

# Stope stapanja galaksija

---

Huško, Filip

Master's thesis / Diplomski rad

2020

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:257587>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-11**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Filip Huško

Stope stapanja galaksija

Diplomski rad

Zagreb, 2020.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Filip Huško**

Diplomski rad

**Stope stapanja galaksija**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Vibor Jelić

Suvoditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Krešimir Pavlovski

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2020.



## Sažetak

Predstavljamo rezultate proučavanja stapanja galaksija do crvenih pomaka  $z = 8$ , za koje je korišten GALFORM model nastanka galaksija postavljen u simulaciji *Planck Millennium*. Naša statistika stapanja se dobro slaže s opažanjima. U stopi stapanja i udjelu bliskih parova pronalazimo novu značajku: nagli pad na velikim masama ( $M_* > 10^{11.3} M_\odot$  na  $z = 0$ ) koji se pomiče prema nižim masama na većim crvenim pomacima ( $M_* > 10^{10.5} M_\odot$  na  $z = 4$ ), a rezultat je eksponencijalnog pada brojeva galaksija velikih zvjezdanih masa. Sličan pad se vidi u stopi stapanja i udjelu bliskih parova kao funkcije crvenog pomaka.

Uz pomoć stope stapanja i udjela bliskih parova smo izračunali vremensku skalu stapanja te pronašli aproksimativnu funkciju koja dobro opisuje njeno ponašanje. Dobivamo strmiju ovisnost o zvjezdanoj masi nego očekivano ( $T_{\text{mg}} \propto M_*^{-0.5}$ ), no slabu ovisnost o crvenom pomaku, u slaganju s prijašnjim rezultatima. Kao funkcija maksimalne projicirane udaljenosti također pronalazimo strmiju ovisnost nego u prijašnjim studijama ( $T_{\text{mg}} \propto r_{\text{max}}^{1.5}$ ). Pronalazimo da je  $v_{\text{max}} = 1000 \text{ km s}^{-1}$  dobar opažački kriterij za maksimalnu brzinu udaljavanja obzirom da vremenska skala stapanja, kao i udio bliskih parova, dostiže maksimum do te vrijednosti.

Također smo proučavali rast zvjezdane mase galaksija zbog stapanja (i njegovu relativnu ulogu spram nastanka zvijezda), kao i njihov nestanak stapanjima. Galaksije zvjezdanih masa  $M_* < 10^{10.5} M_\odot$  dobivaju maleni udio svoje mase stapanjima ( $< 10\%$ ), dok masivnije galaksije pokazuju strmi rast u ex-situ udjelu na svim crvenim pomacima (do 90% na  $M_* = 10^{11.5} M_\odot$ ). Velika stapanja doprinose minimalno 50% rasta stapanjima za galaksije svih masa i na svim crvenim pomacima, a malena stapanja i akrecija oboje doprinose po 25% ili manje. Proučavajući globalnu populaciju galaksija smo pronašli da u današnjem svemiru 40% zvijezda ima vanjsko podrijetlo (29%, 6.5% i 4.5% od velikih i malenih stapanja te akrecije, redom), dok taj udio pada na 5% do  $z = 4$ . Udio galaksija nestalih stapanjima je otprilike konstantan kao funkcija zvjezdane mase, te iznosi 30% na  $z = 0$  i 1 – 5% na  $z = 4$ .

Ključne riječi: galaksije; nastanak, evolucija, interakcije, statistika

# The merger rate of galaxies

## Abstract

We present a study of mergers up to  $z = 8$  using the GALFORM semi-analytical model set in the *Planck Millennium* simulation. Our merger statistics agrees well with observations. We find a new feature in the merger rate and close pair fraction of galaxies: a sharp decrease for massive galaxies ( $M_* > 10^{11.3} M_\odot$  at  $z = 0$ ), with the position of this drop moving to lower-mass galaxies at higher redshifts ( $M_* > 10^{10.5} M_\odot$  at  $z = 4$ ). This fall is due to the exponential drop in numbers of massive galaxies. As a result, we also predict merger rates and close pair fractions that turn over as functions of redshift.

Using merger rates and close pair fractions we calculate a fitting formula for the major merger time-scale. We find a steeper dependence on stellar mass than expected ( $T_{\text{mg}} \propto M_*^{-0.5}$ ), and weak dependence on redshift, in agreement with previous results. As a function of the maximal projected separation we also find a steeper dependence than before ( $T_{\text{mg}} \propto r_{\text{max}}^{1.5}$ ), although this is not surprising since projected close pair counts are expected to scale as  $f \propto r_{\text{max}}^2$ . We find that  $v_{\text{max}} = 1000 \text{ km s}^{-1}$  is a good observational cutoff for separation velocities since close pair fractions (and thus merger time-scales) saturate by this value.

We also studied the stellar mass growth of galaxies due to mergers (and its role in comparison with star formation), as well as the loss of galaxies through merging. Galaxies with  $M_* < 10^{10.5} M_\odot$  gain a small fraction of their mass through mergers ( $< 10\%$ ), while massive galaxies show a steep growth in their ex-situ fraction (up to 90% for  $M_* = 10^{11.5} M_\odot$ ). Major mergers contribute at least 50% of merger growth for galaxies of all masses and at all redshifts, with minor mergers and accretion each contributing 25% or less. We find that 40% of all stellar mass has an external origin (29%, 6.5% i 4.5% gained through major mergers, minor mergers and accretion, respectively), with this fraction dropping to 5% by  $z = 4$ . The fraction of galaxies lost through mergers is approximately constant with stellar mass, and is 30% at  $z = 0$  and 1 – 5% at  $z = 4$ .

Keywords: galaxies; formation, evolution, interactions, statistics

# Sadržaj

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Uvod</b>   | <b>1</b>  |
| 1.1      | Modeliranje nastanka i evolucije galaksija . . . . .        | 3         |
| 1.1.1    | Nastanak zvijezda . . . . .                                 | 5         |
| 1.1.2    | Stapanja galaksija . . . . .                                | 6         |
| 1.2      | Statistika stapanja galaksija . . . . .                     | 8         |
| <b>2</b> | <b>Simulacija N-tijela i model</b>                          | <b>12</b> |
| 2.1      | <i>Millennium</i> simulacija . . . . .                      | 12        |
| 2.2      | GALFORM model . . . . .                                     | 13        |
| 2.3      | Modeliranje stapanja galaksija u GALFORM-u . . . . .        | 13        |
| 2.4      | Efekti stapanja galaksija u GALFORM-u . . . . .             | 15        |
| <b>3</b> | <b>Metode</b>   | <b>17</b> |
| 3.1      | Stopa stapanja . . . . .                                    | 17        |
| 3.2      | Udio bliskih parova . . . . .                               | 19        |
| 3.3      | Vremenska skala stapanja i usporedba s opažanjima . . . . . | 20        |
| <b>4</b> | <b>Rezultati</b>  | <b>23</b> |
| 4.1      | Stope stapanja . . . . .                                    | 23        |
| 4.1.1    | Ovisnost o zvjezdanoj masi . . . . .                        | 23        |
| 4.1.2    | Ovisnost o crvenom pomaku . . . . .                         | 27        |
| 4.1.3    | Ovisnost o omjeru mase . . . . .                            | 29        |
| 4.2      | Udio bliskih parova . . . . .                               | 32        |
| 4.3      | Vremenska skala stapanja . . . . .                          | 34        |
| 4.3.1    | Ovisnost o zvjezdanoj masi i crvenom pomaku . . . . .       | 34        |
| 4.3.2    | Ovisnost o projiciranoj udaljenosti . . . . .               | 36        |
| 4.3.3    | Ovisnost o brzini udaljavanja . . . . .                     | 38        |
| 4.4      | Rast galaksija . . . . .                                    | 41        |
| 4.5      | Ex-situ udio . . . . .                                      | 46        |
| 4.6      | Utjecaj stapanja na populaciju galaksija . . . . .          | 52        |
| <b>5</b> | <b>Zaključak</b>  | <b>56</b> |
|          | <b>Literatura</b>   | <b>60</b> |

