da u takvim proletima, sekundarna galaksija prodire mnogo dublje u primarnu, odnosno parametri sudara su značajno manji pa se proleti događaju na malim udaljenostima). Upravo ta uporedivost jačine interakcije između ova dva tipa proleta nagoveštava da bi moglo doći do praktično istih posledica, odnosno da proleti sa velikom razlikom u masi između interagujućih galaksija takođe mogu značajno uticati na evoluciju pojedinačnih galaksija (pa i primarne).

Podsetimo se da je jačina interakcije (nezavisno koji od dva parametra definisana u okviru pododeljka 1.2.1 se uzme u obzir) najsenzitivnija na promene parametra sudara b budući da se skalira sa njim kao b^{-3} , dok je skaliranje linearno za ostale osnovne parametre interakcije. Dakle, čak i male, suptilne promene parametra sudara na tako malim udaljenostima od centra primarne galaksije (kakve su karakteristične za tipične prolete galaksija), dovode do većih pro-

mena u jačini interakcije i, shodno tome, mogu dovesti do značajno različitih posledica.

Može se postaviti pitanje, zašto uopšte ispitivati uticaj parametra sudara kada su se Kumar et al. (2021) već, u nekoj meri, bavili ovim problemom? Postoji bar dva razloga za tako nešto. Najpre, opseg vrednosti parametra sudara koji oni pokrivaju nije u potpunosti realističan za takav model primarne galaksije (naime, njihov najveći parametar sudara je veći od polumase-nog radijusa). Dalje, daleko bitnije, je što uzorak od tri različite vrednosti parametra sudara ne može dati kompletniju sliku kada se ispituje njegova uloga u proletima galaksija. Ne može se, eventualno, naći funkcionalna zavisnost različitih posledica (ili njihovih osnovnih karakteristika) od parametra sudara već se to može samo kvalitativno, opšte i grubo diskutovati. Takođe, upravo zbog značajnih razlika u jačini interakcije koje finije uzorkovanje nosi sa sobom, mogu se uočiti i finiji efekti koji gotovo izvesno promiču jednostavnom zapažanju trenda.

Naše glavne fenomenološke ciljeve planiramo da realizujemo izvršavanjem i detaljnom analizom serije simulacija proleta galaksija, sa odnosom masa $q = 0.1$ i parametrom sudara koji varira od minimalne vrednosti korišćene u srodnim istraživanjima do polumase-nog radijusa primarne galaksije. To uopšteno možemo definisati na sledeći način:

1. Pokazaćemo da proleti galaksija sa odnosom masa $q = 0.1$ podjednako mogu uticati na evoluciju primarne galaksije kao i oni gde su mase interagujućih galaksija uporedive, suprotno intuitivnim očekivanjima, upravo uzimajući u obzir rezultate kosmoloških simulacija. Naročito je bitno što skrećemo pažnju na ovo jer su proleti kakve mi izučavamo zapravo tipičniji, odnosno češći te se može reći da je i njihov značaj po evoluciju galaksija danas veći.
2. Ispitaćemo detaljnije evoluciju sekundarne galaksije. Kako je ona manje mase od primarne, sasvim je očekivano da trpi i značajnije posledice. Posebno ćemo se fokusirati na njen gubitak mase tamne materije i potencijalnu promenu oblika. Prethodna istraživanja koja su se bavila ovom interakcijom su skoro u potpunosti ignorisala sekundarnu galaksiju.
3. Ispitaćemo strukturnu i morfološku evoluciju primarne galaksije sa podjednakom pažnjom posvećenom spiralnoj strukturi i prečkama. Dodatno ćemo ispitati i druge, sferne komponente primarne galaksije - centralni oval i halo tamne materije. Iako je uticaj proleta galaksija na centralni oval već ispitivan, halo tamne materije je nekako uvek ignorisan.
4. Najbitnije, upravo zbog toga što realizujemo simulacije uzorkovanjem različitih parametara sudara, pokušaćemo (gde god je to moguće) da odredimo funkcionalnu zavisnost svih ispitivanih posledica (na primer, gubitka mase tamne materije sekundarne galaksije ili jačine formiranih spiralnih grana u primarnoj galaksiji) od parametra sudara.

Sa tehničke strane cilj nam je, najpre, da pokažemo da su nekosmološke simulacije N tela poželjne i vrlo relevantne za istraživanja raznih fenomena koji zahtevaju finiju vremensku rezoluciju i realističniji pristup problemu od analitičkih ili semi-analitičkih pristupa. Dodatno, cilj nam je da razvijemo praktičnu, brzu i efikasnu metodu za detekciju prečke koja uspešno detektuje prečke u diskovima galaksija u prisustvu spiralne strukture, što predstavlja poboljšanje ustaljenih metoda i fundamentalnije rešenje.

U okviru drugog poglavlja, daćemo kratak pregled simulacija N tela i predstaviti praktične recepte za modelovanje galaksija i realizovanje simulacija. Uz to, predstavimo i modele i simulacije koje koristimo u ovom radu ali i detaljnije diskutovati opravdanost i značaj numeričkih, nekosmoloških simulacija. U okviru trećeg poglavlja, bavićemo se evolucijom sekundarne galaksije sa posebnom pažnjom posvećenom njenom gubitku mase tamne materije. U okviru četvrtog poglavlja ćemo diskutovati ustaljene metode i kriterijume za detekciju morfoloških struktura u diskovima galaksija (dvograne spirale i prečke) i predstaviti našu modifikovanu metodu za

detekciju i kvantifikaciju prečke uz ilustrativne primere. Peto poglavlje posvećeno je morfološkoj evoluciji primarne galaksije, pre svega formiranju i evoluciji dvograne spiralne strukture i prečke, ali ćemo razmatrati i uticaje proleta galaksija na sferne komponente primarne galaksije (centralni oval i halo tamne materije). Konačno, u okviru šestog poglavlja rezimiraćemo rezultate našeg istraživanja, istaći bitne zaključke i implikacije, ali i diskutovati neke od ideja za buduća istraživanja.

Poglavlje 2

Modelovanje galaksija i numeričke simulacije

2.1 Modelovanje galaksija kao višekomponentnih sistema

Prvi korak u našem istraživanju je generisanje početnih stabilnih modela galaksija. Za potrebe toga ćemo koristiti programski paket `GalactICs_2008`¹ (Kuijken & Dubinski, 1995; Widrow & Dubinski, 2005; Widrow, Pym & Dubinski, 2008). U pitanju je druga, poboljšana verzija programskog paketa `GalactICs` koja se od prethodne verzije razlikuje samo po tehničkim aspektima, odnosno fizičkim i numeričkim parametrima koji se zadaju. Naime, u simulacijama individualnih galaksija i njihovih interakcija češće je potrebno da se strogo kontrolišu ili direktno zadaju mase galaksija i odgovarajućih podsistema. Poboljšanje programskog paketa se ogleda upravo u tome što je ovaj proces olakšan i pojednostavljen.

Sam programski paket na osnovu zadatih parametara, koje ćemo posebno diskutovati, generiše početne modele galaksija koje se sastoje iz do tri komponente: haloa tamne materije, zvezdanog diska i centralnog ovala. Svaka od komponenata sastoji se iz proizvoljnog broja N čestica jednake mase² kojima program zadaje početne pozicije $\{x, y, z\}$ i brzine $\{v_x, v_y, v_z\}$. Treba naglasiti da pojedinačne čestice nemaju fizičko značenje: one ne predstavljaju zvezde i ne smeju se tako tretirati. Međutim, skup čestica koje čine jednu komponentu ili jedan njen deo verodostojno opisuje raspodelu gustine i raspodele brzina.

Programski paket prilikom generisanja modela galaksije daje i izveštaj, kako bi utvrdilo da li se model može smatrati stabilnim. Glavni indikator stabilnosti modela je virijalni odnos svakog od podsistema, odnosno odnos ukupne kinetičke i potencijalne energije dat kroz parametar `2*kinetic/potential`. Za stabilne podsisteme potrebno je da ovaj odnos bude što bliži jedinici (tj. vrednosti -1 jer je potencijalna energija negativna). U praksi se to ogleda u vrednosti iz intervala $(-1.03, -0.98)$. Zvezdani disk ima dodatni indikator stabilnosti: Toomre (1964) parametar Q koji se računa na radijalnoj udaljenosti $2.5 R_D$ (gde je R_D karakteristična radijalna dužina diska). Ovaj parametar predstavlja tradicionalnu meru stabilnosti diska kao strukture i podsistema galaksije, a zavisi od fizičkih karakteristika diska (konkretno, površinske gustine, disperzije radijalnih brzina i rotacije). Stabilni diskovi imaju vrednost ovog parametra veću od jedinice, tj. $Q > 1$ (npr. Binney & Tremaine, 2008; Mo et al., 2010). Ukoliko se zahteva da disk bude stabilan u pogledu formiranja prečke i naznaka spiralne strukture ili bilo kakve lokalne nestabilnosti, poželjno je da vrednost parametra Q bude nešto veća od granične, npr. da teži $Q \rightarrow 2$. Pored ovih indikatora stabilnosti, u izveštaj su uključeni i drugi kontrolni parametri: konačna ukupna masa svakog od podsistema kao i njihovi plimski radijusi. Pojmu plimskog radijusa, kao i plimskih efekata, ćemo posvetiti posebnu pažnju u okviru narednog poglavlja.

¹Programski paket nije javno dostupan ali se može dobiti od autora, na zahtev.

²Čestice su jednake mase za datu komponentu, dok se mogu razlikovati za različite komponente.

Ovde plimski radijus definišemo kao radijus u okviru koga je sopstvena gravitacija dominantna. Naime, materijal koji se nalazi izvan njega će biti plimski ogoljen u prisustvu spoljašnjih sila. Na taj način, plimski radijus predstavlja izvesnu gornju granicu dimenzija odgovarajućeg podsistema. Dakle, uvidom u izveštaj generisanja modela galaksije procenjujemo da li su model i svaka od njegovih komponenti stabilni, kao i da li mase i dimenzije podsistema odgovaraju ciljanim vrednostima.

Postoji i mogućnost ispitivanja rotacije sfernih komponenti, odnosno haloa tamne materije i centralnog ovala. Parametar koji kontroliše rotaciju ovih podsistema je `streaming_fraction` i uzima vrednost iz intervala $(0, 1)$. Vrednost tog parametra predstavlja udeo odgovarajućeg podsistema koji rotira u smeru rotacije diska, gde se podrazumeva da ostatak rotira u suprotnom smeru. Tako podrazumevana vrednost 0.5 predstavlja slučaj kada podsystem ne rotira. Ukoliko rotacija sfernih podsistema i njen uticaj na evoluciju galaksija nisu predmet istraživanja, preporučuje se da modeli ostanu jednostavni - odnosno, da halo tamne materije i centralni oval ne rotiraju. To će biti slučaj u našem istraživanju, a uticaj rotacije sfernih podsistema ostavljamo za budući rad.

U okviru ovog odeljka predstavimo fizičku osnovu modela galaksija i njihovih podsistema na kojoj korišćeni programski paket počiva, ali i praktične aspekte i finese modelovanja galaksija. Usled toga, ovaj odeljak se može smatrati za svojevrsni recept za formiranje početnih modela galaksija i detaljnije uputstvo za korišćenje programskog paketa `GalactICs_2008`.

2.1.1 Halo tamne materije

Kosmološke simulacije formiranja struktura u Univerzumu, pod pretpostavkom kosmološkog CDM modela, pokazuju da se profil gustine haloa tamne materije može opisati sa (Navarro, Frenk & White, 1997, u daljem tekstu NFW profil):

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_0}{(r/r_{\text{H}})(1 + r/r_{\text{H}})^2} \quad (2.1)$$

gde je ρ_0 karakteristična centralna gustina, r_{H} karakteristična dužina haloa tamne materije a r radijalna udaljenost od centra haloa. Na osnovu posmatranja jata galaksija, kao i pojedinačnih galaksija, pokazalo da se ovaj profil ne opisuje verodostojno raspodelu gustine haloa tamne materije i uveden je opštiji oblik (Kravtsov et al., 1998):

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/r_{\text{H}})^\alpha (1 + r/r_{\text{H}})^{3-\alpha}} \quad (2.2)$$

gde je α parametar koji određuje nagib profila gustine a poseban slučaj $\alpha = 1$ odgovara NFW profilu. Problem koji nastaje prilikom numeričkog modelovanja i simulacija leži u tome što su oba profila data u analitičkom obliku i kao takvi protežu se u beskonačnost, odnosno $r \rightarrow \infty$ a vrednost gustine konvergira ka nuli $\rho(r \rightarrow \infty) \rightarrow 0$. Zbog toga programski paket `GalactICs_2008` koristi profil haloa tamne materije koji je odsečen, odnosno:

$$\rho(r) = \frac{2^{1-\alpha} \sigma_{\text{H}}^2}{4\pi r_{\text{H}}^2} \frac{\rho_0}{(r/r_{\text{H}})^\alpha (1 + r/r_{\text{H}})^{3-\alpha}} \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{r - a_{\text{H}}}{\sqrt{2} \delta_{a_{\text{H}}}} \right) \quad (2.3)$$

gde koristimo istu notaciju za prethodno definisane veličine, σ_{H} je karakteristična brzina haloa, a_{H} dužina na kojoj počinje odsecanje, $\delta_{a_{\text{H}}}$ dužina na kojoj gustina glatko opada na nulu odnosno širina odsecanja, a erfc je funkcija greške (eng. *error function*). Prilikom odabira parametara odsecanja treba voditi računa. Naglo odsecanje, usled zadavanja premale vrednosti za širinu odsecanja, može dovesti do nepredviđenih problema - kako prilikom generisanja modela, tako i tokom simulacija, odnosno evolucije modela. Međutim, ne može se govoriti o nekoj univerzalnoj, fiksnoj vrednosti za ovaj parametar jer ona zavisi od ukupnih dimenzija haloa tamne

Tabela 2.1: Pregled osnovnih fizičkih i numeričkih parametara koji se zadaju za halo tamne materije. Dodatno se zadaje i broj čestica N_H .

Fizička veličina	Parametar u programskom paketu
karakteristična dužina r_H	a
karakteristična brzina σ_H	v0
dužina na kojoj počinje odsecanje a_H	routerhalo
širina odsecanja δ_{a_H}	dtrunchalo
nagib profila α	cusp

materije. U praksi se pokazalo da je zgodno uzeti za vrednost δ_{a_H} minimum $\sim 5\%$ od željenog virijalnog radijusa R_{vir} . Virijalni radijus se često označava i kao R_{200} jer predstavlja udaljenost na kojoj prosečna gustina haloa opadne na 200 puta veću vrednost od današnje kritične gustine Univerzuma. Kako se virijalni radijus ne zadaje direktno (a programski paket računa plimski radijus), potrebno je optimalno odabrati parametre odsecanja, dakle i radijus na kome ono počinje a_H i njegovu širinu δ_{a_H} , da bi se dobilo dovoljno dobro poklapanje virijalnog radijusa sa plimskim. Nije neophodno da to poklapanje bude idealno ali je, u slučaju odstupanja, poželjno da plimski radijus bude veći za dovoljno male vrednosti (do nekoliko kpc). Posebno skrećemo pažnju na prvi član jednačine 2.3, odnosno na eksponent u prvom članu. Widrow et al. (2008) za eksponent navode $2 - \alpha$, dok programski paket u računu koristi $1 - \alpha$ kako ovde navodimo. U pitanju je, naime, greška u samom radu na koju ovde ukazujemo.

Pregled osnovnih fizičkih i numeričkih parametara koji se zadaju dat je u tabeli 2.1. Za potrebe našeg istraživanja uzećemo za nagib profila $\alpha = 1$, odnosno NFW profil haloa tamne materije. Na osnovu jednačine 2.1 jasno je da je NFW profil u potpunosti određen sa dve veličine: karakterističnom centralnom gustinom ρ_0 i karakterističnom dužinom r_H . Primetno je da se masa haloa tamne materije ne zadaje direktno. Međutim, na osnovu ciljane mase za halo tamne materije, moguće je izvesti sve potrebne parametre koji se zadaju. Naime, jedinstvenoj vrednosti virijalne mase M_{200} , koja se definiše kao masa unutar virijalnog radijusa R_{200} , odgovara jedinstvena vrednost virijalnog radijusa preko:

$$M_{200} = \frac{4}{3}\pi 200\rho_{crit}R_{200}^3 \quad (2.4)$$

gde je ρ_{crit} vrednost današnje kritične gustine Univerzuma koja zavisi od merenih vrednosti Hablove konstante H_0 (npr. Mo et al., 2010). Iako merenja Hablove konstante daju opseg vrednosti, može se za kritičnu gustinu uzeti $\rho_{crit} = 139.9 M_{\odot}/kpc^3$ (Jarosik et al., 2011). Uprkos jedinstvenom virijalnom radijusu, halo tamne materije jednake mase nemaju identičan oblik jer se virijalni radijus može izraziti kao $R_{200} = cr_H$, gde je c bezdimenzioni parametar koncentracije (Navarro et al., 1997). Tako halo tamne materije za jedinstvenu vrednost virijalnog radijusa mogu imati različite vrednosti za parametar koncentracije i karakterističnu dužinu r_H . Vrednosti parametra koncentracije nisu apsolutno proizvoljne - one zavise od mase haloa tamne materije tako što masivniji halo imaju generalno manje vrednosti ovog parametra i obrnuto, dok za jedinstvenu masu postoji optimalni opseg parametara koncentracije (Macciò et al., 2007). Na primer, masivnijoj galaksiji nalik Mlečnom putu odgovara parameter koncentracije c iz intervala (8, 20), dok je za patuljaste galaksije ovaj interval pomeren ka većim vrednostima - (15, 30). Dakle, prilikom određivanja parametara za halo tamne materije najpre proizvoljno odaberemo parametar koncentracije iz intervala optimalnih vrednosti za željenu masu M_{200} (ili uzmemo preciznu vrednost ukoliko je takva poznata i bitna za istraživanje) i time su nam poznati virijalni radijus R_{200} i karakteristična dužina r_H . Veza između karakteristične centralne gustine ρ_0 i parametra koncentracije c definisana je preko:

$$\rho_0 = \rho_{crit} \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}. \quad (2.5)$$

Ova karakteristična centralna gustina jednaka je prvom razlomku iz jednačine 2.3 ali treba imati u vidu da je jednačina parametrizovana pa su sve veličine izražene u internim jedinicama programskog paketa³. Konačno, karakterističnu brzinu σ_H , odnosno parametar v_0 , nalazimo pomoću:

$$\rho_0 \left[\frac{2.325 \cdot 10^9 M_\odot}{\text{kpc}^3} \right] = \frac{(\sigma_H [100 \text{ km/s}])^2}{4\pi (r_H [\text{kpc}])^2}. \quad (2.6)$$

Time su, na osnovu željene mase, poznati svi parametri koje je potrebno zadati za halo tamne materije.

2.1.2 Disk

U programskom paketu `GalactICs_2008` zvezdani disk se modeluje cilindrično simetričnom raspodelom gustine koja duž R koordinate opada eksponencijalno dok je vertikalni profil gustine modeliran izotermalnom pločom konstantne debljine:

$$\rho_D(R, z) \propto \exp\left(-\frac{R}{R_D}\right) \text{sech}^2\left(\frac{z}{z_D}\right) \quad (2.7)$$

gde su R_D i z_D karakteristična radijalna i vertikalna dužina, respektivno, a R i z koordinate u cilindričnom koordinatnom sistemu. Radijalna karakteristična dužina predstavlja ono rastojanje u ravni diska na kome gustina padne na e puta manju vrednost od centralne, dok vertikalna dužina predstavlja rastojanje u vertikalnoj ravni na kome gustina padne na $2e/(e^2 + 1)$ manju vrednost od vrednosti u ravni diska. Na isti način kao u slučaju haloa tamne materije, vrši se odsecanje profila diska istog funkcionalnog oblika (funkcija greške) kroz parametre: `disktruncation` (predstavlja cilindrični radijus na kome odsecanje počinje) i `dtruncdisk` (predstavlja širinu odsecanja). Odsecanje diska je zgodno započeti na cilindričnom radijusu koji je manji od $10R_D$, dok je za širinu odsecanja moguće uzeti dovoljno malu vrednost (do nekoliko kpc).

Disk je jedini podsistem za koji se ukupna masa direktno zadaje kroz parametar `mdisk`. Kako programski paket traži najoptimalniji model blago korigujući zadate parametre, konačna masa se može razlikovati od zadate, mada su razlike uglavnom manje od jedne interne jedinice mase tj. $[2.325 \cdot 10^9 M_\odot]$. Na osnovu posmatranja se, za zadatu masu, mogu izabrati realistične vrednosti karakterističnih dužina. Međutim, u praksi se pokazalo da nisu sve posmatračke vrednosti dovoljno dobar izbor, te da postoji optimalni odnos karakterističnih dužina z_D/R_D koji je iz intervala (0.1, 0.15) i koji daje najstabilnije diskove. Tanji diskovi, onda kada je ovaj odnos manji od 0.1 su nestabilniji i uglavnom im je potrebno 1 Gyr da se stabilizuju šireći se vertikalno po z osi (karakteristična vertikalna dužina z_D se u tom slučaju povećava). U pojedinim slučajevima može doći i do konstantnog vertikalnog širenja diska do njegovog apsolutnog rasejavanja i raspadanja. S druge strane, deblji diskovi, onda kada je odnos karakterističnih dužina veći od 0.15, pre svega nisu realistični. Osim toga, oni su i nestabilni i njihova evolucija može ići u više pravaca: oni mogu da se istanje ali i da se raseju i raspadnu, zavisno od rotacije diska i karakteristika haloa tamne materije u kome se disk nalazi.

Pored profila gustine, za disk se još pretpostavlja i da radijalna disperzija brzine u ravni diska σ_R prati zakon eksponencijalnog opadanja oblika:

$$\sigma_R^2(R) = \sigma_{R_0}^2 \exp(-R/R_\sigma) \quad (2.8)$$

gde je σ_{R_0} centralna radijalna disperzija brzine, a R_σ karakteristična dužina raspodele. Ova karakteristična dužina se može posebno zadati, ali autori programskog paketa savetuju da se,

³Interne jedinice programskog paketa odabrane su uz dva uslova: da se dužina izrazi u [kpc] što je tipična jedinica dužine na skalama galaksija, kao i da vrednost gravitacione konstante, radi jednostavnosti, bude jednaka jedinici, odnosno $G = 1$. To, očigledno, rezultuje pomalo neobičnom vrednošću za internu jedinicu mase.

Tabela 2.2: Pregled osnovnih fizičkih i numeričkih parametara koji se zadaju za disk. Dodatno se zadaje i broj čestica N_D .

Fizička veličina	Parametar u programskom paketu
masa diska M_D	<code>mdisk</code>
karakteristična radijalna dužina R_D	<code>rdisk</code>
karakteristična vertikalna dužina z_D	<code>hdisk</code>
dužina na kojoj počinje odsecanje profila	<code>disktruncation</code>
širina odsecanja	<code>dtruncdisk</code>
centralna radijalna disperzija brzine σ_{R_0}	<code>sigR0</code>

Tabela 2.3: Pregled osnovnih fizičkih i numeričkih parametara koji se zadaju za centralni oval. Dodatno se zadaje i broj čestica N_B .

Fizička veličina	Parametar u programskom paketu
polumaseni radijus R_B	<code>Re</code>
nagib profila n	<code>n</code>
disperzija brzine σ_B	<code>velocity scale</code>

jednostavnosti radi, pretpostavi $R_\sigma = R_D$ (Widrow et al., 2008). Dinamički topliji diskovi, odnosno diskovi sa većim vrednostima centralne radijalne disperzije brzine, su uglavnom stabilniji ali ne sme se zadati prevelika vrednost kako zbog realističnosti modela, tako i zbog nepredviđenih grešaka prilikom modelovanja. Pregled osnovnih fizičkih i numeričkih parametara koji se zadaju dat je u tabeli 2.2.

2.1.3 Centralni oval

Raspodela gustine centralnog ovala se generalno aproksimira tako da površinska gustina prati zakon $\propto r^{1/4}$ (de Vaucouleurs, 1948; Hernquist, 1990). Međutim, ispostavlja se da centralni ovali većine galaksija poznijeg tipa imaju profile površinskog sjaja koji imaju nešto opštiji oblik, $\propto \exp(-b(r/R_B)^{1/n})$ gde je n parametar koji određuje nagib profila, naziva se i Sérsic (1963) indeks i uzima vrednosti iz intervala $n \in (0.6, 2)$ (Andredakis, Peletier & Balcells, 1995; Courteau, de Jong & Broeils, 1996), a b predstavlja konstantu odabranu tako da R_B obuhvata polovinu svetlosti (ili mase u slučaju profila gustine) centralnog ovala. U programskom paketu `GalactICs_2008` centralni oval modeluje se raspodelom oblika:

$$\rho_B(r) = \rho_B \left(\frac{r}{R_B} \right)^{-p} \exp \left(-b \left(\frac{r}{R_B} \right)^{1/n} \right) \quad (2.9)$$

gde su n , b i R_B prethodno definisane veličine, ρ_B centralna gustina a p se računa preko $p = 1 - 0.6097/n + 0.05563/n^2$ (Prugniel & Simien, 1997; Terzić & Graham, 2005). Umesto ρ_B , programski paket `GalactICs_2008` omogućava da se zada parametar σ_B definisan kao:

$$\sigma_B \equiv (4\pi n b^{n(p-2)} \Gamma(n(2-p)) R_B^2 \rho_B)^{1/2}. \quad (2.10)$$

Uz ovakvu definiciju, σ_B^2 odgovara dubini gravitacionog potencijala koja potiče od centralnog ovala (Widrow et al., 2008). Tako se za centralni oval zadaje svega tri parametra, prikazana u tabeli 2.3.

Ukupna masa centralnog ovala, u internim jedinicama, dobija se preko:

$$M_B[2.325 \cdot 10^9 M_\odot] = (\sigma_B[100 \text{ km/s}])^2 \cdot R_B[\text{kpc}] \quad (2.11)$$

gde, naravno, kao i u slučaju diska, masa dobijena u konačnom modelu nije uvek jednaka ovoj očekivanoj, ali su odstupanja dovoljno mala. Iako masa centralnog ovala zavisi od oba parametra, ovi parametri nisu apsolutno proizvoljni. Naime, problemi se mogu javiti tokom evolucije modela (odnosno, simulacija) čak i u slučaju da centralni oval deluje stabilno u početnom modelu. Na primer, u slučaju da manje masivni centralni oval ima preveliki polumaseni radijus R_B , gotovo je izvesno da će se on tokom evolucije dodatno radijalno raširiti i rasuti. S druge strane, previše kompaktan centralni oval velike mase ali premalog polumasenog radijusa, uglavnom ostaje stabilan kao takav ali se može desiti da dobije neku nepravilnu, ali nezanemarljivu orbitu oko centra mase čitave galaksije. To, naravno, pravi problem za stabilnost kako diska, tako i čitave galaksije. Međutim, za jedinstvenu vrednost mase centralnog ovala, razlika između vrednosti polumasenog radijusa koja bi bila prevelika i one koja bi bila premala je značajno velika. Tako postoji dovoljno veliki interval vrednosti koje je moguće bezbedno zadati za polumaseni radijus i realistične vrednosti uzete iz posmatranja uglavnom daju stabilne centralne ovale.

2.2 Numeričke simulacije

U modernoj astrofizici, numeričke simulacije predstavljaju jedan od najmoćnijih alata. Zbog svoje vremenske komponente, one nam omogućavaju ne samo da poredimo krajnji ishod teorijskih predviđanja sa posmatračkim rezultatima već i da ispitamo čitav tok evolucije izučavanog sistema ili problema. Na osnovu toga se onda mogu usavršiti teorijski modeli, kao i detaljnije analizirati pa i podrobnije razumeti ispitivani procesi i sve njihove implikacije.

Tretirane kao alat, numeričke simulacije predstavljaju opšti pojam. Zavisno od podoblasti astrofizike, problema koji se izučava kao i samog pristupa problemu, postoji više klasifikacija. Međutim, za kontekst vangalaktičke astrofizike i kosmologije bitna je samo jedna: podela na hidrodinamičke i simulacije N tela (npr. Dehnen & Read, 2011). Kako su potonje osnova našeg rada, u okviru ovog odeljka osvrnućemo se na njihovu teorijsku osnovu, kao i na njihove praktične aspekte.

Zamislimo, za početak, sistem od N čestica i neka čestice međusobno interaguju samo gravitaciono. Stanje tog sistema u svakom trenutku t opisano je masama, pozicijama i brzinama svih čestica, odnosno $\{m_i, \vec{r}_i, \vec{u}_i\}$, gde je $i = (1, 2, \dots, N)$. Uzmimo, dodatno, da je masa svake čestice $m = 1$. Tada je kretanje jedne, i -te čestice u potpunosti opisano jednačinama:

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{u}_i \quad (2.12)$$

$$\frac{d\vec{u}_i}{dt} = \vec{F}_i = -\nabla\phi|_i \quad (2.13)$$

gde su \vec{r}_i i \vec{u}_i vektori pozicije i brzine čestice, \vec{F}_i ukupna sila koja deluje na česticu (usled gravitacionog dejstva svih ostalih čestica u sistemu) a ϕ je gravitacioni potencijal sistema koga definiše gustina sistema $\rho(\vec{r}, t)$ preko Poasonove jednačine:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho(\vec{r}, t) \quad (2.14)$$

gde je G univerzalna gravitaciona konstanta koja u jedinicama relevantnim za ovaj rad iznosi $G = 4.30091 \cdot 10^{-3} \text{ pc M}_{\odot}^{-1} (\text{km/s})^2$.

2.2.1 Dužina ublažavanja

Simulacije N tela predstavljaju bezsudarne sisteme (eng. *collisionless*), odnosno sisteme u kojima su dugoročni efekti bliske interakcije dva tela zanemarljivi (npr. Mo et al., 2010; Dehnen

& Read, 2011). Čestice kojima modeliramo galaksije imaju značajnu masu, predstavljajući delta funkcije gustine i nemaju fizičke dimenzije. Stoga nije fizički opravdano da dolazi do bliskih prolaza sa značajnom razmenom energije između njih, niti da se formiraju binarni parovi čestica. Uz to, bliski prolazi čestica mogu uzrokovati tehničke probleme u simulacijama. Pri bliskim prolazima dve ili više čestica, gravitaciona sila između njih se značajno povećava. Osim što to može dovesti do nepotrebnog usporavanja koda, pri jako bliskim prolazima kada rastojanja između čestica teže nuli, gravitaciona sila divergira i unosi numerički šum u simulaciju. Izbegavanje ovih problema rešava se uvođenjem tzv. dužine ublažavanja ϵ (eng. *softening length*) koja predstavlja minimalno rastojanje između čestica do koga se računa njihov međusobni gravitacioni uticaj.

Odabir vrednosti za dužinu ublažavanja nije apsolutno proizvoljan. Jedna od ustaljenih praksi je korišćenje srednjeg međučestičnog rastojanja u simulaciji (Mo et al., 2010), mada se uzima da vrednost dužine ublažavanja generalno zavisi od dimenzije sistema ili simulacione kutije R i broja čestica N i da je opseg optimalnih vrednosti definisan preko (Binney & Tremaine, 2008):

$$R/N^{1/2} < \epsilon < R/N^{1/3}. \quad (2.15)$$

Za jedinstvenu vrednost mase u sistemu, pa samim tim i jedinstvene dimenzije, uz promenu broja čestica N vrednost dužine ublažavanja implicitno zavisi od mase pojedinačnih čestica. Odnosno, što je rezolucija po masi bolja, sistem ili podsistem je modelovan sa većim brojem čestica manje mase što rezultuje manjim vrednostima dužine ublažavanja.

Brojni pokušaji da se preciznije odrede formule po kojima bi se računale optimalne vrednosti dužine ublažavanja (npr. Merritt, 1996; Dehnen, 2001; Power et al., 2003; Zhang et al., 2019) nisu urodili plodom. Ispostavilo se da se ovom problemu ne može pristupiti kao univerzalnom, te da optimalne vrednosti dužine ublažavanja zavise od same prirode istraživanja. Na primer, da li je reč o kosmološkim simulacijama ili onima koje se bave izolovanim galaksijama, kao i šta je tačno u fokusu istraživanja i kakvi su ciljevi (Dehnen, 2001). Štaviše, za potrebe finijeg ispitivanja strukture izolovanih galaksija poželjno je odabrati čak i niže vrednosti dužine ublažavanja od onih predviđenih optimalnim opsegom definisanim izrazom 2.15 (Zhang et al., 2019).

Tako je za potrebe ispitivanja strukture i evolucije galaksija optimalno odabrati vrednost dužine ublažavanja $\alpha R/N^{1/2}$ gde je α slobodni parametar koji bi trebalo da uzima vrednosti iz intervala $(0.5, 2)$. Iako je ovaj interval nešto uži od onog definisanog izrazom 2.15, može se desiti da odabir vrednosti dužine ublažavanja utiče na rezultate, odnosno strukturu i evoluciju galaksija. Međutim, u praksi se pokazalo da se sa povećanjem broja čestica u simulaciji smanjuje senzitivnost na dužinu ublažavanja. Na primer, za galaksije koje se sastoje od 10^6 i više čestica moguće je odabrati bilo koju vrednost slobodnog parametra α iz definisanog intervala bez značajnih posledica po rezultate (Mitrašinović et al., 2022).

Kako vrednost dužine ublažavanja implicitno zavisi od mase pojedinačnih čestica, u slučaju simulacija galaksija kao višekomponentnih sistema sa različitim masama za različite tipove čestica, praksa je da se za svaki od podistema određuje posebna, optimalna vrednost dužine ublažavanja. Međutim, za simulacije sa dovoljno dobrom rezolucijom, odnosno dovoljno velikim brojem čestica, ovakav pristup dovodi do značajnog usporavanja koda što predstavlja popriličan izazov, pa i problem, za dostupne, ograničene računarske resurse. Odabir jedinstvene vrednosti dužine ublažavanja za sve čestice rešava ovaj problem. U tom slučaju, bira se ona vrednost koja predstavlja optimalnu za čestice zvezdane komponente i koja, najčešće, predstavlja suboptimalnu vrednost za čestice haloa tamne materije. Na taj način se omogućava finije ispitivanje strukture zvezdanih komponenti (npr. diska) uz efikasno korišćenje računarskih resursa. Poznato je da ovakav pristup, odnosno odabir jedinstvene vrednosti dužine ublažavanja za sve čestice, nema značajni uticaj na strukturu i evoluciju diska (Iannuzzi & Athanassoula, 2013) u

poređenju sa suprotnim (kada se usvoje različite vrednosti dužine ublažavanja).

Za potrebe ovog rada, usvojicemo jedinstvenu vrednost dužine ublažavanja (za sve čestice i sve simulacije) koja iznosi $\epsilon = 0.05$ kpc, upravo zbog toga što predstavlja optimalnu vrednost za zvezdane komponente modela galaksija. Odnosno, optimalnu vrednost računamo po formuli $\alpha R/N^{1/2}$ (Zhang et al., 2019), uz $\alpha = 1$, $R = 32$ kpc i $N = 4 \cdot 10^5$. Vrednosti za dimenziju zvezdanih podsistema i broj čestica uzete su za slučaj naše primarne galaksije, ali su čestice svih zvezdanih komponenti (u obe galaksije) približno jednake mase pa se dobijena vrednost može smatrati optimalnom vrednošću za sve zvezdane čestice.

2.2.2 Algoritmi za računanje sile

Kako je u razmatranom sistemu N čestica jedina međusobna interakcija gravitaciona, ukupna sila \vec{F}_i koja deluje na i -tu česticu mase m_i i pozicionog vektora \vec{r}_i računa se preko:

$$\vec{F}_i = \sum_j \frac{Gm_i m_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{(|r_i - r_j|^2 + \epsilon^2)^{3/2}} \quad (2.16)$$

gde je G univerzalna gravitaciona konstanta, ϵ dužina ublažavanja a sumiranje se vrši po j za sve čestice sa masama m_j i pozicionim vektorima \vec{r}_j .

Ovakvo računanje, odnosno direktna sumacija, koja se često naziva i čestica-čestica metod (eng. *particle-particle*, *PP*), predstavlja najjednostavniji način računanja sile u numeričkim simulacijama. Međutim, sa velikim brojem N čestica u sistemu ovakav pristup postaje neodrživ i dosta skup (za računarske resurse) jer zahteva N^2 operacija. Zbog toga je neophodno uvesti određene aproksimacije zarad efikasnijeg računanja sile i realizovanja simulacija. Dve različite osnovne aproksimacije su algoritam drveta (eng. *Tree*) i algoritam čestica-mreža (eng. *particle-mesh*, *PM*).

Algoritam drveta (Barnes & Hut, 1986) redukuje broj potrebnih operacija na $N \log N$, gde je N ukupan broj čestica. U osnovi se ovaj algoritam svodi na grupisanje čestica na dovoljno bliskom međusobnom rastojanju u jednu veliku rezultujuću česticu. Odnosno, prilikom računanja ukupne sile koja deluje na jednu česticu, grupe čestica na dovoljno bliskom međusobnom rastojanju koje su dovoljno daleko od posmatrane čestice se tretiraju kao jedna velika čestica što značajno ubrzava simulaciju. Zbog same prirode aproksimacije, tj. grupisanja bliskih čestica, očigledno je da je ovaj algoritam najefikasniji ukoliko postoje jasno grupisane odvojene strukture. Nasuprot tome, u slučaju uniformnih raspodela ovakav pristup može dovesti do značajnih grešaka. Do grešaka takođe može dovesti i neoprezno definisanje dovoljne udaljenosti, odnosno pod kojim se uslovima ova aproksimacija može primeniti (Salmon & Warren, 1994).

Algoritam čestica-mreža (Efstathiou et al., 1985; Hockney & Eastwood, 1988) koristi činjenicu da su dugoročni efekti bliskih interakcija u ovakvim simulacijama zanemarljivi. Polje gravitacionog potencijala koje formiraju diskretne čestice se aproksimira ukupnim rezultujućim gravitacionim potencijalom računatim u trodimenzionalnoj mreži. Zatim se, umesto čestica-čestica doprinosa, ukupna gravitaciona sila računa kao čestica-polje interakcija što značajno smanjuje vreme računanja i može svesti broj operacija na N . Naravno, najveći problem ovakve aproksimacije ogleda se u tome što su doprinosi bliskih čestica praktično zanemareni, što uvodi značajnu grešku na manjim skalama. Jedan od načina da se ovaj problem reši je hibridni algoritam koji kombinuje čestica-čestica metod na malim skalama rastojanja i čestica-mreža metod na velikim skali (Efstathiou et al., 1985), odnosno P^3M ($PP + PM = P^3M$). Osim potencijalnih problema koji mogu nastati usled uslova pod kojima se ove metode primenjuju (kao i u slučaju algoritma drveta), problem sa ovim rešenjem je što se često ne postiže dovoljno poboljšanje u odnosu na algoritam čestica-čestica. Naime, u slučaju kada su čestice grupisane u jasne strukture i kada je međučestično rastojanje dovoljno malo, ovakav pristup se svodi na pretežnu primenu algoritma čestica-čestica, što ne smanjuje dovoljno vreme računanja. Zbog

toga druga modifikacija algoritma čestica-mreža postaje sve popularnija. Reč je o algoritmima sa adaptivnom mrežom koji se od klasičnog algoritma čestica-mreža razlikuje po tome što se ne koristi uniformna mreža sa fiksiranom veličinom ćelija, već se mreža usitnjava u regionima veće gustine čestica (Couchman, 1991).

Najpopularniji programi za simulacije N tela zapravo koriste hibridni metod koji kombinuje algoritam drveta sa algoritmom čestica-mreža, takozvani *Tree-PM* metod. Dok je algoritam drveta najefikasniji u slučaju kada postoje jasno grupisane strukture, algoritam čestica-mreža je najefikasniji u upravo suprotnom slučaju, kada je raspodela bliska uniformnoj. Stoga je ovakav hibridni pristup opravdan, pre svega u kontekstu efikasnosti izvršavanja programa uz minimalne greške usled aproksimacija.

2.2.3 Integracija jednačina po vremenu

Očigledan problem sa jednačinama 2.12 i 2.13 ogleda se u tome što su one spregnute (eng. *coupled*). Odnosno, da bi se integracijom jednačine 2.12 dobilo rešenje za vektor pozicije čestice \vec{r}_i potrebno je da vektor brzine čestice \vec{u}_i bude poznat i obrnuto - za integraciju jednačine 2.13 i rešenje za \vec{u}_i potrebno je da bude poznat \vec{r}_i od koga zavisi ukupna sila koja deluje na česticu \vec{F}_i , odnosno potencijal ϕ_i .