# 1 Uvod

Opažanjima i teorijskim razmatranjima tijekom 20. i 21. stoljeća ustanovljeno je da galaksije povećavaju svoju masu kroz dva mehanizma: pretvaranjem plina u zvijezde te međusobnim stapanjima [1–4]. Rast stapanjima je moguć samo ako postoji populacija već nastalih zvijezda; s time na umu očekujemo da nastanak zvijezda dominira barem u ranijim epohama Svemira. Opažanja i uspješno modeliranje su utvrdili da nastanak zvijezda dominira za veliku većinu populacije galaksija, dok stapanja imaju velik utjecaj samo za masivne galaksije [5, 6]. Bez obzira na tu činjenicu, stapanja se događaju između svih vrsta galaksija i kroz cijeli razvoj Svemira. Ono što varira između vrsta galaksija i trenutaka razvoja Svemira je koliko su stapanja učestala, odnosno koliko iznosi stopa stapanja galaksija. Dok se simulacije i opažanja slažu kvalitativno, stopa stapanja galaksija i dalje nije određena sa zadovoljavajućom preciznosti.

Osim statistike stapanja galaksija, značajno pitanje je i njihov utjecaj na galaktička svojstva. Uz dodavanje već nastale zvjezdane mase, veće galaksije u stapanjima doživljavaju povećanu razinu nastanka zvijezda [7, 8]. Dodavanje novih zvijezda može bitno promijeniti svojstva opažene populacije zvijezda, kao što su njihova raspodjela i kinematika [9, 10]. Poznato je da stapanja galaksija imaju utjecaj i na supermasivne crne rupe u njihovim središtima [11–13], a time i na mehanizam potiskivanja nastanka zvijezda zbog njih.

Oba mehanizma rasta galaksija (nastanak zvijezda i stapanja) ovise o njihovim svojstvima, no također su podređeni i njihovim okruženjima. Prošlog stoljeća je opažanjima rotacijskih brzina zvijezda na rubovima galaksija ustanovljeno bitno odstupanje od teorijskih očekivanja: rotacijske brzine ostaju konstantne udaljavanjem od središta galaksije [14–16]. Opažanjima rotacijske brzine plinovitog vodika van samih galaksija je ustanovljeno isto [17]. Interpretacija ovog rezultata je da galaksije i njihova neposredna okruženja sadrže puno više tvar nego što se da naslutiti vizualnim opažanjima—ovo je takozvana tamna tvar. Opažanjima je ustanovljeno da su skoro sve galaksije (osim rijetkih iznimki [18]) okružene oblakom tamne tvar, a jata galaksija sadrže vlastiti oblak tamne tvar (koji okružuje središnju, vrlo masivnu galaksiju).

Opažanjima dalekih galaksija primjećeno je da se one udaljavaju to brže što su



udaljenije [19–21]. Ova činjenica je s vremenom interpretirana kao posljedica negativnog tlaka vakuuma odnosno pozitivne, konstantne gustoće energije vakuuma, odnosno takozvane tamne energije. Satelitskim opažanjima s kraja 20. i početka 21. stoljeća ustanovljeno je da tamna tvar i tamna energija čine dominantan udio gustoće energije današnjeg svemira [22, 23]. Konkretno, udjeli  $\Omega_i = \rho_i/\rho_{\text{uk}}$  gustoća energije dani su s: tamna energija;  $\Omega_\Lambda = 0.685$ , ukupna tvar;  $\Omega_{\text{mat}} = 0.315$ , barionska tvar;  $\Omega_b = 0.0493$ . Iz toga vidimo da tamne energije ima znatno više od ukupne tvari, a tamne tvari pak znatno više od barionske (koja uključuje zvijezde i međuzvjezdani, odnosno međugalaktički plin). Drugim riječima, problem nastanka i evolucije galaksija nije moguće riješiti ako se na dobar način ne modeliraju utjecaj tamne energije i tvari.

Tamna energija nema direktan utjecaj na galaksije jer je njena prostorna gustoća vrlo malena ( $\approx 7 \times 10^{-27} \text{ kg/m}^3$ ), te s obzirom na to da ona ima svojstva negativnog tlaka. S time na umu, tamna energija je bitna samo u vidu njenog utjecaja na širenje svemira. S druge strane, tamna tvar ima utjecaj i na širenje svemira i na dinamiku nastanka i evolucije galaksija i njihovih i grupa/jata. Taj rezultat je moguće dobiti iz simulacija N-tijela uz pretpostavku da tamna tvar ne međudjeluje znatno sama sa sobom (osim gravitacijski) [24–26]. Konkretno, u takvim simulacijama se vide oblaci tamne tvari čije karakteristične prostorne skale su reda veličine  $\approx 10$  puta veće od skala galaksija. Njihova prostorna gustoća se može opisati sa sljedećom ovisnosti:

$$\rho = \frac{\rho_0}{r/r_s(1 + r/r_s)^2}, \quad (1.1)$$

gdje su  $\rho_0$  i  $r_s$  parametri koje je potrebno odrediti za pojedinačni oblak. Ukupna masa  $M_h$  (h za eng. *halo*) u takvoj raspodjeli ne konvergira, pa se obično ona definira kao masa pronađena integriranjem gornje raspodjele do radijusa  $r_{\text{vir}}$ , gdje je  $r_{\text{vir}}$  radijus unutar kojeg je oblak tamne tvari u virijalnoj ravnoteži. Iz simulacija se također dobiva da parametri  $\rho_0$  i  $r_s$  ovise o masi oblaka  $M_h$ . Posljedično, svojstva oblaka tamne tvari su potpuno određena njihovom masom.

Ključni zaključci iz gornjih razmatranja su: oblaci tamne tvari su puno veći od poznatih (opservacijski određenih) skala galaksija, te puno masivniji (poznato iz udjela gustoća energije). Tamna tvar također slabo interagira sama sa sobom, odnosno ona je *hladna*. S druge strane barionska tvar ima određenu temperaturu. Iz

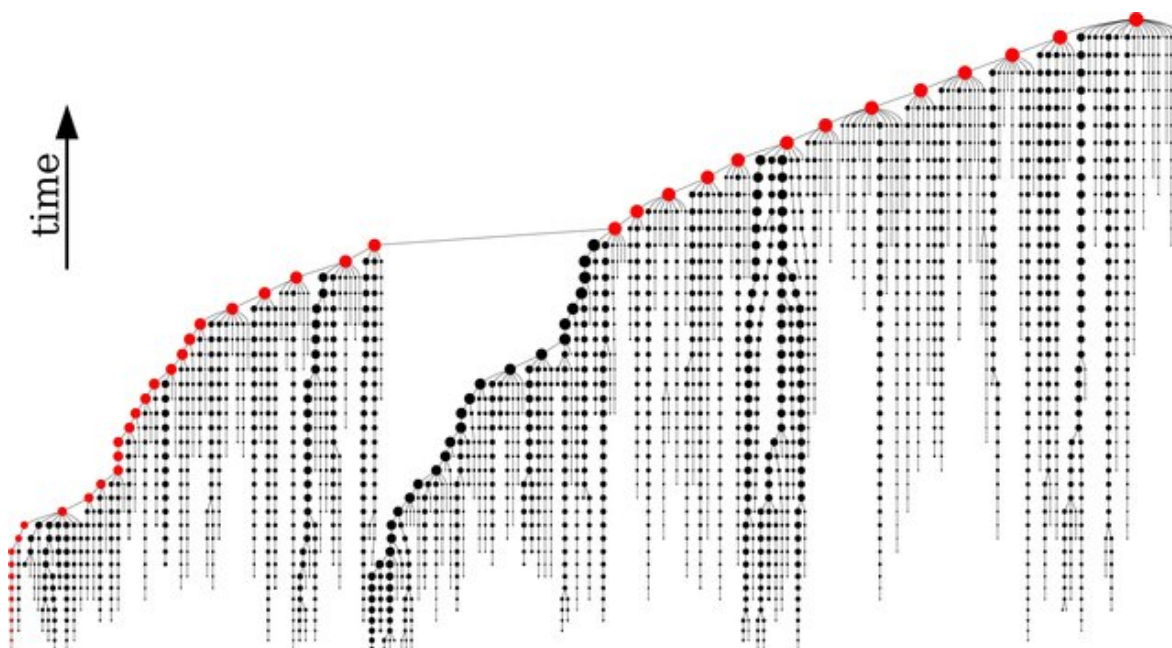
svega navedenog je moguće zaključiti da se oblaci tamne tvari okupljaju prije bari-  
onske tvari. Tim okupljanjem oni stvaraju potencijalne jame za pad barionske tvari  
(budućih galaksija) u njihova središta. Iz ove analize je lako vidjeti da su nastanak  
i evolucija galaksija potpuno podređeni dinamici i evoluciji raspodjele tamne tvari u  
svemiru.

## **1.1 Modeliranje nastanka i evolucije galaksija**

U modeliranju nastanka i evolucije galaksija postoji više pristupa. Najčešće korištene  
metode su: semiempirijski modeli, semianalički modeli te hidrodinamičke simula-  
cije. Semiempirijski modeli kao ulazne parametre uzimaju već određene rezultate,  
bilo iz opažanja ili numeričkih simulacija [27–29]. Kao primjer, u semiempirijskim  
modelima se često brojevna gustoća oblaka tamne tvari  $dn/dM_h$  uzima kao analitički  
dobivena formula iz neke odrađene kozmološke simulacije N-tijela koja ne uključuje  
barionsku tvar. Prednost semiempirijskih modela je što pojednostavljaju proračune  
i povezivanja mnogih galaktičkih svojstava, no mana je što se proračuni rade nad  
apstraktnom populacijom oblaka tamne tvari i/ili galaksija, a ne nad konkretnim  
objektima čija evolucija je jedinstvena spram svih drugih.

Semianalički modeli funkcioniraju direktnije od semiempirijskih u smislu da pri-  
mjenjuju određenu fiziku nad individualnim objektima [6, 30, 31]. U prvoj varijanti,  
objekti u pitanju su oblaci tamne tvari generirani simulacijom N-tijela. U drugom  
pristupu se oblaci tamne tvari generiraju pomoću fizikalno argumentiranih prostor-  
nih i masenih raspodjela [32–34]. U obje varijante je dan konačan skup oblaka  
tamne tvari s njihovim položajima, masama i ostalim svojstvima. Ovaj skup je da-  
lje podijeljen na takozvana stabla stapanja, odnosno podskupove objekata koji imaju  
zajedničkog pretka/potomka. Primjer stabla stapanja prikazan je na Slici 1.1, gdje  
je crvenom bojom označen najmasivniji predak konačnog objekta (na sasvim desnoj  
strani) u svakom vremenskom trenutku [35]. U skupovima oblaka tamne tvari sva-  
kom oblaku je pridodjeljen jedinstven broj (ID), koji je zadan prema njegovoj poziciji  
u stablu stapanja. Grupacija na stabla stapanja je korisna obzirom da omogućuje  
praćenje fizički povezanih objekata te njihova stapanja. U semianaličkim modelima  
oblaci tamne tvari se populiraju galaksijama prema fizikalno motiviranim zakonima.  
Svaki oblak tamne tvari se prati pojedinačno, a galaksija unutar njega evoluiraju prema

istim zakonima.



Slika 1.1: stablo stapanja oblaka tamne tvari, odnosno galaksija. Glavni potomak u konačnom trenutku prikazan je crvenom bojom u gornjem desnom kutu. Crvenom bojom prikazan je glavni (najmasivniji) predak u svakom trenutku. Poveznica najmasivnijih predaka čini glavnu granu stabla stapanja, te se uzima da ona prati jedan objekt koji evoluira u vremenu.

Treća česta metoda modeliranja nastanka i evolucije galaksija su hidrodinamičke simulacije [36–38]. U ovom pristupu simulacija N-tijela uključuje i tamnu i barionsku tvar (plin). U ovakvim simulacijama je također potrebno modelirati pojedine procese (npr. kako se plin pretvara u zvijezde), no one su najtočnije obzirom da uključuju magnetohidrodinamiku plina u gravitacijskom polju svih galaktičkih komponenti. Jedna mana hidrodinamičkih simulacija je numerička ograničenost—obzirom na zahtjevnost hidrodinamičkih simulacija, njihova veličina je znatno (do 1000 puta) manja od kozmoloških simulacija N-tijela.

Obzirom da nas u ovom radu zanima rast galaksija kroz stapanja—relativno rijetke, ali bitne događaje—hidrodinamičke simulacije nisu optimalan izbor. Semiempirijski modeli također nisu dobar izbor za razmatranje stapanja galaksija s obzirom na to da previše pojednostavljuju njihove interakcije. U vidu toga, u ovom radu biramo semianalitički model GALFORM [6, 39] razvijen u Durhamu, Engleska, kao pristup pri analizi stapanja galaksija. Kao primjer, sada ćemo opisati kako semianalitički modeli općenito tretiraju procese rasta zvjezdane mase galaksija (ne samo GALFORM), iz čega će također biti jasan ogroman utjecaj tamne tvari na njihov nastanak i evolu-

ciju.

### 1.1.1 Nastanak zvijezda

Za ovaj mod rasta galaksija bitna je prisutnost molekularnog plina [40]. On se u galaksijama okuplja u oblake koji se sažimaju pod utjecajem gravitacije i pretvaraju u zvijezde, a temperatura plina određuje vremensku skalu ovog procesa. Zakonitosti nastanka zvijezda pod ovakvim uvjetima se uzimaju iz opažanja Mliječne Staze i drugih, bliskih galaksija [1, 41–44]. Na temelju ovih opažanja pretpostavlja se da je stopa nastanka galaksija  $\psi$  otprilike proporcionalna trenutnoj količini hladnog plina u galaksijama;  $\psi \propto M_{\text{cold}}$ . Određeni udio zvijezda relativno brzo odumire nakon što dostigne stadij divovske zvijezde. Mnogi seminalitički modeli tretiraju ovakvo recikliranje zvijezda kao trenutačan proces, te uzimaju da je stopa nastanka zvijezda  $\approx 40\%$  manja zbog ovog efekta, a time i stopa gubitka hladnog plina.