Numeričko rešavanje ovih jednačina kretanja u modelu N tela, odnosno numerička integracija, najčešće se realizuje korišćenjem takozvanog *leap-frog* algoritma, kao najjednostavnijeg i najefikasnijeg, koji zbog svoje simpletičke prirode omogućava održanje energije dinamičkog sistema. Algoritam podrazumeva da se pozicije i brzine čestica najpre računaju na polovini vremenskog koraka integracije, odnosno vrednosti \vec{r}_i i \vec{u}_i u trenutku $t_{n+1/2}$:

$$\vec{r}_i'(t_{n+1/2}) = \vec{r}_i(t_n) + \vec{u}_i(t_n)\Delta t_n/2 \quad (2.17)$$

$$\vec{u}_i'(t_{n+1/2}) = \vec{u}_i(t_n) + \vec{F}_i(t_n)\Delta t_n/2 \quad (2.18)$$

gde t_n predstavlja početni trenutak, a Δt_n interval integracije. Na osnovu dobijenih vrednosti se dalje računa vrednost sile na polovini vremenskog koraka $\vec{F}_i(t_{n+1/2})$:

$$\vec{F}_i(t_{n+1/2}) = \vec{F}[\vec{r}_i'(t_{n+1/2}), \vec{u}_i'(t_{n+1/2}), t_n + \Delta t_n/2]. \quad (2.19)$$

Zatim se, konačne vrednosti za brzine (\vec{u}_i) i pozicije (\vec{r}_i) čestica na kraju vremenskog koraka u trenutku $t_{n+1} = t_n + \Delta t_n$ dobijaju preko:

$$\vec{u}_i(t_{n+1}) = \vec{u}_i(t_n) + \vec{F}_i(t_{n+1/2})\Delta t_n \quad (2.20)$$

$$\vec{r}_i(t_{n+1}) = \vec{r}_i(t_n) + \frac{\Delta t_n}{2}[\vec{u}_i'(t_{n+1/2}) + \vec{u}_i(t_{n+1})]. \quad (2.21)$$

Ova procedura se ponavlja do kraja čitavog vremenskog intervala integracije, odnosno do kraja simulacije.

Predstavljena shema je, naravno, generalizovan slučaj. U kosmološkim i simulacijama galaksija, kada je jedina sila koja deluje u sistemu gravitaciona, sila iz izraza 2.19 zavisi samo od vektora pozicije čestice. U tom slučaju se, onda, najpre računa promena brzine čestice na polovini vremenskog koraka i sa dobijenom vrednošću promena pozicije čestice za ceo korak. Potom se računa nova vrednost sile i konačno nova vrednost brzine čestice za ostatak vremenskog koraka. Sam vremenski korak integracije Δt_n je najčešće adaptivan, analogno algoritmu za računanje sile sa adaptivnom mrežom - u oblastima veće gustine, kada je vrednost gravitacione sile koja deluje na česticu velika, vremenski korak se smanjuje da bi se umanjila numerička greška. Zarad efikasnosti izvršavanja simulacije važi i obrnuto - integracija jednačina kretanja za čestice u oblastima dovoljno male gustine vrši se sa većim vremenskim korakom.

2.2.4 Programski paket Gadget2

Realizovanje simulacija za potrebe ovog rada obavljamo koristeći `Gadget2`⁴ (Springel, 2000, 2005), javno dostupni program široke primene u numeričkoj astrofizici. Ovde ćemo se, međutim, fokusirati na njegove aspekte i karakteristike relevantne za ovaj rad.

Program koristi hibridni metod - algoritam drveta za računanje gravitacione interakcije između čestica na malim skalama i algoritam čestica-mreža na velikim skalama. Za integraciju jednačina kretanja, adaptivni vremenski korak je oblika:

$$\Delta t = \sqrt{2\eta\epsilon/|\vec{a}|} \quad (2.22)$$

gde je \vec{a} gravitaciono ubrzanje, ϵ dužina ublažavanja a η bezdimenzioni parametar koji predstavlja preciznost integracije i koji se zadaje kroz programski parametar `ErrTolIntAccuracy`. Uz korišćenje preporučene vrednosti za parametar preciznosti za slučaj simulacija galaksija, jasno je da se smanjenjem dužine ublažavanja postiže i finija vremenska integracija kroz smanjenje vremenskog koraka. Naravno, to povlači za sobom i povećanje realnog vremena izvršavanja simulacije. Iako je moguće korigovati parametar preciznosti u cilju poboljšanja efikasnosti, ne sme se previše odstupati od preporučenih vrednosti (npr. za red veličine) jer to može dovesti do nepredviđenih rezultata. Stoga je bolje efikasnost izvršavanja simulacije kontrolisati odabirom dužine ublažavanja jer je interval optimalnih vrednosti, uglavnom, dovoljno veliki.

Presek stanja (eng. *snapshot*) se zapisuje u unapred zadatim vremenskim trenucima, sa podrazumevanim formatom koji uključuje jedinstveni identifikacioni broj, vektor pozicije i vektor brzine svake čestice u Dekartovim koordinatama, odnosno $\{\text{id}, x, y, z, v_x, v_y, v_z\}$. Dodatno se može omogućiti zapisivanje potencijalne energije U svake čestice, koja predstavlja ukupnu potencijalnu energiju uzimajući u obzir doprinose svih ostalih čestica u sistemu. Naizgled može delovati da je ovaj podatak od male koristi. Na primer, za procenu gravitacione vezanosti određenog podsistema ili nekog njegovog dela, neophodno je uračunati samo doprinose čestica koje taj podsistem ili deo čine. Međutim, ovakav pristup je, iako precizniji, prilično skup za računarske resurse i usled velikog broja čestica i nedovoljne optimizacije programa za analizu često može biti značajno duže vreme izvršavanja od same realizacije simulacija.

2.3 Modeli galaksija

U okviru ovog odeljka, predstavimo modele galaksija koje koristimo za potrebe istraživanja - njihove parametre u programskom paketu `GalactICs_2008` (predstavljenom u odeljku 2.1), relevantne rezultujuće parametre i diskutovati fizičku opravdanost modela.

Modele galaksija evoluiramo u izolaciji korišćenjem programa `GADGET2` tokom 5 Gyr (miliardi godina) uz zapisivanje preseka stanja svakih 0.01 Gyr. Svrha ovih simulacija galaksija u izolaciji je višestruka. Prvo, moramo osigurati da galaksije ostaju stabilni sistemi tokom svoje evolucije. U tom smislu, indikatori stabilnosti koje razmatramo prilikom generisanja modela se mogu smatrati za potreban ali ne i dovoljan uslov stabilnosti. Model smatramo za stabilan tokom evolucije ukoliko se raspodele mase podsistema (odnosno profili gustina) ne menjaju značajno i ukoliko važe zakoni održanja energije i momenta impulsa. Simulacije proleta realizujemo korišćenjem istog programa (`GADGET2`) sa identičnom evolucijom u trajanju od 5 Gyr uz zapisivanje preseka stanja svakih 0.01 Gyr.

Osim testiranja stabilnosti modela galaksija, ove simulacije galaksija u izolaciji su neophodne i za samu analizu evolucije galaksija u simulacijama proleta. Naime, poređenjem rezultata iz ovih simulacija sa rezultatima iz simulacija proleta moguće je jasno razdvojiti koji su to efekti i promene uzrokovani samim proletima, a koji nastaju usled očekivane sekularne evolucije galaksija. Zbog toga je posebno važno da, pored testiranja zakona održanja i evolucije raspodela

⁴<https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/gadget/>

mase podsistema, sirove rezultate ovih simulacija u izolaciji podvrgnemo istom tretmanu kao sirove rezultate simulacija proleta. Konkretno, u slučaju primarne galaksije, bitno je detektovati i kvantifikovati strukturne promene u zvezdanom disku (npr. formiranje prečke) koje nastaju sekularnom evolucijom.

2.3.1 Primarna galaksija

Naš model primarne galaksije (koji ćemo povremeno oslovljavati i samo ukratko - galaksija) se sastoji od sve tri komponente predstavljene u okviru ovog poglavlja: haloa tamne materije, diska i centralnog ovala. Parametre modela biramo tako da galaksija predstavlja neku tipičnu masivnu diskoliku galaksiju (npr. Widrow & Dubinski, 2005; Kafle et al., 2018; Wang et al., 2020), koja nije nužno identična Mlečnom putu ili Andromeda galaksiji, ali se može smatrati tipičnom za takav tip galaksije a sam model mora biti stabilan. Halo tamne materije sastoji se iz $N_H = 6 \cdot 10^5$ čestica i ima ukupnu masu $M_H = 9.057 \cdot 10^{11} M_\odot$, karakterističnu dužinu $r_H = 13.16$ kpc i parametar koncentracije haloa $c = 15$. Disk se sastoji iz $N_D = 3 \cdot 10^5$ čestica, ima ukupnu masu $M_D = 7.604 \cdot 10^{10} M_\odot$, karakterističnu radijalnu dužinu $R_D = 5.98$ kpc (u daljem tekstu samo ukratko - karakteristična dužina), karakterističnu vertikalnu dužinu $z_D = 0.688$ kpc (u daljem tekstu samo ukratko - karakteristična visina) i centralnu radijalnu disperziju brzine $\sigma_{R_0} = 98.9$ km s⁻¹. Toomre (1964) parametar ovog diska iznosi $Q(2.5 \cdot R_D) = 1.73$, što znači da bi disk trebalo da bude stabilan u pogledu formiranja prečke bar nekoliko milijardi godina (Gyr). Kako je poznato da centralni ovali mogu dodatno stabilizovati disk u pogledu formiranja prečke (Shen & Sellwood, 2004; Athanassoula, Lambert & Dehnen, 2005), u ovaj model uključujemo i masivan centralni oval. Tako se centralni oval sastoji iz $N_B = 1 \cdot 10^5$ čestica, ima ukupnu masu $M_B = 2.502 \cdot 10^{10} M_\odot$ i polumaseni radijus $R_B = 2.182$ kpc. Ovakav model galaksije je nešto masivniji od tipičnih modela Mlečnog puta (videti pregledni rad Wang et al., 2020) sa većim i masivnijim diskom i masivnim centralnim ovalom, nešto više nalik Andromeda galaksiji (npr. Kafle et al., 2018). Kako je fenomenološki predmet ovog rada ispitivanje uticaja proleta na evoluciju pojedinačnih galaksija koje učestvuju u interakciji, od kojih je primarna galaksija tipična masivna galaksija sa diskom, može se smatrati da je ovakav model primarne galaksije prigodan za ovo istraživanje.

U ovakvom modelu galaksije, čestice haloa tamne materije su masivnije od čestica zvezdanih komponenti (diska i centralnog ovala) koje su međusobno približno jednake. Odnos masa pojedinačnih čestica iznosi $m_H/m_{DB} \simeq 6$, gde je $m_H = 15 \cdot 10^5 M_\odot$ masa čestice haloa tamne materije, a $m_{DB} \simeq 2.5 \cdot 10^5 M_\odot$ masa čestice zvezdanih komponenti. Vrednost ovog odnosa se nalazi prilično unutar opsega vrednosti (1.6, 22.2) koji je korišćen u sličnim, relevantnim istraživanjima (npr. Lang et al., 2014; Pettitt & Wadsley, 2018), te se može smatrati opravdanim. Dodatno, Oh et al. (2015) su testirali zavisnost rezultata simulacija od čestične rezolucije, poredeći rezultate simulacije sa niskom čestičnom rezolucijom (sa ukupnim brojem čestica $N_{\text{tot}} = 5.1 \cdot 10^5$) sa onima sa visokom rezolucijom (ukupni broj čestica $N_{\text{tot}} = 10.2 \cdot 10^6$) i zaključili da čestična rezolucija ne utiče značajno na rezultate, naročito u pogledu karakteristika plimski formiranih morfoloških struktura. Kako ćemo se, između ostalog, pretežno ovim fenomenima baviti u okviru ovog rada, naša čestična rezolucija čini se sasvim prigodnom.

Rezultati simulacije modela primarne galaksije u izolaciji (pomenute u okviru uvodnog dela ovog odeljka) ukazuju na to da je model stabilan. Profili gustine podsistema se ne menjaju značajno tokom evolucije (praktično se ne menjaju uopšte), a uslovi da važe zakoni održanja energije i momenta impulsa su ispunjeni (uz sitna odstupanja koja iznose znatno manje od 1% i koja su očekivana). Takođe je pomenuto u uvodnom delu ovog odeljka, da ćemo ovu simulaciju koristiti kao kontrolnu prilikom analize simulacija proleta kako bismo pokušali da razdvojimo efekte i posledice uzrokovane samim proletima od onih nastalih sekularnom evolucijom. Naročito je bitno naglasiti da je ovaj model primarne galaksije blago nestabilan u pogledu formiranja

Tabela 2.4: Vrednosti parametara koje je potrebno zadati da bi se dobio model primarne galaksije u programskom paketu `GalactICs_2008`, navedene u internim jedinicama, odnosno onako kako se zadaju. Po vrstama su razdvojene (odozgo na dole) grupe parametara različitih komponenti: haloa tamne materije, centralnog ovala i diska.

Komponenta	Parametar u programskom paketu	Vrednost parametra
Halo tamne materije	a	13.16
	v0	4.4018
	routerhalo	145
	dtrunchalo	10
	cusp	1
Centralni oval	Re	2.182
	n	1
	velocity scale	2.2988
Disk	mdisk	32.248
	rdisk	5.988
	hdisk	0.688
	disktruncation	33
	dtruncdisk	1
	sigR0	0.9899

prečke jer se slaba prečka formira u disku u izolaciji pred kraj simulacije. Njen trenutak formiranja je dugo nakon što se interakcija završi u simulacijama proleta (pododeljak 2.4), te možemo galaksiju smatrati stabilnom i izučavati mogućnost proleta galaksija da izazovu rano formiranje prečke. Međutim, upravo postojanje ove blage nestabilnosti nam pruža mogućnost da takođe ispitamo da li proleti galaksija mogu ikako uticati na kasniju evoluciju galaksije (odnosno, da li ostavljaju dugoročne posledice) i strukture koje se ovoliko kasnije formiraju u galaksiji.

Konačno, vrednosti parametara koje je potrebno zadati kako bi se dobio naš model primarne galaksije, dati su u tabeli 2.4. Vrednosti su navedene u internim jedinicama programskog paketa `GalactICs_2008`, odnosno tačno onako kako se zadaju.

2.3.2 Sekundarna galaksija

Zarad jednostavnosti, naš model sekundarne galaksije sastoji samo iz haloa tamne materije i centralnog ovala kako bi predstavljao eliptičnu galaksiju manje mase. Model je skaliran sa modelom primarne galaksije tako da bude 10 puta manji, kako po ukupnom broju čestica, tako i po ukupnoj masi. Ovo rezultuje time da se halo tamne materije sastoji iz $N_H = 6 \cdot 10^4$ čestica, ima ukupnu masu $M_H = 9.044 \cdot 10^{10} M_\odot$, karakterističnu dužinu $r_H = 4.578$ kpc i parametar koncentracije $c = 20$. Centralni oval se sastoji iz $N_B = 4 \cdot 10^4$ čestica, ima ukupnu masu $M_B = 1.022 \cdot 10^{10} M_\odot$ i polumaseni radijus $R_B = 3.145$ kpc. Iako je zvezdana komponenta modelovana samo centralnim ovalom, treba primetiti da ovakav model ne predstavlja centralni oval u klasičnom smislu, kako je to slučaj kod primarne galaksije. Naime, zvezdana komponenta sekundarne galaksije je manje mase od centralnog ovala primarne galaksije, a istovremeno radijalno šira pa samim tim predstavlja neku tipičnu eliptičnu galaksiju manje mase. Zbog toga ćemo ovu komponentu u daljem tekstu nazivati zvezdanom komponentom sekundarne galaksije, a ne njenim centralnim ovalom.

Kao i u slučaju modela primarne galaksije, rezultati simulacije ovog modela u izolaciji ukazuju na to da je model stabilan: profili gustine podsistema se praktično ne menjaju tokom evolucije a uslovi da važe zakoni održanja su ispunjeni. Na isti način kao za model primarne galaksije, parametri koje je neophodno zadati da bi se dobio model sekundarne galaksije dati

Tabela 2.5: Isto kao u tabeli 2.4, za model sekundarne galaksije. Parametri diska izostavljeni su iz očigledih razloga.

Komponenta	Parametar u programskom paketu	Vrednost parametra
Halo tamne materije	a	4.578
	v0	2.3443
	routerhalo	50
	dtrunchalo	8
	cusp	1
Centralni oval	Re	3.145
	n	1
	velocity scale	1.2306

Tabela 2.6: Lista bitnih fizičkih parametara modela galaksija, navedenih u tekstu, a datih ovde zarad lakše preglednosti. U različitim, označenim kolonama su dati parametri primarne i sekundarne galaksije. Po vrstama su razdvojene (odozgo na dole) grupe parametara različitih komponenti: haloa tamne materije, centralnog ovala i diska.

Komponenta	Parametar	Primarna galaksija	Sekundarna galaksija
Halo tamne materije	N_H	$6 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^4$
	M_H	$9.057 \cdot 10^{11} M_\odot$	$9.044 \cdot 10^{10} M_\odot$
	r_H	13.16 kpc	4.578 kpc
	c	15	20
Centralni oval	N_B	$1 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^4$
	M_B	$2.502 \cdot 10^{10} M_\odot$	$1.022 \cdot 10^{10} M_\odot$
	R_B	2.182 kpc	3.145 kpc
Disk	N_D	$3 \cdot 10^5$	
	M_D	$7.604 \cdot 10^{10} M_\odot$	
	R_D	5.98 kpc	
	z_D	0.688 kpc	
	σ_{R_0}	98.9 km s ⁻¹	

su u tabeli 2.5, uz izostavljanje parametara diska iz očiglednih razloga.

Dodatno, zarad lakše preglednosti, fizički parametri modela obe galaksije koji su navedeni u tekstu su dati u tabeli 2.6.

2.4 Simulacije proleta galaksija

Kako bismo postigli da sekundarna galaksije prođe kroz pericentar svoje orbite (odnosno, da galaksije dostignu minimalno međusobno rastojanje tokom interakcije - parametar sudara) što pre, te da pratimo evoluciju pojedinačnih galaksija dugo nakon proleta, dve galaksije su postavljene tako da u početnom trenutku čine praktično kontaktni sistem. Odnosno, početno rastojanje između njihovih centara je približno jednako zbiru njihovih virijalnih radijusa $d = R_{\text{vir},1} + R_{\text{vir},2} \approx 290$ kpc. Primarna galaksija je statična, postavljena u centar simulacione kutije, dok se sekundarna galaksija kreće po progradnoj orbiti čija se ravan poklapa sa ravni diska primarne galaksije (odnosno, $x - y$ ravni koordinatnog sistema). Intenzitet brzine sekundarne galaksije jednak je $v_0 = 500$ km s⁻¹ u početnom trenutku, dok su uglovi početnog pozicionog vektora i početnog vektora brzine sekundarne galaksije neznatno varirani (ali tako da orbita ostaje progradna i u $x - y$ ravni) kako bi se postigli različiti pericentri orbita, odnosno

različiti parametri sudara b . Trajanje interakcije (proleta) definišemo kao onaj vremenski period tokom kojeg postoji preklapanje haloa tamne materije obe galaksije, što znači da je tokom tog perioda njihovo međusobno rastojanje manje od početnog, $d \leq R_{\text{vir},1} + R_{\text{vir},2}$. Upravo smo ovakvom postavkom početnih uslova postigli (osim različitih parametara sudara u različitim simulacijama) da trajanje interakcije ostane približno konstantno u svim simulacijama i iznosi 1.08 Gyr, a prolazak sekundarne galaksije kroz pericentar orbite se dešava u istom trenutku u svim simulacijama, $t = 0.56$ Gyr. Očigledno, iako je intenzitet početne brzine sekundarne galaksije jednak u svim simulacijama, njena vrednost u pericentru je različita u različitim simulacijama. To ne predstavlja problem jer nam fiksirana, konstantna vrednost trajanja interakcije omogućava da simulacije međusobno poredimo samo na osnovu njihovih očiglednih razlika - različitih parametara sudara. Osim parametra sudara, rezultate ćemo komentarisati i u kontekstu bezdimenzionog parametra koji predstavlja jačinu interakcije S (diskutovanog u okviru pododjeljka 1.2.1 i definisanog jednačinom 1.3) i koji pruža mogućnost lakšeg poređenja sa drugim, srodnim istraživanjima.

Lista simulacija proleta, kao i najbitniji parametri interakcija, dati su u tabeli 2.7. Simulacije su imenovane po veoma gruboj proceni parametra sudara, koja se očigledno razlikuje od realnog parametra sudara (kolona b). Ove simulacije pokrivaju veoma bliske prolete u kojima relativni parametar sudara (skaliran sa virijalnim radijusom primarne galaksije) $b/R_{\text{vir},1}$ varira između 0.114 i 0.272, gde je parametar sudara u simulaciji sa najdaljim proletom nešto veći od polumasenog radijusa primarne galaksije, koji iznosi ~ 49 kpc. Ovaj opseg parametra sudara, u kombinaciji sa odnosom masa interagujućih galaksija od 10 : 1 (odnosno, $q = 0.1$), je u potpunosti u saglasnosti sa tipičnim, najčešćim vrednostima ovih parametara proleta, dobijenih analizom kosmoloških simulacija (Sinha & Holley-Bockelmann, 2015). Uz to, treba naglasiti i da je opseg jačine interakcije S , koji naše simulacije pokrivaju, uporediv sa opsegom $0.01 < S < 0.25$ koji je u više istraživanja određen kao optimalan za formiranje bilo kakve vrste spiralne strukture (Elmegreen et al., 1991; Oh et al., 2008, 2015; Pettitt et al., 2016; Senczuk et al., 2017). Dakle, možemo očekivati formiranje spiralne strukture u disku primarne galaksije u svim simulacijama.

Naša vrednost početne brzine sekundarne galaksije nalazi se unutar opsega vrednosti brzina koji je određen analizom kosmoloških simulacija, ali je nešto veća od najtipičnije brzine. Analizirajući simulaciju jata galaksija nalik Devici (eng. *Virgo-like*), Gnedin (2003) je primetio da je raspodela relativnih brzina interagujućih galaksija asimetrična (iskrivljena), sa modusom $\sim 350 \text{ km s}^{-1}$, medijanom $\sim 800 \text{ km s}^{-1}$ i srednjom vrednošću $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$. Na primer, Kim et al. (2014) su za početnu relativnu vrednost brzine odabrali $v_0 = 600 \text{ km s}^{-1}$. Naša odabrana vrednost od $v_0 = 500 \text{ km s}^{-1}$ je čak bliža najtipičnoj vrednosti za prolete galaksija, a svakako reprezentativna i realistična.

Sve simulacije su realizovane na *Phobos* i *Fermi* računarima Astronomske opservatorije u Beogradu. Karakteristike ovih računarskih resursa (uz neke primere simulacija) prezentovane su u radu Martinovic et al. (2017). Jedan od primera navedenih u radu odnosi se na simulacije proleta nalik onima koje ovde ispitujemo, sa dvostruko manjim ukupnim brojem čestica i dvostruko većom vrednošću dužine ublažavanja za zvezdane čestice (što, podsetimo se, rezultuje i većim vremenskim korakom integracije) ali uz različitu, ali optimalnu vrednost dužine ublažavanja za čestice tamne materije. Simulacije su evoluirane u trajanju od 5 Gyr korišćenjem programskog paketa *Gadget2* puštenog u rad na 24 paralelna procesa, a trajale su oko 2 dana, odnosno oko 48 sati. Diskutovali smo, takođe, da usvajanje jedinstvene vrednosti dužine ublažavanja značajno ubrzava izvršavanje simulacija. Tako, na primer, simulacije proleta prezentovane u ovom radu, koje imaju jedinstvenu vrednost dužine ublažavanja $\epsilon = 0.05$ kpc za sve tipove čestica, i samim tim manji vremenski korak integracije, mogu trajati svega oko 22 sata puštanjem u rad programa *Gadget2* na samo 2 paralelna procesa, na bilo kom modernom procesoru čiji je radni takt barem 1.2 GHz. Do ovako drastičnih razlika u vremenu izvršavanja simulacija dolazi

Tabela 2.7: Simulacije proleta galaksija sa odgovarajućim parametrima sudara b , relativnim parametrima sudara $b/R_{\text{vir},1}$ skaliranim sa virijalnim radijusom primarne galaksije $R_{\text{vir},1}$, brzinama sekundarne galaksije v_b u pericentru orbite (kada je postignuto minimalno rastojanje - parametar sudara) i parametrima jačine interakcija S definisanim jednačinom 1.3.

Simulacija	b (kpc)	$b/R_{\text{vir},1}$	v_b (km s ⁻¹)	S
B30	22.50	0.114	660.14	0.177
B35	26.53	0.135	650.86	0.129
B40	30.69	0.156	641.80	0.098
B45	35.07	0.178	632.86	0.076
B50	39.62	0.201	624.25	0.060
B55	44.27	0.224	616.16	0.049
B60	48.99	0.248	608.09	0.040
B65	53.72	0.272	601.28	0.034

usled toga što program `Gadget2` prilikom svakog koraka tokom vremenske integracije nepotrebno prolazi kroz sve čestice kako bi se utvrdilo koja se vrednost dužine ublažavanja koristi za svaku česticu. Kako smo prethodno istakli, očigledno rešenje ogleda se u korišćenju jedinstvene vrednosti dužine ublažavanja za sve tipove čestica.

2.5 Opravdanost i značaj izolovanih numeričkih simulacija

U eri dominacije hidrodinamičkih kosmoloških simulacija, svaka njihova naredna iteracija se rapidno poboljšava. Tako, na primer, simulacija `IllustrisTNG50` (Nelson et al., 2019; Pillepich et al., 2019) bi se možda mogla nazvati i uvećanom (eng. *zoom-in*) budući da je veličina simulacione kutije svega 51.7^3 Mpc^3 , da sadrži oko 100 masivnih galaksija nalik Mlečnom putu na crvenom pomaku $z = 0$, jedno masivno jato galaksija nalik Devici (eng. *Virgo-like*) i više manjih jata i grupa galaksija. Međutim, veličina simulacione kutije i čestična rezolucija rezultuju masama barionskih (zvezdanih) čestica od samo $m_{\text{baryon}} = 8.5 \cdot 10^4 \text{ M}_{\odot}$, što je uporedivo sa masama čestica koje se koriste u istraživanjima sa izolovanim simulacijama galaksija, a što omogućava finije i detaljnije ispitivanje strukture galaksija. Stoga se, prirodno, može dovesti u pitanje opravdanost realizovanja simulacija izolovanih galaksija ili događaja. Glavna prednost, ujedno i razlog zašto su ove izolovane simulacije i dalje relevantan pristup u istraživanjima leži, pre svega, u vremenskoj rezoluciji. Naime, pomenuta simulacija, kao i većina ostalih realizacija `Illustris` kosmoloških simulacija, ima samo 100 preseka stanja koji pokrivaju čitavu istoriju Univerzuma. Tako, iako je finije i detaljnije ispitivanje strukture galaksija moguće, to je ograničeno na određene trenutke u istoriji Univerzuma sa relativno velikim vremenskim koracima te finije ispitivanje evolucije struktura nije uvek izvodljivo, naročito kada su u fokusu istraživanja brzi događaji i dovoljno kratkoročni efekti. Ukoliko bismo se oslanjali samo na kosmološke simulacije mnogo ovakvih kratkoročnih efekata i finijih detalja same evolucije strukture bi prošlo nezapaženo.

Pored očigledne prednosti bolje vremenske rezolucije, možda manje očigledna ali ne i manje bitna prednost izolovanih simulacija svodi se na njihove vrlo kontrolisane uslove. Naime, u izolovanim simulacijama je moguće detaljnije i kontrolisanije ispitati uticaje svih mogućih parametara kojima određuju neki događaj, pa čak i dodati fizičke efekte i dodatne detalje koji su možda bitni za prirodu istraživanja a zanemareni su na velikim skalama (odnosno, u kosmološkim simulacijama). Time se izolovane simulaciju mogu smatrati neophodnom dopunom kosmoloških, koja daje bolji uvid u pitanja koja se tiču manjih skala - pre svega galaksija, nji-

hovitih unutrašnjih svojstava i događaja unutar njih, njihovih međusobnih interakcija i mogućih posledica. Naravno, podrazumevano je da početni uslovi izolovanih simulacija moraju biti u skladu sa rezultatima kosmoloških simulacija i praksa je da se upravo tako i biraju.

Trebalo bi da je jasno da početni uslovi izolovanih simulacija moraju biti i u skladu sa teorijskim predviđanjima, odnosno sa analitičkim modelima. Imajući to u vidu, a znajući da su simulacije najčešće računarski zahtevnije od analitičkih proračuna, može se prirodno postaviti pitanje - zašto za detaljnija ispitivanja ne primeniti analitički, ili semi-analitički pristup uzimajući početne uslove iz kosmoloških simulacija? Ovo se zapravo i radi kao prvi korak u rešavanju nekog konkretnog problema, ali razlike u ova dva pristupa postoje i pitanje je u kolikoj meri te razlike mogu uticati na rezultate?

Osvrnimo se, najpre, na suštinske razlike između numeričkog i analitičkog pristupa - one se, pre svega svode na veću realističnost numeričkih modela. Jedan od jednostavnijih primera je prethodno diskutovana stabilnost numeričkog modela galaksije. Naime, u slučaju modela galaksija mogu se očekivati neka odstupanja, čak i kada je ustanovljeno da je numerički model stabilan i da se ne javljaju nepredviđeni efekti tokom njegove evolucije. Galaksija se numerički modeluje raspodelom čestica pa njeni radijalni profili gustine, na primer, imaju konačne vrednosti u centru ili na dovoljno malim radijusima ($R \rightarrow 0$). S druge strane, analitički model podrazumeva funkciju određenog oblika za radijalni profil gustine koja, najčešće, teži beskonačnosti u centru. Jasno je, dakle, da numerički model realističnije predstavlja galaksiju od analitičkog, naročito njene centralne oblasti. Međutim, bitnije je pitanje - kako ova razlika u pristupu (numerički nasuprot analitičkog ili semi-analitičkog) utiče na rezultate? Upravo ovim pitanjem smo se, između ostalog, bavili u radu Smole, Micic & Mitrašinić (2019) i demonstrirali da različiti pristupi mogu dati značajno različite rezultate sa do čak 25% odstupanja.

Uzmimo, kao ilustrativan primer, interakciju dve galaksije posmatranu iz referentnog sistema primarne galaksije - odnosno, ona je nepomična u centru koordinatnog sistema, a sekundarna galaksija se kreće po nekoj orbiti oko nje brzinom v . Svojim kretanjem kroz gravitacioni potencijal primarne galaksije, sekundarna galaksija gubi izvesne količine (orbitalnog) momenta impulsa i kinetičke energije, što rezultuje njenim usporenjem, odnosno smanjenjem brzine v . Ovaj proces se naziva dinamičko trenje (Chandrasekhar, 1943) i, jednostavno rečeno, ima utoliko značajniji efekat ukoliko je masa primarne galaksije veća a brzina sekundarne manja. Dakle, ovaj proces je daleko značajniji za sudare galaksija ili bilo kakve događaje pri dovoljno malim relativnim brzinama (ili veoma značajnim razlikama u masi). Za slučaj proleta galaksija, ovaj efekat se može smatrati praktično zanemarljivim, ali do gubitka izvesne količine (doduše, manje) momenta impulsa sekundarne galaksije tokom interakcije takođe dolazi. U semi-analitičkom pristupu, odnosno ako bi primarna galaksija bila predstavljena analitičkim potencijalom a sekundarna numeričkim modelom, preraspodela momenta impulsa ne bi bila realistična i mogla bi dati nepredviđene rezultate. Naime, u tom slučaju, zbog zakona održanja ukupnog momenta impulsa u sistemu, gubitkom orbitalnog momenta impulsa sekundarna galaksija bi u istoj meri stekla nezanemarljivi rotacioni moment impulsa (usled toga što je transfer momenta impulsa između galaksija ovim pristupom nemoguć). Stečena rotacija može u značajnoj meri uticati na evoluciju galaksije (samim tim na rezultate), a jasno je da je ona samo produkt pristupa i nije utemeljena u realnosti.

Naravno, nikako ne treba biti isključiv. Istraživanja analitičkog ili semi-analitičkog tipa su, i dalje, u izvesnoj meri opravdana i praktična, budući da vrlo brzo i efikasno mogu dati željene rezultate. Ali takve rezultate je potrebno uzimati sa određenom dozom rezerve, smatrati ih relativno grubim ili preliminarnim, i tretirati tačno onakvima kakvi jesu - samo jednim korakom u generalnijem rešavanju problema.

Poglavlje 3

Plimski efekti i gubitak mase tamne materije sekundarne galaksije

3.1 Uvod

Dosadašnja istraživanja proleta galaksija mahom su bila fokusirana na primarne galaksije, naročito u slučajevima kada je odnos masa interagujućih galaksija dovoljno mali (odnosno, kada je masa sekundarne galaksije značajno manja). Iako razumljivo, budući da su strukturne promene u masivnim galaksijama nalik Mlečnom putu od velikog značaja, zanemarivanje uticaja proleta na manje masivne sekundarne galaksije nije sasvim opravdano. Naime, većina morfoloških poremećaja koji se mogu videti u manjim i patuljastim galaksijama čija je masa zvezdane komponente $M_{\star} < 10^9 M_{\odot}$ su primarno posledica interakcija koje ne rezultuju sudarima (Martin et al., 2021). Ovo je naročito primetno u jatima galaksija. Tormen et al. (1998) su primetili da su jako bliski, prodirući prolazi (proleti) između galaksija manje mase u jatima jako česti i da 60% ovih galaksija doživi bar jedan ovakav događaj pre nego što izgubi 80% svoje početne mase. Uz to, jedan od njihovih bitnih rezultata je i da je gubitak mase, koji je posledica ovih interakcija, uporediv sa gubitkom mase koji potiče od dugoročnih globalnih efekata samog jata galaksija. Prema tome, može se reći da je doprinos bliskih interakcija i proleta dinamičkoj evoluciji galaksija značajan podjednako kao doprinosi dugoročnih globalnih efekata samog jata galaksija, te da se bliske interakcije ne smeju olako zanemariti. U prilog ovome ide i činjenica da maksimumi plimskih sila koje deluju na galaksiju u jatu ne odgovaraju uvek trenutku kada je ta galaksija u blizini centra jata već u blizini lokalnih struktura gustine, npr. masivnijih galaksija u jatu ili nevirijalizovanih ostataka grupa galaksija koje ulaze u jato (Gnedin, 2003).

U okviru ovog poglavlja najpre ćemo predstaviti pojam plimskih sila i njihovih posledičnih mehanizama koji su od značaja za predmet ovog istraživanja. Najznačajniji fenomen, plimsko ogoljavanje (eng. *tidal stripping*), predstavlja glavni uzrok gubitka mase tamne materije sekundarne galaksije u proletima galaksija. Upravo je ovaj gubitak mase i njegova funkcionalna zavisnost od parametra sudara predmet rada Mitrašinović (2022). Pored glavnih rezultata i zaključaka rada, skrenućemo pažnju i na neke od problema određivanja ukupne mase galaksije u numeričkim simulacijama. Kada je galaksija predstavljena kao skup N čestica, procena njene ukupne mase nije toliko jednostavna koliko to može naizgled delovati. Stoga u radu koristimo tri različite metode za procenu ukupne mase, od kojih svaka ima svoje prednosti i mane. Zbog toga, glavne rezultate treba razmatrati u kontekstu ograničenosti svake od metoda procene mase i upravo zato ćemo zaključke izvoditi pažljivo.

3.1.1 Pojam plimskih sila i neke njihove posledice

Zamislimo jednostavan ilustrativan primer: sferni objekat radijusa r i ukupne mase m koji se nalazi na kružnoj putanji na rastojanju R od materijalne tačke (eng. *point mass*) mase M . Usled gravitacionog dejstva materijalne tačke, sferni objekat će dobiti gravitaciono ubrzanje GM/R^2 u svom centru, $GM/(R-r)^2$ na svom rubu bližem materijalnoj tački i $GM/(R+r)^2$ na daljem rubu. Pretpostavljajući da je udaljenost objekta od materijalne tačke mnogo veća od njegovih dimenzija, odnosno $r \ll R$, razlika između gravitacionog ubrzanja na rubovima i onog u centru u ovom primeru iznosi $2GMr/R^3$. U slučaju da je vrednost ove razlike veća od unutrašnjeg gravitacionog ubrzanja koje materijal na rastojanju r drži vezanim (Gm/r^2 po jedinici mase), ovaj materijal će biti plimski ogoljen, odnosno gravitaciono će se osloboditi od objekta. Na osnovu toga možemo definisati kritični, odnosno plimski radijus r_t , koji je u ovom primeru jednak $r_t = (m/2M)^{1/3}R$. Materijal koji se nalazi na većim rastojanjima $r > r_t$ će biti plimski ogoljen, dok će onaj na manjim rastojanjima $r < r_t$ ostati gravitaciono vezan. Na ovaj način izveden izraz za plimski radijus ignoriše centrifugalnu silu koja je posledica kružnog kretanja objekta oko materijalne tačke. Ukoliko bi se to uzelo u razmatranje, može se dobiti nešto kompleksniji izraz za plimski radijus r_t (Binney & Tremaine, 2008):

$$r_t = \left(\frac{m/M}{3 + m/M} \right)^{1/3} R. \quad (3.1)$$

Očigledno, predstavljen ilustrativni primer je uveliko pojednostavljen i počiva na brojnim pretpostavkama koje nisu utemeljene u realnosti niti apsolutno primenjive na predmet našeg istraživanja. Konkretno: naša sekundarna galaksija se ne kreće po kružnoj putanji, primarna galaksija se ne može aproksimirati materijalnom tačkom a minimalno međusobno rastojanje između galaksija tokom interakcije, odnosno parametar sudara, ne samo da nije značajno veće od dimenzija sekundarne galaksije, već je zapravo manje. Moguće je uzeti u obzir neke od ovih činjenica i izvesti kompleksniji izraz za plimski radijus (npr. Mo et al., 2010), mada je i u tom slučaju uvođenje pretpostavki neizbežno zarad rešavanja problema. Uprkos problemima vezanim za izvođenje preciznijih analitičkih izraza i razmatranja realnijeg problema, polazne pretpostavke i teorijski osnov plimskih mehanizama ostaje isti. Uopšteno govoreći, plimske sile se mogu definisati kao posledica spoljašnjeg gravitacionog dejstva na objekat konačnih dimenzija - različiti delovi tog objekta će osetiti i različite vrednosti gravitacionog dejstva. Tako je i univerzalna definicija plimskog radijusa da on predstavlja kritični radijus unutar kojeg je sopstvena gravitacija dominantna. Iako je problem određivanja plimskog radijusa moguće rešiti i numerički, uzimajući u obzir ne samo potencijale obe galaksije i orbitu sekundarne galaksije već i orbite zvezda unutar sekundarne galaksije (Read et al., 2006), kao i moguću rotaciju sekundarne galaksije (Gajda & Łokas, 2016), njegova preciznija vrednost pa i precizan analitički oblik nije od velikog značaja za ovaj rad.