Obzirom da je stopa nastanka zvijezda određena količinom hladnog plina, ostaje pitanje kako modelirati tu veličinu. Najčešće se uzima da hladan plin u galaksijama dolazi od hlađenja vrućeg plina oko same galaksije; u semianalitičkim modelima se uzima da te dvije komponente plina čine dva zasebna rezervoara mase. Iz opažanja jata galaksija te simulacija je poznato da vrući plin ugrubo prati raspodjelu tamne tvari, te da je njegova količina otprilike zadana univerzalnim udjelom bariona u gustoći energije svemira, odnosno da tog plina ima  $\approx 6$  puta manje nego tamne tvar [45, 46]. Pretpostavlja se da je njegova temperatura jednaka virijalnoj temperaturi

$$T_{\text{vir}} = \frac{\mu m_{\text{H}} v_{\text{vir}}^2}{2k}, \quad (1.2)$$

gdje je  $\mu m$  efektivna masa čestica plina, a  $v_{\text{vir}}$  rotacijska brzina na rubu oblaka tamne tvari, koja ovisi o količini tvari unutar virijalnog radijusa:

$$v_{\text{vir}} = \sqrt{\frac{M_{\text{h}} G}{r_{\text{vir}}}}. \quad (1.3)$$

Virijalne brzine su reda  $50 - 500$  km/s, a virijalne temperature reda  $10^5 - 10^7$  K. Uzima se da se vrući plin hladi stopom koja se može laboratorijski odrediti za rijetke

plazme [47–49]. Iz toga se može odrediti vrijeme hlađenja vrućeg plina:

$$\tau_{\text{cool}}(r) = \frac{3k}{2\mu m_{\text{H}}} \frac{T_{\text{vir}}}{\rho_{\text{hot}}(r)\Lambda(T_{\text{vir}}, Z_{\text{hot}})}, \quad (1.4)$$

gdje je  $\Lambda(T_{\text{vir}}, Z_{\text{hot}})$  funkcija hlađenja koja ovisi o temperaturi i metalicitetu (mase-  
nom udjelu elemenata koji nisu vodik i helij) plina. Vrijednosti funkcije  $\Lambda$  su tabuli-  
rane u raznim studijama laboratorijskih plazmi. Izračunato vrijeme hlađenja  $\tau_{\text{cool}}$  se  
uspoređuje s gravitacijskim vremenom slobodnog pada:

$$\tau_{\text{ff}} \propto \frac{1}{\sqrt{G\rho}}, \quad (1.5)$$

gdje numerički faktor ovisi o točnoj raspodjeli plina i tamne tvar. Za svaki radijus se  
radi usporedba između  $\tau_{\text{cool}}$  i  $\tau_{\text{ff}}$  te se traži radijus gdje su oba vremena ista, odnosno  
gdje vrijedi:  $\tau_{\text{ff}} = \tau_{\text{cool}} = \tau$ . Plin unutar tog radijusa ima vremena i ohladiti se i pasti u  
središta oblaka. Uzima se da vrući plin unutar tog radijusa postaje hladni plin unutar  
galaksije nakon što prođe vrijeme  $\tau$ . Taj plin onda postaje dostupan za pretvorbu u  
zvijezde, procesom opisanim na početku ovog potpoglavlja.

### 1.1.2 Stapanja galaksija

Pri stapanju dviju ili više galaksija uzima se da najmasivnija galaksija raste na račun  
mase ostalih galaksija. Ako je poznata statistika stapanja galaksija, moguće je odre-  
diti i stopu rasta  $dM_{\text{merg}}/dt$  koja je direktno usporediva sa stopom nastanka zvijezdi  
 $\psi$ . Kako bi se odredila statistika stapanja galaksija u teoretskom pristupu bitno je  
shvatiti zašto se ona događaju. Sam mehanizam stapanja galaksija moguće je opi-  
sati kroz plimne sile [50]. Bez obzira na to, nas ovdje ne zanimaju same pojedinosti  
procesa stapanja, nego njihova učestalost (a ona sigurno ne ovisi o skali plimnih sila,  
koje se aktiviraju tek na bliskoj udaljenosti između dviju galaksija).

Na prvu bi se moglo očekivati da se stapanja događaju kada se brzine dviju ga-  
laksija nasumično podudare do mjere da dođu u relativnu blizinu na kojoj plimne  
sile imaju utjecaj. Dok je taj efekt zaslužan za poneka stapanja, pravi uzrok većine  
stapanja leži u dinamičkom trenju. Ovaj fizikalni efekt je izveo Chandrasekhar, a pr-  
votno ga je primijenio na gibanje zvijezda u gravitacijskom polju galaksije [51]. Kao  
što je pokazao, bilo koji objekt mase  $m$  u polju drugih objekata (odnosno pozadin-

ske gustoće  $\rho$ ) doživljava usporavanje koje je uzrokovano disperzivnim interakcijama između samog objekta i pozadine. Pod pretpostavkom da se pozadinska tvar giba brzinom  $v_\rho$  te da ima Maxwell-Boltzmannovu raspodjelu brzina oko  $v_\rho$  danu disperzijom  $\sigma_\rho$ , moguće je izračunati akceleraciju koja je dana sljedećom formulom:

$$\mathbf{a}_{\text{df}} = -4\pi \ln \Lambda G^2 m \rho f(v_\rho, \sigma_\rho) \frac{\mathbf{v}}{v^3}, \quad (1.6)$$

gdje je  $\mathbf{v}$  brzina objekta,  $\ln \Lambda$  Coulombski logaritam koji je karakterističan za disperzivne interakcije, a funkcija  $f(v_\rho, \sigma_\rho)$  je dana s

$$f(v_\rho, \sigma_\rho) = \operatorname{erf}\left(\frac{v_\rho}{\sqrt{2}\sigma_\rho}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_\rho}{\sqrt{2}\sigma_\rho} \exp\left(-\frac{v_\rho^2}{2\sigma_\rho^2}\right). \quad (1.7)$$

a predstavlja integral Maxwell-Boltzmannove raspodjele od  $v = 0$  do  $v = v_\rho$ . Iz oblika gornje formule za akceleraciju mogu se izvesti određena svojstva dinamičkog trenja. Ovisnost o kvadratu gravitacijske konstante  $G$  naslućuje da se radi o relativno slaboj sili koja je bitna samo u pojedinim situacijama. Ostale ovisnosti pokazuju da je dinamičko trenje prisutnije za: guste sustave ( $a_{\text{df}} \propto \rho$ ), masivne objekte ( $a_{\text{df}} \propto m$ ) te spore objekte ( $a_{\text{df}} \propto 1/v^2$ ). Dinamičko trenje moguće je kvalitativno interpretirati na nekoliko načina:

1. *Efekt pračke:* dinamičko trenje je rezultat disperzija malenih čestica medija nad masivnim objektom, što se vidi iz prisutnosti faktora  $\ln \Lambda$  i funkcije  $f$ . Drugim riječima, ona nastaje kao rezultat brojnih efekata gravitacijske pračke—čestice medija se ubrzavaju na račun masivnog objekta.
2. *Sličnost s Bethe-Bloch formulom:* ovo se vidi također iz prisutnosti disperzivnog faktora  $\ln \Lambda$  i proporcionalnosti s gustoćom medija, ali prava sličnost se vidi u punom računu—oba izvoda uključuju analizu disperzija medija preko udarnog parametra  $b$ .
3. *Gravitacijska nakupina:* obzirom da je dinamičko trenje suprotnog smjera od trenutne brzine, masivni objekt gubi količinu gibanja u tom smjeru. Ta količina gibanja se prebacuje na čestice medija, koje čine nakupinu povećane gustoća iza objekta koja ga naknadno usporava.

Neovisno o interpretaciji, pokazalo se da je dinamičko trenje stvaran efekt i da ga se može dobro opisati jednadžbom (1.6). Ono se javlja u mnogim sustavima, od kojih su neki: formacija planeta u protoplanetarnim diskovima [52], zagrijavanje vrućeg

plina u jatima galaksija [53] te upad kuglastih zvjezdanih jata na patuljaste galaksije [54, 55]. Bitan mehanizam dinamičkog trenja za naše svrhe je sličan: ono uzrokuje usporavanje gibanja i upad satelitskih galaksija na središnje galaksije, uglavnom zbog gustoće oblaka tamne tvar. Pomoću jednadžbe (1.6) moguće je izračunati vrijeme upada  $T_{df}$  i time uklopiti stapanja galaksija u teorijske modele [56, 57].

## 1.2 Statistika stapanja galaksija

Uobičajen način kvantificiranja statistike stapanja galaksija je pomoću stope stapanja, koja se može izraziti u dvije varijante: 1. stopa stapanja *po galaksiji*  $R = dN/dt$  te 2. *gustoća* stope stapanja  $\Gamma = d^3n/d \log M_* dV dt$ . Stopa stapanja po galaksiji mjeri *relativnu* učestalost stapanja galaksija određene zvjezdane mase  $M_*$  i na određenom crvenom pomaku  $z$  (odnosno starosti svemira  $t$ ). S druge strane, gustoća stope stapanja galaksija je veličina koja mjeri *apsolutnu* učestalost stapanja u domeni zvjezdane mase i prostora, i također ovisi o  $M_*$  i  $z$ . Kao primjer, ako galaksije zvjezdanih masa  $M_{*,1}$  i  $M_{*,2}$  imaju jednaku stopu stapanja po galaksiji  $R$ , ali galaksija mase  $M_{*,1}$  ima 2 puta manje nego onih mase  $M_{*,2}$ , onda je gustoća stope stapanja  $\Gamma_1$  2 puta manja od  $\Gamma_2$ . Time se vidi da gustoća stope stapanja uključuje informacije o raspodjeli galaksija, a one mogu varirati od modela do modela. S time na umu, stopa stapanja po galaksiji  $R$  je prikladnija veličina za usporedbe obzirom da mjeri efekt na pojedinačne galaksije, te uključuje efekt njihovih raspodjela samo indirektno.

Stopa stapanja se može računati kroz simulacije [58–60], semiempirijske modele [27, 61], ili pomoću opažanja [62, 63]. Najlakši način određivanja stope stapanja je pomoću semianalitičkih modela nastanka galaksija koji se koriste simulacijama. To je moguće učiniti direktno obzirom da takvi modeli konstruiraju stabla stapanja oblaka tamne tvari i galaksija. stabla stapanja sadrže sve oblake i galaksije, njihove mase u raznim trenucima te mnoga ostala svojstva. Osim toga, ona sadrže informacije o tome koji oblak (ili galaksija) se stapao s kojim drugima te kada se to dogodilo. Iz toga je onda lako izračunati stopu stapanja.

Iz opažanja je nemoguće izračunati stope stapanja direktno jer je dinamika galaksija puno sporija od vremenske skale provođenja opažanja. S ovime na umu, stope stapanja galaksija se iz opažanja obično računaju preko pomoćne veličine  $f$  čija defi-

nicija glasi:

$$f = \frac{\Delta N_{pair}}{\Delta N}, \quad (1.8)$$

a ona predstavlja udio bliskih parova galaksija. U definiciji  $\Delta N$  predstavlja ukupan broj galaksija u nekom uzorku, a  $\Delta N_{pair}$  broj galaksija koje imaju bliskog para (drugu galaksiju) prema određenim kriterijima odabira. Udio bliskih parova  $f$  je bezdimenzionalna veličina, a stopa stapanja  $R = dN/dt$  ima dimenziju 1/s. Vidimo da je iz udjela bliskih parova  $f$  nemoguće izračunati stopu stapanja bez nekakve vremenske skale stapanja. Zbog toga se uvodi relacija između  $f$  i  $R$  koja glasi:

$$R = \frac{dN}{dt} = \frac{f}{T_{merg}}. \quad (1.9)$$

Obzirom da je  $f$  proizvoljno definirana veličina (nema direktno fizičko značenje), bitno je naglasiti da ova relacija nije izvedena nego nametnuta. Drugim riječima, ne postoji fizikalni razlog zašto bi se udio bliskih parova i stopa stapanja mogli povezati preko linearne relacije. To znači da se vremenska skala stapanja  $T_{merg}$  ne može izračunati osim preko gornje jednadžbe; ona je definicija za  $T_{merg}$ . Bitno je naglasiti da  $T_{merg}$  nije ista veličina kao vrijeme stapanja  $T_{df}$  koje se može izvesti iz formula dinamičkog trenja (Poglavlje 1.1.2). One su do reda veličine slične, no postoji bitna razlika u njihovoj interpretaciji.  $T_{df}$  predstavlja fizikalno značajno vrijeme stapanja koje se uz određene početne uvjete može izračunati za dvije galaksije.  $T_{merg}$  predstavlja matematičku poveznicu između dviju statističkih veličina (jednadžba 1.9) te nema fizikalno značenje.

Nakon što se u opažачkoj studiji izračuna udio bliskih parova  $f$ , potrebno ga je podijeliti s vremenskom skalom stapanja  $T_{merg}$  kako bi se dobila stopa stapanja  $R$ .  $T_{merg}$  se obično računa iz simulacija tako da se izračunaju  $f$  i  $R$  u simulaciji, a onda odredi  $T_{merg}$  preko relacije (1.9). Za vrijednost  $T_{merg}$  i dalje postoji veliki raspon nepouzdanosti (faktor 2-3) [59, 64–68]. Bitno je i napomenuti da njena primjena predstavlja problem kružne logike: kako bi se izračunala opažачka stopa stapanja  $R$  (za usporedbe s modeliranjem) se djelomično koriste rezultati modeliranja. To znači da će bilo koja primjena vremenske skale stapanja  $T_{merg,A}$  (izvedena iz nekog modela  $A$ ) na opažачki izmjereni udio bliskih parova proizvesti opservacijsku stopu stapanja koja je pristrana tom modelu. Uz ovaj problem, opažачke studije stopa stapanja su također označene mnogim razlikama u kriterijima odabira. Naime, udio bliskih parova  $f$  ovisi—osim



zvjezdane mase  $M_*$  i crvenog pomaka  $z$ —o četiri kriterija odabira: graničnom omjer između zvjezdanih masa parova  $\mu$ , asimetričnosti  $A$  te dinamičkim kriterijima; maksimalnoj udaljenosti  $r_{\max}$  i maksimalnoj brzini udaljavanja  $v_{\max}$ . Razlozi zašto i kako se ti kriteriji primjenjuju su sljedeći:

1. *Granični omjer masa.* Iz opažачkih studija je često nemoguće direktno detektirati stapanja gdje je manja galaksija u paru puno manja od veće. Uz to, manja stapanja imaju puno manji utjecaj na veću galaksiju. Zbog toga se stapanja često dijele na velika i malena. Velika stapanja se definiraju kao ona između galaksija sličnih masa, no granični omjer masa  $M_{\text{sat}}/M_{\text{pri}} = \mu$  (iznad kojeg se stapanja smatraju velikima, a ispod kojeg se smatraju malenima) varira od studije do studije [5,62,63]. Česti izbori za  $\mu$  su 1/2.5, 1/3, 1/4 te 1/6. Malena stapanja su ona kod kojih je omjer masa dviju galaksija manji od graničnog, no obično se donja granica uzima kao 1/10. Razlog je taj što još manja stapanja nemaju veliki utjecaj na veću galaksiju, a njihov broj je sve veći i veći (do te mjere da stopa stapanja divergira ako se uzmu sva stapanja).