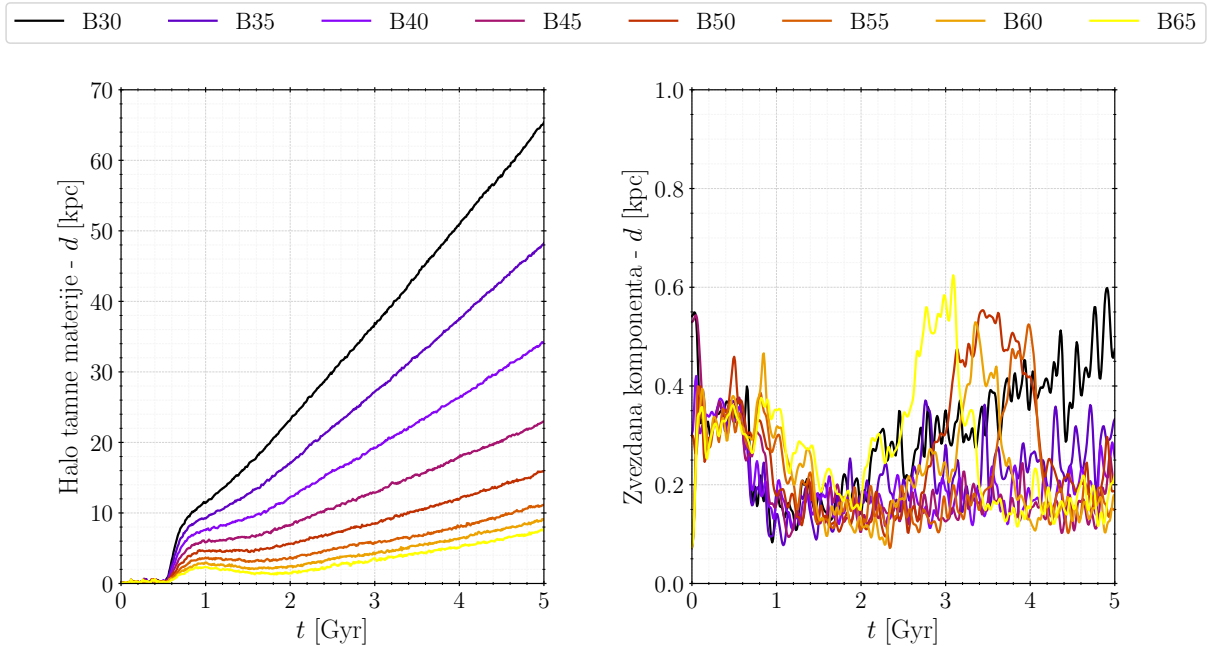
Halo tamne materije koji okružuje galaksiju, upravo zbog svoje razvučenosti (tj. prostorne veličine), usled spoljašnjeg gravitacionog dejstva koje se dešava tokom interakcija, obično može izgubiti značajan deo svoje mase. Njegovi najudaljeniji, spoljašnji delovi, budući da su slabo gravitaciono vezani, bivaju prvi ogoljeni. Uz dugoročne plimske efekte ili jače plimske sile, unutrašnji delovi postaju podložni plimskom ogoljavanju. Kako plimske sile uklanjaju materijal spolja ka unutra (eng. *outside-in*), ovaj proces se precizno može nazvati plimsko ogoljavanje spolja ka unutra (npr. Diemand, Kuhlen & Madau, 2007; Choi, Weinberg & Katz, 2009). U isto vreme, zvezdana komponenta galaksije, koja je mnogo manjih dimenzija od haloa tamne materije, je jedva pogođena ovim mehanizmima (Smith et al., 2015, 2016). Ogoljavanje i gubitak zvezdane mase obično počinje tek nakon što je značajna količina tamne materije (oko $\sim 80\%$) već izgubljena (Smith et al., 2016; Łokas, 2020). Zbog ovakve svoje prirode, mehanizam plimskog ogoljavanja je jedan od bitnih mehanizama formiranja ultrakompaktnih patuljastih

galaksija (eng. *ultra-compact dwarf galaxy*, Bekki et al., 2001, 2003; Pfeffer & Baumgardt, 2013; Pfeffer et al., 2014; Martinović & Micic, 2017; Ferré-Mateu et al., 2018; Kim et al., 2020). Uz to, sve je veći broj istraživanja koji ukazuju da ovaj mehanizam dovodi i do formiranja ultradifuznih galaksija (eng. *ultra-diffuse galaxies*, Carleton et al., 2019; Sales et al., 2020; Iodice et al., 2021; Jones et al., 2021; Wright et al., 2021). Budući da se plimsko ogoljavanje ne dešava trenutno, to je sasvim razumljivo. Objekat pod dejstvom plimskih efekata se najpre deformiše i proširi nakon čega sledi postepeni gubitak mase. Tako se ultradifuzne galaksije mogu tretirati ili kao one koje trenutno prolaze kroz spori proces plimskog ogoljavanja ili kao one koje su pretrpele plimske uticaje u svojoj istoriji ali nedovoljno jake da bi konačno izgubile značajan deo svoje mase.

Usled nesrazmernog uticaja na tamnu materiju i zvezdanu komponentu u ovom procesu, očekivano je da se primete i neke zanimljivosti u odnosu zvezdane mase prema masi tamne materije (eng. *stellar-to-halo mass relation*). Poznato je da galaksije u gušćim sredinama, kao što su npr. jata galaksija, uglavnom imaju manje od očekivanih vrednosti mase haloa tamne materije za fiksirane vrednosti mase zvezdane komponente u poređenju sa svojim pandanom iz redih sredina (Niemiec et al., 2017, 2019; Engler et al., 2021). Iako je fokus dosadašnjih istraživanja vezanih za ovaj odnos masa bio pretežno na galaksijama većih masa (npr. čija je zvezdana komponenta $M_{\star} \gtrsim 10^9 M_{\odot}$, Allen et al., 2019), sve je veći interes za ispitivanje galaksija manjih zvezdanih masa kod kojih se može očekivati značajna rasutost raspodele ovog odnosa, upravo zbog posledica plimskih dejstava (Engler et al., 2021).

Neočekivano otkriće galaksija sa iznenađujuće malom količinom tamne materije (eng. *dark matter-deficient galaxies*, van Dokkum et al., 2018, 2019) najpre je pokrenulo niz pitanja i sumnji u opšteprihvaćene kosmološke teorije i modele. Predlagane su alternative u vidu samo-interagujuće tamne materije (Yang, Yu & An, 2020) i teorije modifikovane gravitacije (Famaey, McGaugh & Milgrom, 2018). Skrenuta je pažnja i na kosmološke simulacije gde može biti detektovan višak ovih objekata koji nastaje usled periodičnih početnih uslova i ograničenja simulacione kutije, te predstavlja samo numerički artefakt (Saulder et al., 2020). Međutim, brojna istraživanja su pokazala da ove egzotične galaksije nisu u neslaganju sa opšteprihvaćenim kosmološkim modelom i da prirodno nastaju kao posledica ekstremnih slučajeva plimskih interakcija (Ogiya, 2018; Montes et al., 2020; Shin et al., 2020; Jackson et al., 2021; Macciò et al., 2021; Ogiya et al., 2022; Trujillo-Gomez et al., 2022). Analizom kosmoloških simulacija, Moreno et al. (2022) su pokazali da ove egzotične galaksije nastaju kao posledica ekstremno bliskih interakcija, odnosno proleta koji su glavni predmet našeg istraživanja. Konkretno, oni procenjuju da oko $\sim 30\%$ masivnih galaksija (zvezdane mase $M_{\star} \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$) u centrima jata galaksija imaju u svom neposrednom okruženju bar jednu ovakvu egzotičnu galaksiju kojoj nedostaje značajna količina tamne materije, a čije su zvezdane mase u opsegu $10^8 - 10^9 M_{\odot}$.

Ne možemo očekivati, čak ni u simulaciji gde je interakcija najjača, odnosno u našoj simulaciji sa najmanjim parametrom sudara, da sekundarna galaksija izgubi većinu svoje tamne materije i da preostala masa tamne materije bude uporediva sa zvezdanom masom jer se, na osnovu pređašnjih istraživanja, ovakav prolet ne smatra dovoljno ekstremnim. Uprkos tome, naš glavni cilj - određivanje da li postoji funkcionalna zavisnost između parametra sudara u tipičnim proletima i izgubljene mase tamne materije sekundarne galaksije, kao i kog je ona oblika, predstavlja svojevrsni novitet. Između ostalog, razumevanje ove funkcionalne zavisnosti, uz razumevanje stope širenja zvezdane komponente, može pomoći prilikom procena pod kojim uslovima se sekundarna galaksija može transformisati u ultradifuznu a pod kojim u egzotičnu galaksiju sa jako malom količinom tamne materije.



Slika 3.1: Odstupanje između dve mere centra galaksije-perturbera: jednostavnog centra mase i čestice sa najnižom potencijalnom energijom, za halo tamne materije (levi grafik) i zvezdanu komponentu (desni grafik). Različitim bojama predstavljene su različite simulacije, kako je označeno u legendi.

3.2 Metode određivanja mase galaksije

Određivanje mase sekundarne galaksije zasniva se na procenjivanju i filtriranju čestica koje tu galaksiju čine. Zbog toga je prvi i neophodni korak u tom procesu precizno određivanje centra galaksije. Korišćenje jednostavnog izraza za centar mase, koji se za čestice jednakih masa svodi na prostu aritmetičku sredinu svake od koordinata, u ovom slučaju je vrlo nepouzđano. Naime, usled značajnog plimskog ogoljavanja, odbačene čestice se udaljavaju od centra galaksije i time unose grešku u proračun, čime se i sam jednostavno procenjeni centar mase udaljava od stvarnog centra galaksije. Kako bismo izbegli ove greške, koristimo nešto kompleksniju proceduru zasnovanu na potencijalnoj energiji čestica U koja je sadržana u sirovim podacima simulacija. Programski paket `GADGET2` računa ukupnu potencijalnu energiju čestice, uključujući i doprinose primarne galaksije. Time bi odabir čestice sa apsolutnom minimalnom potencijalnom energijom takođe uneo greške jer neke čestice sekundarne galaksije mogu ostati zarobljene u primarnoj. Zato je naš prvi korak lokalizovanje kocke zapremine 1 kpc^3 najgušće naseljene česticama koje u početnom trenutku pripadaju sekundarnoj galaksiji, nezavisno od njihovog tipa (odnosno, da li su u pitanju čestice tamne materije ili zvezdane komponente). Tim povodom trebalo bi izbeći procedure zasnovane na trodimenzionalnim histogramima čije su ćelije kocke jednakih dimenzija - u kasnijim fazama simulacija, kada mnogo čestica može biti rasuto, broj neophodnih ćelija će dostići prevelike vrednosti te je sama procedura neefikasna. Najefikasniji način, koji ćemo ovde koristiti, je dodeljivanje identifikatora koji se sastoji iz niza simbola (eng. *string*) i koji predstavlja koordinate svake čestice, zaokružene na ceo broj. Na taj način, filtriranjem čestica koje imaju najčešći takav identifikator, nalazimo sve čestice koje se nalaze u traženoj najgušćoj kocki. Koordinate čestice sa minimalnom potencijalnom energijom među isfiltriranim česticama, proglašavamo za centar sekundarne galaksije.

Na slici 3.1 je prikazano odstupanje između centara sekundarne galaksije određenih na dva načina: jednostavnim računanjem centra mase i opisanim metodom koji koristimo. Posebno je prikazano odstupanje za čestice haloa tamne materije (levi grafik) i za čestice zvezdane kom-

ponente (desni grafik) kako bi se istakli doprinosi svake komponente potencijalnim greškama u određivanju centra galaksije. U slučaju haloa tamne materije, odstupanje između dve mere centra nastavlja da raste tokom simulacija. Iako konačno odstupanje pred kraj simulacije opada sa povećanjem parametra sudara (npr. razlika između simulacije B30 i B65), ono je i dalje značajno veliko i iznosi oko 10 kpc u simulaciji B65. Jasno je da bi, usled toga, svaka procena mase sekundarne galaksije i njenog haloa tamne materije bila iluzorna ukoliko bi se koristio klasičan proračun za centar mase. Kako se i moglo očekivati, plimsko ogoljavanje ne utiče na određivanje centra zvezdane komponente - odstupanje između dve mere centra varira tokom simulacija, ali nikada ne prelazi 0.6 kpc. To takođe implicira da zvezdana komponenta ne trpi gotovo nikakav gubitak mase.

U idealnom slučaju, centar obe komponente sekundarne galaksije bi trebalo da se nalazi na približno istoj poziciji i označi centar čitave galaksije. Kako to nije slučaj, za određivanje centra koristimo opisani metod zasnovan na filtriranju čestica i korišćenju podataka o potencijalnoj energiji. Druga, alternativna mogućnost je da se odredi centar mase zvezdane komponente i ta pozicija proglašuje centrom čitave sekundarne galaksije budući da ne postoje značajne razlike između dve mere centra kod zvezdane komponente.

Nakon određivanja centra sekundarne galaksije, koristimo tri različite metode za procenu mase haloa tamne materije. Ove metode, njihove prednosti, mane i implikacije po rezultate ćemo predstaviti u nastavku.

3.2.1 Gravitaciono vezana masa tamne materije

Za određivanje gravitaciono vezane mase postoji više ustaljenih iterativnih procedura. Direktnan metod (npr. Villalobos et al., 2012) svodi se na ažuriranje gravitaciono vezane mase u svakom narednom trenutku u odnosu na prethodni i direktno računanje potencijalne, kinetičke i samim tim ukupne energije svake čestice. Naime, polazi se od pretpostavke da su sve čestice koje predstavljaju galaksiju gravitaciono vezane u početnom trenutku. U svakom narednom trenutku, razmatraju se samo gravitaciono vezane čestice iz prethodnog trenutka i za njih se najpre računa ukupna masa i brzina centra mase. Zatim se brzine pojedinačnih čestica koriguju za brzinu centra mase i direktno se računa ukupna (vezivna) energija svake čestice preko:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - m \sum_i \frac{Gm_i}{r_i} \quad (3.2)$$

gde su m i v masa i korigovana brzina pojedinačne čestice, m_i mase svih ostalih čestica na određenom rastojanju od čestice za koju se računa ukupna energija i r_i rastojanja između njih. Čestice sa negativnom ukupnom energijom predstavljaju novu ukupnu gravitaciono vezanu masu galaksije sa kojom se procedura ponavlja dok ukupna masa ne konvergira, a potom se prelazi na sledeći trenutak. Jasno je da je ovakav pristup, zbog direktnog računanja potencijalne energije i iterativne prirode same procedure, prilično neefikasan u slučaju velikog broja čestica i velikog broja preseka stanja (trenutaka) u simulacijama jer zahteva odgovarajuće veliki broj računskih operacija. Uz to, može doći i do grešaka upravo zbog nerazmatranja čestica koje nisu bile gravitaciono vezane u prethodnom trenutku ukoliko bi neke od njih bile ponovo zahvaćene i vratile se u galaksiju.

Najpouzdaniji metod za računanje gravitaciono vezane mase, koji daje najpreciznije procene, predstavljen je u radu Smith et al. (2015) i ilustrativno nazvan metodom *snežnog zgrudvavanja* (eng. *snowballing*). Prvi korak je lokalizovanje najgušće naseljene oblasti, odnosno čestice sa najvećim brojem susednih čestica. Zatim se u razmatranje uzimaju samo čestice u okviru sfere određenog radijusa oko najgušće oblasti. Vrednost tog radijusa je proizvoljna ali mora biti utemeljena na realističnim vrednostima vezanim za tip galaksije - na primer, može se

uzeti vrednost približna polumassenom radijusu za očekivanu masu galaksije. Za svaku razmatranu česticu se potom proveriti da li je gravitaciono vezana za ostale i one koje taj kriterijum zadovoljavaju se proglase za gravitaciono jezgro galaksije. U narednim, iterativnim koracima se potom proverava da li su i ostale čestice, dakle one koje nisu inicijalno uzete u razmatranje, gravitaciono vezane za jezgro galaksije. Ukoliko jesu, one se dodaju gravitacionom jezgru i iterativna procedura se ponavlja sve dok se ukupna masa povećava za više od 1% između iterativnih koraka. Smith et al. (2015) naglašavaju da se konačna masa uglavnom dobija u 5 do 10 iteracija. Uprkos tome što broj iteracija deluje kao dovoljno mali, ovaj robustan metod, iako daje najprecizniju procenu gravitaciono vezane mase, je takođe neefikasan za potrebe našeg istraživanja usled ograničenih računarskih resursa. Naravno, u slučaju da računarski resursi ne predstavljaju problem, ovaj metod bi trebalo preferirati.

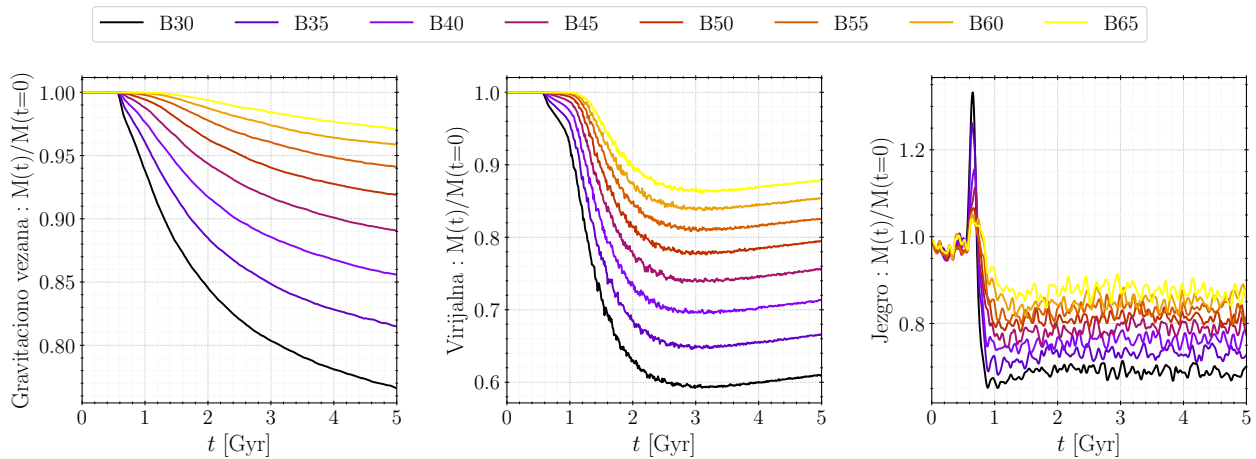
Zarad efikasnosti, odnosno kako bismo izbegli direktno računanje potencijalne energije svake čestice, koristimo vrednosti potencijalne energije koje računa programski paket `GADGET2`. Prethodno smo istakli da je ta potencijalna energija ukupna i da potiče od svih čestica u simulacionoj kutiji, i zato je ovde od presudnog značaja dovoljno velika relativna brzina kretanja sekundarne galaksije u odnosu na primarnu. Naša procedura je relativno kratka i svodi se na određivanje te relativne brzine kretanja u datom trenutku, kao brzine centralnog dela na osnovu prethodno određenog i definisanog centra sekundarne galaksije, korigovanje brzina pojedinačnih čestica za kretanje galaksije i računanje ukupne energije svake čestice kao zbir kinetičke i potencijalne energije. Usled ove korekcije brzina i dovoljno velike relativne brzine kretanja sekundarne galaksije, njene inicijalne čestice koje su ostale zarobljene u primarnoj galaksiji ili njenoj neposrednoj blizini imaju pozitivne vrednosti ukupne energije - one se zato ne mogu smatrati za gravitaciono vezane. Dakle, za gravitaciono vezane čestice smatramo samo one koje imaju negativne ukupne energije, te je ukupna gravitaciono vezana masa zbir masa svih gravitaciono vezanih čestica.

Jedan od glavnih problema naše procedure je uključivanje čestica koje ili ne bi bile klasifikovane kao gravitaciono vezane korišćenjem drugih metoda ili bi se mogle smatrati za slabo vezane. Na primer, našim metodom se takođe smatraju za gravitaciono vezane i različite plimske strukture kao što su plimski repovi i ljuske (eng. *tidal tails and shells*). Zbog toga očekujemo da se ova mera mase nikada tokom simulacije ne stabilizuje i da nastavi da opada dugo nakon proleta zbog sporog procesa konačnog odvajanja i razaranja formiranih plimskih struktura. Dodatno, zbog svoje prirode, ovu meru mase možemo tretirati kao gornju graničnu vrednost ukupne mase sekundarne galaksije.

3.2.2 Virijalna masa

Najbolja mera ukupne mase sekundarne galaksije, ujedno i najbolja mera za poređenje sa ostalim simulacijama izolovanih galaksija ili kosmološkim simulacijama, je takozvana virijalna masa koja predstavlja ukupnu masu unutar virijalnog radijusa galaksije. Ova procena se zasniva na računanju profila gustine haloa tamne materije i fitovanju NFW profilom, diskutovanom u 2.1.1 i definisanim jednačinom 2.1. Virijalni radijus nalazimo preko $R_{\text{vir}} = cr_{\text{H}}$, gde su c i r_{H} vrednosti dobijene fitovanjem.

Glavna prednost ove mere mase je u tome što ona i dalje predstavlja ukupne vrednosti, odnosno najbolju procenu za ukupnu masu čitave sekundarne galaksije, dok isključuje doprinose formiranih plimskih struktura. Uz to, očekuje se da se njena vrednost stabilizuje dovoljno brzo nakon proleta i da u kasnijim fazama simulacija ostane približno konstantna. Naravno, prilikom razaranja formiranih plimskih struktura većina čestica koje su te strukture činile će se odvojiti od sekundarne galaksije i rasuti, ali i dalje postoji mogućnost da neke od čestica budu ponovno zahvaćene. To može rezultovati blagim porastom virijalne mase, te ćemo za dalja razmatranja uzeti virijalnu masu usrednjenu tokom kasnijih faza simulacija, tj. tokom finalnih 3 Gyr.



Slika 3.2: Evolucija masa haloa tamne materije (sleva ka desno): gravitaciono vezane (prvi grafik), virijalne (drugi grafik) i mase jezgra (treći grafik). Različitim bojama su označene različite simulacije a mase su date u relativnom obliku, u odnosu na početne vrednosti.

3.2.3 Masa jezgra tamne materije

Treća i finalna mera mase, koju smo nazvali masa jezgra tamne materije, je relativno česta procena mase u istraživanjima plimske evolucije patuljastih galaksija (Klimentowski et al., 2009; Kazantzidis et al., 2011). Najpre, nakon repositioniranja sekundarne galaksije tako da se njen centar poklapa sa centrom koordinatnog sistema, računamo njenu rotacionu krivu preko:

$$V_c(r) = \sqrt{\frac{GM(< r)}{r}} \quad (3.3)$$

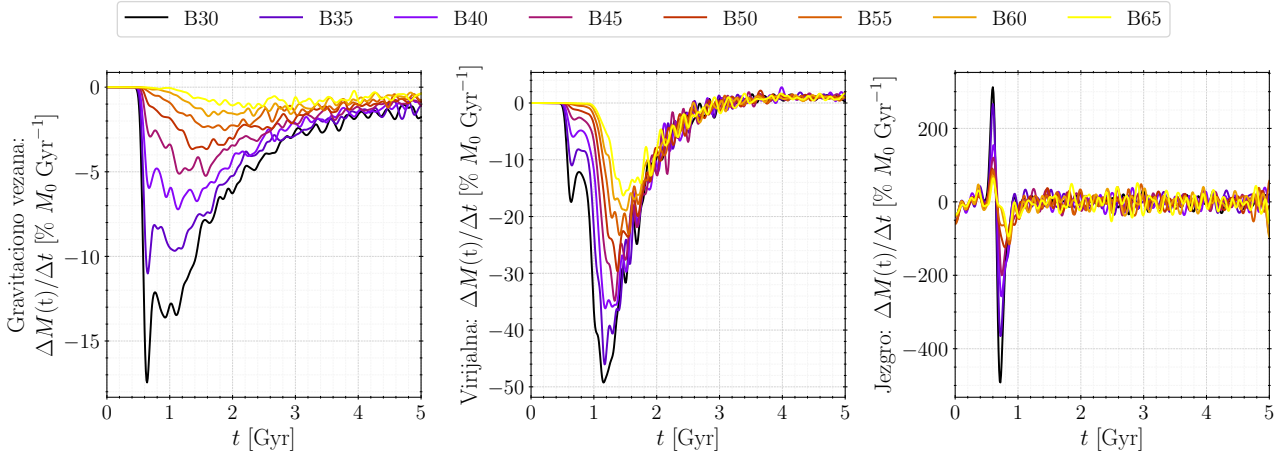
gde je $M(< r)$ ukupna, kumulativna masa haloa tamne materije sekundarne galaksije unutar radijusa r . Treba istaći da je ovako računata rotaciona kriva idealizovana i da ne predstavlja realnu rotacionu krivu galaksija, naročito galaksija nepravilnog oblika ili galaksija sa diskovima. Međutim, u slučaju haloa tamne materije, koji je sfernog oblika, ova idealizacija je primenjiva. Radijus r_{\max} određujemo kao onaj na kome rotaciona kriva dostiže svoj maksimum V_{\max} a ukupna masa unutar njega $M(< r_{\max})$ predstavlja masu jezgra tamne materije.

Masa jezgra se alternativno može definisati i kao masa unutar dva ili nekoliko ovakvih radijusa, ali mi zadržavamo striktniji kriterijum. Razlog tome je što se unutar jednog ovog radijusa maksimuma rotacione krive i dalje nalazi značajan deo mase sekundarne galaksije na koji plimske sile slabo utiču. Stoga se može očekivati da se ova procena masa najbrže stabilizuje posle inicijalnih naglih promena nakon što sekundarna galaksija tokom proleta prođe kroz pericentar svoje putanje (odnosno, nakon što dostigne minimalno rastojanje od primarne - parametar sudara). Apsolutna vrednost ove mere mase se može tretirati kao donja granična vrednost ukupne mase sekundarne galaksije dok se, zbog prirode plimskog ogoljavanja spolja ka unutra, očekuje da njena relativna vrednost bude veća od relativne vrednosti virijalne mase.

3.3 Evolucija preostale mase tamne materije sekundarne galaksije

Evolucija različitih mera mase definisanih u prethodnom odeljku prikazana je na slici 3.2. Procene su predstavljene u relativnom obliku, u odnosu na svoje početne vrednosti, kao:

$$f_M = \frac{M(t)}{M(t=0)} \quad (3.4)$$



Slika 3.3: Uz iste oznake simulacija i redosled grafika kao na slici 3.2, stopa promene mase $\Delta M/\Delta t$, izražena u procentima početnih vrednosti mase po milijardi godina, Gyr.

gde je $M(t)$ odgovarajuća (gravitaciono vezana, virijalna ili masa jezgra) mera mase tokom simulacije, $M(t = 0)$ njena početna vrednost a f_M onda predstavlja relativni oblik preostale mase koji se lako može izraziti u procentima. Uz ovo, na slici 3.3 je prikazana i stopa promene mase $\Delta M/\Delta t$ za svaku od procena tokom simulacija. Treba naglasiti da su početne vrednosti gravitaciono vezane i virijalne mase jednake u svim simulacijama i da iznose $M = 9.044 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ što predstavlja ukupnu početnu masu haloa tamne materije, dok je početna masa jezgra haloa tamne materije $M = 3.684 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, odnosno nešto manje od polovine ukupne početne mase.

Kao što se i moglo očekivati, značajna stopa promene mase je uočljiva ubrzo nakon što sekundarna galaksija prođe kroz pericentar svoje putanje oko primarne galaksije, odnosno tokom same interakcije. Tom prilikom, sekundarna galaksija se razvuče i kratkotrajno deformiše, što se najbolje može uočiti u slučaju mase jezgra gde je pre lokalnog minimuma stope promene mase izražen kratki lokalni maksimum. Ovo izobličjenje jezgra je praćeno naglim i značajnim gubitkom mase nakon čega se masa jezra stabilizuje i ostaje konstantna sa zanemarljivim varijacijama do kraja svake simulacije. Zanimljivo je primetiti da se ovaj gubitak mase jezgra dešava praktično trenutno i, kao što se moglo očekivati, pre nego što se interakcija završi.

U većini simulacija, konačne vrednosti (na kraju simulacije) relativne mase jezgra haloa tamne materije su veće od relativne virijalne mase (što se takođe može uočiti na slici 3.4). Ovo ukazuje na to da su centralni delovi haloa tamne materije, odnosno njegovo jezgro, uprkos jakom gravitacionom uticaju primarne galaksije prilično zaštićeni i ostaju poluočuvani. Upravo ovo je i ključni razlog zašto je i zvezdana komponenta tokom plimskog ogoljavanja uglavnom očuvana. Jednostavno rečeno, zvezdana komponenta se uglavnom skoro u potpunosti nalazi unutar ovog jezgra haloa tamne materije čiji je gravitacioni potencijal štiti od značajnog gubitka mase.

S druge strane, virijalnoj masi treba više vremena da se stabilizuje i dostigne približno konstantne vrednosti. Iako gubitak virijalne mase počinje nakon pericentra, kao i u slučaju drugih mera mase, na osnovu evolucije stope promene mase, prikazane na slici 3.3, jasno je da gubitak virijalne mase dostiže svoj maksimum (lokalni minimum stope promene mase) odmah po završetku interakcije, odnosno nakon $t \geq 1.08$ Gyr. Jasno se vidi i zavisnost same vrednosti maksimuma stope gubitka mase od parametra sudara, gde je najveća stopa gubitka mase od oko $< 50\%$ početne mase po milijardi godina u simulaciji sa najmanjim parametrom sudara (B30), a najmanja od oko $\simeq 16\%$ početne mase po milijardi godina u simulaciji sa najvećim parametrom sudara (B65). Nakon dostizanja apsolutnog maksimuma po završetku interakcije, stopa gubitka mase naglo opada na konstantnu vrednost od oko $\simeq 10\%$ početne mase po milijardi godina u trenutku $t = 2$ Gyr u svim simulacijama, da bi se u trenutku $t = 3$ Gyr spustila na nulu, kada gubitak mase potpuno prestaje. Nakon $t = 3$ Gyr virijalna masa, kao što se

moglo predvideti, ima skoro konstantni porast od oko $\leq 1\%$ početne mase po milijardi godina usled ponovnog zahvatanja određenog broja čestica koje su formirale plimske strukture a koje se razaraju u kasnijim fazama simulacija. Dakle, najznačajniji gubitak virijalne mase događa se tokom 1 Gyr nakon što se interakcija završi, što ukazuje da plimsko ogoljavanje haloa tamne materije nije proces koji se dešava trenutno već ima neko, konačno trajanje. Kako je jasno da virijalna masa nije apsolutno konstantna u kasnijim fazama, kao meru preostale virijalne mase za procenu funkcionalne zavisnosti od parametra sudara koristimo usrednjenu vrednost tokom poslednjih 3 milijarde godina.

Relativna gravitaciono vezana masa haloa tamne materije nastavlja da opada do kraja svake simulacije. Njena stopa gubitka mase dostiže svoj maksimum tokom interakcije, nakon pericentra, a potom opada do kraja simulacije ali gubitak mase ne prestaje jer ova stopa na samom kraju u svim simulacijama iznosi oko 1–2% početne po milijardi godina. Zanimljivo je primetiti da je gubitak gravitaciono vezane mase generalno sporiji proces od gubitka virijalne mase, čak i tokom intenzivnog perioda ogoljavanja. Ta razlika potiče upravo od činjenice da ova procena mase obuhvata i formirane plimske strukture kojima treba duže vreme da se rasuju i razore. Uzimajući u obzir da su konačne vrednosti relativne gravitaciono vezane mase, na kraju svake simulacije, veće od vrednosti relativne virijalne mase, a posebno imajući u vidu i da su početne vrednosti ovih mera jednake i da gubitak relativne gravitaciono vezane mase i dalje traje u $t = 5$ Gyr, može se očekivati da će se ovaj proces nastaviti sve dok dve pomenute mere mase ne konvergiraju. U tom smislu, proces plimskog ogoljavanja u celini traje mnogo dugo nakon što se interakcija završi.

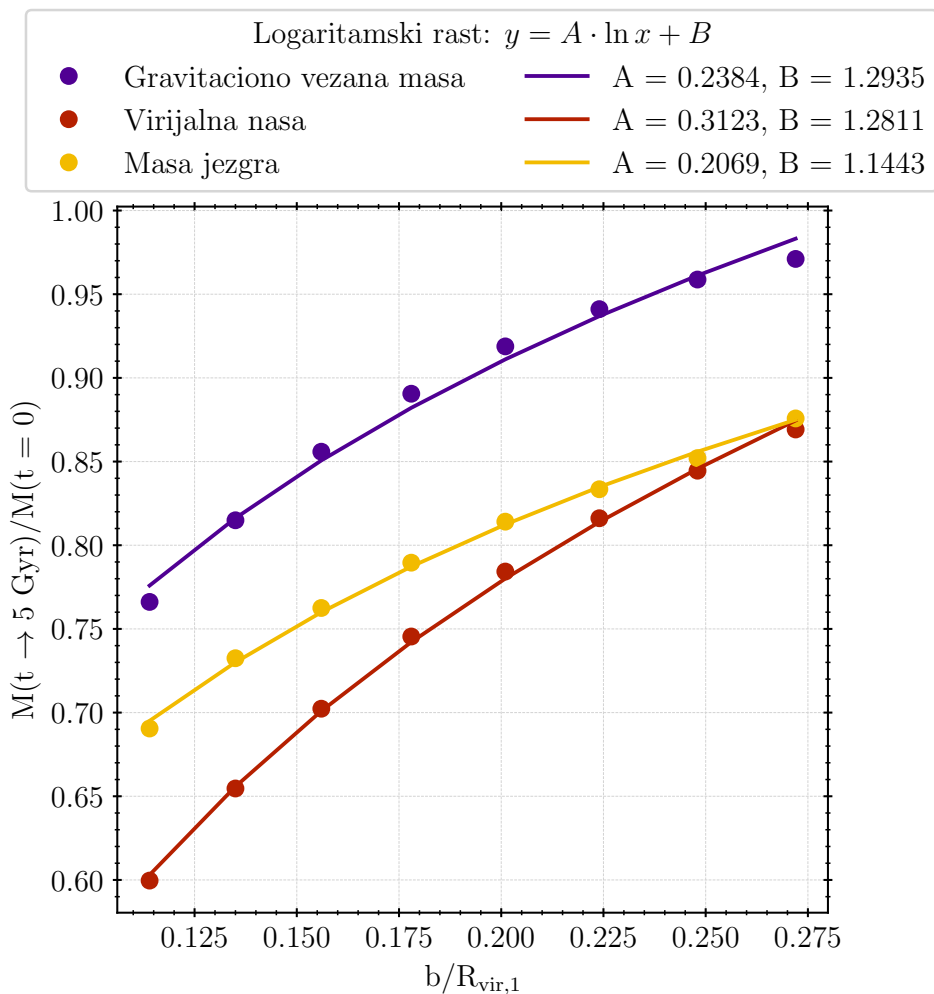
3.3.1 Funkcionalna zavisnost preostale mase od parametra sudara

Glavno pitanje ovog dela našeg istraživanja je: da li postoji i kako izgleda funkcionalna zavisnost mera preostale mase haloa tamne materije od parametra sudara u simulacijama proleta? Relativna preostala masa haloa tamne materije u funkciji relativnog parametra sudara, u odnosu na virijalni radijus primarne galaksije, prikazana je na slici 3.4. Različitim bojama su prikazane različite procene mase, kružni simboli predstavljaju pojedinačne simulacije a linije fitovanu funkcionalnu zavisnost koja ima oblik logaritamskog rasta, odnosno:

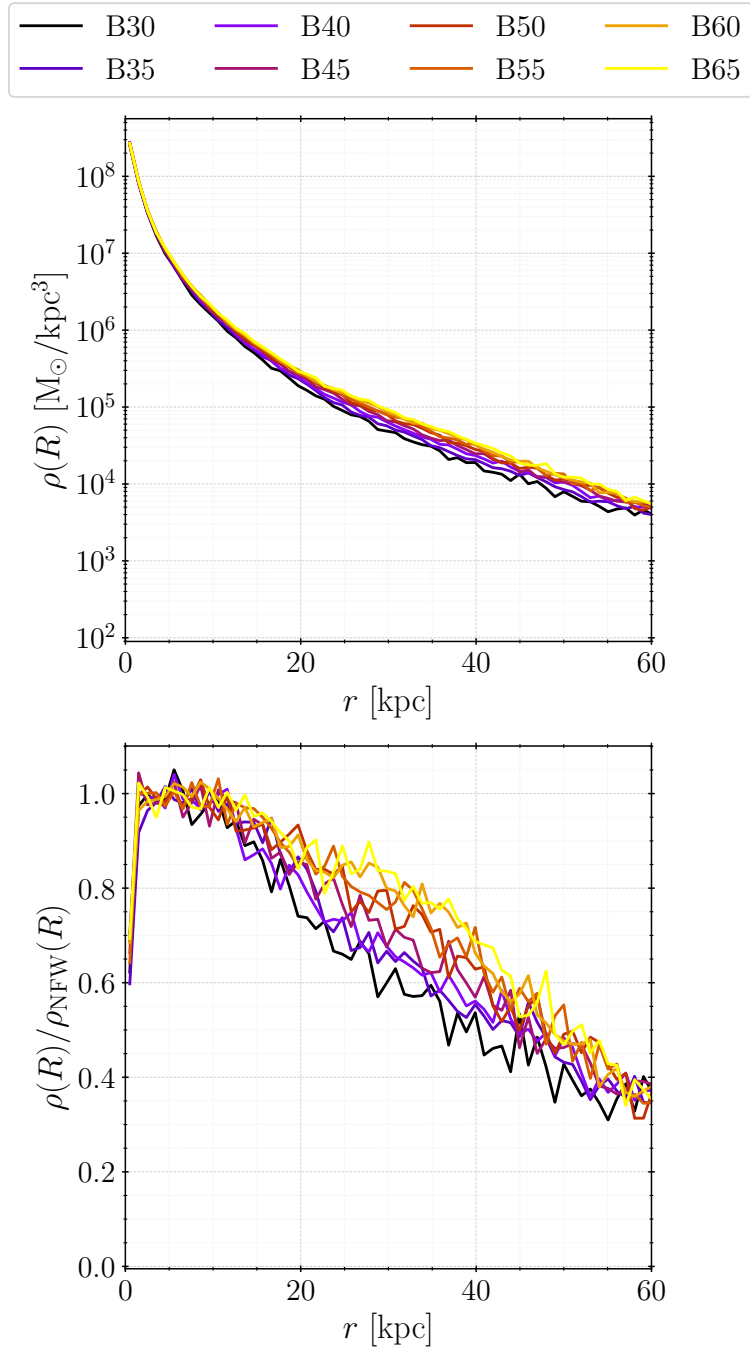
$$y = A \cdot \ln x + B \quad (3.5)$$

gde je y odgovarajuća relativna vrednost preostale mase, x relativna vrednost parametra sudara, a A i B su slobodni parametri fita koji su za svaku od procena navedeni u legendi na slici. Očigledno je da su virijalna masa i masa jezgra tamne materije savršeno opisani zakonom logaritamskog rasta. U slučaju gravitaciono vezane mase, vidljiva su blaga odstupanja od fitovane linije ali se zakon logaritamskog rasta i dalje može smatrati za adekvatan opis. Slobodni parametri fita, kako je navedeno u legendi na slici 3.4, iznose: za gravitaciono vezanu masu $A = 0.2384$ i $B = 1.2935$, za virijalnu masu $A = 0.3123$ i $B = 1.2811$ i za masu jezgra tamne materije $A = 0.2069$ i $B = 1.1443$. Treba istaći da se ove vrednosti ne smeju smatrati univerzalnim u proletima galaksija, već one verovatno zavise od drugih parametara interaksije - na primer, od odnosa masa interagujućih galaksija ili relativne brzine sekundarne galaksije koja implicitno određuje i trajanje same interakcije.

Deluje iznenađujuće da je spolja ka unutra priroda plimskog ogoljavanja manje očigledna u slabijim proletima, odnosno u onima sa većim parametrom sudara. Ukoliko uporedimo dva ekstremna slučaja - simulaciju B30 u kojoj je prolet najbliži i simulaciju B65 u kojoj je on najdalji, možemo uočiti neke zanimljivosti. Naime, u simulaciji B30, procenat preostale mase jezgra tamne materije je za oko $\sim 9\%$ veći od procenta preostale virijalne mase, dok su procenti ove dve mase skoro jednaki u simulaciji B65. Generalno gledano, razlika između ova dva procenta se smanjuje sa porastom parametra sudara što implicira da su spoljašnji delovi haloa tamne



Slika 3.4: Relativna preostala masa haloa tamne materije sekundarne galaksije u funkciji relativnog parametra sudara (u odnosu na virijalni radijus primarne galaksije). Razliĉitim brojama predstavljene su razliĉite procene mase, kruŹni simboli predstavljaju simulacije, a linije fitovani zakon logaritamskog rasta $y = A \cdot \ln x + B$. Vrednosti slobodnih parametara fita, A i B , navedene su u legendi.



Slika 3.5: *Gornji grafik:* Profili gustine haloa tamne materije na kraju simulacija ($t = 5$ Gyr). *Donji grafik:* Normalizovani profili gustine (u odnosu na analitički NFW profil). Različitim bojama na oba grafika predstavljene su različite simulacije date u legendi.

materije jače pogođeni plimskim ogoljavanjem u jačim i bližim proletima od njegovih unutrašnjih, centralnih delova. Sa porastom parametra sudara, gubitak mase se prirodno smanjuje ali i postaje praktično uniforman sa radijusom. To je upravo posledica činjenice da se jako mala količina mase odbaci i izgubi trenutno, dok je proces izraženijeg plimskog ogoljavanja sporiji i nastupa nakon što se halo tamne materije deformiše i dovoljno raširi. Ovo može dovesti do pretpostavke da su profili gustine haloa tamne materije, odnosno njegov nagib i oblik, posebno pogođeni u ovom procesu, što nije u potpunosti slučaj, bar ne tako jednostavno predstavljeno. Profili gustine haloa tamne materije sekundarne galaksije na kraju svake od simulacija, u trenutku $t = 5$ Gyr, kao i njihovi normalizovani oblici u odnosu na odgovarajući analitički NFW profil prikazani su na slici 3.5. Prilikom tumačenja ovih profila neophodno je uvesti i pojam i informacije o polumasenom radijusu. Polumaseni radijus se definiše kao radijus unutar koga se nalazi polovina ukupne mase¹ i treba imati u vidu da on varira između ~ 5.5 kpc u simulaciji B30 i ~ 7.5 kpc u simulaciji B65. Sa gornjeg grafika na slici 3.5 jasno se može uočiti da nema razlika između različitih simulacija u profilima gustine haloa tamne materije u njegovim delovima gde se nalazi većina preostale mase, razlike postaju uočljive tek na većim radijusima $R \geq 18$ kpc, odnosno u spoljašnjim delovima haloa tamne materije. S druge strane, donji grafik, na kome su predstavljeni normalizovani profile gustine, sadrži interesantnije informacije. Odstupanja realnih profila gustine od analitičkog oblika NFW profila u samom centru su očekivana i razumljiva s obzirom da analitički oblik ima nerealistično visoku centralnu gustinu, odnosno funkcija teži beskonačnosti na malim radijusima ($R \rightarrow 0$). U okviru polumasenog radijusa i nešto šire, odstupanja realnih profila gustine od NFW profila su praktično nepostojeća, ali razlike postaju značajne na većim radijusima (na primer, oko $R \geq 18$ kpc) i nastavljaju da se drastično povećavaju. To je posebno izraženo u simulacijama sa bližim proletima u kojima je veća količina mase plimski ogoljena. Naravno, ovakvi rezultati su u nekoj meri i očekivani budući da je poznato da su, usled plimskog ogoljavanja, realni profili gustine haloa tamne materije strmiji od analitičkog oblika NFW profila (npr. Okamoto & Habe, 1999; Genina et al., 2022). Dakle, jasno je da NFW profil ne opisuje dobro haloe tamne materije koji trpe plimske efekte generalno ili koji su prošli kroz neku blisku interakciju. Međutim, ova aproksimacija je i dalje dovoljno dobra za unutrašnje delove haloa tamne materije, s obzirom da su to regioni u okviru koji se nalazi većina preostale tamne materije i gotovo sva zvezdana.