2. *Asimetričnost.* Nakon što se parovi biraju po njihovom omjeru masa, neke studije također primjenjuju i kriterije odabira čija svrha je eliminacija parova koji se vjerojatno neće stopiti [69, 70]. Način na koji se ovo provodi je taj da se promatra morfologija parova te se izbacе oni parovi čiji članovi nisu dovoljno asimetrični.

3. *Dinamički kriteriji.* Oko dane galaksije na nebu se uzima prsten određene veličine  $r_{\max}$  (npr. radijusa 20 kpc) unutar kojeg se gleda postoji li bliska galaksija na udaljenosti  $r_{\text{sep}} < r_{\max}$ . Također se uzimaju samo parovi čija relativna brzina  $v_{\text{sep}}$  (radijalna, odnosno okomita na nebesku sferu) je unutar neke vrijednosti  $v_{\max}$  (npr. 500 km/s). Ova dva kriterija znatno povećavaju vjerojatnost da se radi o dinamički povezanim galaksijama, no potrebno je naglasiti da to nije moguće osigurati. Razlog je taj što je moguće da su galaksije bliske samo na nebeskoj sferi, a ne u stvarnosti. Također je moguće da su im nasumične relativne brzine dovoljno bliske da se čini da su dinamički povezane, dok se u stvari nalaze na dva različita crvena pomaka (odnosno starosti svemira, tj. udaljenosti). Od studije do studije također postoje velika neslaganja oko izbora ovih dviju veličina (maksimalna udaljenost i brzina udaljavanja) [5, 62, 63], što dodatno otežava usporedbe između raznih rezultata.

U ovom radu je među ciljevima detaljno proučavanje relacije između stope stapanja  $R$ , udjela bliskih parova  $f$  i vremenske skale stapanja  $T_{\text{mg}}$  (jednadžba 1.9). U poglavlju 2 predstavljamo simulaciju N-tijela i model nastanka i evolucija galaksija

kojim se koristimo, a u poglavlju 3 diskutiramo metodologiju. U poglavljima 4.1 i 4.2 proučavamo ovisnosti stope stapanja  $R$  i udjela bliskih parova  $f$  o zvjezdanoj masi  $M_*$  i crvenom pomaku  $z$ , redom, a također proučavamo kako stopa stapanja  $R$  ovisi o vrsti stapanja (odnosno, ovisnost o omjeru masa para galaksija  $\mu$ ). S obzirom na to da su stapanja relativno rijetki događaji, ovakva analiza zahtjeva veliki uzorak galaksija. Cilj nam je koristiti dovoljno veliki uzorak da možemo proučavati navedene veličine u 40 intervala zvjezdane mase između  $M_* = 10^8$  i  $M_* = 10^{12} M_\odot$ , te 40 intervala crvenog pomaka od  $z = 0$  do  $z = 8$ . Sve zajedno, to će predstavljati dovoljno veliku preciznost da rezultati čine predviđanja za buduće opservatorije na visokim crvenim pomacima (npr. JWST).

Obzirom na sve nesuglasice između raznih studija mi ćemo iskoristiti jednadžbu 1.9 kako bismo iz udjela bliskih parova  $f$  i stope stapanja  $R$  izračunali vremensku skalu stapanja  $T_{\text{mg}}$  (poglavlje 4.3). Ovisnost vremenske skale stapanja o zvjezdanoj masi i crvenom pomaku predstavlja relaciju na koju možemo raditi prilagodbe, a koja ima primjene u računanju stopa stapanja iz opažački izmjerenih udjela bliskih parova. Uz prikladno širok raspon kriterija odabira bliskih parova, slijedit će i ovisnosti vremenske skale stapanja o dinamičkim kriterijima odabira  $r_{\text{max}}$  i  $v_{\text{max}}$ .

Nakon promatranja statistike stapanja ćemo se usredotočiti na neke od posljedica. Konkretno, u poglavlju 4.4 gledat ćemo odnos između stopa rasta zvjezdanih masa galaksija  $dM_*/dt$  od nastanka zvijezda i stapanja. Iz stopa rasta moguće je promatrati prosječnu evoluciju zvjezdanih masa galaksija  $M_*(z)$  te udio zvjezdane mase  $f_{\text{ex}}$  koji galaksije dobivaju stapanjima. U razmatranju tog udjela i njegove evolucije ćemo gledati koliki značaj imaju različite vrste stapanja (poglavlje 4.5). Konačno, u poglavlju 4.6 razmatrat ćemo utjecaj stapanja na općenitu populaciju galaksija, odnosno na funkciju zvjezdanih masa galaksija  $\Phi$ .

## 2 Simulacija N-tijela i model

Od pristupa modeliranju nastanka i evolucije galaksija opisanim u Poglavlju 1.1, za našu analizu biramo semianalitičko modeliranje koje se koristi kozmološkom simulacijom N-tijela. Ovo je prikladan izbor za proučavanje stapanja galaksija jer simulacije najvjernije prate gibanja pojedinih objekata. Biramo semianalitičko modeliranje umjesto hidrodinamičke simulacije obzirom da su potonje ograničene u veličini uzorka. U ovom poglavlju ćemo ukratko opisati simulaciju i model kojima se koristimo, te način na koji on modelira stapanja i njihove efekte.

### 2.1 *Millennium simulacija*

U ovom radu koristimo se kozmološkom simulacijom N-tijela *Millennium* [71]. Radi se o simulaciji tamne tvari koja ne uključuje barionsku tvar. Ona kao rezultat ima stabla stapanja oblaka tamne tvari sa svim njihovim bitnim svojstvima. Ovdje se koristimo poboljšanom verzijom koja ima volumen  $(800 \text{ Mpc})^3$  te  $5040^3$  čestica. Minimalna masa oblaka tamne tvari se uzima kao masa 20 čestica, što odgovara masi od  $2.12 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$  (gdje je  $h = H_0/100 \text{ km/s}$  bezdimenzionalna Hubbleova konstanta). Postoji verzija *Millennium* simulacije (takozvana *Millennium-II* simulacija) koja ima manji volumen, ali puno veću rezoluciju [72]. Koristimo se *Millennium-I* simulacijom jer nam je za proučavanje stapanja bitno da imamo što veći uzorak.

Stabla stapanja oblaka tamne tvari, a time i sve informacije o oblacima tamne tvari i galaksijama, zapisuju se u 269 vremenska koraka. Kozmološki parametri su odabrani kao:  $\Omega_M = 0.307$ ,  $\Omega_{\Lambda} = 0.693$ ,  $\Omega_b = 0.0483$  te  $h = 0.677$ , odnosno uzimamo udjele gustoća komponenti svemira iz rezultata *PLANCK* projekta mjerenja pozadinskog mikrovalnog zračenja [23]. Uz ovaj izbor parametara, našu simulaciju zovemo *Planck Millennium* simulacijom.