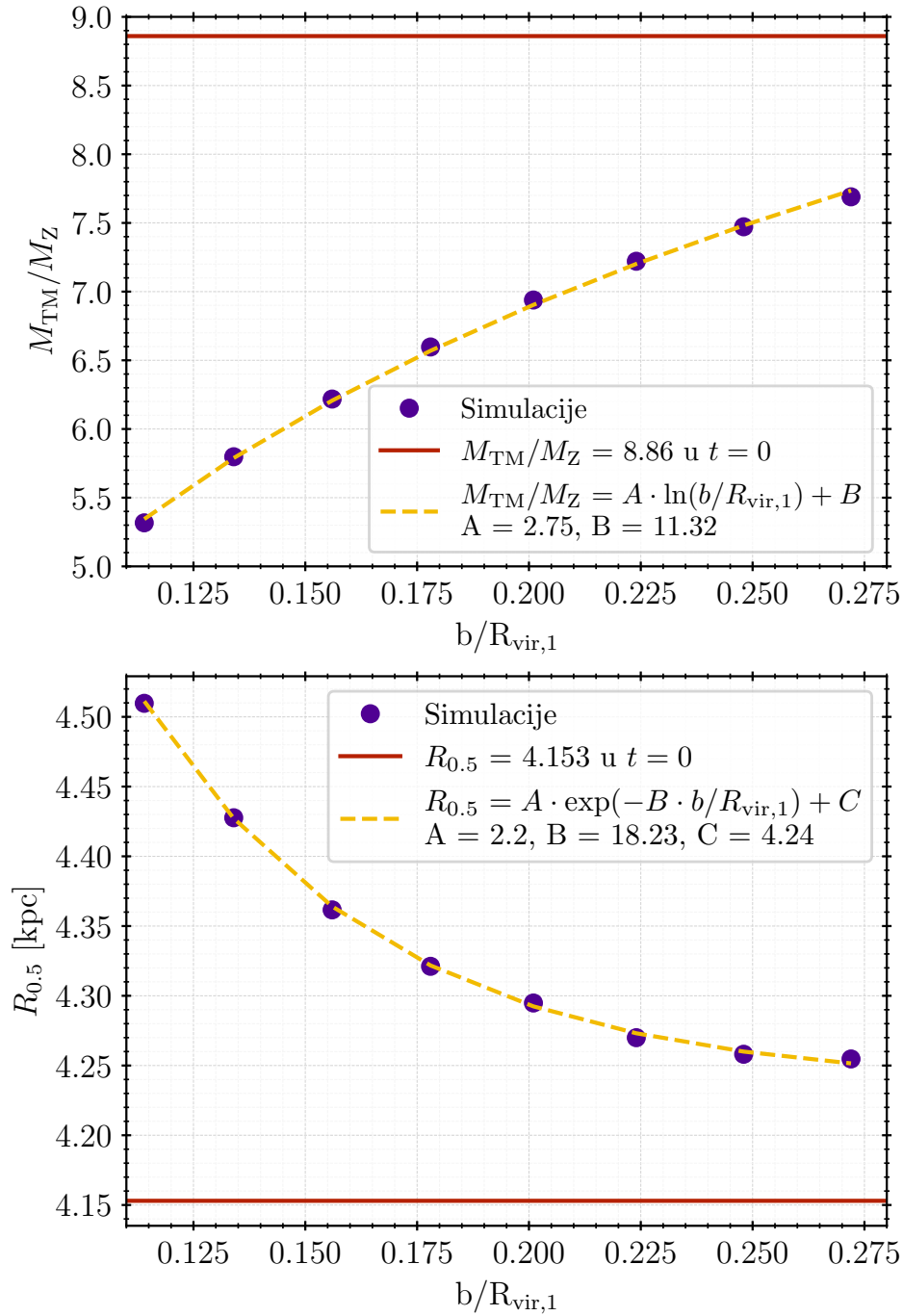
Konačno, neosporno je da je zavisnost preostale mase haloa tamne materije sekundarne galaksije od parametra sudara u proletima galaksija oblika logaritamskog rasta. Samim tim, ukoliko bi se u razmatranje uzela izgubljena masa, jasno je da bi ona pratila zakon eksponencijalnog opadanja sa parametrom sudara. To znači da se sa smanjenjem parametra sudara drastično pojačava i gubitak mase. Implikacije oblika ove funkcionalne zavisnosti, kao i rezultata u širem smislu, detaljnije ćemo diskutovati u okviru odeljka 3.5.

3.4 Promene zvezdane komponente sekundarne galaksije

Na osnovu prethodnih istraživanja sasvim je očekivano da zvezdana komponenta ne gubi masu tokom i nakon proleta. Uz to, na osnovu procena centra sekundarne galaksije i njenih podsistema, čini se da sve čestice zvezdane komponente ostaju u okviru virijalnog radijusa sekundarne galaksije. Uprkos tome, zvezdana komponenta može doživeti značajne promene, pre svega se može deformisati i raširiti pod dejstvom plimskih sila. Zato ćemo ispratiti evoluciju polumasenog radijusa zvezdane komponente $R_{0.5}$. Treba imati u vidu da promene polumasenog radijusa, kada je ukupna masa konstantna, impliciraju i promene u srednjoj gustini zvezdane komponente: kada polumaseni radijus raste, srednja gustina opada i obrnuto.

Za određivanje ukupne zvezdane mase, pa i proveru da li se ona zaista ne menja, koristimo

¹Ovaj radijus se lako može proceniti za NFW profil uz poznate vrednosti M_{TM} , $R_{\text{vir},2}$ i c date u tabeli 3.1.



Slika 3.6: *Gornji grafik*: Odnos mase haloa tamne materije prema masi zvezdane komponente u funkciji relativnog parametra sudara, gde je M_{TM} konačna (u $t = 5$ Gyr) virijalna masa a M_Z konačna zvezdana masa. *Donji grafik*: Konačni polumase radijus zvezdane komponente $R_{0.5}$ u funkciji relativnog parametra sudara. Na oba grafika, kružnim simbolima su predstavljene pojedinačne simulacije, crvene pune linije označavaju početne vrednosti (u $t = 0$), a žute isprekidane linije krivu fita, čiji su funkcionalni oblik i slobodni parametri dati u legendi.

prethodno opisani metod za procenu gravitaciono vezane mase haloa tamne materije i primenjujemo ga na čestice zvezdane komponente. Kako ona ostaje konstantna u svim simulacijama, njenu vizuelizaciju ćemo izostaviti. S druge strane, na donjem grafiku na slici 3.6 prikazan je konačni (na kraju simulacija u $t = 5$ Gyr) polumaseni radijus zvezdane komponente u funkciji relativnog parametra sudara. Promene polumasenog radijusa $R_{0.5}$ sa relativnim parametrom sudara $b/R_{\text{vir},1}$ savršeno su opisane zakonom eksponencijalnog opadanja oblika:

$$R_{0.5} = A \cdot \exp(-B \cdot b/R_{\text{vir},1}) + C \quad (3.6)$$

gde su A , B i C slobodni parametri fita i iznose $A = 2.2$, $B = 18.23$ i $C = 4.24$. Očigledno je, na osnovu same prirode ove funkcionalne zavisnosti, da se zvezdana komponenta sve brže širi sa smanjenjem relativnog parametra sudara. Međutim, najveća vrednost $R_{0.5} = 4.5097$ kpc u simulaciji sa najbližim proletom (simulacija B30) nije drastično veća od početne vrednosti $R_{0.5} = 4.153$ kpc. Dakle, uprkos širenju zvezdane komponente, tipični proleti galaksija ne mogu samostalno uticati na formiranje ultradifuznih galaksija. Da bi se to desilo, neophodno je da prolet koji se desi bude bliži od najbližeg razmatranog u ovom radu. Tome dodatno mogu doprineti i proleti jači na drugačiji način: bilo sa drugačijim odnosom masa interagujućih galaksija, bilo sa drugačijom relativnom brzinom, odnosno trajanjem interakcije. Činjenica da tipični proleti galaksija ne dovode olako do formiranja ultradifuznih galaksija ne sme se pojednostavljeno tumačiti. Naime, treba biti jasno da, uprkos tome, proleti galaksija u velikoj meri doprinose formacionim mehanizmima ovih galaksija i da takva scenarija postaju vrlo verovatna u prisustvu dodatnih efekata i kolektivnih dejstava u jatima galaksija.

Sasvim očekivano, budući da zvezdana komponenta sekundarne galaksije ne gubi masu tokom svoje evolucije, odnos mase tamne materije prema masi zvezdane komponente $M_{\text{TM}}/M_{\text{Z}}$, koji je prikazan na gornjem grafiku na slici 3.6, prati sličan zakon logaritamskog rasta kao onaj primećen kod virijalne mase (koja je i korišćena za ovaj odnos), uz slobodne parametre fita $A = 2.75$ i $B = 11.32$. Najekstremniji pad u odnosu na početnu vrednost $M_{\text{TM}}/M_{\text{Z}} = 8.86$, može se primetiti u simulaciji sa najbližim proletom (B30) i iznosi $M_{\text{TM}}/M_{\text{Z}} = 5.317$. Sekundarna galaksija, u tom najekstremnijem slučaju, gubi skoro polovinu svoje početne mase tamne materije, ali tamna materija, iako manje, i dalje dominira. Upravo zbog prirode zakona logaritamskog rasta, može se očekivati da se ovaj odnos značajnije smanji u prolazima sa manjim parametrima sudara od ovde razmatranih, odnosno u bližim prolazima. Iako ovaj odnos nije privukao dovoljno pažnje u dosadašnjim istraživanjima za galaksije manjih masa (gde je, na primer, masa haloa tamne materije $M_{\text{TM}} \leq 10^{11} M_{\odot}$), značaj za buduća istraživanja se već uviđa i situacija će se nesumnjivo ubrzo promeniti. Ispitivanjem varijacija ovog odnosa i rasutosti njegove raspodele kod galaksija manjih masa mogu se podrobnije ispitati mehanizmi formiranja galaksija sa iznenađujuće malom količinom tamne materije i dodatno proceniti očekivani broj takvih galaksija (npr. Moreno et al., 2022; Trujillo-Gomez et al., 2022).

3.5 Diskusija

U okviru ovog poglavlja predstavljani su rezultati rada Mitrašinović (2022) čiji je cilj ispitivanje funkcionalne zavisnosti gubitka mase tamne materije sekundarne galaksije u proletima galaksija od parametra sudara (korišćenjem simulacija predstavljenih u okviru odeljka 2.4). Za analizu smo koristili tri različite metode za procenu mase haloa tamne materije sekundarne galaksije. Svaka od tih procena savršeno prati zakon logaritamskog rasta sa relativnim parametrom sudara, te se može reći da izgubljena masa prati zakon eksponencijalnog opadanja. Slobodni parametri u jednačini logaritamskog rasta se razlikuju za različite procene mase, a očekivano je da oni svakako nisu univerzalni u proletima galaksija, čak ni za jednu odabranu meru mase, budući da mogu zavisiti i od parametara proleta koji su u našim simulacijama fiksirani

Tabela 3.1: Pregled najvažnijih rezultata, gde je b parametar sudara, $R_{\text{vir},1}$ virijalni radijus primarne galaksije, M_{TM} preostala virijalna masa haloa tamne materije sekundarne galaksije izražena u procentima u odnosu na početnu masu, $M_{\text{TM}}/M_{\text{Z}}$ odnos preostale virijalne mase i mase zvezdane komponente, $R_{\text{vir},2}$ virijalni radijus sekundarne galaksije usrednjen tokom poslednjih 3 Gyr, $R_{0.5}$ polumase radijus zvezdane komponente na kraju svake simulacije i c parametar koncentracije haloa tamne materije u $t = 5$ Gyr.

Simulacija	b [kpc]	$b/R_{\text{vir},1}$	M_{TM} [%]	$M_{\text{TM}}/M_{\text{Z}}$	$R_{\text{vir},2}$ [kpc]	$R_{0.5}$ [kpc]	c
B30	22.5	0.114	59.96	5.317	87.95	4.5097	28.94
B35	26.53	0.135	65.46	5.798	89.74	4.4277	29.35
B40	30.69	0.156	70.23	6.218	92.48	4.3616	26.62
B45	35.07	0.178	74.55	6.597	93.69	4.3211	26.47
B50	39.62	0.201	78.43	6.939	94.75	4.2948	26.56
B55	44.27	0.224	81.61	7.221	95.83	4.2700	26.10
B60	48.99	0.248	84.45	7.472	96.90	4.2581	25.63
B65	53.72	0.272	86.92	7.690	97.77	4.2547	24.94

(na primer: odnos masa interagujućih galaksija, početna relativna brzina sekundarne galaksije i, samim tim, trajanje proleta). Uprkos tome, neosnovana bi bila pretpostavka da sam oblik ove funkcionalne zavisnosti nije univerzalan. Najrelevantniji rezultati predstavljeni grafički, dati su i u tabeli 3.1 zarad lakše preglednosti. Treba primetiti da su neki od ovih rezultata u saglasnosti sa plimskim efektima koji trpe sateliti Mlečnog puta, na primer patuljasta eliptična galaksija u sazvežđu Peć (eng. *Fornax Dwarf Spheroidal*, Battaglia et al., 2015; Borukhovetskaya et al., 2022) i patuljasta galaksija u sazvežđu Vajar (eng. *Sculptor Dwarf Galaxy*, Iorio et al., 2019).

Preostalu gravitaciono vezanu masu haloa tamne materije sekundarne galaksije, pre svega njenu apsolutnu vrednost a ne procenat početne mase, trebalo bi tretirati kao apsolutnu gornju granicu ukupne preostale mase, budući da se ova mera mase svodi na grubu procenu. Uz to, ova mera mase nema preterano značajnu primenu. S druge strane, virijalna masa, koja je takođe svojevrsna mera ukupne mase haloa tamne materije, je mnogo primenjivija. Osim što daje preciznije procene ukupne mase tamne materije, ona je prigodna za poređenje sa rezultatima kako drugih izolovanih, tako i kosmoloških simulacija. Međutim, ne sme se ni smatrati da je ova mera, iako preciznija, bez mana. Treba imati u vidu da na nju utiče i koliko dobro analitički NFW profil opisuje profil gustine haloa tamne materije u celini - što nije slučaj na većim rastojanjima od centra, gde odstupanja mogu biti značajna. Treća mera mase, masa jezgra tamne materije takođe ima svoju primenu, osim one očigledne da se njena apsolutna vrednost može tretirati kao apsolutna donja granica ukupne mase tamne materije. Predstavljajući ukupnu masu unutrašnjih delova haloa tamne materije, ova mera mase je prigodna za poređenje sa posmatranjima i posmatrački određenim masama tamne materije, koje se uglavnom određuju upravo u unutrašnjim regionima gde su barioni (dakle, zvezde i gas) prisutni. Posebno je zanimljivo što se masa jezgra stabilizuje pre virijalne mase i dostiže svoje konačne vrednosti čak i pre nego što je interakcija uopšte završena. Zato je moguće, na osnovu vrednosti mase jezgra ili posmatrački određene mase tamne materije galaksije u interakciji, proceniti ukupnu konačnu virijalnu masu, u nekoj meri, koja se obično stabilizuje 1-2 Gyr kasnije. Naglašavamo da je takva procena konačne virijalne mase dobra samo u nekoj meri jer odstupanja mogu nastati usled prirode plimskog ogoljavanja spolja ka unutra, naročito u jačim interakcijama (kao što je slučaj u ovom radu sa bližim proletima).

Pokazali smo da tipični proleti, kakve izučavamo u ovom radu, ne mogu samostalno da rezultuju formiranjem ultradifuznih ili galaksija sa iznenađujuće malom količinom tamne materije. Međutim, ovde je bitno primetiti dve stvari. Prvo, njihov doprinos je i dalje izuzetno značajan

- imajući u vidu njihovu učestanost (Sinha & Holley-Bockelmann, 2012; An et al., 2019), uz dodatne plimske efekte u jatima galaksija gde su ovakve interakcije češće, formiranje ovih egzotičnih klasa galaksija postaje vrlo verovatno, gotovo izvesno. Drugo, ključno je naglasiti da smo ispitivali samo tipične prolete koji su najčešći i najočekivaniji - ekstremniji proleti, iako ređi, nisu nemogući niti neočekivani.

S obzirom na prirodu eksponencijalnog opadanja i činjenicu da ovaj zakon važi i za izgubljenju masu tamne materije i za polumase radijus zvezdane komponente, može se pretpostaviti da bi bliži proleti (ili jači na drugi način, na primer sporiji) mogli samostalno da dovedu do formiranja egzotičnih klasa galaksija uz odgovarajuće parametre. Formiranje ultradifuznih galaksija ne mora nužno zahtevati uzak interval parametara sudara jer je stopa širenja zvezdane komponente veća, odnosno brža od stope gubitka mase tamne materije. Šireći se, zvezdana komponenta može postati podložna plimskom ogoljavanju, mada se to dešava tek nakon što je velika količina tamne materije ($\sim 80\%$) već ogoljena i izgubljena (npr. Smith et al., 2016; Lokas, 2020). Kako to ogoljavanje zvezdane komponente nije primećeno čak ni u našoj simulaciji sa najbližim proletom (B30), procena parametra sudara na kome bi to moglo da se desi bi bila čista spekulacija. S druge strane, formiranje galaksija sa iznenađujuće malom količinom tamne materije usled proleta galaksija je mnogo senzitivnije na početne uslove. Pre svega, to zahteva prolete sa ekstremno malim parametrima sudara ili dosta sporije prolete, uz bržu stopu gubitka mase tamne materije od stope gubitka zvezdane mase. Dodatno, mogu se zahtevati i posebni oblici profila gustine kako haloa tamne materije, tako i zvezdane komponente. Jasno je da su takvi proleti ekstremno retki, ali su ipak detektovani u kosmološkim simulacijama (Sinha & Holley-Bockelmann, 2015), što je u saglasnosti sa egzotičnom prirodom ovih objekata. Ovakav scenario je, štaviše, izvestan u jatim galaksija (Moreno et al., 2022) gde su proleti generalno česti pa su i ekstremniji slučajevi verovatniji.

Naravno, diskusija o egzotičnim klasama galaksija je čisto spekulativna. Naš pristup i metodologija su nepodobni za prolete sa manjim parametrima sudara. Numeričke simulacije N tela u kojima je jedina interakcija odnosno prisutna sila gravitaciona, su uveliko pojednostavljene. Ovakva aproksimacija, iako primenjiva na naš rad, postaje pregruba i praktično pogrešna u slučaju bližih proleta kada dolazi do direktne interakcije barionskih komponenti galaksija. Pre svega, kao glavni problem može se uočiti odsustvo gasa u našim modelima i simulacijama, a posledično i zanemarivanje kompleksnijih fizičkih procesa i interakcija osim gravitacione koji se neminovno odigravaju u bližim proletima. Treba naglasiti da su retki, netipični i jači (na bilo koji način - sa manjim parametrima sudara, nižim početnim relativnim brzinama ili većim razlikama u masi interagujućih galaksija) proleti važni i vredi ih dalje izučavati. Može se primetiti da aktuelna istraživanja, naročito u kontekstu pomenutih egzotičnih klasa galaksija, već idu u tom smeru. Sledeći, prirodni korak u budućim istraživanjima treba biti primena hidrodinamičkih simulacija (dakle, onih sa uključenim fizičkim procesima kompleksnijih od čiste gravitacione interakcije), ali i usaglašavanje rezultata kako sa kosmološkim simulacijama, tako i sa posmatračkim podacima.

Poglavlje 4

Metode detekcije morfoloških struktura u diskovima galaksija

4.1 Uvod

Problemima morfološke klasifikacije galaksija i detektovanju specifičnih morfoloških struktura u diskovima galaksija (kao što su prečke, spiralna struktura, prstenovi itd.) može se pristupiti na više načina. Svedoci smo vrlo rapidnog razvoja algoritama mašinskog učenja i njihove primene u astrofizici, pre svega na kosmološkim skalama (Ntampaka et al., 2019; Dvorkin et al., 2022; Sen et al., 2022). Poseban uspeh ovih algoritama postignut je po pitanjima detekcije sudara galaksija (Ackermann et al., 2018; Pearson et al., 2019; Snyder et al., 2019; Čiprijanović et al., 2020, 2021; Koppula et al., 2021), detekcije plimskih struktura slabog sjaja kod kojih su tradicionalne metode vizuelne detekcije otežane (Walmsley et al., 2019), osnovne morfološke klasifikacije galaksija (Domínguez Sánchez et al., 2019; Ghosh et al., 2020; Martin et al., 2020; Walmsley et al., 2020; Cavanagh et al., 2021; Reza, 2021; Gharat & Dandawate, 2022; Walmsley et al., 2022b; Zhou et al., 2022), pa čak i distinkcije između galaksija sa i bez prečke (Cavanagh & Bekki, 2020) i detekcije spiralne strukture (Bekki, 2021). Nesumnjivo je da će se ove metode i algoritmi dodatno razvijati i usavršavati, kao i da će biti od naročitog značaja za analizu ogromnih količina podataka, kako posmatračkih tako i onih iz kosmoloških simulacija visoke čestične rezolucije. Međutim, to ne znači da tradicionalne metode postaju zastarele i neupotrebljive, naprotiv. Jedna od glavnih mana primene algoritama mašinskog učenja je njihova računarska zahtevnost (kao i neophodnost određene veličine uzorka za kalibraciju takvih metoda) koja postaje opravdana upravo u slučaju kada se radi sa ogromnom količinom podataka. Ukoliko se, pak, radi o nedovoljno velikoj količini podataka kao što može biti slučaj sa posmatranjima nekih konkretnih galaksija ili izolovanim, nekosmološkim simulacijama, tradicionalne metode detekcije i kvantifikacije morfoloških struktura će ostati poželjnije zbog svoje efikasnosti, mada treba imati u vidu njihove prednosti, mane i ograničenja i shodno tome ih korigovati.

Iako to nije predmet ovog poglavlja, kada se govori o morfološkoj klasifikaciji galaksija ne sme se izostaviti projekat *Galaxy Zoo*¹. Radi se o jedinstvenom i fascinantnom projektu koji poziva širu javnost i volontere putem interneta da vizuelno klasifikuju galaksije, konačni katalozi su javno dostupni², a do sada je završeno više ciklusa (Lintott et al., 2008; Willett et al., 2013; Banfield et al., 2015; Simmons et al., 2017; Willett et al., 2017; Dickinson et al., 2018; Walmsley et al., 2022a). Značaj ovog projekta je višestruki. Osim što se javno dostupne velike baze podataka o morfološkim svojstvima galaksija mogu slobodno koristiti za istraživanja, ovi podaci se mogu koristiti i za treniranje algoritama mašinskog učenja ili njihovu proveru. Ne treba prevideti, naravno, ni značaj koji projekti ovog tipa imaju za nauku generalno, budući

¹<https://www.zooniverse.org/projects/zookeeper/galaxy-zoo/>

²<https://data.galaxyzoo.org/>

da uključivanje šire javnosti u sam proces naučnih istraživanja utiče na povećanje interesovanja za nauku i poboljšanje komunikacije i diseminacije naučnih rezultata.

Pored klasičnih metoda vizuelne detekcije (npr. de Vaucouleurs, 1963; Sandage, 2005; Buta et al., 2010; Nair & Abraham, 2010; Masters et al., 2011), tradicionalne metode detekcije morfoloških struktura, koje mogu biti potpuno automatizovane, se grubo mogu podeliti u dve kategorije: metode zasnovane na fitovanju odgovarajućih modela i one zasnovane na Furijeovoj dekompoziciji. Iako se obe kategorije metoda mogu primeniti i na posmatračke i na podatke numeričkih simulacija, iz praktičnih razloga i zbog same prirode podataka, metode fitovanja modela se uglavnom češće koriste za posmatračke podatke, a metode bazirane na Furijeovoj dekompoziciji imaju češću primenu na numeričke simulacije. Tako se spiralna struktura detektuje fitovanjem spiralnih segmenata (npr. Davis & Hayes, 2014, 2021; Silva, Cao & Hayes, 2018), a prečke fitovanjem elipsi (npr. Jedrzejewski, 1987; Jogee et al., 2004; Lang et al., 2014; Lee et al., 2019). Programski paket `SpArcFiRe`³ (Davis & Hayes, 2021) detektuje spiralne segmente (metodom fitovanja) na slikama galaksija (bilo da su slike dobijene posmatranjima, bilo da su generisane iz numeričkih simulacija), a programski paketi `IRAF`⁴ (Tody, 1986, 1993; NOAO, 1999) i `Astropy`⁵ (Astropy Collaboration et al., 2013, 2018) sadrže procedure fitovanja elipsi koje se mogu koristiti za detekciju prečke. Međutim, jedan od glavnih problema sa metodama fitovanja je činjenica da se radi o nelinearnim modelima. U tom slučaju, sama procedura fitovanja zahteva ili da se unapred zadaju dovoljno dobre pretpostavke vrednosti slobodnih parametara modela, ili da se zarad automatizacije procesa prolazi kroz potencijalno dugu i zahtevnu iterativnu fazu. Kako je automatizacija procesa detekcije daleko direktnija i nešto jednostavnija kod metoda baziranih na Furijeovoj dekompoziciji, sasvim je razumljivo što su ove metode atraktivnije rešenje za analizu numeričkih simulacija. U nastavku ćemo predstaviti osnovne elemente Furijeove dekompozicije i njene primene na detekciju spiralne strukture i prečke. Posebno ćemo diskutovati prednosti i mane ustaljenih kriterijuma za detekciju prečke i predstaviti naš originalni, modifikovani algoritam (predstavljen u radu Mitrasinovic et al., 2018).

4.1.1 Osnovni elementi Furijeove dekompozicije

U okviru ovog pododeljka predstavimo elemente Furijeove dekompozicije i osnovne korake u analizi koji su univerzalni za bilo koji tip podataka (posmatračkih ili simulacija), ali moramo početi sa opisom pripreme podataka za analizu u kontekstu našeg rada. Najpre, uzimamo u obzir samo čestice diska primarne galaksije. Vidljivoj, zvezdanoj komponenti galaksije pripada i centralni oval ali se ne može očekivati formiranje prečkaste ili spiralne strukture u toj komponenti pa bi uključivanje i tih čestica ublažilo jačinu morfoloških struktura u disku i otežalo njihovu detekciju. Naravno, ovo treba imati u vidu prilikom poređenja sa posmatranjima i posmatračkim očekivanjima i naročitu pažnju treba posvetiti observabilnosti detektovanih struktura u centralnom delu diska (na primer, u slučaju kratkih prečki). Disk je, pre svega, neophodno centrirati. To radimo na način sličan onom predstavljenom u prethodnom poglavlju - za centar diska biramo česticu sa minimalnom potencijalnom energijom, umesto klasičnog centra mase kako bismo izbegli greške koje mogu da nastanu usled čestica koje su potencijalno napustile disk ili se nalaze u izduženim plimskim repovima. Ovakav pristup je posebno značajan u simulaciji sa najmanjim parametrom sudara, odnosno u najbližem proletu, gde razlike između dve mere centra mogu dostići vrednosti 2 – 3 kpc. Dodatno, disk je potrebno rotirati tako da se smer njegovog vektora momenta impulsa poklapa sa pozitivnim smerom z ose, što osigurava da ravan diska leži u $x - y$ ravni. Čestice koje se nalaze daleko od ravni diska, odnosno za koje je

³<https://github.com/waynebhayes/SpArcFiRe>

⁴<https://github.com/iraf-community/iraf>

⁵<https://www.astropy.org/>

$|z| > 3$ kpc, isključujemo iz dalje analize. Za svaki trenutak u svakoj simulaciji, određujemo 2D profil gustine diska i fitovanjem eksponencijalnom opadajućom funkcijom određujemo realnu karakterističnu dužinu diska R_D . Usled formiranja i evolucije struktura u disku, ova vrednost može, u manjoj ili većoj meri, varirati sa vremenom, te je poželjno odrediti je precizno kako bi se rezultati analize predstavili u univerzalnom, relativnom obliku.

Metoda za detekciju morfoloških struktura bazirana na Furijeovoj dekompoziciji (npr. Athanassoula & Misiriotis, 2002; Athanassoula et al., 2013) u osnovi se svodi na razlaganje po komponentama. Naime, kada čestice diska razložimo po Furijeovim komponentama, česte osno-asimetrične strukture kao što su prečka i dvograna spiralna struktura najviše doprinose Furijeovoj drugoj komponenti, $m = 2$. Zato se fokusiramo na tu komponentu (C_2) i računamo njen relativan oblik, normalizovan po masi jer nulta komponenta C_0 daje ukupnu masu, preko:

$$\frac{C_2}{C_0} = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^N m_j e^{2i\phi_j} = C_{21} + iC_{22} \quad (4.1)$$

gde je M ukupna masa čestica diska koje su uzete u razmatranje, a sumiranje se vrši po svim česticama sa masama m_j i cilindričnim uglovima ϕ_j u $x - y$ ravni. Tada C_{21} i C_{22} predstavljaju, respektivno, realni i imaginarni član kompleksnog oblika relativne druge Furijeove komponente, pa amplitudu A_2 i fazu ϕ_2 nalazimo preko:

$$A_2 = \sqrt{C_{21}^2 + C_{22}^2} \quad \text{i} \quad \phi_2 = \arctan\left(\frac{C_{22}}{C_{21}}\right) \quad (4.2)$$

Ovaj račun možemo primeniti globalno, na ceo disk i uzimajući u obzir sve čestice diska, ili polu-globalno, ukoliko bismo razmatrali neki širi radijalni region diska i čestice unutar njega. U tom slučaju, visoka vrednost amplitude A_2 ⁶ bi ukazala na postojanje jedne ili više osno-asimetričnih morfoloških struktura, dok bi faza ϕ_2 bila od značajno manje koristi, dajući samo grubu procenu pozicionog ugla najjače strukture ili njenog najizraženijeg dela.

Detaljnije informacije se mogu dobiti o tipu morfološke strukture (npr. da li je u pitanju prečka ili dvograna spiralna struktura) i njenom regionu, kada se ovaj račun primeni lokalno. Odnosno, kada disk razdelimo na koncentrične prstenove, dovoljno male širine, u $x - y$ ravni u svakom trenutku svake simulacije, pa račun primenimo na svaki od tih regiona. Na taj način dobijamo mape evolucije amplitude $A_2(t, R)$ i faze $\phi_2(t, R)$, gde je R centralni radijus svakog prstena a t vreme tokom simulacije. Ove mape se mogu smatrati polaznom, kvalitativnom analizom jer daju jako dobar uvid u formiranje i evoluciju osno-asimetričnih morfoloških struktura i predstavljaju temelj za dalju, kvantitativnu analizu. Iako je dovoljno velika vrednost amplitude A_2 karakteristična i za prečke i za dvograne spirale, vrednosti faze ϕ_2 i njene radijalne promene se mogu iskoristiti kako bi se diferenciralo između ove dve strukture: vrednost faze duž regiona prečke je praktično konstantna, dok se faza uniformno menja sa radijusom u okviru regiona spiralne strukture. Konkretno, u slučaju spiralne strukture, ovako računata vrednost faze ϕ_2 daje samo jedan broj za svaki od radijalnih prstenova u kojima se računaju parametri. Tako njen profil, predstavljen na polarnom grafiku, daje samo jedan spiralni fragment u radijalnoj oblasti u kojoj je spiralna struktura prisutna - on, dakle, ne predstavlja fizički spiralnu strukturu, niti njene grane. Međutim, upravo na osnovu tog spiralnog fragmenta, znamo da je spiralna struktura prisutna, a činjenica da se radi o drugoj komponenti, $m = 2$, nam ukazuje da je ta struktura dvograna. Na primer, u slučaju da su u disku prisutne tri pravilne spiralne grane, spiralni segment faze bi bio najočigledniji prilikom računanja treće komponente, $m = 3$, odnosno faze ϕ_3 . Više komponente $m > 2$ ne uzimamo u obzir budući da takve strukture nisu očekivane u našim simulacijama. Naime, plimski formirana spiralna struktura, kroz samo jednu interakciju, je uvek dvograna (npr. Oh et al., 2015; Sellwood & Masters, 2021).

⁶Na primer, vrednosti veće od 0.2 jer ovako definisana amplituda A_2 uzima vrednosti iz intervala (0, 1).

Dodatno možemo generisati i mape evolucije ugaone brzine $\Omega_p(t, R)$ na osnovu temporalnih promena faze i predstaviti ih u prigodnim jedinicama, $[\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}]$. Tri mape evolucije, dakle, daju jako dobar uvid i mogu nam pomoći da grubo odgovorimo na brojna pitanja. Na primer: koje se strukture formiraju u disku i kada, koje radijalne regione one zauzimaju, kako strukture evoluiraju u pogledu njihove jačine, dužine i ugaone brzine, koliko je spiralna struktura otvorena ili namotana i slično.

Osim ove kvalitativne, preliminarne analize, detaljnije ćemo se posebno posvetiti kvantifikaciji različitih struktura a metode za to predstaviti u narednim odeljcima.

4.2 Detekcija i kvantifikovanje spiralne strukture

Spiralne grane koje se formiraju pod uticajem plimskih efekata su uglavnom skoro savršenog logaritamskog oblika. Upravo ova činjenica omogućava korišćenje metode za detekciju i kvantifikaciju spiralne strukture koju ćemo u okviru ovog odeljka opisati, a koja je zbog jednostavnosti i direktности primene postala opšteprihvaćena (npr. Oh et al., 2015; Semczuk et al., 2017; Kumar et al., 2021). Metodu su inicijalno primenili i razvili Sellwood & Carlberg (1984) i Sellwood & Athanassoula (1986), za izračunavanje i kvantifikaciju jačine spiralne strukture i njenog ugla otklona (eng. *pitch angle*). Jačina logaritamskih spiralnih grana može se izraziti formulom:

$$A(m, p) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \exp[i(m\phi_j + p \ln R_j)] \quad (4.3)$$

gde je m ceo broj koji označava broj grana (u našem slučaju za dvogranu strukturu je $m = 2$), p je slobodan parametar preko koga se nalazi ugao otklona α , a sumiranje se vrši po svim česticama sa cilindričnim koordinatama $\{R_j, \phi_j\}$ u okviru nekog odabranog prstenastog regiona u disku, sa granicama $(R_{s,\min}, R_{s,\max})$. Sam prstenasti region najbolje je odabrati tako da odgovara nekom središnjem regionu diska, kako bi se izbegla kontaminacija rezultata usled mogućeg postojanja prečke u unutrašnjem delu diska. Za potrebe ovog rada koristićemo region (12 kpc, 24 kpc) jer on grubo odgovara upravo toj središnjoj oblasti, odnosno $(2R_D, 4R_D)$. Dalju proceduru detaljno su opisali Puerari et al. (2000), a mi ćemo koristiti isti opseg slobodnog parametra p i istu veličinu koraka, mada je moguće uzeti i drugačije vrednosti. Dakle, za interval slobodnog parametra p uzimamo opseg $(-50, +50)$ sa veličinom koraka $dp = 0.25$. Zatim definišemo p_{\max} i nalazimo ga kao onu vrednost slobodnog parametra p za koju $A(2, p)$, jednačina 4.3, ima maksimalnu vrednost. Jačina dvograne spiralne strukture je onda definisana kao $|A(2, p_{\max})|$, dok se njen ugao otklona nalazi preko $\alpha = \arctan(2/p_{\max})$.

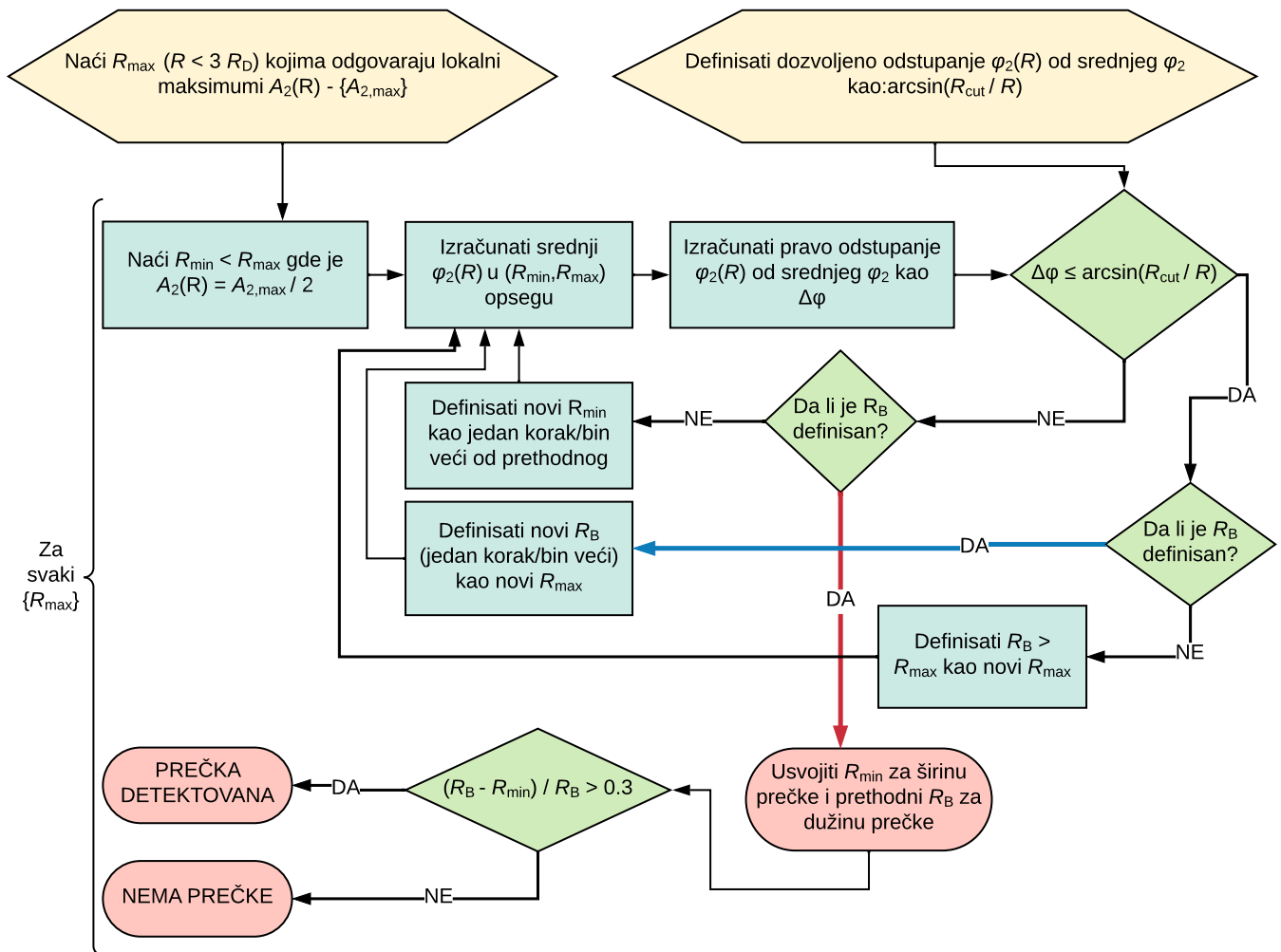
Plimski indukovana spiralna struktura se vremenom rapidno namotava dok konačno ne nestane stapajući se sa okolnom materijom. Taj proces se ogleda, osim u smanjenju jačine spiralnih grana $A_2(t)$, u приметnim segmentima eksponencijalnog opadanja vremenskog profila ugla otklona $\alpha(t)$. Ovu činjenicu ćemo iskoristiti da definišemo i grubo procenimo vreme života indukovane spiralne strukture upravo kao periode kojima odgovaraju jasni segmenti eksponencijalnog opadanja $\alpha(t)$. U nedostatku definisanog limita za ugao otklona, vreme života spiralne strukture procenjeno na ovaj način treba tretirati kao gornji limit za ovu vrednost jer ugao otklona može pasti ispod $\alpha \simeq 10^\circ - 15^\circ$, odnosno tipičnih vrednosti većine posmatranih spiralnih grana (Garcia Gomez & Athanassoula, 1993; Ma, 2002; Binney & Tremaine, 2008; Mo et al., 2010).

4.3 Detekcija i kvantifikovanje prečke

Jačina prečke se tradicionalno definiše i meri kao maksimalna vrednost amplitude A_2 (jednačina 4.2) uz određeni prag, odnosno donji limit koji određuje da li prečka uopšte postoji. Taj donji limit nije striktno definisan. Na primer, najčešće korišćena vrednost $A_2 > 0.2$ (npr. Aguerri et al., 2009; Kazantzidis et al., 2011; Gajda et al., 2018) može favorizovati jače prečke pa se u poslednje vreme sve češće koriste nešto niže vrednosti $A_2 > 0.15$ (npr. Peschken & Łokas, 2019; Zhou et al., 2020), mada je moguće koristiti i još niže vrednosti od toga (Lang et al., 2014; Łokas, 2018). Umesto računanja apsolutnog maksimuma radijalnog profila amplitude $A_2(R)$, bolje je detektovati i lokalizovati njegove lokalne maksimume u unutrašnjem delu diska (na primer, u oblasti $R < 2 - 3R_D$, gde je R_D karakteristična dužina diska, a R cilindrični radijus) kako bi se izbegla kontaminacija izazvana dvogranim spiralnim granama ili izduženim plimskim strukturama iz središnjih ili spoljašnjih delova diska. Lokalno određivanje maksimuma amplitude $A_2(R)$ je obično sasvim dovoljno za konstatovanje postojanja prečke i određivanja njene jačine. Međutim, određivanje dužine prečke je kompleksniji proces sa nizom potencijalnih problema, naročito u prisustvu dvograne spiralne strukture.

Athanassoula & Misiriotis (2002) su detaljno diskutovali različite načine na koje je moguće odrediti ili bar grubo proceniti dužinu prečke, od kojih je nekoliko bazirano na Furijeovoj dekompoziciji. Kako radijalni profil amplitude $A_2(R)$ opada nakon dostizanja lokalnog maksimuma $A_{2,\max}$, najjednostavniji način za procenu dužine prečke je određivanje radijusa na kome amplituda opadne na unapred definisanu relativnu vrednost (na primer, na polovinu maksimuma). Ovo je praktično nemoguće u slučaju kada su u disku prisutne dvograne spirale ili izduženi plimski repovi, jer ove strukture održavaju visoke vrednosti amplitude A_2 . Jedan od načina da se ovaj problem zaobiđe bi bilo da se radijus na kome $A_2(R)$ dostiže lokalni maksimum usvoji za meru dužine prečke. Treba imati u vidu da ovakvo rešenje predstavlja donji limit za procenjene vrednosti dužine prečke i najčešće odgovara polovini realnih vrednosti dužine (Peschken & Łokas, 2019). Preciznije rešenje bi bilo iskoristiti činjenicu da je fazni ugao ϕ_2 (jednačina 4.2) praktično konstantan u okviru regiona prečke, odnosno da se slabo menja. Naime, usled šuma, faza ϕ_2 nije savršeno konstantna i pokazaće određene varijacije unutar oblasti prečke. Za određivanje radijalne oblasti prečke, a samim tim i njene dužine, neophodno je najpre definisati dozvoljeno odstupanje faze ϕ_2 ili od njene srednje vrednosti unutar razmatrane radijalne oblasti ili od faze $\phi_{2,\max}$ (faze koja odgovara detektovanom lokalnom maksimumu amplitude $A_{2,\max}$). Ne postoji nikakav strog uslov za ovo dozvoljeno odstupanje $\Delta\phi_2$ i može se proizvoljno odabrati neka vrednost, ali treba imati u vidu da ta vrednost mora biti smisljena (na primer, trebalo bi uzeti vrednost iz intervala $10^\circ - 20^\circ$). Međutim, iako je ovakav pristup koji pored amplitude razmatra i fazu precizniji, upravo odabir fiksne vrednosti za dozvoljeno odstupanje faze unutar radijalne oblasti prečke može dovesti do problema. Ukoliko se odabere relativno niska vrednost dozvoljenog odstupanja faze, dužina dugih prečki će biti realistično određena ali će kraće prečke proći nedetektovane usled većeg šuma na malim radijusima. Suprotno, odabir većih vrednosti $\Delta\phi_2$ omogućava detekciju kraćih, ali bi precenio dužinu dugih prečki.

Usled pomenutih problema sa detekcijom i kvantifikacijom parametara prečke, pre svega njene dužine u prisustvu dvogranih spirala, sasvim je razumljivo zašto ne postoji univerzalna i opšteprihvaćena metoda kao što je to slučaj sa spiralnom strukturom. Kako je naš zadatak detekcija i kvantifikacija oba tipa morfoloških struktura, i prečke i spiralne strukture, uvodimo određene modifikacije u pokušaju generalizacije i automatizacije analize. U nastavku ćemo predstaviti modifikovani algoritam, diskutovati njegove prednosti u odnosu na ustaljene kriterijume za detekciju prečke i ilustrativno ih prikazati kroz primenu na par specifičnih slučajeva.



Slika 4.1: Šematski prikaz našeg modifikovanog algoritma za detekciju prečke.

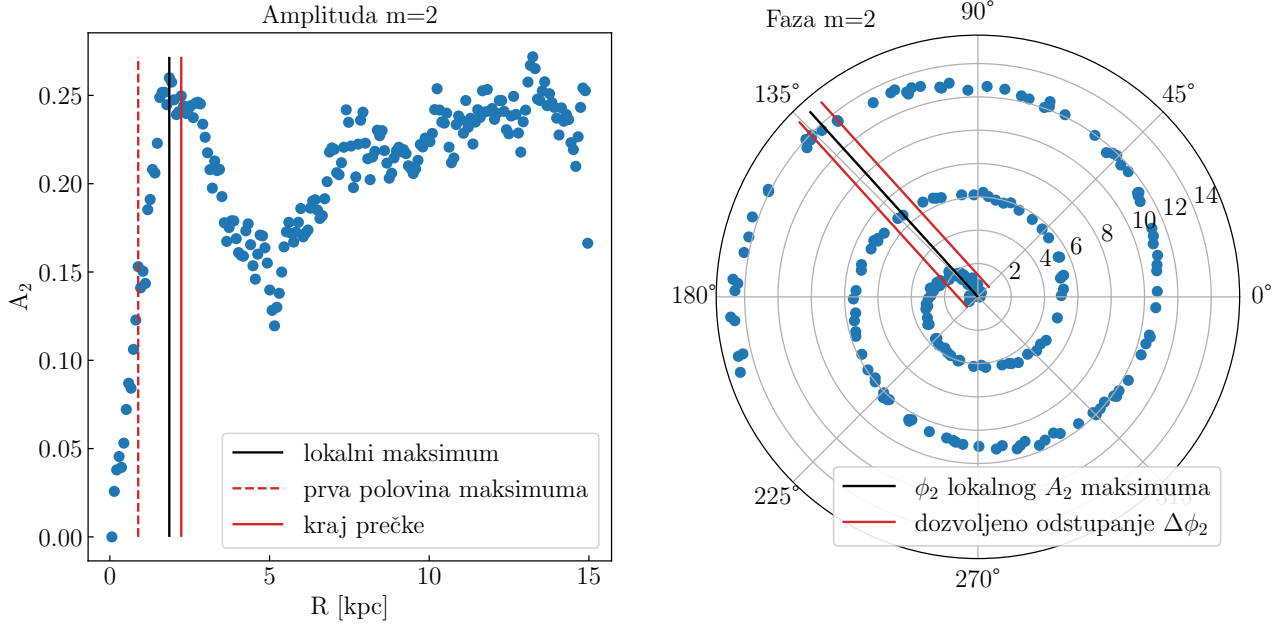
4.3.1 Modifikovani algoritam za detekciju prečke

Kako bismo precizno detektovali prečku u prisustvu dvograne spiralne strukture i jasno razdvojili njihove radijalne oblasti, naša modifikacija ustaljenih kriterijuma svodi se na uvođenje dozvoljenog odstupanja faze u oblasti prečke $\Delta\phi_2$ koje ne uzima fiksnu vrednost već je promenljivo sa radijusom R :

$$\Delta\phi_2(R) = \arcsin\left(\frac{R_{\text{cut}}}{R}\right) \quad (4.4)$$

gde je R_{cut} proizvoljno odabran slobodni parametar. Njegova vrednost predstavlja fiksirano maksimalno rastojanje od fiksiranog ugla na bilo kom radijusu što rezultuje različitim dozvoljenim odstupanjem faze na različitim radijusima - tako dozvoljeno odstupanje faze na manjim radijusima uzima veće vrednosti što rešava problem šuma pri detekciji kratkih prečki, dok onemogućava precenjivanje dužine dugih prečki. Za potrebe našeg rada usvojicemo vrednost $R_{\text{cut}} = 1.5$ kpc, kojoj odgovara dozvoljeno odstupanje faze $\Delta\phi_2 \simeq 14.5^\circ$ na karakterističnoj dužini diska $R = R_{\text{D}}$, što odgovara optimalnom intervalu vrednosti za ovu veličinu. Na slici 4.1 je grafički predstavljena naša procedura detekcije prečke, a krucijalne korake detaljnije diskutujemo u nastavku:

1. Lociramo lokalne maksimume radijalnog profila amplitude $A_2(R)$, odnosno $\{A_{2,\text{max}}\}$ i njima odgovarajuće radijuse $\{R_{\text{max}}\}$ u unutrašnjoj oblasti diska $R < 3R_{\text{D}}$. Niži limit za unutrašnju oblast diska (npr. $R < 2R_{\text{D}}$) bi bio prikladniji u većini slučajeva, ali naš odabir omogućava detekciju izuzetno dugih prečki. Algoritam, odnosno korake koji slede, primenjujemo na svaki od detektovanih maksimuma. Najčešće je detektovan samo jedan te se procedura primenjuje jednom. Međutim, ova generalizacija omogućava detekciju specijalnih slučajeva dvostruke prečke, odnosno kraće prečke različitog pozicionog ugla unutar prečke većih razmera.
2. Lociramo radijus $R_{\text{min}} < R_{\text{max}}$ na kome amplituda ima vrednost polovine maksimuma, odnosno prvu prethodnu polovinu maksimuma $A_2(R_{\text{min}}) \simeq A_{2,\text{max}}/2$. Za meru pozicionog ugla prečke može se uzeti srednja vrednost faze unutar oblasti prečke ili faza koja odgovara detektovanom maksimumu, gde je potonja opcija jednostavnije rešenje. Tako najpre računamo srednju fazu $\overline{\phi_2}$ u opsegu $(R_{\text{min}}, R_{\text{max}})$ i stvarno odstupanje faze $\phi_2(R_{\text{min}})$ od nje. Ukoliko je stvarno odstupanje manje od maksimalno dozvoljenog (definisano jednačinom 4.4), usvajamo R_{min} za meru širine prečke. U suprotnom, povećavamo R_{min} u iterativnim koracima dok ovaj uslov nije zadovoljen. Ova iterativna procedura se retko dešava i najčešće je neophodna samo u pomenutom specijalnom slučaju dvostruke prečke. Treba naglasiti i da je izraz definisan jednačinom 4.4 validan samo za $R \geq R_{\text{cut}}$. U slučaju da R_{min} ima manju vrednost, odnosno da je $R_{\text{min}} < R_{\text{cut}} = 1.5$ kpc, usvajamo njegovu vrednost kao meru širine prečke bez testiranja kriterijuma.
3. Definišemo $R_{\text{B}} > R_{\text{max}}$ i kao prvu vrednost $\overline{R_{\text{B}}}$ uzimamo prvi naredni radijus (nakon R_{max}), zatim računamo srednju vrednost faze $\overline{\phi_2}$ u opsegu $(R_{\text{min}}, R_{\text{B}})$ i odstupanje faze $\phi_2(R_{\text{B}})$ od nje. Dokle god je uslov (da je stvarno odstupanje manje od maksimalno dozvoljenog definisanog jednačinom 4.4) ispunjen, povećavamo R_{B} u iterativnim koracima. Usvajamo maksimalnu postignutu vrednost R_{B} (za koju uslov i dalje važi) za meru dužine prečke.
4. Uvodimo i dodatni kriterijum za eliptičnost potencijalne prečke, odnosno $\epsilon = (R_{\text{B}} - R_{\text{min}})/R_{\text{B}} > 0.3$. Ovaj kriterijum inspirisan je sličnim uslovom koji se koristi u metodi fitovanja elipsi (pomenutim u uvodnom odeljku ovog poglavlja), a sama vrednost 0.3 je izabrana *ad hoc* iz intervala optimalnih vrednosti (na primer, često korišćene vrednosti su



Slika 4.2: Radijalni profili amplitude A_2 i faze ϕ_2 za slučaj kratke prečke sa dvogranom spiralnom strukturom. *Levi grafik* (amplituda): puna crna linija predstavlja radijus na kome amplituda A_2 ima lokalni maksimum, isprekidanom crvenom linijom predstavljen je radijus prethodne polovine maksimuma (tj. širina prečke), a punom crvenom linijom radijus na kome se prečka završava (tj. dužina prečke). *Desni grafik* (faza): puna crna linija predstavlja fazu lokalnog maksimuma amplitude a pune crvene linije dozvoljeno odstupanje faze.

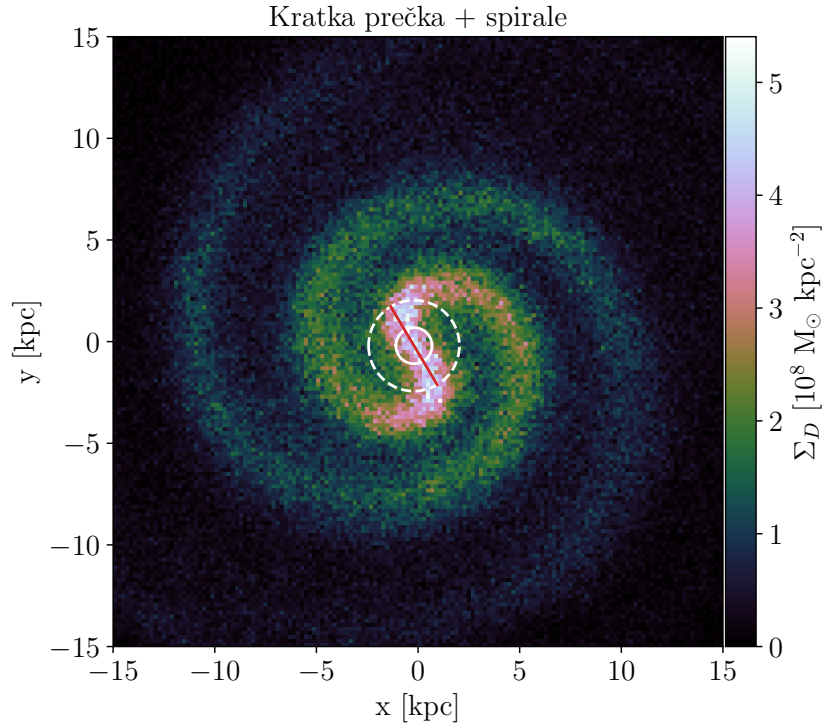
i 0.25, 0.4). Konačno, ukoliko definisana širina prečke R_{\min} i njena dužina R_B ispunjavaju ovaj uslov smatramo da je prečka detektovana.

4.3.2 Ilustrativni primeri

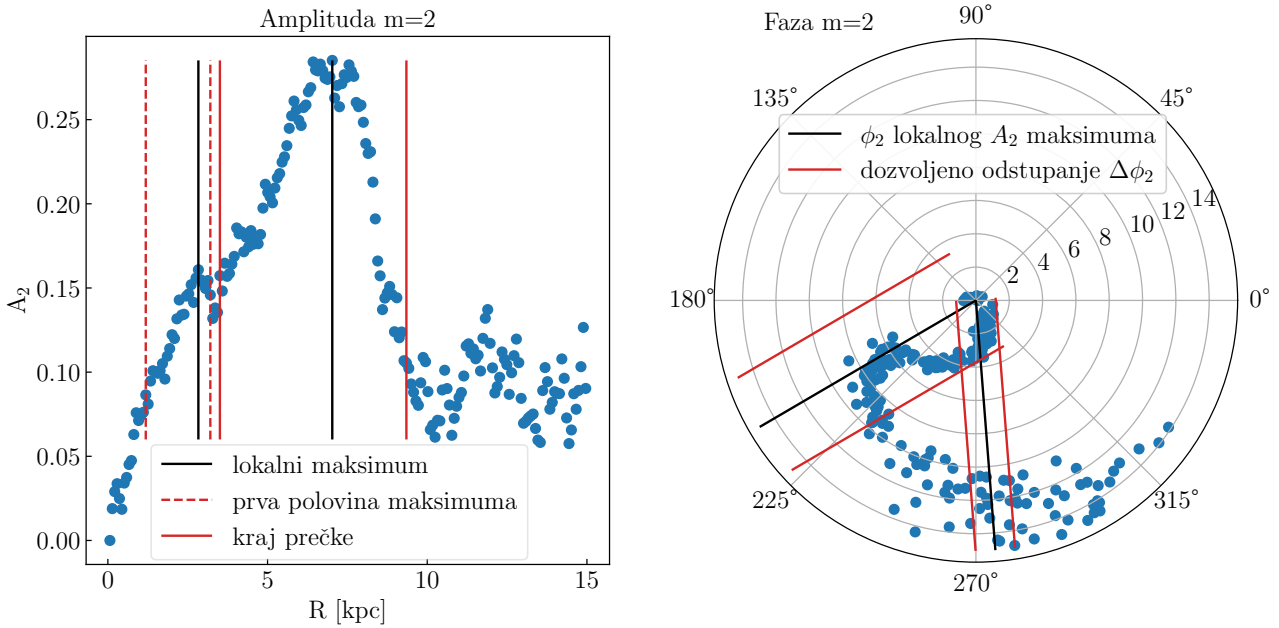
Očigledno, naša procedura detekcije prečke je kompleksna i deluje nepotrebno za idealne slučajeve diskova sa jakim i dovoljno dugim prečkama za koje jednostavniji, ustaljeni kriterijumi daju iste rezultate. Prednost našeg pristupa postaje jasna u nekim kompleksnijim slučajevima za koje ustaljeni kriterijumi ne daju dovoljno dobre rezultate - ili daju lošu procenu dimenzija prečke ili je uopšte ne detektuju. Dva takva slučaja predstavljamo u okviru ovog pododjeljka, a radi jednostavnosti uzimamo fazu koja odgovara maksimumu amplitude za meru pozicionog ugla prečke.

Trebalo bi pomenuti da kompleksniji slučajevi, ipak, nisu retki u simulacijama. Na primer, prilikom ispitivanja interakcija galaksija ili kretanja jedne galaksije kroz jato, gotovo je izvesno da će doći do formiranja spiralne strukture (npr. Oh et al., 2015; Semczuk et al., 2017; Sellwood & Masters, 2021) što otežava tradicionalne metode detekcije prečke. Naime, javlja se pitanje - kako precizno razdvojiti radijalnu oblast u kojoj se spiralne grane nalaze, a da se istovremeno pouzdano detektuje prečka? Ovaj problem različiti autori (npr. Semczuk et al., 2017; Łokas, 2018) rešavaju time što proizvoljno razdele disk na dva dela, unutrašnji i spoljašnji, u kojima očekuju da detektuju ove dve, različite strukture. Očigledno, ovakav pristup predstavlja *ad hoc* rešenje koje umnogome zavisi od početnih pretpostavki u vezi formiranih struktura, kao i karakteristika diska ispitivane galaksije. Uz to, i dalje se mogu javiti problemi prilikom određivanja dužine detektovane prečke usled proizvoljnog razdvajanja diska. Potreba za fundamentalnijim rešenjem bi, stoga, trebalo biti očigledna.

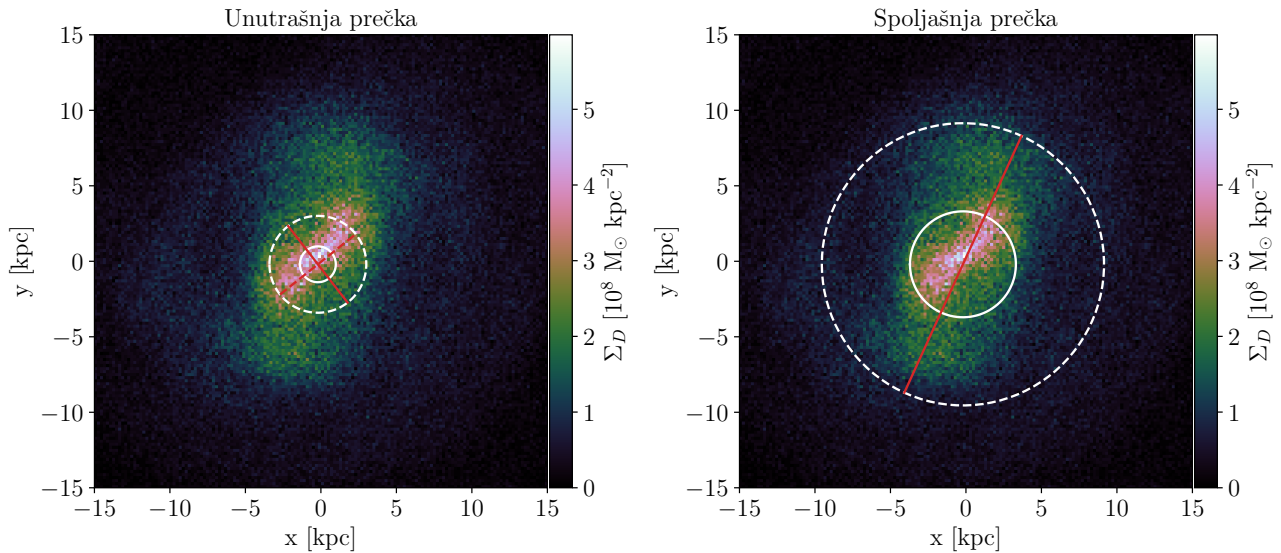
Prvi ilustrativni primer koji predstavljamo svodi se upravo na scenario kada postoji kratka prečka u disku na koju se nadovezuje dvograna spiralna struktura. Radijalni profili amplitude



Slika 4.3: Površinska gustina diska za slučaj kratke prečke sa dvogranom spiralnom strukturom. Puna crvena linija predstavlja pozicioni ugao prečke, radijus kruga pune bele linije jednak je širini prečke, a radijus kruga isprekidane bele linije njenoj dužini.



Slika 4.4: Radijalni profili amplitude A_2 i faze ϕ_2 sa istom notacijom kao na slici 4.2 samo za slučaj dvostruke prečke, odnosno za slučaj kratke prečke različitog pozicionog ugla unutar duže prečke.



Slika 4.5: Površinska gustina diska za slučaj dvostruke prečke, sa istom notacijom kao na slici 4.3. Zarad preglednosti, unutrašnja prečka predstavljena je na levom grafiku gde je isprekidanom crvenom linijom predstavljen korigovani pozicioni ugao, a spoljašnja, duža prečka predstavljena je na desnom grafiku.

$A_2(R)$ i faze $\phi_2(R)$ prikazani su na slici 4.2. Na grafiku sa radijalnim profilom amplitude (*levi grafik*) crnom punom linijom je označen radijus na kome je detektovan lokalni maksimum, isprekidanom crvenom linijom je označena prva prethodna polovina maksimuma, odnosno širina prečke, a punom crvenom linijom radijus na kome se prečka završava, odnosno njena dužina. Slično tome, na polarnom grafiku sa radijalnim profilom faze (*desni grafik*) crnom punom linijom označena je faza koja odgovara lokalnom maksimumu amplitude a pune crvene linije sa obe strane predstavljaju dozvoljeno odstupanje faze u potencijalnoj oblasti prečke. Odgovarajuća sintetička slika diska viđenog spreda (eng. *face-on*), odnosno njegova 2D površinska gustina prikazana je na slici 4.3, gde radijus kruga označenog punom belom linijom predstavlja širinu prečke, onaj označen isprekidanom belom linijom predstavlja njenu dužinu, a punom crvenom linijom je obeležen pozicioni ugao. Sa sintetičke slike je jasno da su parametri prečke određeni precizno i da je oblast prečke uspešno razdvojena od dvograne spiralne strukture koja se na nju nadovezuje. Ukoliko bi se za detekciju prečke i određivanje njene dužine koristio kriterijum naredne polovine maksimuma (odnosno radijusa na kome posle lokalnog maksimuma amplituda A_2 opadne na polovinu detektovane maksimalne vrednosti), jasno je da bi to precenilo dužinu prečke i uključilo jedan deo spiralne strukture (*levi grafik* na slici 4.2). S druge strane, ukoliko bi se koristio kriterijum fiksne vrednosti dozvoljenog odstupanja faze, ova kratka prečka prošla bi nedetektovana, osim u slučaju odabira značajno veće vrednosti dozvoljenog odstupanja od optimalnih (na primer $\Delta\phi_2 > 40^\circ$).

Drugi ilustrativni primer svodi se na scenario dvostruke prečke - kratke prečke različitog pozicionog ugla unutar prečke većih razmera. Radijalni profili amplitude i faze za ovaj primer prikazani su na slici 4.4 na isti način i sa istim oznakama kao u prethodnom primeru. Unutrašnju, kratku prečku nemoguće je detektovati bilo kojim od ustaljenih kriterijuma. U slučaju spoljašnje prečke, metoda za detekciju i određivanje dužine bazirana samo na radijalnom profilu amplitude (i vrednostima i radijusima lokalnog maksimuma i polovine maksimuma) bi rezultovala nešto manjom vrednošću dužine prečke, dok bi kod one bazirane na fiksnoj vrednosti dozvoljenog odstupanja faze bilo neophodno uzeti veće vrednosti (na primer, $\Delta\phi_2 \simeq 20^\circ$) kako bi se spoljašnja prečka uopšte detektovala zbog više rasutih tačaka unutar oblasti prečke. Takođe na identičan način kao u prethodnom primeru i sa sličnim oznakama, na slici 4.5 pri-

kazane su sintetičke slike diska viđenog s prednjeg - u pitanju je identična 2D površinska gustina predstavljena duplo kako bi se konačno određeni parametri obe prečke jasnije uočili (na *levom grafiku* dati su parametri unutrašnje prečke, a na *desnom grafiku* parametri spoljašnje). U slučaju unutrašnje prečke mogu se uočiti dve crvene linije - punom linijom označen je inicijalno dobijeni pozicioni ugao, a isprekidanom linijom naknadno korigovani. Naime, problem sa određivanjem pozicionog ugla unutrašnje prečke se javlja u svakom ovakvom slučaju kada postoji delimično preklapanje oblasti dve prečke - u tom slučaju, fazni ugao unutrašnje prečke je pod značajnim uticajem faznog ugla spoljašnje i ne može se koristiti ni srednja faza u oblasti ni faza koja odgovara lokalnom maksimumu amplitude kao mera pozicionog ugla. Ispostavilo se da jednostavna *ad hoc* korekcija, prosto oduzimanje inicijalno određenih pozicionih uglova dve prečke, daje dobre rezultate u ovim slučajevima.

Poglavlje 5

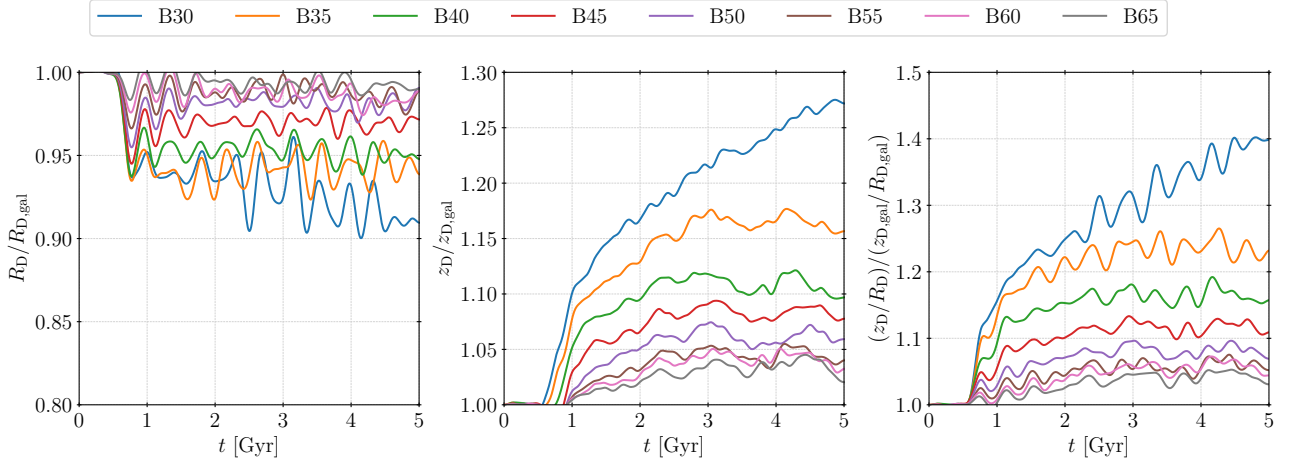
Morfološka evolucija primarne galaksije

5.1 Uvod

Konačno, u okviru ovog poglavlja bavićemo se evolucijom primarne galaksije (Mitrašinović & Micic, 2022), pre svega detaljnijim ispitivanjem morfoloških struktura koje se formiraju u disku (dvograne spiralne strukture i prečke) korišćenjem metoda opisanih i diskutovanih u prethodnom poglavlju. Ipak, ne smemo zaboraviti ni druge komponente primarne galaksije, te ćemo takođe ispitati i uticaj proleta galaksija na evoluciju sfernih komponenti - centralnog ovala i haloa tamne materije. Spiralne galaksije čine čak dve trećine od ukupnog broja galaksija u lokalnom Univerzumu (npr. Lintott et al., 2008; Willett et al., 2013), dok su prečke primećene u oko dve trećine galaksija kasnog tipa (npr. Aguerri et al., 2009). Obe strukture igraju važnu ulogu u procesu sekularne evolucije galaksija uzrokujući, pre svega radijalne migracije zvezda i utičući značajno na preraspodelu momenta impulsa u galaksiji što može dovesti do niza različitih pojava (npr. Kormendy & Kennicutt, 2004; Sellwood, 2014; Kim et al., 2016; Sellwood & Masters, 2021; Yu et al., 2022). U našim simulacijama, ove strukture se formiraju kroz plimske efekte, odnosno usled interakcija, ali osvrnimo se ipak na osnovne mehanizme njihovog formiranja.

Postoje dve dominantne, a suprotstavljene teorije spiralne strukture, njene prirode i formiranja. Prva pretpostavlja da su spiralne grane dugoživeći kvazi-stacionarni talasi gustine koji rotiraju kao čvrsto telo oko centra galaksije (Lin & Shu, 1964, 1966), dok druga vidi spiralne grane kao kratkoživeće, prolazne strukture koje obično nastaju kroz interakcije galaksija (Toomre, 1969; Toomre & Toomre, 1972). Međutim, prvu teoriju je bilo teško, gotovo nemoguće, reprodukovati u simulacijama, kako zbog dugog vremena života tako i zbog rigidne rotacije. Uz to, ovu teoriju je bilo teško potvrditi i sa posmatračke strane. Spiralna struktura po drugoj teoriji se često naziva i dinamičkom, a odlikuje je relativno brzo namotavanje usled čega je i toliko kratkog veka. Naime, u nedostatku perturbacija ona traje svega par rotacionih perioda. S druge strane, perturbacije koje su neophodne da bi se dinamička spiralna struktura održala ili obnovila ipak nisu prevelike (Elmegreen et al., 1991; Oh et al., 2008, 2015; Semczuk et al., 2017) pa ne može biti iznenađujuće što su one uočene u tolikom broju galaksija. Posmatranja takođe idu u prilog teoriji o dinamičkom poreklu spiralne strukture, naročito u slučajevima izražene dvograne strukture koja praktično polazi iz centra (ili iz rubova prečke), jer su kod većine takvih galaksija uočeni bliski objekti (npr. Kormendy & Norman, 1979; Kendall, Clarke & Kennicutt, 2015).

Za prečke, s druge strane, postoji konsenzus da mogu nastati na dva načina i oni se često ilustrativno nazivaju *nature vs nurture*. One se mogu formirati iz nestabilnosti diska sekularnom evolucijom ili usled spoljnih efekata, odnosno interakcija. U prvom slučaju, kada nastaju bez spoljašnjih uticaja, u takozvanoj izolaciji, one vremenom sporo rastu (po dužini i jačini) usporavajući svoju rotaciju (Athanasoula, 2003). Plimski formirane prečke se, uglavnom, brzo



Slika 5.1: Evolucija karakteristične dužine diska R_D (levi grafik), karakteristične visine z_D (središnji grafik) i debljine z_D/R_D (desni grafik) u simulacijama proleta galaksija, izraženih u relativnom obliku u odnosu na odgovarajuće vrednosti iz simulacije modela galaksije u izolaciji. Različite simulacije označene su različitim bojama, predstavljenim u legendi.

izdužuju i imaju burniju evoluciju. Interesantno, mi ćemo imati prilike da uočimo oba mehanizma formiranja prečke u simulacijama, budući da model primarne galaksije poseduje blagu nestabilnost koja se razvija u kasnim fazama.

5.2 Kvalitativna analiza

Kako smo istakli u okviru pododeljka 4.1.1, pripremu podataka za analizu započinjemo centriranjem diska, njegovim rotiranjem tako da se ravan diska nalazi u $x - z$ ravni i filtriranjem čestica koje su značajnije udaljene od ravni diska (odnosno, gde je $|z| > 3$ kpc). Pored toga što, za svaki trenutak u svakoj simulaciji, određujemo karakterističnu dužinu diska R_D fitovanjem eksponencijalnom opadajućom funkcijom na izračunati 2D profil gustine, na sličan način možemo odrediti i karakterističnu visinu diska z_D . Za te potrebe, neophodno je odrediti vertikalni profil gustine u nekoj radijalnoj oblasti jer se karakteristična visina diska može menjati sa radijusom (odnosno, njena vrednost opada na velikim radijusima). Dakle, vertikalni profil gustine diska računamo u centralnoj oblasti, gde je $R < 10$ kpc, i fitujemo ga sech^2 funkcijom kako bismo odredili karakterističnu visinu diska z_D (iz slobodnog parametra fita).

Evolucija ove dve karakteristične veličine, kao i debljine diska z_D/R_D u simulacijama proleta galaksija predstavljena je na slici 5.1 u relativnom obliku, u odnosu na odgovarajuće vrednosti iz simulacije modela galaksije u izolaciji. Smanjenje karakteristične dužine diska i povećanje karakteristične visine je primetno odmah nakon što sekundarna galaksija prođe kroz pericentar svoje putanje (odnosno, nakon što je postignuto minimalno rastojanje između galaksija - parametar sudara). Oba ova efekta doprinose zadebljanju diska. Intenzitet promene obe karakteristične veličine ima negativnu korelaciju sa parametrom sudara: efekti su izraženiji u bližim proletima, odnosno simulacijama sa manjim parametrom sudara. U simulaciji sa najbližim proletom, B30, promena karakteristične dužine diska značajno varira, dostižući maksimalnu vrednost od oko $\sim 10\%$ u poređenju sa simulacijom galaksije u izolaciji, dok karakteristična visina nastavlja da raste do oko $\sim 27\%$ (u odnosu na galaksiju u izolaciji) na kraju simulacije što rezultuje konačnim zadebljanjem diska od čak oko $\sim 40\%$ u odnosu na galaksiju u izolaciji. Ove vrednosti nagoveštavaju da se jaka prečka formira u simulaciji B30, kontinuirano evoluira, rastući i po dužini i po jačini, i vertikalno se izvija (eng. *buckle up*).

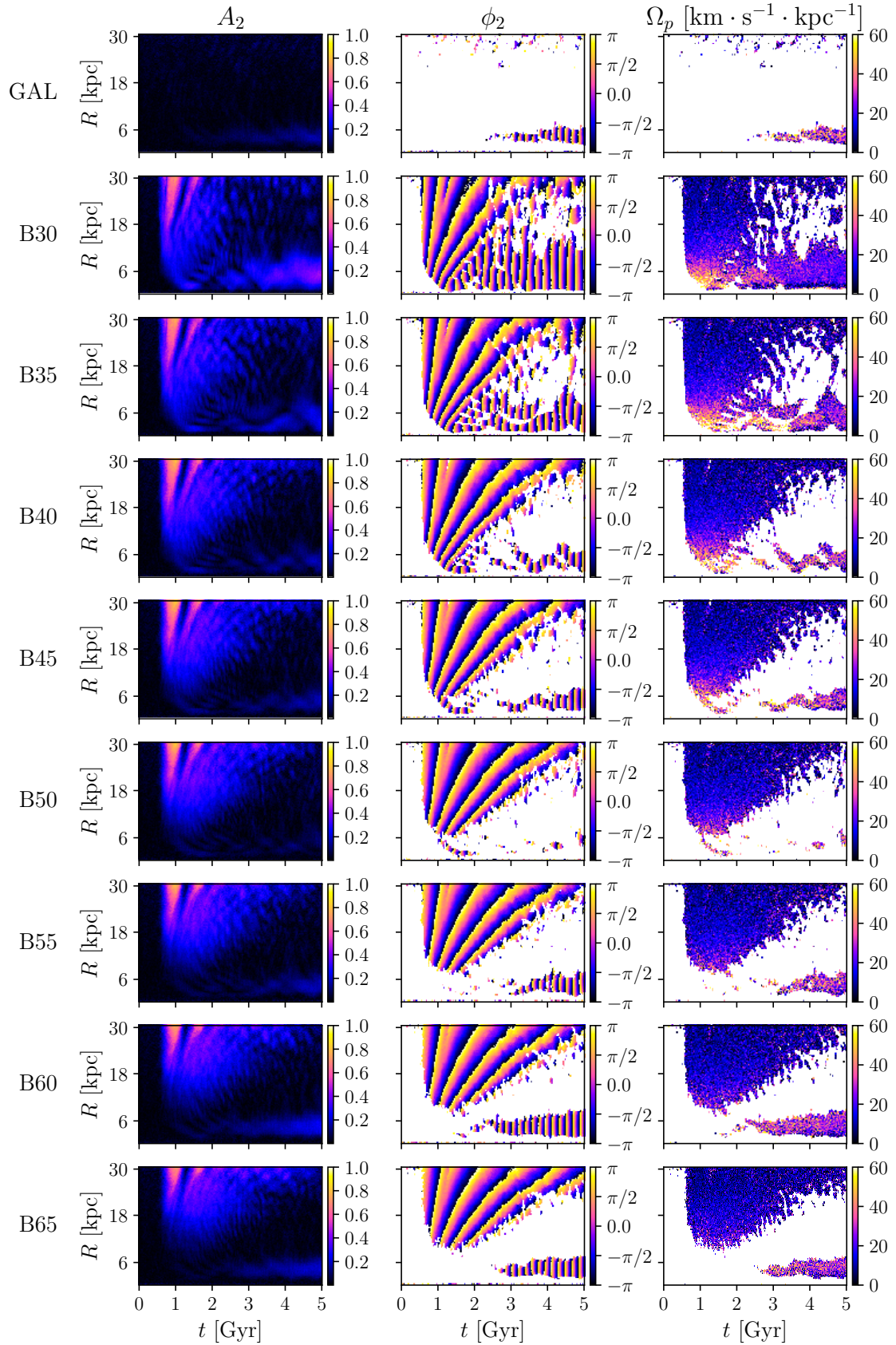
Promene karakteristične dužine diska i njihov intenzitet su uporedive i u saglasnosti sa rezul-

tatima koje su dobili Kumar et al. (2021), ali evolucija karakteristične visine nije. Naime, autori ovog rada su primetili da je zadebljanje diska prevashodno posledica smanjenja karakteristične dužine, dok smo mi našli da je slučaj obrnut: povećanje karakteristične visine je procentualno veće i više doprinosi zadebljanju diska. Do ovih razlika u našim rezultatima dolazi iz najmanje dva razloga. Prvo, njihov model galaksije sa klasičnim centralnim ovalom je stabilan u pogledu formiranja prečke (odnosno, prečka se ne formira), te su promene u karakterističnim veličinama diska vođene samo formiranjem i evolucijom spiralne strukture. S druge strane, u našim simulacijama, prečke se formiraju i ko-evoluiraju sa spiralnom strukturom što značajno utiče na promenu karakteristične visine diska u centralnoj oblasti. Glavni razlog za njihovu dodatnu stabilnost diska verovatno leži u strukturi samog modela njihove primarne galaksije. Naime, njihov halo tamne materije je neznatno masivniji od našeg, a zvezdane komponente (disk i klasični centralni oval) su više nego dvostruko manje mase od naših. U takvom modelu, tamna materija dominira idealizovanom rotacionom krivom u potpunosti, što dodatno stabilizuje disk (Efstathiou, Lake & Negroponte, 1982). Naravno, pitanje je u kolikoj meri je njihov model realističan, budući da je za masu haloa tamne materije odabrana vrednost koja predstavlja gornju granicu (za galaksiju nalik Mlečnom putu), dok su za mase zvezdanih komponenti odabrane vrednosti koje predstavljaju donje granice (Wang et al., 2020).