Veličina simulacije, kao i broj vremenskih trenutaka (269 umjesto 60 u prvoj verziji *Millennium* simulacije) odgovara veličini uzorka i rezoluciji koje dopuštaju detaljno proučavanje stopa stapanja galaksija, bez obzira što se radi o vrlo rijetkim događajima. Konkretno, preciznost koju možemo postići (u veličinama vezanim uz stapanja galaksija) odgovara 40 intervala u masi između  $10^8 M_{\odot}$  and  $10^{12} M_{\odot}$ , kao i 40 intervala u crvenom pomaku između  $z = 0$  and  $z = 8$ , iako potonje znatno ovisi o tome kakve galaksije promatramo (odnosno koliko su masivne).

## 2.2 *GALFORM model*

Model nastanka galaksija kojim se koristimo za ovu analizu je semianalitički model GALFORM (eng. skraćenica za *galaxy formation*). Ovaj model je predstavljen detaljno u literaturi [6], a nedavno su mu dodane i modifikacije [39]. Već smo kvalitativno opisali kako GALFORM tretira dva najbitnija procesa za naša razmatranja (nastanak zvijezdi i stapanja galaksija, Poglavlja 1.1.1 i 1.1.2). GALFORM uključuje mnoge ostale procese koje nećemo ovdje opisivati, ali glavni od njih su: stresno zagrijavanje i radijativno hlađenje plina, kolaps plina u oblacima tamne tvari te nastanak diskova galaksija, izbacivanje plina zbog aktivnih galaktičkih jezgri i supernova, nestabilnosti galaktičkih prečaka te utjecaj nestabilnosti i stapanja na morfologiju galaksija (formacija galaktičkih sferoida). Osim navedenog, GALFORM modelira brojne efekte koji su povezani uz direktno opazive veličine, poput kemijske evolucije galaksija, emisije/apsorpcije svjetlosti na prašini te zvjezdanih luminoziteta galaksija. Ovakvo modeliranje uspješno reproducira opažачke veličine poput raspodjela luminoziteta galaksija [6].

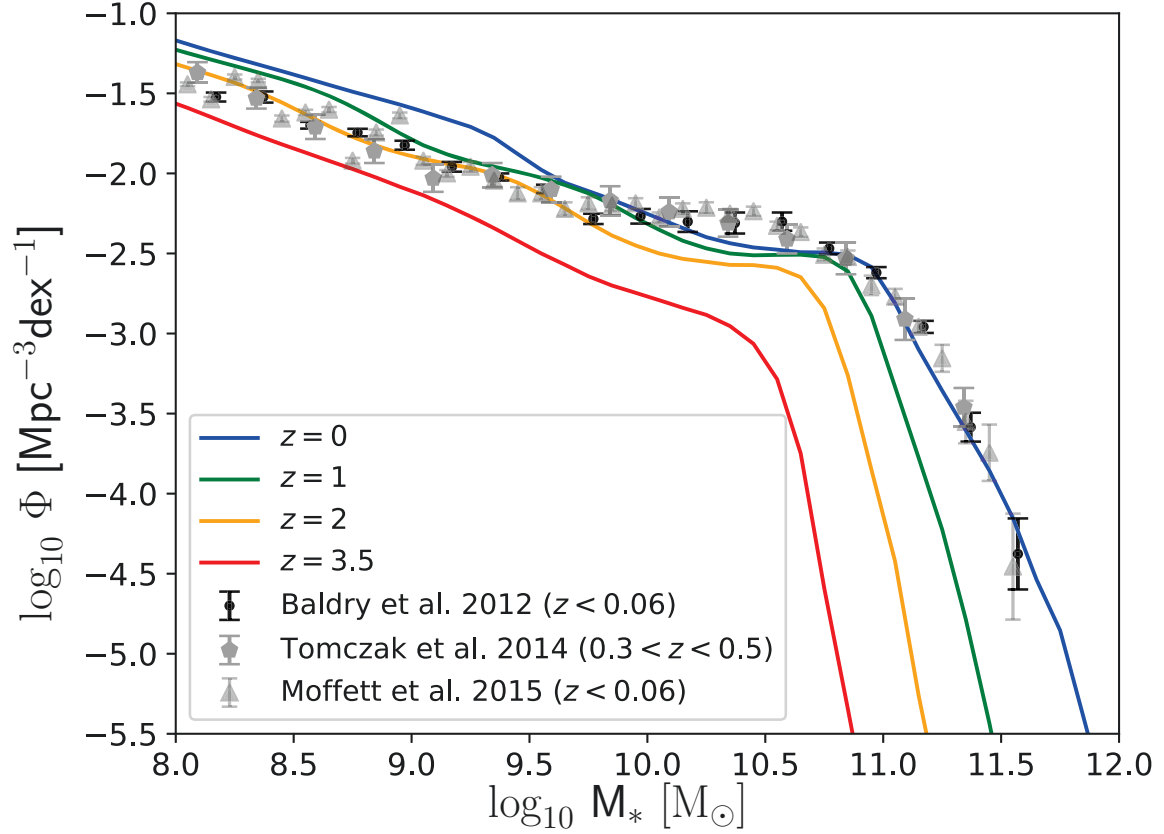
Zlatni standard usporedbe raznih modela međusobno, a i s opažanjima, je funkcija zvjezdanih masa galaksija  $\Phi$  (od sada FZMG) definirana kao

$$\Phi = \frac{d^2N}{d \log M_* dV} \quad (2.1)$$

gdje je  $d^2N$  broj galaksija u (logaritamskom) intervalu zvjezdane mase  $d \log M_*$  i volumena  $dV$ . Drugim riječima, ona predstavlja ujedinjenu raspodjelu galaksija u zvjezdanoj masi i prostoru. FZMG koju predviđa GALFORM prikazana je na Slici 2.1, uz neka opažачka mjerenja na niskim crvenim pomacima [73–75]. Predviđena FZMG se općenito dobro slaže s opažanjima, ali predviđa malo previše brojeva galaksija niskih masa, a ne predviđa dovoljno galaksija umjerenih masa.

## 2.3 *Modeliranje stapanja galaksija u GALFORM-u*

U originalnoj verziji GALFORM-a svi oblaci tamne tvari se prate dok ne uđu u još veći oblak tamne tvari [6]. U tom trenutku se izračuna vrijeme stapanja na bazi Chandrasekharove teorije dinamičkog trenja (jednadžba 1.6). Problem je što je ova formula prikladna samo za kružne orbite, i to uz pretpostavku da nema gubitke mase



Slika 2.1: Funkcija zvjezdanih masa galaksija u našem uzorku na različitim crvenim pomacima, prema legendi. Ova funkcija je ekvivalentna ujedinjenoj brojevnoj gustoći galaksija u domeni realnog prostora i zvjezdane mase. Linije predstavljaju rezultate iz GALFORM-a, dok točke predstavljaju opažačka mjerenja. Rasponi pouzdanosti oko mjerenja odgovaraju  $1\sigma$ -intervalima oko srednje vrijednosti.

zbog plimnih sila. Bolja formula—koju GALFORM koristi—je temeljena na rezultatima iz simulacija oblaka tamne tvari [57]. Ima sličan oblik onoj za kružne orbite te je dana s:

$$T_{\text{df}} = \frac{f(\epsilon) M_{\text{pri}}}{0.86 M_{\text{sat}} \ln(1 + M_{\text{pri}}/M_{\text{sat}})} \sqrt{\frac{r_c}{r_{\text{vir}}}} T_{\text{dyn}}, \quad (2.2)$$

gdje su  $M_{\text{pri}}$  i  $M_{\text{sat}}$  mase oblaka tamne tvari primarne (središnje) te satelitske (padajuće) galaksije, a  $r_{\text{vir}}$  i  $T_{\text{dyn}} = r_{\text{vir}}/v_{\text{vir}}$  virijalni radijus i dinamička vremenska skala primarnog oblaka tamne tvari. Veličina  $\epsilon$  je tzv. kružnost, koja je definirana kao omjer prave kutne količine gibanja satelita te kutne količine gibanja kružne orbite istog satelita s istom energijom,  $J(E)/J_{\text{circ}}(E)$ , dok je  $r_c$  je radijus takve kružne orbite. Ovisnost vremena stapanja o kružnosti je uklopljena u  $f(\epsilon) = 0.9\epsilon^{0.47} + 0.6$ . Kružnost se zadaje nasumično iz gustoće vjerojatnosti koja se također može izmjeriti u simulacijama [76].