Drugi, ali ne i manje bitan razlog za ova odstupanja rezultata su razlike u pristupu prilikom određivanja karakteristične visine diska. Naime, Kumar et al. (2021) prilikom računanja vertikalnog profila gustine uzimaju u obzir čitav disk, dok se mi fokusiramo na unutrašnju oblast. Time oni dobijaju globalnu vrednost karakteristične visine, za koju je očekivano da trpi manje promene. Može se zaključiti da promene karakterističnih veličina diska umnogome zavise od tipa morfološke strukture koja se formira i evoluira: spiralna struktura pretežno rezultuje smanjenjem karakteristične dužine diska dok prečke, pored uticaja na karakterističnu dužinu, najčešće rezultuju značajnim povećanjem karakteristične visine.

U okviru pododeljka 4.1.1 smo takođe istakli da mape evolucije Furijeovih osnovnih parametara daju dobar uvid u rezultate i predstavljaju osnovu analize, odnosno kvalitativnu analizu osno-asimetričnih morfoloških struktura. Te mape evolucije prikazane su na slici 5.2 po kolonama (slevo ka desno): mape evolucije amplitude $A_2(t, R)$, faze $\phi_2(t, R)$ i ugaone brzine $\Omega_p(t, R)$. Po vrstama su razdvojene različite simulacije proleta, definisane u tabeli 2.7, dok prva vrsta, označena sa GAL, predstavlja model primarne galaksije u izolaciji. Kako bismo eliminisali šum, na mapama faze i ugaone brzine maskirane (tj. izostavljene, prikrivene) su oblasti gde je vrednost amplitude niska ($A_2 < 0.1$). U svim simulacijama proleta, plimski repovi i ostaci formirane spiralne strukture (spiralni lukovi) su uočljivi u spoljašnjim oblastima diska (na primer, tamo gde je $R > 20$ kpc) do kraja svake simulacije, budući da je vrednost amplitude i dalje umereno visoka, a faza se uniformno menja. Veći šum u ovim oblastima u simulacijama sa bližim proletima, u poređenju sa onima sa daljim, nagoveštava da je evolucija spiralne strukture i njenih ostataka stabilnija i mirnija sa porastom parametra sudara. To je u izvesnoj meri i razumljivo, budući da su bliži proleti jači i da u većoj meri perturbuju disk, rezultujući njegovom burnijom evolucijom.

Prvi uočljiv skok vrednosti amplitude duž skoro čitavog diska u simulacijama proleta, kada se sekundarna galaksija (perturber) nađe u pericentru svoje putanje, predstavlja trenutak formiranja izduženog plimskog repa. Ubrzo nakon toga, odnosno nakon jedne rotacije plimskog repa, a čak pre nego što se interakcija može smatrati završenom, formira se dvograna spiralna struktura. Očigledno postoji jasna korelacija između parametra sudara i jačine formirane spiralne strukture, kao i radijusa na kome ona počinje. Sa porastom parametra sudara, jačina spiralne strukture blago opada a radijus na kome ona počinje se pomera ka spoljašnjim delovima diska, odnosno ka većim radijusima. Nasuprot tome, deluje da parametar sudara ne igra nikakvu ulogu kada je u pitanju oblik spiralne strukture i njen ugao otklona - radijalni profili faze ϕ_2 u trenutku formiranja su praktično identični u svim simulacijama proleta. Međutim,



Slika 5.2: Mape evolucije parametara druge Furijeove komponente: amplitude $A_2(t, R)$ (leva kolona), faze $\phi_2(t, R)$ (centralna kolona) i ugaone brzine $\Omega_p(t, R)$ (desna kolona). Vrsta označena sa GAL predstavlja model primarne galaksije u izolaciji, a ostatak vrsta simulacije proleta definisane u tabeli 2.7. Na mapama faze i ugaone brzine maskirani su regioni gde je $A_2 < 0.1$ kako bi se izostavio šum.

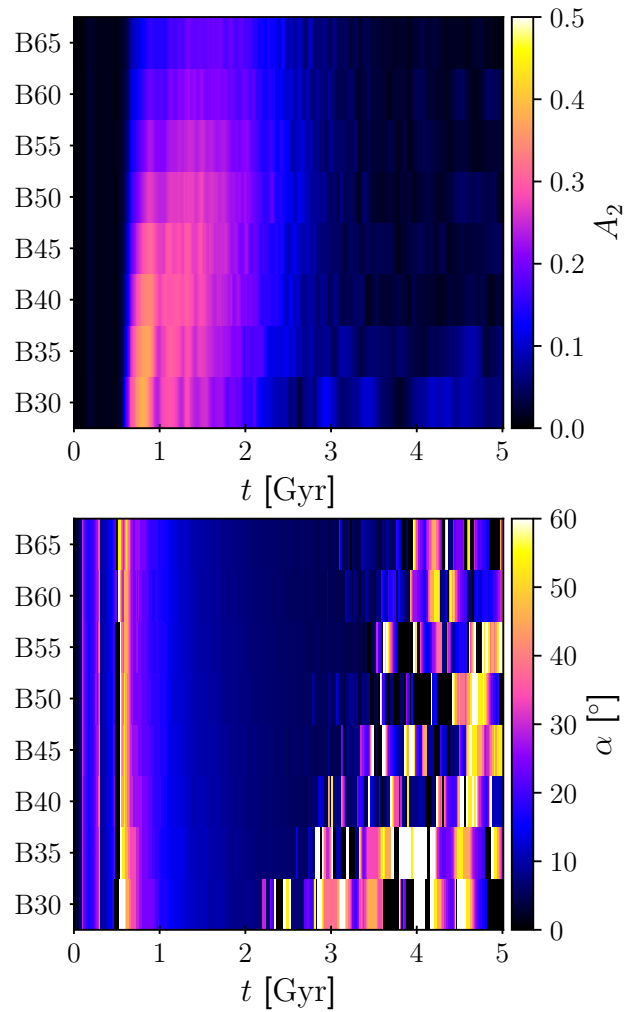
jače spirale u simulacijama sa bližim proletima, a naročito njihovi unutrašnji segmenti, imaju veće vrednosti ugao brzine što ukazuje na to da će se one namotati i raspasti brže.

S druge strane, formiranje i evolucija prečke deluje mnogo haotičnije u kontekstu različitih parametara sudara. Prva pravilnost koja se može uočiti je formiranje kratke prečke, kao direktne posledice proleta, neposredno po završetku interakcije u simulacijama sa bližim i jačim proletima. Jačina te prečke opada sa porastom parametra sudara, dok se u najdaljim proletima uopšte ne formira. Nakon perioda turbulentne evolucije, negde oko 3 Gyr u simulaciji B30, rano formirana prečka se stabilizuje i polako ali sigurno raste, po jačini i dužini, do kraja simulacije. U simulaciji B35, očigledno postoji relativno dug period postojanja dvostruke prečke, vrlo verovatno nastale namotavanjem spiralnih grana oko rano formirane kratke prečke. Slična struktura je verovatno prisutna i u simulaciji B40 ali značajno manjeg vremena života, u kojoj je celokupna evolucija prečke prilično turbulentna, pre svega u pogledu njenih dimenzija. Simulacija B50 je naročito interesantna - izgleda da je već postojeća nestabilnost prečke (tj. prečka koja se formira kasnije u modelu primarne galaksije u izolaciji) potisnuta u kasnijim fazama simulacije. U preostalim simulacijama, sa daljim proletima, evolucija prečke je pravilna i stabilna. Međutim, izgleda da ne postoji jasna, uniformna korelacija između njenih strukturnih parametara i parametara sudara - na primer, njene širine, dužine i jačine, pa čak i trenutka formiranja.

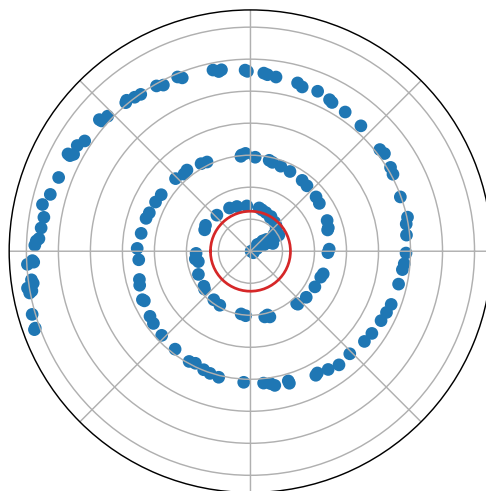
5.3 Formiranje i evolucija dvograne spiralne strukture

Rezultate analize definisane i opisane u odeljku 4.2 predstavljamo i diskutujemo u okviru ovog odeljka. Evolucija amplitude A_2 , odnosno jačine spiralne strukture i njenog ugla otklona α predstavljani su na slici 5.3. Bitni parametri spiralne strukture dati su u tabeli 5.1 i vizuelno predstavljani na slici 5.5 u funkciji relativnog parametra sudara $b/R_{\text{vir},1}$. Ovi parametri uključuju: maksimalnu jačinu koju dvograna spiralna struktura dostiže tokom svog života $A_{2,\text{max}}$, njoj odgovarajuće vreme tokom simulacije t_{max} i odgovarajući ugao otklona α_{max} , jačinu spiralne strukture $A_2(t)$ i njen ugao otklona $\alpha(t)$ u vizuelno procenjenom trenutku formiranja $t = 0.8$ Gyr, koji su mahom procenjeni i očitani sa slike 5.3. Vreme života spiralne strukture T_{LF} , koje predstavlja gornju granicu za ovu veličinu kako je prethodno diskutovano, procenjujemo na osnovu oblika vremenskog profila ugla otklona $\alpha(t)$ - odnosno, vreme života spiralne strukture definišemo kao onaj period kome odgovara pravilni, jasno uočljivi, segment eksponencijalnog opadanja vremenskog profila ugla otklona. Dodatno, procenjujemo radijus na kome spiralna struktura počinje R_{SO} na osnovu radijalnih profila faze (predstavljenih u okviru mapa evolucije na slici 5.2) $\phi_2(R)$ u dva različita trenutka, $t = 0.8$ Gyr i $t = 1.33$ Gyr. Iako je moguće uzeti raniji trenutak za trenutak formiranja spiralne strukture, za ovu meru usvajamo $t = 0.8$ Gyr kada su, na osnovu vizuelne procene, spiralne grane simetrične. Sam radijus R_{SO} nalazimo kao minimalni radijus na kome radijalni profil faze ima pravilni logaritamski segment. Primer na taj način određenog radijusa na kome spiralna struktura počinje (u simulaciji B30 u trenutku $t = 1.33$ Gyr) dat je na slici 5.4 kao radijus crvene kružnice. Sa slike bi trebalo da je jasno da u ovom primeru u centru postoji kratka prečka na koju se spiralne grane nadovezuju i da je radijus na kome spiralna struktura počinje na ovaj način dovoljno dobro određen.

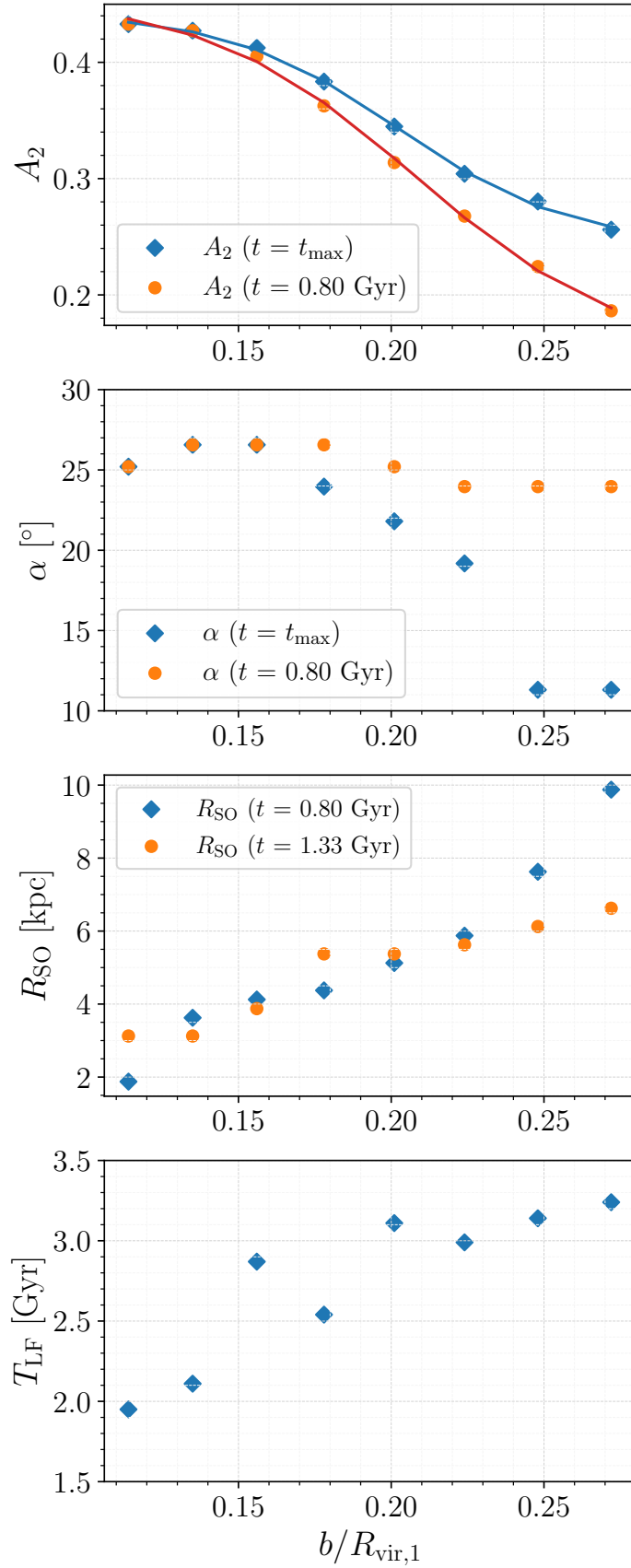
Maksimalne jačine spiralne strukture $\{A_{2,\text{max}}\}$, kao i njihove jačine u trenutku formiranja $\{A_2(t = 0.8 \text{ Gyr})\}$ pokazuju očiglednu pravilnost: njihove vrednosti opadaju sa porastom parametra sudara. Funkcionalna zavisnost maksimalne jačine spiralne strukture od parametra sudara može se opisati obrnutom S krivom (odnosno, obrnutom sigmoidnom funkcijom) kako je to dato na slici 5.5, ali se alternativno može koristiti i kubna regresija. Generalizovana



Slika 5.3: Evolucija parametara dvograne spiralne strukture, definisanih i opisanih u odeljku 4.2: jačina A_2 (gornji grafik) i ugao odklona α (donji grafik).



Slika 5.4: Ilustrativni primer određenog radijusa na kome spiralna struktura počinje u simulaciji B30 u trenutku $t = 1.33$ Gyr. Radijus je označen crvenom kružnicom, a profil faze $\phi_2(R)$ plavim tačkama. Zarad lakše preglednosti, grafik je predstavljen u polarnom obliku.



Slika 5.5: Vizuelni prikaz bitnih parametara spiralne strukture, datih i definisanih u tabeli 5.1, u funkciji relativnog parametra sudara $b/R_{\text{vir},1}$. Odozgo na dole: jačina spiralne strukture A_2 (fitovana obrnutom sigmoidnom funkcijom, jednačina 5.1), ugao otklona α , radijus na kome spiralna struktura počinje R_{SO} i njeno ukupno vreme života T_{LF} .

obrnuta sigmoidna funkcija je oblika:

$$y = A - \frac{B}{C + \exp(-D \cdot x)} \quad (5.1)$$

gde je $y = A_2$, odnosno jačina spiralne strukture, $x = b/R_{\text{vir},1}$ je relativni parametar sudara, a A , B , C i D su slobodni parametri fita. Same slobodne parametre fita izostavljamo jer su od manje važnosti i verovatno zavise od parametara samih proleta (na primer, odnosa masa interagujućih galaksija, početne relativne brzine sekundarne galaksije i implicitno trajanja interakcije). Međutim, priroda ove funkcionalne zavisnosti je interesantna: u početku, odnosno u simulacijama sa najbližim proletima, razlike između jačina formirane spiralne strukture su male a same vrednosti jačina su visoke ($A_2 > 0.4$), dok na kasnijim, većim parametrima sudara (na primer, na $b/R_{\text{vir},1} > 0.16$) opadanje jačine spiralne strukture sa parametrom sudara naglo ubrzava. To može ukazati i na to da se spiralna struktura uopšte ne formira u dalekim proletima, ili da je ona preslaba da bi mogla biti detektovana. Dodatno, može se primetiti (naročito iz kolone t_{max} u tabeli 5.1) da su maksimalne jačine spiralne strukture *odložene* sa porastom parametra sudara, odnosno da se maksimalne jačine dostižu kasnije u daljim proletima. To je zato što se najjače plimske strukture najpre formiraju u spoljašnjem delu diska u simulacijama sa slabijim i daljim proletima, pa je potrebno neko vreme da one evoluiraju, namotaju se i migriraju u centralni deo diska gde računamo parametre spiralne strukture. U prilog tome ide i grafik ugla otklona α na slici 5.5 (drugi grafik odozgo): primećuje se da su vrednosti u trenutku formiranja $t = 0.8$ Gyr uporedive između različitih simulacija, dok su one koje odgovaraju trenutku kada spiralna struktura dostiže maksimalnu jačinu $t = t_{\text{max}}$ sve manje sa porastom parametra sudara, što znači da je spiralna struktura u poznijim stadijumima evolucije u tim simulacijama. Zbog toga je loše koristiti maksimalnu jačinu i njoj odgovarajući trenutak za procenu trenutka formiranja spiralne strukture. Mapa evolucije ugla otklona $\alpha(t)$ na slici 5.3 je naročito interesantna. Glavna i jedina razlika između različitih simulacija je vremenski period pravilne promene ugla otklona, koji je sve duži sa porastom parametra sudara što ukazuje na to da su slabije spiralne grane formirane u daljim proletima stabilnije i dužeživeće. S druge strane, oblik vremenskog profila ugla otklona tokom perioda kada je spiralna struktura prisutna u svim simulacijama je gotovo identičan u svim simulacijama - parametar sudara, dakle, ne utiče nikako na oblik formirane spiralne strukture, već samo na njenu jačinu, dimenzije (radijus na kome ona počinje) i vreme njenog života (ukoliko uzimamo u obzir bilo kakve ostatke spiralne strukture).

Radijus na kome spiralna struktura počinje, R_{SO} , je direktno proporcionalan parametru sudara a sama funkcionalna zavisnost izgleda linearno. Može se, takođe, primetiti da je ova veza strmija u trenutku formiranja $t = 0.8$ Gyr, nego u kasnijem trenutku $t = 1.33$ Gyr. To se dešava usled dva razloga: najpre, u slabijim, daljim proletima spiralne grane se formiraju u spoljašnjim oblastima diska i tokom svoje evolucije se namotavaju i migriraju ka unutrašnjim oblastima; nasuprot tome, u jačim i bližim proletima, nakon formiranja spiralnih grana dolazi do formiranja prečke na koju se spiralne grane nadovezuju pa se radijus na kome one počinju pomera ka spoljašnjim oblastima diska. Ove vrednosti radijusa na kome spiralna struktura počinje treba tretirati kao donju granicu ove veličine zbog prirode njene procene - naime, razmatrano je samo ponašanje (odnosno, oblik) profila faze ϕ_2 ali ne i amplitude A_2 (odnosno, jačine spiralne strukture). Ukoliko bi se kriterijum pooštrio i ukoliko bi se u obzir uzela i jačina spiralne strukture, radijusi na kojima spiralna struktura počinje bili bi pomereni ka nešto većim vrednostima, odnosno ka spoljašnjim oblastima diska. Uprkos tome, nesumnjivo je da postoji korelacija između ove veličine i parametra sudara - direktna proporcionalnost, ali i da se ona tokom evolucije spiralne strukture ublažava.

Ukupno vreme života spiralne strukture T_{LF} takođe pokazuje pravilno ponašanje sa relativnim parametrom sudara: linearni rast uz dva odstupanja, simulacije B40 i B50. Razlog ovih

Tabela 5.1: Parametri spiralne strukture, gde je $A_{2,\max}$ maksimalna jačina spiralne strukture postignuta u trenutku t_{\max} i sa uglom otklona α_{\max} ; $A_2(t)$ je jačina spiralne strukture a $\alpha(t)$ njen ugao otklona u trenutku formiranja $t = 0.8$ Gyr; T_{LF} je ukupno vreme života određeno na osnovu pravilne promene ugla otklona (slika 5.3), a radijusi na kojima spiralna struktura počinje R_{SO} , procenjeni na osnovu radijalnih profila faze (slika 5.2 i slika 5.4), dati su za dva vremenska trenutka, $t = 0.8$ Gyr i $t = 1.33$ Gyr.

Simulacija	$A_{2,\max}$	t_{\max} (Gyr)	α_{\max} ($^{\circ}$)	$A_2(t)$	$\alpha(t)$ ($^{\circ}$)	R_{SO}		T_{LF} (Gyr)
						(kpc)	(kpc)	
B30	0.4329	0.80	25.20	0.4329	25.20	1.875	3.125	1.95
B35	0.4272	0.80	26.57	0.4272	26.57	3.625	3.125	2.11
B40	0.4124	0.82	26.57	0.4052	26.57	4.125	3.875	2.87
B45	0.3834	0.86	23.96	0.3625	26.57	4.375	5.375	2.54
B50	0.3448	0.88	21.80	0.3138	25.20	5.125	5.375	3.11
B55	0.3042	0.90	19.18	0.2678	23.96	5.875	5.625	2.99
B60	0.2803	1.33	11.31	0.2243	23.96	7.625	6.125	3.14
B65	0.2561	1.33	11.31	0.1863	23.96	9.875	6.625	3.24

odstupanja se može potražiti u trenutku formiranja prečke i brzini njenog rasta i evolucije. Naime, ukoliko se prečka zakasnelo formira, ili se ne formira uopšte, spiralnoj strukturi i njenim ostacima je dozvoljeno da duže, neometano i kontinuirano evoluiraju. Međutim, diskutovali smo da se ova procena treba smatrati gornjom granicom za ovu veličinu jer može doći do pada ugla otklona ispod vrednosti koje su karakteristične za većinu posmatranih spiralnih galaksija. Uz to, trebalo bi uzeti u obzir i jačinu spiralne strukture A_2 jer ova vrednost predstavlja koliko su spiralne grane uopšte prepoznatljive. U kasnijim fazama simulacija, nakon $t \geq 3$ Gyr, ova veličina pada ispod $A_2 = 0.1$. Kako ovaj parametar uzima vrednosti iz intervala $(0, 1)$, ova vrednost se može protumačiti na sledeći način: u kasnijim fazama simulacija razlika između gustine unutar spiralnih grana i gustine okolne materije iznosi 10% i manje. Imajući to u vidu, postavlja se pitanje koliko su takve spiralne grane prepoznatljive i vidljive. Realističnije vreme života spiralne strukture možemo tako dobiti pooštavanjem kriterijuma, odnosno ukoliko pored pravilne promene ugla otklona zahtevamo i da je njena jačina A_2 dovoljno velika. Ispostavlja se da je vreme života spiralne strukture, definisano na ovakav način, praktično konstantno u većini simulacija (B35-B65) i da iznosi oko $T_{\text{LF}} \sim 2$ Gyr, izuzev simulacije B30 gde je nešto kraće i iznosi $T_{\text{LF}} \sim 1.5$ Gyr zbog ranog formiranja i rapidne evolucije prečke u toj simulaciji. Dakle, odgovor na pitanje da li parametar sudara utiče na vreme života spiralne strukture je nešto kompleksniji. Vreme života izražene, jasno prepoznatljive spiralne strukture, isto kao njen oblik, deluje da je nezavisno od parametra sudara. Međutim, ukupno vreme života, kada se u obzir uzimaju i ostaci spiralne strukture i spiralni lukovi, izgleda da ima skoro linearnu korelaciju sa parametrom sudara. Odstupanja od te korelacije, pri takvoj definiciji vremena života, nagoveštavaju da se spiralna struktura i njena evolucija ne smeju razmatrati nezavisno od drugih struktura (kao što je, na primer, prečka) i da se ko-evolucija struktura mora uzeti u obzir.

5.3.1 Diskusija

Rezultati naše analize spiralne strukture su uglavnom u saglasnosti sa prethodnim istraživanjima iz ove oblasti. Kako su Pettitt & Wadsley (2018) приметили, jače, odnosno bliže u našem slučaju, interakcije pretežno stvaraju haotičnije i više gravitaciono poremećene, perturbovane diskove. Dvograne spirale koje se u simulacijama takvih interakcija formiraju su jače ali se i

brže raspadaju, naročito njihovi unutrašnji segmenti. Łokas (2018) je kratko diskutovala slično zapažanje: jače i postojanije spiralne grane formirane su u slabijim interakcijama. Međutim, moramo upozoriti da takav zaključak može biti zavaravajući i ističemo da se to odnosi samo na slobodnije definisanu spiralnu strukturu, odnosno na bilo kakve ostatke spiralne strukture, spiralne lukove i plimske repove na rubovima diska. U slučaju da je definicija spiralne strukture i njenog života nešto striktnija i da se zahteva da su spiralne grane jasno uočljive, vreme života ne zavisi od parametra sudara, niti implicitno od jačine interakcije. Konstantnu vrednost za vreme života spiralne strukture koju smo dobili ne bi trebalo smatrati za univerzalnu u proletima galaksija, jer ona, sasvim moguće, zavisi od parametara interakcije koji su u našim simulacijama bili fiksirani (na primer, trajanje interakcije, nagib orbite sekundarne galaksije).

Na sličan način, Kumar et al. (2021) su primetili opadanje jačine spiralne strukture sa vremenom, odnosno njeno namotavanje i raspadanje, u simulacijama sa modelima primarne galaksije sa klasičnim centralnim ovalom. To je dovelo do uporedivih jačina moguće spiralne strukture u njihovim simulacijama sa različitim parametrima sudara na kraju svake simulacije, što ukazuje na to da su se, do $t = 4$ Gyr koliko njihove simulacije traju, plimski formirane spiralne grane već raspale. Ovakva priroda raspadanja spiralnih grana, odnosno njihovo namotavanje nakon koga sledi stapanje sa okolnom materijom i konačno razaranje, a koje smo i mi primetili, nije ništa iznenađujuće. Štaviše, ovaj scenario je zapravo neizbežan za plimski formiranu spiralnu strukturu (npr. Oh et al., 2008, 2015). Održavanje (i produžavanje vremena života) jasno prepoznatljive dvograne spiralne strukture najčešće zahteva uzastopne ili kontinuirane plimske perturbacije izazvane galaksijom-satelitom, višestruke interakcije ili globalna gravitaciona dejstva jata galaksija. Na primer, ispitujući plimski formiranu dvogranu spiralnu strukturu u galaksijama koje se kreću po orbitama unutar jata nalik Devici (eng. *Virgo-like cluster*), Semczuk et al. (2017) su otkrili da prolaz galaksije kroz pericentar orbite izaziva formiranje spiralne strukture. Ove spiralne grane se namotavaju i rasipaju stapajući se sa okolnom materijom samo da bi se regenerisale i njihovo formiranje i jačanje ponovo pokrenulo tokom sledećeg prolaza kroz pericentar.

Iako su ostaci plimski formirane spiralne strukture, spiralni lukovi i plimski repovi prisutni na periferiji diska do kraja simulacije (u svim našim simulacijama), tokom analize nismo otkrili nikakvu primetnu zakrivljenost diska na rubovima. Na prvi pogled, ovo može delovati neobično, budući da je poznato da proleti izazivaju ovakvu zakrivljenost diska. Međutim, Kim et al. (2014) i Semczuk et al. (2020) su nezavisno pokazali da se većina ovakvih deformacija diska formira u proletima sa orbitama sekundarne galaksije koje su pod određenim nagibom u odnosu na disk primarne galaksije (najčešće oko $\sim 45^\circ$ i većim). U planarnim proletima (kada se orbitalna ravan sekundarne galaksije poklapa sa ravni diska primarne), poput onih koje mi ispituujemo, ne očekuje se formiranje ovakvih struktura jer postoji jako mala, gotovo nikakva komponenta sile koja deluje u vertikalnom pravcu na disk galaksije.

Formiranje i evolucija prečke (kojom ćemo se baviti u okviru narednog odeljka) je predloženo kao jedan od dinamičkih mehanizama formiranja spiralne strukture (npr. Toomre, 1969; Kormendy & Norman, 1979). Kasnija, posmatračka istraživanja (npr. Buta et al., 2009; Salo et al., 2010) takođe su našla vezu između parametara spiralne strukture i prečki (doduše, veza je slaba i moguće da zavisi i od uzorka posmatranih galaksija). Ovo pitanje je i dalje otvoreno i sklono polemici, ali postoji konsenzus da su u nekim spiralnim galaksijama spiralne grane zaista formirane na ovaj način. Međutim, da bi do toga došlo, kriterijumi su oštri: neophodno je da prečka kontinuirano evoluiru i raste, kao i da su prisutne dovoljno velike količine gasa u galaksiji. Tokom naše analize, primetili smo (u kasnijim fazama simulacija) zakrivljenost prečke na krajevima duž njene velike ose (u tri simulacije: B30, B35 i B40) koje bi se moglo protumačiti kao rana faza ovog mehanizma. Međutim, ovaj primećeni efekat je jako kratak: prečke se vrlo brzo ispravljaju, gubeći zakrivljenost na ivicama svoje velike ose i do naknadnog formiranja spiralne strukture ne dolazi. Ovo je u saglasnosti sa radom Díaz-García et al. (2019),

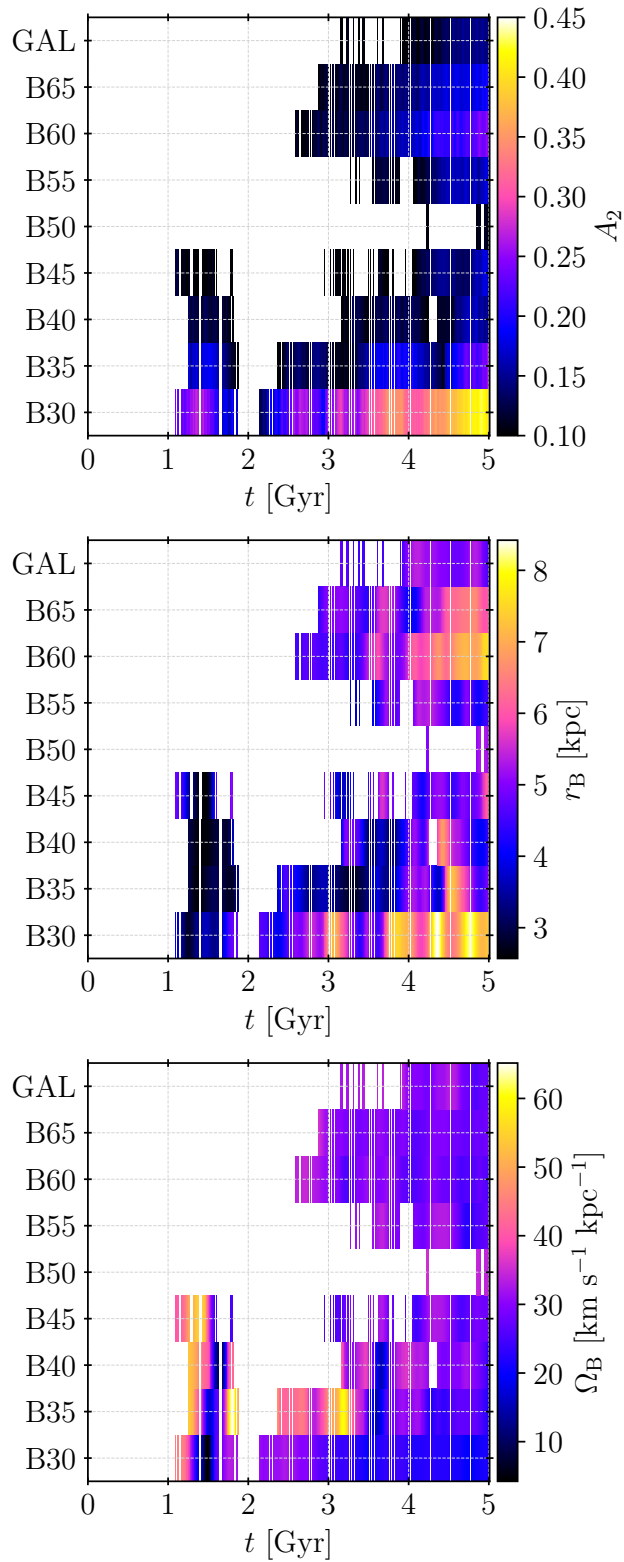
na primer, gde autori nisu našli dovoljno jake posmatračke dokaze da prečke mogu dovesti do formiranja spiralne strukture. Naravno, ne možemo sa sigurnošću tvrditi da je ovo uvek slučaj i da evoluirajuće prečke nikada ne dovode do formiranja spiralne strukture. Pre svega, zato što takav mehanizam podrazumeva postojanje dovoljno velike količine gasa koji mi nemamo uključen u simulacije.

Idealizovane simulacije N tela koje smo realizovali su delom ograničene jer im nedostaje gas i njegov odgovarajući tretman. Stoga se i analiza spiralne strukture i njeni rezultati moraju tretirati pažljivo, imajući u vidu kontekst i ograničenja našeg rada. U prisustvu gasa, formiranje zvezda je koncentrisano u spiralnim granama (Kim et al., 2020) i može biti čak i pojačano (Pet-titt et al., 2017; Yu et al., 2021), što može dodatno da produži vreme života spiralne strukture. Međutim, naše procenjeno vreme života spiralne strukture nije značajno kratako, čak i u slučaju njegove strožije definicije (kada zahtevamo da spiralne grane budu jasno uočljive). Štaviše, to vreme je dovoljno dugo da sekundarna galaksija napusti neposrednu blizinu primarne i da posmatrački ne bude uočena kao pratilac (niti da je njihova interakcija u toku). Iako je mehanizam formiranja karakteristične dvograne strukture koja praktično polazi iz centra galaksije (eng. *grand design spirals*) kroz interakcije sa drugim galaksijama opšte poznat, i dalje postoji određeni broj ovakvih spiralnih galaksija koje nemaju posmatrački uočljive galaksije-satelite niti galaksije sa kojima su u dovoljno bliskoj interakciji (Kendall et al., 2011, 2015). Na osnovu naših rezultata, jasno je da bi tipični proleti galaksija mogli da posluže kao savršeno objašnjenje za ovakve slučajeve.

5.4 Formiranje i evolucija prečke

Rezultate analize definisane i opisane u odeljku 4.3 predstavljamo i diskutujemo u okviru ovog odeljka. Evolucija najbitnijih parametara koji određuju prečku predstavljena je na slici 5.6, gde je A_2 jačina prečke, r_B njena brzina a Ω_B njena ugaona brzina izračunata kao vremenska promena pozicionog ugla (faze) prečke $\overline{\phi_2}$. Naš model primarne galaksije, označen sa GAL, je blago nestabilan u pogledu formiranja prečke. Prečka počinje da se pojavljuje oko $t \sim 3.15$ Gyr ali tek nakon $t = 3.92$ Gyr se konačno formira i nastavlja da raste i evoluira. Njena jačina kontinuirano raste od $A_2 = 0.1$ do $A_2 = 0.157$ na kraju simulacije, što znači da čak i tada ostaje veoma slaba. Dužina te prečke se ne menja značajno, početna dužina iznosi $r_B = 4.4$ kpc a tokom kasnijih faza evolucije, pred kraj simulacije varira oko $r_B \sim 4.9$ kpc. Takođe postoje neznatne varijacije u ugaonoj brzini oko srednje vrednosti $\Omega_B \simeq 30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. U daljem tekstu ćemo ovu prečku koja se formira kasno u simulaciji u izolaciji nazivati već postojećom nestabilnošću prečke.

Kao direktna posledica proleta, kratka prečka dužine $r_B \sim 3$ kpc se formira skoro odmah nakon što je interakcija završena (u $t = 1.09$ Gyr u simulacijama B30 i B45, i u $t = 1.25$ Gyr u B35 i B40) ukoliko je jačina interakcije dovoljno velika, $S \geq 0.076$ (i implicitno, ukoliko je parametar sudara dovoljno mali). Njena jačina A_2 u trenutku formiranja je u antikorelaciji sa parametrom sudara (i stoga direktno korelira sa jačinom interakcije), u rasponu od $A_2 = 0.24$ u simulaciji B30 do $A_2 = 0.12$ u B45. Veoma promenljiva ugaona brzina Ω_B ovih prečki je verovatno posledica načina na koji računamo ovaj parametar. Konkretno, definisanje faze (pozicionog ugla) prečke kao srednje vrednosti faze $\overline{\phi_2}$ unutar oblasti prečke je u nekoj meri nepouzdan zbog većeg šuma na malim radijusima (a ovde su u pitanju prečke dovoljno malih razmera da taj efekat postane značajan). Ova rano formirana prečka je kratkog života jer se raspada nakon < 1 Gyr (manje od milijardu godina), ali se brzo regeneriše, odnosno obnavlja u jačim, bližim proletima sa jačinom interakcije $S \geq 0.129$ i nastavlja da raste i evoluira. Do kraja simulacije, na $t = 5$ Gyr, ona dostiže jačinu $A_2 = 0.42$ i dužinu $r_B \simeq 7.7$ kpc u simulaciji B30, i $A_2 = 0.26$ i $r_B \simeq 5.3$ kpc u B35, obe sa uporedivom ugaonom brzinom $\Omega_B \simeq 22 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, manjom (odnosno, sporijom) od svog pandana u izolaciji.



Slika 5.6: Evolucija parametara prečke u simulacijama proleta i modelu izolovane primarne galaksije (označenom sa GAL), odozgo nadole: jačina prečke A_2 , dužina r_B i ugaona brzina Ω_B .

Tabela 5.2: Relevantni parametri prečke navedeni u tekstu, dati za trenutak $t = 5$ Gyr, odnosno na kraju simulacije: jačina prečke A_2 , njena dužina r_B i ugaona brzina Ω_B . Dva različita trenutka formiranja prečke predstavljaju trenutak ranog formiranja prečke kao direktne posledice proleta $t_{F,1}$, a $t_{F,2}$ trenutak formiranja u kasnijoj fazi. Zvezdicama su označene dve simulacije čije kasnije formiranje nije posledica već postojeće nestabilnosti, već regeneracije rano formirane prečke. Simulacija galaksije u izolaciji je posebno naznačena, a dva trenutka kasnog formiranja navedenih za simulaciju B45 su diskutovani u tekstu.

Simulacija	A_2	r_B	Ω_B	$t_{F,1}$	$t_{F,2}$
	$t = 5$ Gyr	(kpc) $t = 5$ Gyr	(km s ⁻¹ kpc ⁻¹) $t = 5$ Gyr	(Gyr)	(Gyr)
GAL	0.157	4.9	30		3.92
B30	0.420	7.7	22	1.09	2.14*
B35	0.260	5.3	22	1.25	2.36*
B40	0.150	5.3	19	1.25	3.16
B45	0.180	6.3	28	1.09	2.94 (4.04)
B50	0.105	4.9	32		4.94
B55	0.180	4.7	27		3.54
B60	0.240	7.4	24		2.59
B65	0.180	7.5	26		2.87

Iako je Łokas (2018) izučavala prolet jednake mase (tj. kada je odnos masa interagujućih galaksija $q = 1$), četiri različite jačine interakcije koje su ispitivane $S = \{0.02, 0.07, 0.15, 0.26\}$ čine taj rad pogodnim za poređenje sa našim rezultatima. U njenim simulacijama, prečke su se formirale na progradnim orbitama u tri najjače interakcije, jačina formiranih prečki je u direktnoj korelaciji sa jačinom interakcije, a takođe je postojao kratak period razaranja prečke (odnosno, period kada prečka nije bila detektovana). Naši rezultati su uglavnom u saglasnosti sa tim zaključcima, osim u slučaju slabijih interakcija. Na primer, u našim simulacijama B40 i B45, nije sasvim jasno da li je naknadno formiranje prečke uzrokovano prvobitnom, rano formiranom (ali na neko vreme rasturenom) prečkom koja se obnavlja, ili je ono pak uzrokovano ubrzanjem već postojeće nestabilnosti prečke prisutne u modelu primarne galaksije. Konkretno, u simulaciji B40 prečka se ponovo pojavljuje u trenutku $t = 3.16$ Gyr i raste (sa kratkim periodom razaranja oko $t = 4.25$ Gyr) do kraja, dostižući jačinu $A_2 = 0.15$ i dužinu $r_B \simeq 5.3$ kpc na kraju simulacije. S druge strane, u simulaciji B45, prečka počinje ponovo da se pojavljuje oko $t = 2.94$ Gyr, ali stabilno raste tek nakon $t = 4.04$ Gyr, dostižući konačnu jačinu $A_2 = 0.18$ i dužinu $r_B \simeq 6.3$ kpc na kraju simulacije. Iako je uzrok već postojeća nestabilnost prečke koja je ubrzana nešto verovatniji scenario, ne možemo sa apsolutnom sigurnošću tvrditi da je to zaista tako.

Suprotno našim rezultatima, Lang et al. (2014) su prijavili da se prečka formira samo u sekundarnoj galaksiji u proletima sa odnosom masa $q = 0.1$, ne i u primarnoj. Oni u svom radu nisu dali informacije o jačinama svake interakcije. Međutim, na osnovu podataka koji su dati u radu, možemo proceniti da je interakcija sa odnosom masa $q = 1$ skoro četiri puta jača nego sa ona sa $q = 0.1$. U svetlu toga, poređenje njihovih različitih simulacija ima manje smisla jer se svakako može očekivati da se prečka u primarnoj galaksiji formira prilikom jačih interakcija. Sa jačinom interakcije koja je uzeta u obzir, njihovi rezultati (i slaba struktura nalik prečki koju su identifikovali metodom fitovanja elipsi u primarnoj galaksiji u proletu sa $q = 0.1$) postaju razumljivi i očekivani. Dodatno, na primer, uprkos razlikama između naših i njihovih simulacija u početnim modelima i osnovnim parametrima interakcije, možemo grubo uporediti njihove rezultate simulacije sa odnosom masa $q = 0.1$ sa našom simulacijom B40. I zaista, prečka koja se rano formira u našoj simulaciji je veoma slaba i kratkotrajna. Kasnije formiranje i evolucija prečke u B40 je verovatnije rezultat već postojeće nestabilnosti prečke u

našem modelu primarne galaksije, a ne posledica proleta.

Posebno je zanimljivo da je ova već postojeća nestabilnost prečke potisnuta u simulaciji B50, imajući samo kratke periode kada se pojavi slaba prečkasta struktura (sa dužinom $r_B \simeq 5$ kpc i jačinom $A_2 = 0.1$). Pošto to počinje da se dešava konzistentno nakon $t = 4.84$ Gyr, vrlo je moguće da je formiranje prečke, koje se dešava u izolaciji, značajno zakasnelo i odloženo u simulaciji B50. U simulaciji B55, interakcija (prolet) veoma blago, gotovo beznačajno, utiče na formiranje i evoluciju prečke. Prečka počinje da se doslednije pojavljuje ranije nego kod galaksije u izolaciji, oko $t = 3.54$ Gyr, završavajući svoju evoluciju nešto jača ($A_2 = 0.18$), kraća ($r_B \simeq 4.7$ kpc) i sporija ($\Omega_B \simeq 27 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$) nego njen pandan iz galaksije u izolaciji. Dodatno, formiranje prečke je značajno ubrzano i u simulaciji B60 i u B65, počevši od $t = 2.59$ Gyr i $t = 2.87$ Gyr, respektivno. U obe simulacije, finalne prečke (na kraju simulacija) su jače, duže i nešto sporije nego ona koja se formira u galaksiji u izolaciji. Konkretno vrednosti su $A_2 = 0.24$, $r_B \simeq 7.4$ kpc i $\Omega_B \simeq 24 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ u simulaciji B60, i $A_2 = 0.18$, $r_B \simeq 7.5$ kpc i $\Omega_B \simeq 26 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ u B65.

Dakle, dalji i slabiji proleti imaju sve navedene efekte na već postojeću nestabilnost prečke: njeno potiskivanje ili odlaganje, ubrzavanje formiranja, pa čak i skoro nikakav efekat. Poznato je da svi ovi efekti mogu nastati u (plimskim) interakcijama (Gerin et al., 1990; Łokas et al., 2016; Pettitt & Wadsley, 2018; Zana et al., 2018; Peschken & Łokas, 2019), te je naš rezultat u skladu sa očekivanjima. Međutim, izgleda da ne postoji jasna i uniformna (tj. monotona) korelacija sa parametrom sudara (ili, alternativno, jačinom interakcije). Zato možemo podeliti posledice proleta galaksija u dve kategorije: one koji su primarne i sekundarne prirode. Primarne, direktne posledice se dešavaju veoma rano i pokazuju jasnu korelaciju (ili antikorelaciju) sa parametrom sudara. One onda, kroz različite unutrašnje procese tokom sekularne evolucije, mogu dovesti do sekundarnih, indirektnih efekata i, očigledno, veoma različitih ishoda po strukturu i evoluciju primarne galaksije. Međutim, u kasnijim fazama evolucije (odnosno, kasnije u simulacijama), dugo nakon što se interakcija završi, nemoguće je razdvojiti uticaje proleta galaksija od onih koji proizilaze iz sekularne evolucije galaksije.

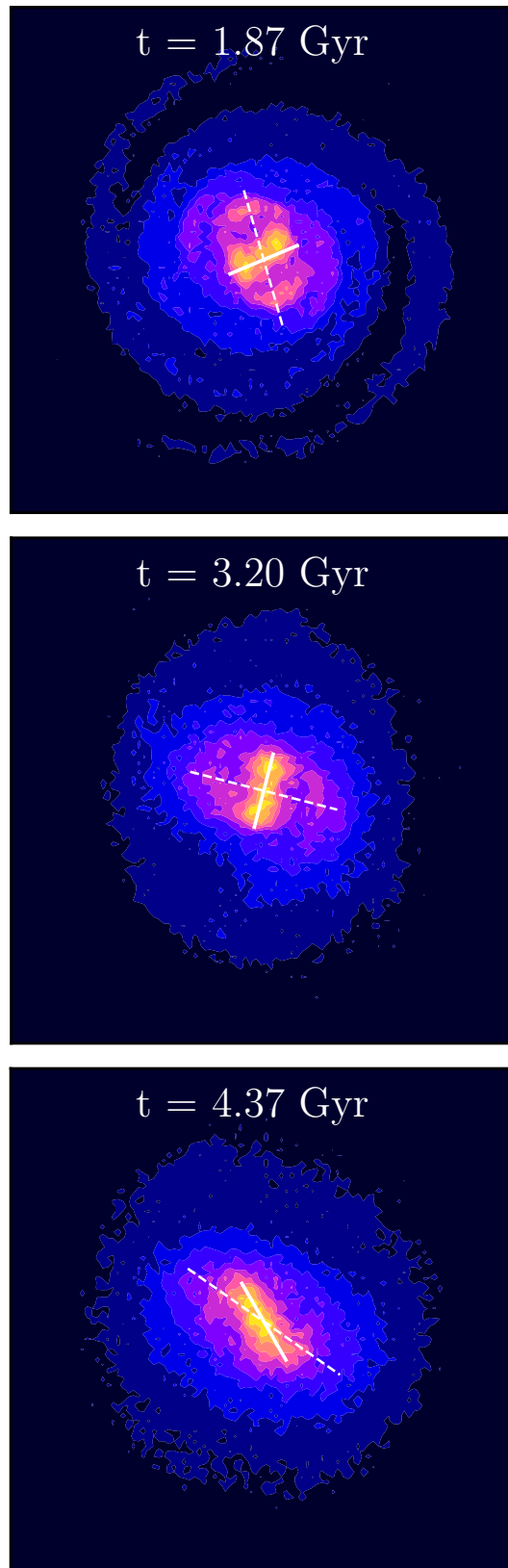
Relevantni parametri prečki u simulacijama, diskutovani u ovom odeljku, navedeni su u tabeli 5.2 zarad lakše preglednosti.

5.4.1 Zanimljiv slučaj dvostruke prečke

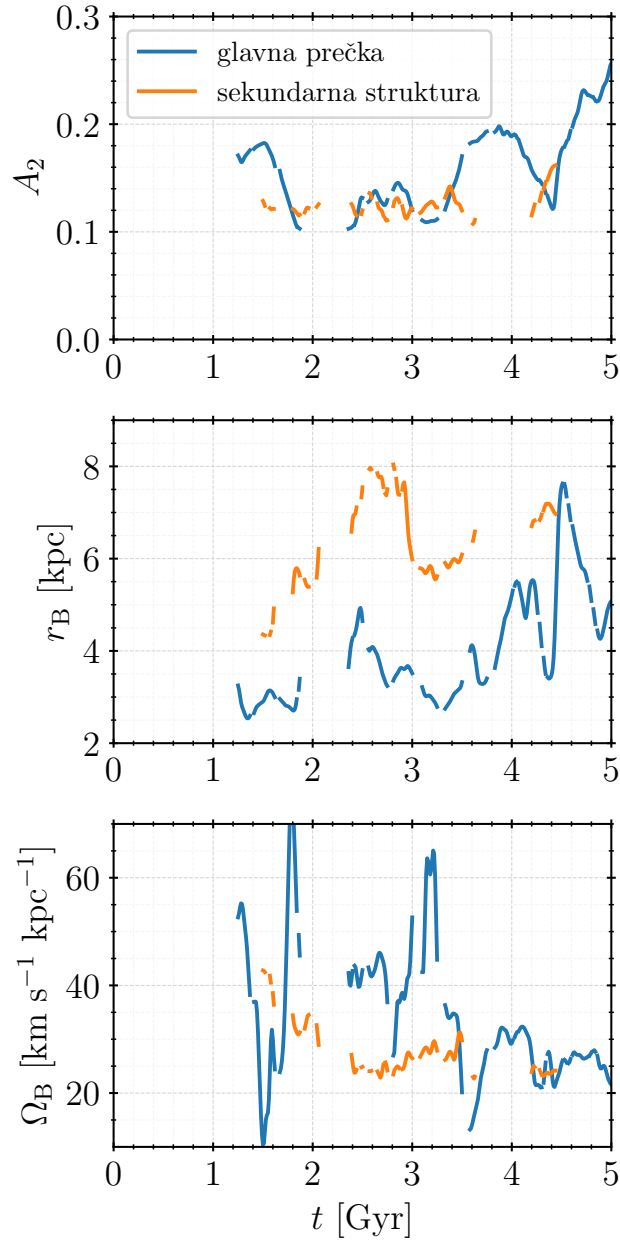
Simultano pojavljivanje više struktura koje smo identifikovali kao prečke (u nekim simulacijama) može se vizuelno manifestovati ili kao dvostruka prečka (poznata i kao prečka unutar prečke) ili kao prstenasta struktura koja obavija glavnu, rano formiranu prečku. Takve pojave su prisutne u simulacijama B30 i B40, ali samo tokom veoma kratkih perioda, dok je simulacija B35 posebno interesantna jer ove dve strukture koegzistiraju izuzetno dugo. Stoga ćemo ovde prikazati ovaj fenomen u simulaciji B35, na ilustrativan način, pošto detaljna analiza prevazilazi okvire ovog rada (ali svakako predstavlja sjajnu ideju za buduća istraživanja).

Posmatračka istraživanja ukazuju da čak (otprilike) jedna trećina prečkastih galaksija ima zapravo dvostruku prečku (Erwin & Sparke, 2002; Laine et al., 2002; Erwin, 2004), ali je pitanje načina formiranja ovakvih struktura i dalje otvoreno. Predloženi su brojni mehanizmi formiranja, koji se mogu podeliti u dve kategorije: unutrašnje, kratke prečke se formiraju nakon dotoka gasa kroz spoljašnju prečku većih radijalnih dimenzija (Friedli & Martinet, 1993; Heller, Shlosman & Englmaier, 2001; Shlosman & Heller, 2002; Englmaier & Shlosman, 2004) ili se mogu dinamički formirati usled lokalnih nestabilnosti unutrašnjih oblasti diskova galaksija (Debattista & Shen, 2007; Shen & Debattista, 2009; Du, Shen & Debattista, 2015). Iako prvobitna kategorija ograničava redosled formiranja dve strukture, to nije slučaj sa potonjom: unutrašnje prečke se mogu formirati pre spoljašnjih.

U našem slučaju, spoljašnja struktura (koja je identifikovana kao prečka) je potekla od



Slika 5.7: Primeri projekcije diska primarne galaksije viđenog spreda (unutrašnje oblasti gde je $R < 20 \text{ kpc}$) u simulaciji B35, u tri različita vremenska trenutka (odozgo na dole) navedenih na svakoj slici. Bele pune linije odgovaraju velikoj osi glavne, unutrašnje prečke (čiju smo evoluciju ispratili prethodno), dok bele isprekidane linije predstavljaju veliku osu sekundarne, spoljašnje strukture.



Slika 5.8: Evolucija parametara prečke (istih koji su prikazani na slici 5.6) u simulaciji B35. Plave linije odnose se na glavnu, unutrašnju prečku, dok narandžaste predstavljaju spoljašnju, sekundarnu strukturu, kako je naznačeno u legendi.

spiralnih grana, odnosno njihovih unutrašnjih segmenata koji brzo rotiraju, evoluiraju i namotavaju se oko sporo evoluirajuće rano formirane prečke. Tačnije, kako se prečka formira rano u bližim, jačim proletima, a opseg plimski formirane spiralne strukture je veći, počinjući na manjim radijusima u disku, unutrašnji segmenti spiralnih grana (koji svakako brže rotiraju) evoluiraju obmotavajući se oko formirane prečke. Ovo inicijalno dovodi do formiranja prstenaste strukture oko glavne prečke, koja dalje može evoluirati u dvostruku prečku. Ilustrativni primeri projekcije diska primarne galaksije viđenog spreda (odnosno, unutrašnje oblasti gde je $R < 20$ kpc), u simulaciji B35, u tri različita vremenska trenutka tokom simulacije kada je ovakva višestruka struktura prisutna, prikazani su na slici 5.7. Bele pune linije odgovaraju velikoj osi glavne prečke (čiju smo evoluciju ispratili prethodno), dok bele isprekidane linije predstavljaju veliku osu sekundarne strukture. Spiralno poreklo je najočiglednije u ranim fazama, na primer u $t = 1.87$ Gyr, kada sekundarna struktura ima skoro prstenasti oblik (ili, alternativno lučni). Kasnije, kako ove dve strukture evoluiraju, u $t = 3.20$ Gyr, spiralno poreklo je manje očigledno, ali su dve velike ose i dalje pod približno pravim uglom. Konačno, u kasnijim fazama simulacije, u $t = 4.37$ Gyr (ali i ranije), ova kombinovana struktura postaje izražena dupla prečka, karakteristična onim posmatrački uočenim.

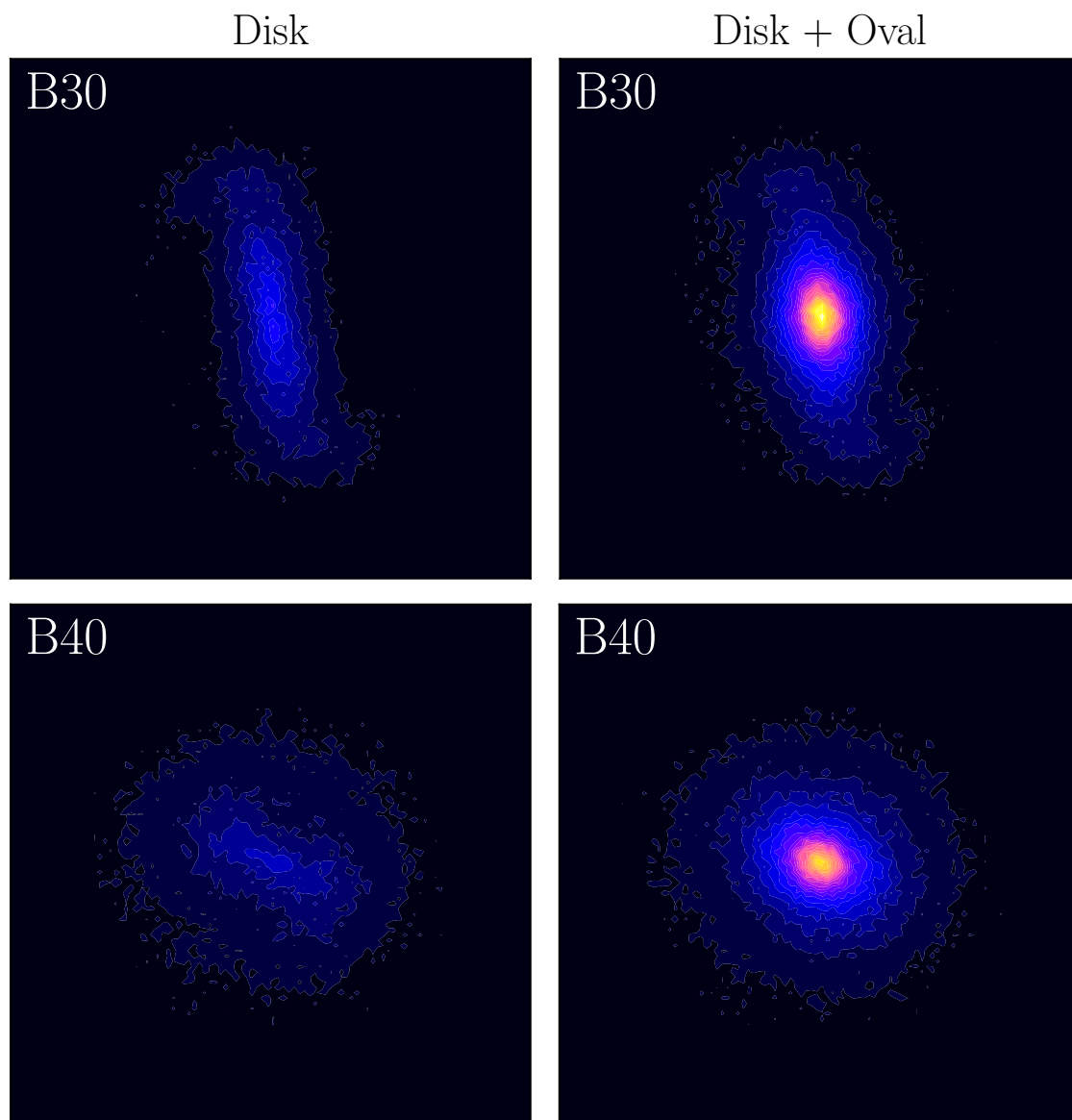
Evolucija parametara prečke (istih koji su prikazani na slici 5.6), za ove dve strukture u simulaciji B35, prikazana je na slici 5.8. Zanimljivo je primetiti da su jačine A_2 ove dve strukture uporedive, a kao što se i moglo očekivati, sekundarna struktura ima sistematski veće vrednosti dužine r_B . Uprkos tome što deluje veoma promenljivo¹, ugaona brzina Ω_B glavne prečke je viša od one koja odgovara sekundarnoj strukturi, što im i omogućava da koegzistiraju i ko-evoluiraju toliko dugo kao zasebne strukture. Štaviše, ovaj rezultat se prilično dobro slaže sa Debattista & Shen (2007), koji su primetili da, u slučaju dinamički formiranih duplih prečki, unutrašnje rotiraju znatno brže. U trenutku $t = 3.63$ Gyr, ove dve strukture se sinhronizuju, spajajući se u jednu prečku, što rezultuje naglim rastom glavne prečke (koja postaje jača, duža i počinje da rotira sporije). Ovakva višestruka struktura se ponovo pojavljuje u trenutku $t = 4.2$ Gyr, samo da bi se dve strukture koje je čine sinhronizovale i ponovo spojile u trenutku $t = 4.44$ Gyr. Nakon ovog konačnog spajanja u jednu jedinstvenu prečku, glavna prečka raste po jačini, ali postaje kraća bez ikakvih značajnih promena u ugaonoj brzini.

Uprkos tome što Łokas (2018) nije posebno diskutovala sličan fenomen, ovakva višestruka struktura može biti prisutna i u njenim simulacijama (mada tokom kraćih vremenskih perioda), naročito imajući u vidu Sliku 5 u tom radu, koja prikazuje mape evolucije $A_2(t, R)$ u svim simulacijama (nalik onima koje smo mi analizirali kvalitativno, prikazanim u okviru slike 5.2). Međutim, bez mape evolucije faze $\phi_2(t, R)$, ne možemo tvrditi sa apsolutnom sigurnošću da je to svakako slučaj.

5.4.2 Uočljivost i observabilnost prečki

Tokom naše analize i prezentovanja rezultata, lako se moglo primetiti da razmatramo samo čestice diska (što smo na kratko pomenuli i u okviru pododeljka 4.1.1). Ovo je pretežno zato što, u prisustvu masivnog centralnog ovala, suptilne (pa čak i manje suptilne) promene u disku ne bi bile lako uočljive. Međutim, to nameće pitanje: da li su ove kratke ili slabe prečke uopšte vidljive i mogu li se uočiti prilikom posmatranja galaksija? U slučaju kratkih prečki (npr. kada je $r_B \leq 4$ kpc), odgovor bi trebalo biti očigledan jer su te prečke u potpunosti unutar radijusa koji obuhvata 70% mase centralnog ovala (dakle, ne mogu biti vidljive). U slučaju dužih ali slabih prečki, odgovor nije toliko jasan. Kao ilustrativni primer, na slici 5.9 prikazane su površinske gustine diska viđenog spreda (u unutrašnjoj oblasti diska gde je $R < 15$ kpc), jedna pored druge, za slučaj kada su razmatrane samo čestice diska (levi grafici) i slučaj diska sa

¹Što je razumljivo, imajući u vidu relativno malu dužinu prečke i prethodno diskutovanu varijabilnost ugaone brzine na tako malim radijusima.



Slika 5.9: Površinske gustine (diska viđenog spreda) samo čestica diska (levi grafici) i diska sa uključenim česticama centralnog ovala (desni grafici) za dve različite simulacije: B30 (gornji gornji grafici) i B40 (donji grafici), u trenutku $t = 5$ Gyr, u unutrašnjoj oblasti diska gde je $R < 15$ kpc. Sve slike su normalizovane na apsolutnu maksimalnu gustinu koja se pojavljuje $\Sigma = 2.03 \cdot 10^8 M_{\odot} \text{ kpc}^{-3}$.

uključenim česticama centralnog ovala (ili, kraće, ovala kako je označeno na slici, desni grafici), za dve različite simulacije, B30 i B40 (gornji i donji grafici, respektivno), u trenutku $t = 5$ Gyr. Sve slike su normalizovane na apsolutnu maksimalnu gustinu koja se pojavljuje $\Sigma = 2.03 \cdot 10^8 M_{\odot} \text{ kpc}^{-3}$. Posebno smo odabrali ove simulacije, jer one najbolje ilustruju našu trenutnu diskusiju: prečka u simulaciji B30 je prilično dugačka i jaka, dok je ona u simulaciji B40 dovoljno dugačka, ali relativno slaba. Postaje jasno da se jače prečke (npr. kada $A_2 > 0.2$) i dalje mogu detektovati i videti, čak i u prisustvu masivnog centralnog ovala, ali poprimaju okularni oblik. Nasuprot njima, slabije prečke, uprkos svojoj dovoljno velikoj dužini, nisu uočljive. Iako nisu lako uočljive i teško ih je (ili čak nemoguće) detektovati prilikom posmatranja, ove prečke i dalje mogu doprineti razmeni momenta impulsa između različitih komponenti galaksije ili njenih različitih regiona i čak, u prisustvu gasa, značajno doprineti prilivu gasa u centar galaksije. Unutrašnje prečke manjih radijalnih razmera, nalik onima koje smo prethodno predstavili u slučaju višestruke strukture, su naročito efikasne u transportu gasa i njegovog priliva do centra, a mogu čak i izazvati aktivnost galaktičkog jezgra (Shlosman, Frank & Begelman, 1989; Shlosman, Begelman & Frank, 1990).

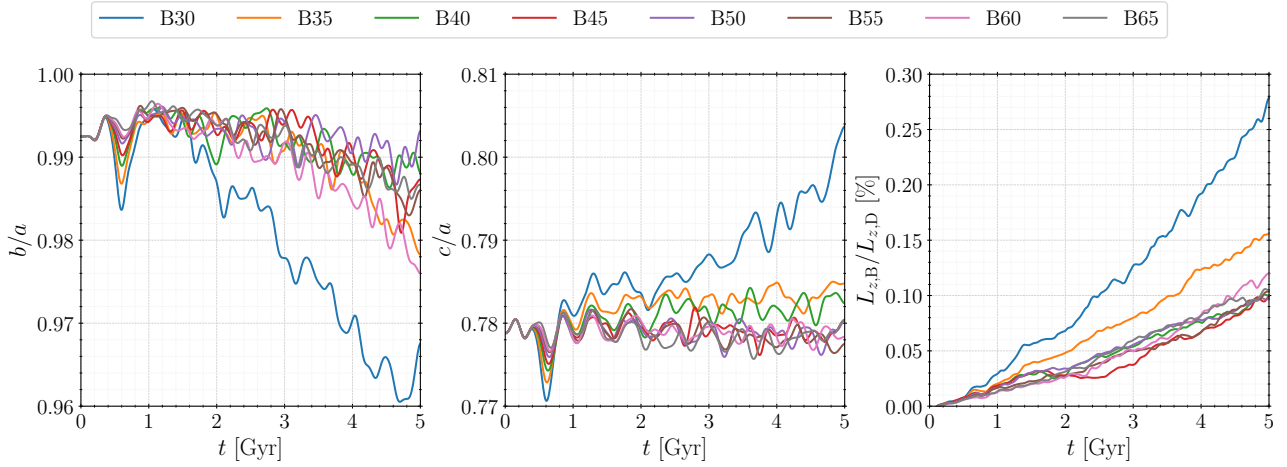
Ova mogućnost lakog razdvajanja podsistema galaksije, diska i centralnog ovala, je očigledno vrlo atraktivna prednost numeričkih simulacija. U praksi, prilikom posmatranja realnih galaksija, to nije slučaj, a prisustvo centralnog ovala (naročito u slučaju kada je on masivan i većih dimenzija) može da kontaminira analizu i načini pouzdanu detekciju prečki još težom i izazovnijim. Ovo uvodi dodatne probleme u istraživanja koja se bave ulogom prečki u mehanizmu priliva gasa u centar galaksije koji služi kao gorivo za aktivna galaktička jezgra. Veliki broj istraživanja je odrađen na ovu temu, ali sa oprečnim rezultatima (npr. Laine et al., 2002; Coelho & Gadotti, 2011; Oh et al., 2012; Alonso et al., 2013, 2014; Cheung et al., 2015; Galloway et al., 2015; Goulding et al., 2017; Silva-Lima et al., 2022). Odnosno, pitanje da li prečke daju dovoljno značajan doprinos aktiviranju galaktičkog jezgra je i dalje otvoreno. Ovi oprečni rezultati se mogu delimično objasniti razlikama u metodologiji koja se koristi za detekciju kako prečki, tako i aktivnosti galaktičkog jezgra. Na primer, Lee et al. (2019), proučavajući galaksije visokog sjaja iz baze SDSS/DR7² (eng. *Sloan Digital Sky Survey, Data Release 7*), primetili su da udeo prekastih galaksija umnogome zavisi od metode koja se koristi za detekciju prečke (vizuelna detekcija, fitovanje elipsi, Furijeova metoda). Na osnovu naših rezultata, možemo sa sigurnošću tvrditi da postoji dodatni problem, koji može biti povezan sa odabirom uzorka galaksija, jer neke prečke nisu jasno vidljive i ne mogu se pouzdano detektovati nijednom metodom.

5.5 Uticaj na sferne komponente

Klasični centralni ovali su prilično otporni na prolete galaksija, kao što su već pokazali Kumar et al. (2021). Međutim, zarad kompletnosti analize, isprat ćemo evoluciju oblika centralnog ovala i z -komponente vektora momenta impulsa u odnosu na z -komponentu momenta impulsa diska $L_{z,B}/L_{z,D}$. Poređenje sa diskom radimo jer, podsetimo se, disk je jedini podsistem primarne galaksije koji u početnom trenutku rotira. Stoga ovakav relativni oblik izvesne mere rotacije centralnog ovala predstavlja koliko je uopšte značajna promena njegove rotacije u odnosu na čitavu galaksiju (tj. u odnosu na disk koji tome najviše doprinosi). Razmatramo samo z -komponentu ovog vektora jer je sistem repositioniran i rotiran tako da se vektor momenta impulsa diska poklapa sa pozitivnim smerom z ose. Moment impulsa bilo koje komponente \vec{L} nalazimo preko:

$$\vec{L} = \sum_i m_i (\vec{r}_i \times \vec{v}_i) \quad (5.2)$$

²<http://cas.sdss.org/dr7/en/>



Slika 5.10: Evolucija centralnog ovala, sleva na desno: odnos osa b/a , c/a i z -komponenta momenta impulsa u odnosu na z -komponentu momenta impulsa diska $L_{z,B}/L_{z,D}$, data u procentima. Različite simulacije su predstavljene različitim bojama linija, kao što je naznačeno u legendi.

gde se sumiranje vrši po svim česticama odgovarajućeg podsistema sa masama m_i , pozicionim vektorima \vec{r}_i i vektorima brzine \vec{v}_i . Dakle, računamo ukupni moment impulsa podsistema koji potiče od rotacije tog podsistema jer je primarna galaksija centrirana i ne kreće se po orbiti (odnosno, nema orbitalnu komponentu momenta impulsa).

Kako bismo odredili oblik centralnog ovala i ispratili njegovu evoluciju, najpre je neophodno odrediti tenzor momenta inercije. Sve komponente tenzora momenta inercije centralnog ovala nalazimo preko:

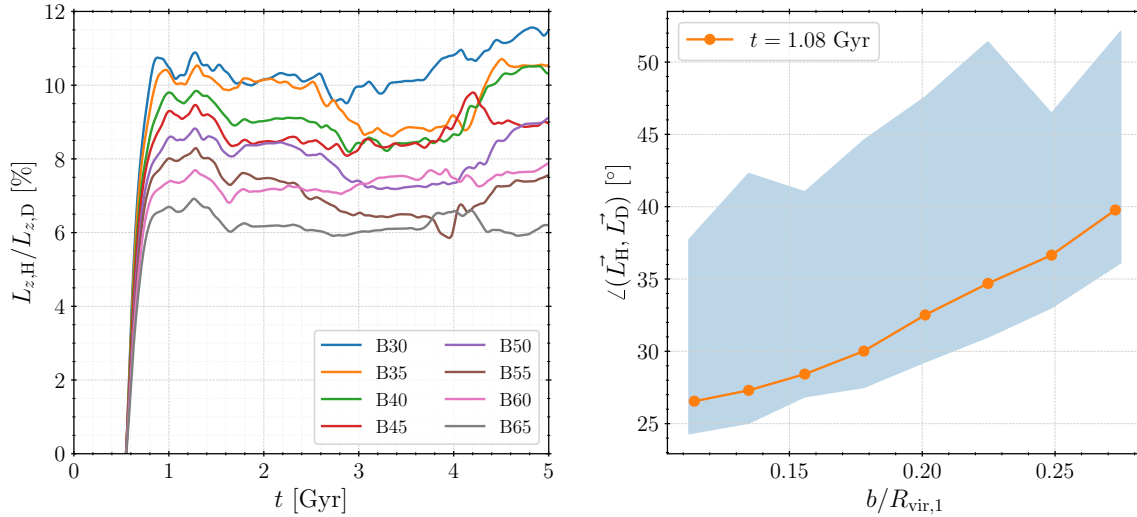
$$I_{jk} = \sum m x_j x_k \quad (5.3)$$

gde je m masa čestice centralnog ovala, sumiranje se vrši po svim česticama a j, k uzimaju sve vrednosti iz skupa $\{1, 2, 3\}$ tako da su $x_1 = x$, $x_2 = y$ i $x_3 = z$, odnosno koordinate svake čestice. Rešavanjem svojstvenog problema ovog tenzora dobija se skup svojstvenih vrednosti $\{I_1, I_2, I_3\}$, koje se sortiraju tako da važi $I_1 \geq I_2 \geq I_3$. Ove svojstvene vrednosti predstavljaju momente inercije centralnog ovala u odnosu na x , y i z osu, respektivno. Konačno, informacije o obliku centralnog ovala, odnosno o njegovim osama: velikoj a , srednjoj b i maloj c (tako da važi $a \geq b \geq c$) nalazimo preko:

$$\frac{b}{a} = \sqrt{\frac{I_2}{I_1}} \quad \text{i} \quad \frac{c}{a} = \sqrt{\frac{I_3}{I_1}}. \quad (5.4)$$

Evolucija svih ovih parametara centralnog ovala prikazana je na slici 5.10. Jasno je da centralni ovali, generalno, nemaju savršeno sferan oblik, već su u nekoj meri spljošteni na polovima, mada se uprkos tome mogu smatrati za sferni podsistem (u poređenju sa diskom, na primer). Sa slike se može, naizgled, učiniti da se, bar u simulaciji B30, oblik i rotacija centralnog ovala značajno menjaju. Međutim, uvidom u same vrednosti tih promena jasno je da to nije slučaj: oblik centralnog ovala je samo blago izmenjen, a konačna rotacija, odnosno z -komponenta momenta impulsa centralnog ovala odgovara tek $\sim 0.28\%$ ukupne vrednosti iste veličine diska. Oba ova efekta nisu direktna posledica proleta galaksija, već nastaju zbog brzo evoluirajuće, jake i dugačke prečke, koja se formira u toj simulaciji i njene interakcije sa centralnim ovalom (npr. Kataria & Das, 2018, 2019).

Treba, ipak, imati u vidu da su klasični centralni ovali otporni na prolete galaksija upravo zato što su kompaktni i nalaze se u centru galaksije. U slučaju da je primarna galaksija eliptična, njena zvezdana raspodela ne bi bila dovoljno kompaktna te bi značajna razmena momenta

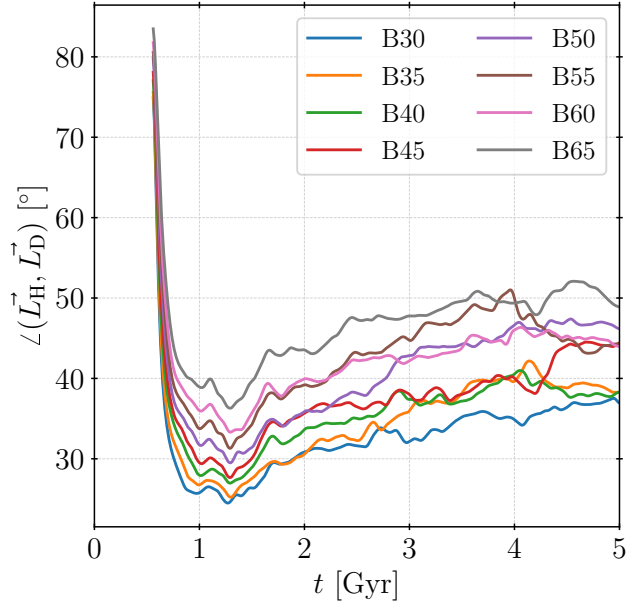


Slika 5.11: *Levi grafik*: Evolucija z -komponente momenta impulsa haloa tamne materije u odnosu na z -komponentu momenta impulsa diska $L_{z,H}/L_{z,D}$, data u procentima. Različite simulacije su predstavljene različitim bojama linija. *Desni grafik*: Ugaono odstupanje između dva različita vektora momenta impulsa (haloa tamne materije i diska) nakon što se interakcija završi, u funkciji relativnog parametra sudara. Narandžaste tačke predstavljaju vrednosti u različitim simulacijama na kraju proleta, u $t = 1.08$ Gyr, a oblast obojena plavom bojom kasnije varijacije ovog ugaonog odstupanja, nakon interakcije, do kraja svake simulacije.

impulsa tokom interakcije bila moguća. Usled toga, sasvim bi bilo razumljivo očekivati i značajnije izmene oblika zvezdane komponente takve galaksije, pa čak i promenu morfološkog tipa iz eliptične u sočivastu galaksiju. Ovo je, naravno, čisto spekulativni komentar jer na osnovu našeg istraživanja nemamo podatke na osnovu kojih bismo ovo mogli sa sigurnošću tvrditi.

Halo tamne materije koji u početnom trenutku ne rotira, upravo zbog svoje razvučenosti (tj. prostorne veličine) je prvi koji oseća posledice proleta galaksija. Sekundarna galaksija prenosi deo svog orbitalnog momenta impulsa na rotacioni moment impulsa haloa tamne materije tokom interakcije (odnosno, halo tamne materije, u celini, stiće neku nezanemarljivu rotaciju). U početku, ovaj rotacioni moment impulsa koji halo tamne materije stiće je poravnat sa orbitom sekundarne galaksije (odnosno, nalaze se u istoj ravni i istog su pravca) zbog takozvanog rotacija-orbita poravnanja (eng. *spin-orbit alignment*, Moon et al., 2021; An et al., 2021). To znači da je taj početno zadobijeni moment impulsa haloa tamne materije normalan na vektor momenta impulsa diska. Međutim, ovo ne traje dugo, a halo se ubrzo prilagođava kako bi se njegov pravac i smer rotacije manje-više uskladio i poklopio sa rotacijom diska, čak pre nego što se interakcija završi. Na isti način kao za centralni oval, na levom grafiku na slici 5.11 prikazana je evolucija z -komponente momenta impulsa haloa tamne materije u odnosu na z -komponentu momenta impulsa diska $L_{z,H}/L_{z,D}$. Stvarna vrednost povećanja momenta impulsa haloa tamne materije (odnosno, rotacije koju on zadobija) je nešto veća zbog ugaonog odstupanja između vektora momenata impulsa ova dva podsistema (naime, rotacija haloa se nikada u potpunosti ne usaglasi i sinhronizuje sa rotacijom diska) i ona varira između 14.3% u simulaciji sa najbližim proletom (B30) i 9.9% u onoj sa najdaljim (B65), izraženo u procentima u odnosu na rotaciju diska. Dakle, zadobijena rotacija haloa tamne materije prilikom proleta je u jasnoj i očiglednoj antikorelaciji sa parametrom sudara (i alternativno, u direktnoj korelaciji sa jačinom interakcije).

Pomenuto ugaono odstupanje između vektora momenta impulsa haloa tamne materije i onog koji odgovara disku, nakon što se interakcija završi u $t = 1.08$ Gyr, $\angle(\vec{L}_H, \vec{L}_D)$, u funkciji relativnog parametra sudara, je prikazano na desnom grafiku na slici 5.11. Narandžaste tačke



Slika 5.12: Evolucija ugaonog odstupanja između dva različita vektora momenta impulsa (haloa tamne materije i diska), $\angle(\vec{L}_H, \vec{L}_D)$, počevši od trenutka kada se sekundarna galaksija nađe u pericentru svoje putanje (kada se dostigne međusobno rastojanje koje odgovara parametru sudara), u svim simulacijama. Različite simulacije su predstavljene različitim bojama linija, kao što je naznačeno u legendi.

predstavljaju vrednosti u različitim simulacijama na kraju proleta, u $t = 1.08$ Gyr, a oblast obojena plavom bojom kasnije varijacije ovog ugaonog odstupanja, nakon interakcije, do kraja svake simulacije. Sa slike je očigledno da se rotacija haloa nikada savršeno ne poklapa sa rotacijom diska i da postoji skoro linearna korelacija između ovog ugaonog odstupanja i parametra sudara. Opsezi varijacija ovog ugaonog odstupanja su uglavnom uporedivi između simulacija, sa trendom rasta u svim simulacijama. Moguće je da trend rasta ugaonog odstupanja nije eksplicitno jasan sa slike. Zato treba obratiti pažnju da varijacije koje idu u smeru smanjenja ugaonog odstupanja nakon trenutka u kome se interakcija završi ($t = 1.08$ Gyr, narandžaste tačke) pokrivaju mnogo manji opseg od onih koje idu u smeru povećanja ove veličine. Kako bi to bilo eksplicitno jasno i neupitno, na slici 5.12 prikazana je evolucija ovog ugaonog odstupanja počevši od trenutka kada se sekundarna galaksija nađe u pericentru svoje putanje (kada se dostigne međusobno rastojanje koje odgovara parametru sudara, u $t = 0.56$ Gyr), u svim simulacijama.

Međutim, trebalo bi naglasiti da smo ovde razmatrali halo tamne materije u celini. Poznato je da su njegove unutrašnje oblasti (u okviru kojih se nalazi i vidljiva komponenta galaksije) obično sklone mnogo češćim i burnijim promenama orijentacije rotacije, odnosno vektora momenta impulsa, koje često premašuju vrednosti od $\sim 45^\circ$ (u odnosu na vektor momenta impulsa diska, Bett & Frenk, 2012). Takve promene (koje mi nismo posebno razmatrali jer prevazilaze okvire ovog rada), naročito imajući u vidu oblasti haloa tamne materije kojih se one tiču, mogu značajno da utiču na evoluciju vidljive komponente galaksije, pre svega diska. Uzimajući sve to u obzir, moglo bi se reći da ovi efekti verovatno doprinose neobičnim i neujednačenim efektima (u kontekstu zavisnosti od parametra sudara) koje dalji i slabiji proleti uzrokuju u disku primarne galaksije, a naročito uticajima na već postojeću nestabilnost prečke.

Poglavlje 6

Rezime i zaključak

6.1 Rezime

U prvom poglavlju napravljen je uvod u osnove morfologije i evolucije galaksija, definisani su osnovni elementi i mere jačina interakcija galaksija, diskutovane mogućnosti njihove klasifikacije i istaknut njihov značaj po evoluciju galaksija. Definisani su proleti galaksija, koji su fenomenološki predmet ove disertacije, predstavljene njihove osnovne karakteristike dobijene iz kosmoloških simulacija i napravljen pregled relevantnih istraživanja iz ove oblasti. Obrazložena je motivacija ove disertacije i jasno su definisani ciljevi istraživanja.

U drugom poglavlju predstavljen je veći deo tehničke osnove disertacije. Dati su recepti za modelovanje galaksija korišćenjem programskog paketa `GalactICs`, predstavljene su osnove numeričkih simulacija i diskutovana praktična primena javno dostupnog programa za realizaciju simulacija `Gadget2`. Predstavljene su i diskutovani modeli galaksija i simulacije proleta, realizovane za potrebe ove disertacije. Naročita pažnja je posvećena opravdanosti i značaju simulacija izolovanih galaksija i događaja. Istaknuto je da je prednost ovakvih simulacija u odnosu na kosmološke u njihovoj boljoj vremenskoj rezoluciji koja omogućava finije ispitivanje evolucije galaksija, njihovih struktura i kratkoročnih efekata. Pokazano je da numeričke simulacije daju realističnije rezultate u odnosu na analitički ili semi-analitički pristup, kao i da razlike između ovih pristupa mogu biti značajne.

U trećem poglavlju je najpre opisan proces plimskog ogoljavanja u interakcijama galaksija koji predstavlja najznačajniju posledicu proleta galaksija po evoluciju sekundarne galaksije, koja je potom detaljno ispitana. Korišćene su tri različite procene mase haloa tamne materije i utvrđeno je da njegova preostala masa, nezavisno od metode procene, prati zakon logaritamskog rasta sa parametrom sudara (pri čemu izgubljena masa onda prati zakon eksponencijalnog opadanja). Takođe je utvrđeno da se zvezdana komponenta radijalno širi prateći zakon eksponencijalnog opadanja sa parametrom sudara. Rezultati ukazuju na to da je doprinos proleta galaksija formiranju egzotičnih galaksija sa iznenađujuće malom količinom tamne materije, kao i formiranju ultradifuznih galaksija, veoma značajan. U ekstremnim, manje tipičnim slučajevima ovakvih interakcija, moguće je samostalno formiranje ovakvih galaksija, bez dodatnih doprinosa.

U četvrtom poglavlju dat je pregled metoda detekcije morfoloških struktura koje se prilikom interakcija formiraju u diskovima galaksija - dvogranih spirala i prečki. Diskutovane su prednosti i mane ustaljenih metoda detekcije prečke korišćenjem elemenata Furijeove analize i predložena nova, modifikovana metoda. Prednost nove metode je u tome što je ona brza, efikasno pravi razliku između prečke i spiralne strukture, a može detektovati slabije i kraće prečke, kao i kompleksnije prečkaste strukture (npr. dvostruke prečke). Poslednje je od posebnog značaja budući da slične, a efikasne metode trenutno ne postoje.

U petom poglavlju je detaljno ispitana morfološka evolucija primarne galaksije, sa najvećim

fokusom na spiralnu strukturu i prečku. Utvrđeno je da se dvograne spirale formiraju u svim simulacijama tokom proleta, pri čemu su radijusi na kojima one počinju u korelaciji sa parametrom sudara, a njihove maksimalne jačine se mogu opisati obrnutom sigmoidnom funkcijom. Pokazano je da parametar sudara ne utiče na oblik spiralne strukture, niti na trajanje perioda tokom kojih je ona jasno izražena. Pokazano je da se prečke, čije su jačine u antikorelaciji sa parametrom sudara, formiraju samo u bližim, jačim proletima. Predstavljen je fenomen dvostruke prečke, za koji je utvrđeno, po prvi put, da može nastati evolucijom i namotavanjem spiralne strukture oko rano formirane prečke. Uticaji na već postojeće nestabilnosti u disku mogu biti raznovrsni i zaključeno je da je nemoguće razdvojiti uticaje proleta od sekularne evolucije. Klasični centralni ovali se mogu blago izmeniti u bližim, jačim proletima ali to nije direktna posledica proleta već njegove ko-evolucije sa formiranom prečkom. Halo tamne materije zadržava rotaciju koja je u antikorelaciji sa parametrom sudara i postoji ugaono odstupanje između momenta impulsa haloa tamne materije i iste veličine diska, koje je u korelaciji sa parametrom sudara.

6.2 Zaključak

Sa tehničke strane, pokazali smo ne samo da su izolovane simulacije N tela primenljive i praktične, već i poželjne i vrlo relevantne za istraživanja raznih fenomena koji zahtevaju finiju vremensku rezoluciju i realističniji pristup problemu od analitičkih ili semi-analitičkih pristupa. Dodatno, razvili smo praktičnu, brzu i efikasnu metodu za detekciju prečke koja uspešno detektuje prečke u diskovima galaksija u prisustvu spiralne strukture. Poseban značaj naše metode je što takođe detektuje dvostruke prečke, ali će taj značaj postati očigledniji u nekim budućim istraživanjima.

Sa fenomenološke strane, generalno govoreći, uspešno smo demonstrirali da tipični proleti galaksija, kada je odnos masa interagujućih galaksija mali, upravo zbog svojih karakteristika, rezultuju sličnim posledicama po evoluciju galaksija kao proleti galaksija uporedivih masa što su prethodna istraživanja mahom ignorisala. Ovo je naročito bitno jer skreće pažnju na to da bi takve, tipične prolete trebalo više izučavati budući da kosmološke simulacije nesumnjivo pokazuju da su oni česti. Uzimajući u obzir i njihovu učestanost i njihove karakteristike, moglo bi se reći da oni u značajnoj meri doprinose evoluciji galaksija danas.

Analizom evolucije sekundarne galaksije, koja je praktično uvek ignorisana, ustanovili smo da posledice proleta mogu biti veoma značajne. Plimskim ogoljavanjem sekundarna galaksija gubi velike količine tamne materije i primetili smo da preostala masa tamne materije prati zakon logaritamskog rasta sa parametrom sudara. Spekulisali smo da bi ekstremniji, odnosno jači ili bliži proleti usled toga mogli dovesti do formiranja galaksija sa iznenađujuće malom količinom tamne materije. Tokom izrade ove disertacije objavljeni su rezultati istraživanja koji upravo to potvrđuju (i koji su uvršćeni u diskusiju u okviru trećeg poglavlja). Takođe je utvrđeno da se zvezdana komponenta radialno širi prateći zakon eksponencijalnog opadanja sa parametrom sudara. To implicira da nešto manje tipični proleti, na primer bliži i nešto jači, mogu dovesti do formiranja ultradifuznih galaksija. U poslednjih par godina, sve je veći broj istraživanja koja ukazuju da bi ovo zaista mogao biti slučaj.

Detaljno smo ispitali morfološku evoluciju primarne galaksije, sa podjednakim fokusom na spiralnu strukturu i prečku, ali smo se osvrnuli i na uticaj proleta na sferne komponente galaksije - centralni oval i halo tamne materije. Rezultati i implikacije se mogu rezimirati na sledeći način:

1. Nakon proleta, a tokom evolucije diska primarne galaksije dolazi do smanjenja karakteristične dužine diska R_D i povećanja karakteristične visine z_D , što rezultuje zadebljanjem

diska, naročito u centralnoj oblasti. Ovaj efekat je izraženiji u bližim proletima. Za razliku od prethodnih istraživanja, ističemo da doprinosi zadebljanju diska promenama ove dve karakteristične veličine uveliko zavise od tipa morfološke strukture koja se formira u disku: spiralna struktura utiče mahom na smanjenje karakteristične dužine, dok prečke mogu dovesti do značajnog povećanja karakteristične visine.

2. Dvograna spiralna struktura se formira u svim simulacijama čak pre nego što se interakcija završi. Radijus na kome ona počinje je u korelaciji sa parametrom sudara, a njena maksimalna jačina se može dobro opisati obrnutom sigmoidnom funkcijom (ili alternativno, kubnom regresijom). Parametar sudara ne utiče na oblik (odnosno na ugao otklona i njegovu evoluciju) formirane spiralne strukture. Odgovor na pitanje o vremenu života spiralne strukture je kompleksan. Ukoliko se zahteva da spiralna struktura bude jasno uočljiva, parametar sudara ne utiče na njeno vreme života. Međutim, naznake spiralne strukture su duže prisutne u disku sa porastom parametra sudara. Odnosno, tako slobodnije definisano vreme života spiralne strukture je u korelaciji sa parametrom sudara. Posebno je važno što je i kraća procena za vreme života spiralne strukture dovoljno duga da sekundarna galaksija napusti neposrednu blizinu primarne, a što predstavlja potvrdu formiranja dvogranih spirala kroz interakcije (budući da ima posmatračkih primera koji to mogu dovesti u pitanje).
3. Kao direktna posledica proleta, kratka i relativno slaba prečka se formira odmah po završetku interakcije u bližim proletima sa parametrima sudara $b/R_{\text{vir},1} \leq 0.178$ i odgovarajućim jačinama interakcija $S \geq 0.076$. Njena dužina u trenutku formiranja je praktično konstantna i iznosi $r_B \sim 3$ kpc, dok je njena jačina u antikorelaciji sa parametrom sudara. Ta struktura je kratkog veka (< 1 Gyr) osim u simulacijama sa bližim, jačim proletima, gde je jačina interakcije $S \geq 0.129$. U tim slučajevima prečka nastavlja da raste i evoluira ali su primećeni i veoma kratki periodi kada ona nestaje.
4. Posebno smo diskutovali zanimljivu strukturu koja se javlja u simulaciji sa jačinom interakcije $S = 0.129$. Kako unutrašnji regioni spiralne strukture evoluiraju i namotavaju se oko rano formirane prečke, najpre se stvara prstenasta struktura oko prečke koja sporo raste. Ovakva dupla struktura ubrzo evoluira u duplu prečku koja preživljava kao takva zapanjujuće dugo. Smatramo da su uslovi za koegzistiranje ove dve strukture kao zasebne toliko dugo veoma strogi. Naime, formirana spiralna struktura mora da počinje na dovoljno malim radijusima, a rano formirana prečka mora da ima dovoljno sporu evoluciju (odnosno, da ne raste brzo po dužini) i da rotira dovoljno brzo. Ovaj scenario, kao neplaniran ali zanimljiv rezultat našeg istraživanja, treba ispitati detaljnije u budućnosti.
5. Diskutovali smo observabilnost detektovanih prečki, naročito uzimajući u obzir da su neke veoma slabe i kratke, a da je detekcija ignorisala doprinos centralnog ovala. Jasno je da neke od njih, možda većina, ne bi mogle biti uočene posmatranjima. Međutim, one i dalje doprinose transportu momenta impulsa, kao i dotoku gasa (u njegovom prisustvu, naravno) do centra. Tvrdimo da je ovo još jedan doprinos objašnjenju oprečnih rezultata istraživanja koja se bave vezom između postojanja prečke i aktivnosti galaktičkog jezgra.
6. Perturbacije koje dalji i slabiji proleti unose u potencijal primarne galaksije mogu uticati na najrazličitije načine na već postojeće blage nestabilnosti u disku, ali je ustanovljeno da je ipak nemoguće razdvojiti uticaje proleta od sekularne evolucije, budući da nikakva očigledna pravilnost sa parametrom sudara nije uočena.
7. Potvrdili smo da su klasični centralni ovali otporni na uticaje proleta ali oni i dalje mogu trpeti određene, blage posledice. Međutim, one nisu direktne posledice proleta već

indirektne, usled formiranja jake i dugačke prečke i upravo su, na neki način, potvrda procesa sekularne evolucije.

8. Halo tamne materije prilikom proleta zadobija nezanemarljivu rotaciju, čija je mera u antikorelaciji sa parametrom sudara. Inicijalno, pri početku rotacije, moment impulsa haloa tamne materije se poklapa sa vektorom brzine sekundarne galaksije (odnosno, leži u njenoj orbitalnoj ravni), što znači da je pod pravim uglom u odnosu na moment impulsa diska. Ubrzo se u nekoj meri sinhronizuje sa rotacijom diska, ali ne u potpunosti pa postoji ugaono odstupanje između vektora momenata impulsa ove dve komponente koje je u praktično linearnoj korelaciji sa parametrom sudara. Ovo je vrlo interesantan fenomen koji bi trebalo detaljnije ispitati u budućem radu.

Može se reći da smo, sa tehničkog aspekta realizacije i analize numeričkih simulacija, postavili temelj za buduća srodna istraživanja. Sa fenomenološke strane, vrlo je primetno da smo se proletima galaksija bavili uopšteno, u celini. Stoga su i mogućnosti za dalja, ali detaljnija, istraživanja na ovu temu brojne i mogu se granati u više različitih pravaca.

Međutim, uvek treba imati u vidu naučni značaj i doprinos, ma koliko samo istraživanje delovalo interesantno. Naime, ispitivanje galaksija manje mase i njihove evolucije, a naročito mogućnosti njihove transformacije u neke od egzotičnih tipova galaksija, rezultovalo bi samo još jednom u nizu studija koje se trenutno bave tom temom, budući da je to pitanje vrlo atraktivno. Naravno, ne isključujemo mogućnost takvog istraživanja u budućnosti, ali je divna posledica sveukupnog rada na ovoj disertaciji to što se izrodilo pregršt novih, različitih ideja.

Razvoj finije metode za detekciju prečke u diskovima galaksija, koja uspešno i efikasno detektuje duple strukture, nam pruža mogućnost da se bavimo fenomenom dvostrukih prečki, o kome se i dalje malo zna, kao i da potražimo takve galaksije u kosmološkim simulacijama. Pitanje momenta impulsa, odnosno rotacije, je naročito interesantno i od velikog značaja za strukturu i evoluciju galaksija, a istovremeno je zapanjujuće manje izučavano na skalama galaksija nego na većim, kosmološkim skalama. Izleti u multidisciplinarnost takođe deluju primamljivo. Ukratko, nema sumnje da će buduća istraživanja biti izazovna, ali svakako zanimljiva.

Literatura

- Abraham R. G., 1998, arXiv e-prints, pp astro-ph/9809131
- Ackermann S., Schawinski K., Zhang C., Weigel A. K., Turp M. D., 2018, MNRAS, 479, 415
- Aguerri J. A. L., Méndez-Abreu J., Corsini E. M., 2009, A&A, 495, 491
- Allen M., Behroozi P., Ma C.-P., 2019, MNRAS, 488, 4916
- Allington-Smith J. R., Ellis R., Zirbel E. L., Oemler Augustus J., 1993, ApJ, 404, 521
- Alonso M. S., Coldwell G., Lambas D. G., 2013, A&A, 549, A141
- Alonso S., Coldwell G., Lambas D. G., 2014, A&A, 572, A86
- An S.-H., Kim J., Moon J.-S., Yoon S.-J., 2019, ApJ, 887, 59
- An S.-H., Kim J., Moon J.-S., Yoon S.-J., 2021, ApJ, 914, 86
- Andredakis Y. C., Peletier R. F., Balcells M., 1995, MNRAS, 275, 874
- Ann H. B., Bae H. J., 2016, Journal of Korean Astronomical Society, 49, 239
- Aragon-Salamanca A., Ellis R. S., Couch W. J., Carter D., 1993, MNRAS, 262, 764
- Astropy Collaboration et al., 2013, A&A, 558, A33
- Astropy Collaboration et al., 2018, AJ, 156, 123
- Athanassoula E., 2003, MNRAS, 341, 1179
- Athanassoula E., Misiriotis A., 2002, MNRAS, 330, 35
- Athanassoula E., Lambert J. C., Dehnen W., 2005, MNRAS, 363, 496
- Athanassoula E., Machado R. E. G., Rodionov S. A., 2013, MNRAS, 429, 1949
- Bahcall J. N., Kirhakos S., Saxe D. H., Schneider D. P., 1997, ApJ, 479, 642
- Banfield J. K., et al., 2015, MNRAS, 453, 2326
- Barnes J. E., Hernquist L., 1992, ARA&A, 30, 705
- Barnes J., Hut P., 1986, Natur, 324, 446
- Battaglia G., Sollima A., Nipoti C., 2015, MNRAS, 454, 2401
- Bekki K., 2021, A&A, 647, A120
- Bekki K., Couch W. J., Drinkwater M. J., Gregg M. D., 2001, ApJL, 557, L39

Bekki K., Couch W. J., Drinkwater M. J., Shioya Y., 2003, MNRAS, 344, 399

Berentzen I., Athanassoula E., Heller C. H., Fricke K. J., 2004, MNRAS, 347, 220

Bernhard E., Tadhunter C. N., Pierce J. C. S., Dicken D., Mullaney J. R., Morganti R., Ramos Almeida C., Daddi E., 2022, MNRAS, 512, 86

Bett P. E., Frenk C. S., 2012, MNRAS, 420, 3324

Bhavsar S. P., 1981, ApJL, 246, L5

Binney J., Tremaine S., 2008, Galactic Dynamics: Second Edition. Princeton university press

Borukhovetskaya A., Errani R., Navarro J. F., Fattahi A., Santos-Santos I., 2022, MNRAS, 509, 5330

Buta R. J., Knapen J. H., Elmegreen B. G., Salo H., Laurikainen E., Elmegreen D. M., Puerari I., Block D. L., 2009, AJ, 137, 4487

Buta R. J., et al., 2010, ApJS, 190, 147

Butcher H., Oemler A. J., 1978, ApJ, 219, 18

Butcher H., Oemler A. J., 1984, ApJ, 285, 426

Carleton T., Errani R., Cooper M., Kaplinghat M., Peñarrubia J., Guo Y., 2019, MNRAS, 485, 382

Cavanagh M. K., Bekki K., 2020, A&A, 641, A77

Cavanagh M. K., Bekki K., Groves B. A., 2021, MNRAS, 506, 659

Cen R., 2014, ApJL, 785, L15

Chandrasekhar S., 1943, ApJ, 97, 255

Cheung E., et al., 2015, MNRAS, 447, 506

Choi J.-H., Weinberg M. D., Katz N., 2009, MNRAS, 400, 1247

Ćiprijanović A., Snyder G. F., Nord B., Peek J. E. G., 2020, Astronomy and Computing, 32, 100390

Ćiprijanović A., et al., 2021, MNRAS, 506, 677

Coelho P., Gadotti D. A., 2011, ApJL, 743, L13

Couch W. J., Ellis R. S., Sharples R. M., Smail I., 1994, ApJ, 430, 121

Couchman H. M. P., 1991, ApJL, 368, L23

Courteau S., de Jong R. S., Broeils A. H., 1996, ApJL, 457, L73

D’Onghia E., Vogelsberger M., Faucher-Giguere C.-A., Hernquist L., 2010, ApJ, 725, 353

Davis D. R., Hayes W. B., 2014, ApJ, 790, 87

Davis D. R., Hayes W. B., 2021, SpArcFiRe: SPiral ARC FINDER and REporter, Astrophysics Source Code Library, record ascl:2107.010 (ascl:2107.010)

De Rijcke S., Dejonghe H., Zeilinger W. W., Hau G. K. T., 2004, *A&A*, 426, 53

Debattista V. P., Shen J., 2007, *ApJL*, 654, L127

Dehnen W., 2001, *MNRAS*, 324, 273

Dehnen W., Read J. I., 2011, *European Physical Journal Plus*, 126, 55

Díaz-García S., Salo H., Knapen J. H., Herrera-Endoqui M., 2019, *A&A*, 631, A94

Dickinson H., et al., 2018, *ApJ*, 853, 194

Diemand J., Kuhlen M., Madau P., 2007, *ApJ*, 667, 859

Domínguez Sánchez H., et al., 2019, *MNRAS*, 484, 93

Dressler A., 1980a, *ApJS*, 42, 565

Dressler A., 1980b, *ApJ*, 236, 351

Dressler A., 1984, *ARA&A*, 22, 185

Dressler A., Oemler Augustus J., Butcher H. R., Gunn J. E., 1994, *ApJ*, 430, 107

Du M., Shen J., Debattista V. P., 2015, *ApJ*, 804, 139

Dubinski J., Chakrabarty D., 2009, *ApJ*, 703, 2068

Dvorkin C., et al., 2022, arXiv e-prints, p. arXiv:2203.08056

Efstathiou G., Lake G., Negroponte J., 1982, *MNRAS*, 199, 1069

Efstathiou G., Davis M., White S. D. M., Frenk C. S., 1985, *ApJS*, 57, 241

Elmegreen D. M., Sundin M., Elmegreen B., Sundelius B., 1991, *A&A*, 244, 52

Eneev T. M., Kozlov N. N., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 22, 41

Engler C., et al., 2021, *MNRAS*, 500, 3957

Englmaier P., Shlosman I., 2004, *ApJL*, 617, L115

Erwin P., 2004, *A&A*, 415, 941

Erwin P., Sparke L. S., 2002, *AJ*, 124, 65

Falcón-Barroso J., Knapen J. H., 2013, *Secular Evolution of Galaxies*. Cambridge University Press

Famaey B., McGaugh S., Milgrom M., 2018, *MNRAS*, 480, 473

Ferré-Mateu A., Forbes D. A., Romanowsky A. J., Janz J., Dixon C., 2018, *MNRAS*, 473, 1819

Friedli D., Martinet L., 1993, *A&A*, 277, 27

Gajda G., Łokas E. L., 2016, *ApJ*, 819, 20

Gajda G., Łokas E. L., Athanassoula E., 2018, *ApJ*, 868, 100

Galloway M. A., et al., 2015, *MNRAS*, 448, 3442

Garcia Gomez C., Athanassoula E., 1993, *A&AS*, 100, 431

Genina A., Read J. I., Fattahi A., Frenk C. S., 2022, *MNRAS*, 510, 2186

Gerin M., Combes F., Athanassoula E., 1990, *A&A*, 230, 37

Gharat S., Dandawate Y., 2022, *MNRAS*, 511, 5120

Ghosh A., Urry C. M., Wang Z., Schawinski K., Turp D., Powell M. C., 2020, *ApJ*, 895, 112

Gnedin O. Y., 2003, *ApJ*, 582, 141

Gómez F. A., White S. D. M., Grand R. J. J., Marinacci F., Springel V., Pakmor R., 2017, *MNRAS*, 465, 3446

Goto T., et al., 2003, *PASJ*, 55, 739

Goulding A. D., et al., 2017, *ApJ*, 843, 135

Hau G. K. T., Thomson R. C., 1994, *MNRAS*, 270, L23

Hausman M. A., Ostriker J. P., 1978, *ApJ*, 224, 320

Heller C., Shlosman I., Englmaier P., 2001, *ApJ*, 553, 661

Hernquist L., 1990, *ApJ*, 356, 359

Hockney R. W., Eastwood J. W., 1988, *Computer simulation using particles*. Bristol: Hilger

Holmberg E., 1940, *ApJ*, 92, 200

Holmberg E., 1941, *ApJ*, 94, 385

Hubble E. P., 1926, *ApJ*, 64, 321

Hwang J.-S., Park C., Banerjee A., Hwang H. S., 2018, *ApJ*, 856, 160

Iannuzzi F., Athanassoula E., 2013, *MNRAS*, 436, 1161

Iodice E., et al., 2021, *A&A*, 652, L11

Iorio G., Nipoti C., Battaglia G., Sollima A., 2019, *MNRAS*, 487, 5692

Jackson R. A., et al., 2021, *MNRAS*, 502, 1785

Jarosik N., et al., 2011, *ApJS*, 192, 14

Jedrzejewski R. I., 1987, *MNRAS*, 226, 747

Jogee S., et al., 2004, *ApJL*, 615, L105

Jones M. G., Bennet P., Mutlu-Pakdil B., Sand D. J., Spekkens K., Crnojević D., Karunakaran A., Zaritsky D., 2021, *ApJ*, 919, 72

Joseph R. D., Wright G. S., 1985, *MNRAS*, 214, 87

Kaffe P. R., Sharma S., Lewis G. F., Robotham A. S. G., Driver S. P., 2018, *MNRAS*, 475, 4043

Kataria S. K., Das M., 2018, MNRAS, 475, 1653

Kataria S. K., Das M., 2019, ApJ, 886, 43

Kazantzidis S., Łokas E. L., Callegari S., Mayer L., Moustakas L. A., 2011, ApJ, 726, 98

Kendall S., Kennicutt R. C., Clarke C., 2011, MNRAS, 414, 538

Kendall S., Clarke C., Kennicutt R. C., 2015, MNRAS, 446, 4155

Kim J. H., Peirani S., Kim S., Ann H. B., An S.-H., Yoon S.-J., 2014, ApJ, 789, 90

Kim T., Gadotti D. A., Athanassoula E., Bosma A., Sheth K., Lee M. G., 2016, MNRAS, 462, 3430

Kim S., Jeong H., Rey S.-C., Lee Y., Lee J., Joo S.-J., Kim H.-S., 2020, ApJ, 903, 65

Klimentowski J., Łokas E. L., Kazantzidis S., Mayer L., Mamon G. A., 2009, MNRAS, 397, 2015

Knebe A., Gill S. P. D., Gibson B. K., 2004, PASA, 21, 216

Koppula S., et al., 2021, arXiv e-prints, p. arXiv:2102.05182

Kormendy J., Kennicutt Robert C. J., 2004, ARA&A, 42, 603

Kormendy J., Norman C. A., 1979, ApJ, 233, 539

Kravtsov A. V., Klypin A. A., Bullock J. S., Primack J. R., 1998, ApJ, 502, 48

Kuijken K., Dubinski J., 1995, MNRAS, 277, 1341

Kumar A., Das M., Kataria S. K., 2021, MNRAS, 506, 98

L'Huillier B., Park C., Kim J., 2015, MNRAS, 451, 527

Laine S., Shlosman I., Knapen J. H., Peletier R. F., 2002, ApJ, 567, 97

Lang M., Holley-Bockelmann K., Sinha M., 2014, ApJL, 790, L33

Larson R. B., Tinsley B. M., 1978, ApJ, 219, 46

Lavery R. J., Henry J. P., 1986, ApJL, 304, L5

Lee J., et al., 2018, ApJ, 864, 69

Lee Y. H., Ann H. B., Park M.-G., 2019, ApJ, 872, 97

Lin C. C., Shu F. H., 1964, ApJ, 140, 646

Lin C. C., Shu F. H., 1966, Proceedings of the National Academy of Science, 55, 229

Lin L., et al., 2008, ApJ, 681, 232

Lintott C. J., et al., 2008, MNRAS, 389, 1179

Łokas E. L., 2018, ApJ, 857, 6

Łokas E. L., 2020, A&A, 638, A133

Łokas E. L., Ebrova I., del Pino A., Sybilska A., Athanassoula E., Semczuk M., Gajda G., Fouquet S., 2016, *ApJ*, 826, 227

Lotz J. M., Jonsson P., Cox T. J., Primack J. R., 2010, *MNRAS*, 404, 575

Ma J., 2002, *A&A*, 388, 389

Maccio A. V., Dutton A. A., van den Bosch F. C., Moore B., Potter D., Stadel J., 2007, *MNRAS*, 378, 55

Maccio A. V., Prats D. H., Dixon K. L., Buck T., Waterval S., Arora N., Courteau S., Kang X., 2021, *MNRAS*, 501, 693

Martin G., Kaviraj S., Hocking A., Read S. C., Geach J. E., 2020, *MNRAS*, 491, 1408

Martin G., et al., 2021, *MNRAS*, 500, 4937

Martinez-Valpuesta I., Aguerri J. A. L., González-García A. C., Dalla Vecchia C., Stringer M., 2017, *MNRAS*, 464, 1502

Martinovic N., Micic M., 2017, *MNRAS*, 470, 4015

Martinovic N., et al., 2017, *Publications de l’Observatoire Astronomique de Beograd*, 96, 257

Masters K. L., et al., 2011, *MNRAS*, 411, 2026

Mastropietro C., Moore B., Mayer L., Debattista V. P., Piffaretti R., Stadel J., 2005, *MNRAS*, 364, 607

Matthews T. A., Morgan W. W., Schmidt M., 1964, *ApJ*, 140, 35

Merritt D., 1996, *AJ*, 111, 2462

Mitrasinovic A., Micic M., Martinovic N., Smole M., Milosevic S., 2018, *Publications de l’Observatoire Astronomique de Beograd*, 98, 167

Mitrašinovic A., Micic M., 2022, The role of impact parameter in typical close galaxy flybys, under review

Mitrašinovic A., Vukotic B., Micic M., Cirkovic M., 2022, Dynamical aspect of habitability of a simulated Milky Way-like galaxy, in prep.

Mitrašinovic A., 2022, *Serbian Astronomical Journal*, 204, 39

Miwa T., Noguchi M., 1998, *ApJ*, 499, 149

Mo H., van den Bosch F. C., White S., 2010, *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press

Montes M., Infante-Sainz R., Madrigal-Aguado A., Román J., Monelli M., Borlaff A. S., Trujillo I., 2020, *ApJ*, 904, 114

Moon J.-S., An S.-H., Yoon S.-J., 2021, *ApJ*, 909, 34

Moore B., Katz N., Lake G., Dressler A., Oemler A., 1996, *Natur*, 379, 613

Moore B., Lake G., Katz N., 1998, *ApJ*, 495, 139

Moore B., Lake G., Quinn T., Stadel J., 1999, MNRAS, 304, 465

Moreno J., et al., 2022, Nature Astronomy,

Morgan W. W., 1958, PASP, 70, 364

Morgan W. W., 1959, PASP, 71, 394

Morgan W. W., 1971, AJ, 76, 1000

Morgan W. W., Mayall N. U., 1957, PASP, 69, 291

Morgan W. W., Osterbrock D. E., 1969, AJ, 74, 515

Muldrew S. I., et al., 2012, MNRAS, 419, 2670

NOAO 1999, IRAF: Image Reduction and Analysis Facility, Astrophysics Source Code Library, record ascl:9911.002 (ascl:9911.002)

Nair P. B., Abraham R. G., 2010, ApJS, 186, 427

Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493

Nelson D., et al., 2019, MNRAS, 490, 3234

Niemiec A., et al., 2017, MNRAS, 471, 1153

Niemiec A., Jullo E., Giocoli C., Limousin M., Jauzac M., 2019, MNRAS, 487, 653

Noguchi M., 1987, MNRAS, 228, 635

Ntampaka M., et al., 2019, BAAS, 51, 14

Ogiya G., 2018, MNRAS, 480, L106

Ogiya G., van den Bosch F. C., Burkert A., 2022, MNRAS, 510, 2724

Oh S. H., Kim W.-T., Lee H. M., Kim J., 2008, ApJ, 683, 94

Oh S., Oh K., Yi S. K., 2012, ApJS, 198, 4

Oh S. H., Kim W.-T., Lee H. M., 2015, ApJ, 807, 73

Okamoto T., Habe A., 1999, ApJ, 516, 591

Okamoto T., Nagashima M., 2001, ApJ, 547, 109

Ostriker J. P., Hausman M. A., 1977, ApJL, 217, L125

Pearson W. J., Wang L., Trayford J. W., Petrillo C. E., van der Tak F. F. S., 2019, A&A, 626, A49

Peschken N., Łokas E. L., 2019, MNRAS, 483, 2721

Pettitt A. R., Wadsley J. W., 2018, MNRAS, 474, 5645

Pettitt A. R., Tasker E. J., Wadsley J. W., 2016, MNRAS, 458, 3990

Pettitt A. R., Tasker E. J., Wadsley J. W., Keller B. W., Benincasa S. M., 2017, MNRAS, 468, 4189

Pfeffer J., Baumgardt H., 2013, MNRAS, 433, 1997

Pfeffer J., Griffen B. F., Baumgardt H., Hilker M., 2014, MNRAS, 444, 3670

Pillepich A., et al., 2019, MNRAS, 490, 3196

Power C., Navarro J. F., Jenkins A., Frenk C. S., White S. D. M., Springel V., Stadel J., Quinn T., 2003, MNRAS, 338, 14

Prugniel P., Simien F., 1997, A&A, 321, 111

Puerari I., Block D. L., Elmegreen B. G., Frogel J. A., Eskridge P. B., 2000, A&A, 359, 932

Read J. I., Wilkinson M. I., Evans N. W., Gilmore G., Kleyna J. T., 2006, MNRAS, 366, 429

Reshetnikov V. P., Mosenkov A. V., Moiseev A. V., Kotov S. S., Savchenko S. S., 2016, MNRAS, 461, 4233

Reza M., 2021, Astronomy and Computing, 37, 100492

Sales L. V., Navarro J. F., Peñafiel L., Peng E. W., Lim S., Hernquist L., 2020, MNRAS, 494, 1848

Salmon J. K., Warren M. S., 1994, Journal of Computational Physics, 111, 136

Salo H., Laurikainen E., Buta R., Knapen J. H., 2010, ApJL, 715, L56

Sandage A., 2005, ARA&A, 43, 581

Sanders D. B., Mirabel I. F., 1996, ARA&A, 34, 749

Saulder C., Snaith O., Park C., Laigle C., 2020, MNRAS, 491, 1278

Sazonova E., et al., 2020, ApJ, 899, 85

Sellwood J. A., 2014, Reviews of Modern Physics, 86, 1

Sellwood J. A., Athanassoula E., 1986, MNRAS, 221, 195

Sellwood J. A., Carlberg R. G., 1984, ApJ, 282, 61

Sellwood J. A., Masters K. L., 2021, arXiv e-prints, p. arXiv:2110.05615

Semczuk M., Łokas E. L., del Pino A., 2017, ApJ, 834, 7

Semczuk M., Łokas E. L., D’Onghia E., Athanassoula E., Debattista V. P., Hernquist L., 2020, MNRAS, 498, 3535

Sen S., Agarwal S., Chakraborty P., Singh K. P., 2022, Experimental Astronomy, 53, 1

Sérsic J. L., 1963, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 6, 41

Shen J., Debattista V. P., 2009, ApJ, 690, 758

Shen J., Sellwood J. A., 2004, ApJ, 604, 614

Shin E.-j., Jung M., Kwon G., Kim J.-h., Lee J., Jo Y., Oh B. K., 2020, ApJ, 899, 25

Shlosman I., Heller C. H., 2002, ApJ, 565, 921

Shlosman I., Frank J., Begelman M. C., 1989, *Natur*, 338, 45

Shlosman I., Begelman M. C., Frank J., 1990, *Natur*, 345, 679

Silva-Lima L. A., Martins L. P., Coelho P. R. T., Gadotti D. A., 2022, *A&A*, 661, A105

Silva P., Cao L., Hayes W., 2018, *Galaxies*, 6, 95

Simmons B. D., et al., 2017, *MNRAS*, 464, 4420

Sinha M., Holley-Bockelmann K., 2012, *ApJ*, 751, 17

Sinha M., Holley-Bockelmann K., 2015, arXiv e-prints, p. arXiv:1505.07910

Smith R., et al., 2015, *MNRAS*, 454, 2502

Smith R., Choi H., Lee J., Rhee J., Sanchez-Janssen R., Yi S. K., 2016, *ApJ*, 833, 109

Smole M., Micic M., Mitrašinić A., 2019, *MNRAS*, 488, 5566

Snyder G. F., Rodriguez-Gomez V., Lotz J. M., Torrey P., Quirk A. C. N., Hernquist L., Vogelsberger M., Freeman P. E., 2019, *MNRAS*, 486, 3702

Soifer B. T., et al., 1984, *ApJL*, 278, L71

Springel V., 2000, GADGET-2: A Code for Cosmological Simulations of Structure Formation (ascl:0003.001)

Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105

Terzić B., Graham A. W., 2005, *MNRAS*, 362, 197

Tody D., 1986, in Crawford D. L., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 627, Instrumentation in astronomy VI*. p. 733, doi:10.1117/12.968154

Tody D., 1993, in Hanisch R. J., Brissenden R. J. V., Barnes J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 52, Astronomical Data Analysis Software and Systems II*. p. 173

Toomre A., 1964, *ApJ*, 139, 1217

Toomre A., 1969, *ApJ*, 158, 899

Toomre A., Toomre J., 1972, *ApJ*, 178, 623

Tormen G., Diaferio A., Syer D., 1998, *MNRAS*, 299, 728

Trujillo-Gomez S., Kruijssen J. M. D., Reina-Campos M., 2022, *MNRAS*, 510, 3356

Tutukov A. V., Fedorova A. V., 2006, *Astronomy Reports*, 50, 785

Villalobos Á., De Lucia G., Borgani S., Murante G., 2012, *MNRAS*, 424, 2401

Vukićević-Karabin M., Atanacković O., 2010, *Opšta astrofizika. Zavod za udžbenike*

Walmsley M., Ferguson A. M. N., Mann R. G., Lintott C. J., 2019, *MNRAS*, 483, 2968

Walmsley M., et al., 2020, *MNRAS*, 491, 1554

Walmsley M., et al., 2022a, MNRAS, 509, 3966

Walmsley M., et al., 2022b, MNRAS, 513, 1581

Wang W., Han J., Cautun M., Li Z., Ishigaki M. N., 2020, Science China Physics, Mechanics, and Astronomy, 63, 109801

Widrow L. M., Dubinski J., 2005, ApJ, 631, 838

Widrow L. M., Pym B., Dubinski J., 2008, ApJ, 679, 1239

Willett K. W., et al., 2013, MNRAS, 435, 2835

Willett K. W., et al., 2017, MNRAS, 464, 4176

Wright A. C., Tremmel M., Brooks A. M., Munshi F., Nagai D., Sharma R. S., Quinn T. R., 2021, MNRAS, 502, 5370

Yang D., Yu H.-B., An H., 2020, PhRvL, 125, 111105

Younger J. D., Besla G., Cox T. J., Hernquist L., Robertson B., Willman B., 2008, ApJL, 676, L21

Yu S.-Y., Ho L. C., Wang J., 2021, ApJ, 917, 88

Yu S.-Y., Xu D., Ho L. C., Wang J., Kao W.-B., 2022, A&A, 661, A98

Zana T., Dotti M., Capelo P. R., Mayer L., Haardt F., Shen S., Bonoli S., 2018, MNRAS, 479, 5214

Zhang T., Liao S., Li M., Gao L., 2019, MNRAS, 487, 1227

Zhou Z.-B., Zhu W., Wang Y., Feng L.-L., 2020, ApJ, 895, 92

Zhou C., Gu Y., Fang G., Lin Z., 2022, AJ, 163, 86

de Souza R. E., Capelato H. V., Arakaki L., Logullo C., 1982, ApJ, 263, 557

de Vaucouleurs G., 1948, Annales d'Astrophysique, 11, 247

de Vaucouleurs G., 1959, Handbuch der Physik, 53, 275

de Vaucouleurs G., 1963, ApJS, 8, 31

de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin J. R., 1976, Second reference catalogue of bright galaxies, 1976, 0

van Dokkum P., et al., 2018, Natur, 555, 629

van Dokkum P., Danieli S., Abraham R., Conroy C., Romanowsky A. J., 2019, ApJL, 874, L5

Biografija autora

Ana Mitrašinović je rođena 11.2.1990. u Beogradu. Osnovnu školu i gimnaziju završila je u Mladenovcu. Školske 2009/10. godine upisala je osnovne studije na Matematičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu, smer Astrofizika. Diplomirala je 2013. godine sa prosečnom ocenom 9,22 i iste godine, na istom fakultetu upisala master studije. Master studije završila je sa prosečnom ocenom 9,50 i odbranom master rada 7.10.2014. godine pod nazivom "Uticaj bliskog prolaza patuljaste galaksije na morfologiju spiralne galaksije", i iste godine upisala doktorske studije. Od marta 2015. godine do završetka projektnog ciklusa bila je angažovana na projektu Astronomske opservatorije "Vidljiva i nevidljiva materija u bliskim galaksijama: teorija i posmatranja"(176021) Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja. Trenutno je zaposlena na Astronomskoj opservatoriji u Beogradu.

Učestovala je na dve međunarodne konferencije sa kratkim izlaganjima: "XVIII Serbian Astronomical Conference", i "XIX Serbian Astronomical Conference". Tokom studija, u okviru letnje prakse je boravila u Češkoj, bila učesnik više studentskih radionica, kao i učesnik letnje škole kosmologije u Petnici 2013. godine. Koautor je jednog naučnog rada objavljenog u vrhunskom međunarodnom časopisu (Monthly Notices of the Royal Astronomical Society), samostalni autor jednog rada objavljenog u međunarodnom časopisu (Serbian Astronomical Journal) i koautor na više radova objavljenih u zbornicima sa naučnih skupova.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Ана Митрашиновић

број уписа 2015/2014

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Симулације пролета галаксија и утицај параметра судара
на њихову еволуцију

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 18. 7. 2022.



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Ана Митрашиновић

Број уписа 2015/2014

Студијски програм Астрономија и астрофизика

Наслов рада Симулације пролета галаксија и утицај параметра судара на њихову еволуцију

Ментор др Мирослав Мићић

Потписани Ана Митрашиновић

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 18. 7. 2022.

Ана Митрашиновић

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Симулације пролета галаксија и утицај параметра судара
на њихову еволуцију

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 18.7.2022.

Александар Секић

1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.