Modifikacija GALFORM-u koja je nedavno predstavljena je ta da se vrijeme stapa-

nja zbog dinamičkog trenja više ne zadaje čim manji oblak tamne tvari (sa satelitskom galaksijom) uđe u veći oblak tamne tvari (s primarnom galaksijom u središtu) [39]. Umjesto toga, manji oblak tamne tvari se prati unutar većeg sve dok njegova masa ne padne (zbog plimnih sila) ispod granične masene rezolucije (20 čestica). Vrijeme stapanja se satelitskoj galaksiji zadaje tek u tom trenutku, te se pretpostavlja da se ona stopila sa središnjom galaksijom nakon tog vremena. Ova modifikacija osigurava da se dinamika satelitskih galaksija prati što vjernije samoj simulaciji, odnosno da se analitičke formule zadaju što kasnije je moguće.

## 2.4 Efekti stapanja galaksija u GALFORM-u

Posljedice stapanja galaksija se mjere u odnosu na veću galaksiju u paru; uzima se da se njena svojstva mijenjaju stapanjem, ali da se radi o istoj galaksiji. Ova definicija je u skladu s definicijom glavne grane stabla stapanja oblaka tamne tvari i galaksija (Slika 1.1). Kod stapanja galaksija sličnih omjera mase ( $\mu \approx 1$ ) je novonastala galaksija potpuno drugačija od prvotne galaksije veće mase, no radi konzistentnosti i dalje primjenjujemo spomenutu definiciju.

Efekti stapanja najviše ovise o omjeru barionskih masa  $f$  (hladni plin + zvijezde). Za malene omjere očekujemo malene utjecaje na primarnu galaksiju, dok za veće omjere, kao što je spomenuto, očekujemo potpunu promjenu svojstava. U tu svrhu se uvodi granični omjer  $f_{\text{sph}}$ : stapanja gdje je omjer manji od graničnog se uzimaju kao malena, a ona gdje je veći kao velika. U GALFORM-u se pretpostavlja da se galaksije sastoje od dvije morfološke komponente: diska koji prati eksponencijalnu raspodjelu

$$\Sigma_{\text{disk}} = \Sigma_{0,\text{disk}} \exp\left(-\frac{r}{r_{\text{disk}}}\right), \quad (2.3)$$

gdje je  $\Sigma$  2D-raspodjela, te sferoida koji prati

$$\Sigma_{\text{sph}} = \Sigma_{0,\text{sph}} \left(\frac{r}{r_{\text{sph}}}\right)^{-1/4}. \quad (2.4)$$

Normalizacije su određene ukupnim masama komponenti, a parametri  $r_{\text{disk}}$  i  $r_{\text{sph}}$  očuvanjem kružne količine gibanja i centrifugalnom ravnotežom. Kod malenih stapanja u GALFORM-u se zvjezdana masa satelita dodaje sferoidalnoj komponenti središnje galaksije, dok se hladni plin dodaje disku središnje galaksije. Kod velikih,

disk središnje galaksije se uništava i sva barionska tvar (zvijezde i plin) se dodaje novonastalom ili već postojećem sferoidu središnje galaksije. Veličine diska i sferoida nakon stapanja su određene virijalnim teoremom i očuvanjima kutne količine gibanja i energije. U GALFORM-u se uzima da je granični omjer  $f_{\text{sph}} = 0.3$ . Napominjemo da se radi o omjeru barionske tvari galaksije, dok opažačke studije često gledaju omjer zvjezdanih masa  $\mu$  (jer su lakše za odrediti). U modeliranju je prikladnije koristiti omjer barionske tvari obzirom da plin sudjeluje u dinamici galaksija.

Uz utjecaj na nastanak i rast sferoida galaksija zbog stapanja, potrebno je modelirati i povećanu razinu nastanka zvijezdi u središnjoj galaksiji. Radi se o takozvanim zvjezdanim prascima: razine nastanka zvijezda uzrokovane stapanjima mogu biti i do 1000 puta veće od uobičajenih (onih u 'tihom' modu nastanka zvijezda). GALFORM uzima da se to događa samo za omjere masa iznad  $f_{\text{burst}} = 0.1$ . Za razinu nastanka zvijezda u prascima  $\psi_{\text{burst}}$  uzima se:

$$\psi_{\text{burst}} \propto \frac{M_{\text{cold,burst}}}{\tau_{\text{dyn,sph}}}, \quad (2.5)$$

gdje je  $M_{\text{cold,burst}}$  količina hladnog plina prebačenog iz manje galaksije u veću stapanjem, a  $\tau_{\text{dyn,sph}}$  dinamičko vrijeme sferoida primarne galaksije koje je određeno njegovom morfologijom na način  $\tau_{\text{dyn,sph}} = r_{\text{sph}}/V_{\text{c,sph}}$ . Ovdje je  $r_{\text{sph}}$  radijus unutar kojeg se nalazi pola mase sferoida, a  $V_{\text{c,sph}} = \sqrt{M_{\text{sph}}G/4r_{\text{sph}}}$  kružna brzina na tom radijusu. U relaciji (2.5) postoji slobodan parametar kojeg GALFORM ne pretpostavlja unaprijed.

Konačno, stapanja galaksija imaju utjecaj na rast supermasivnih crnih rupa u središtima galaksija. Pretpostavlja se da one rastu, među ostalom, kad stapanje galaksija prouzrokuje zvjezdani prasak. Uzima se da je za rast crne rupe slobodno  $f_{\text{BH}}M_{\text{cold,burst}}$  plina, gdje je  $f_{\text{BH}}$  slobodan parametar.

## 3 Metode

U ovom poglavlju opisujemo način na koji računamo stope stapanja  $R$  i  $\Gamma$ , udjele bliskih parova  $f$  te vremensku skalu stapanja  $T_{\text{mg}}$ . Također diskutiramo neke od nesuglasica između opažačkih studija oko izbora kriterija odabira pri računanju udjela bliskih parova. Iz diskusije će biti jasno kako uspješno usporediti rezultate, čak i ako su dobiveni uz različite odabire.

### 3.1 Stopa stapanja

Kako bismo izračunali stope stapanja galaksija koristimo se stablom stapanja koje konstruira GALFORM. Svakoj galaksiji je pridodjeljen jedinstveni broj (ID) u svakom vremenskom trenutku. Za dani vremenski trenutak uzimamo sve galaksije i poređamo ih po ID-ovima njihovih potomaka. Podskupovi koje sadrže više od jedne galaksije identificiramo kao one koje odgovaraju stapanjima galaksija. Pretpostavljamo da se sve galaksije u podskupu stapaju sa najmasivnijom galaksijom tog podskupa, te kažemo da je galaksija te mase doživjela  $N$  sudara, gdje je  $N$  broj parova u tom podskupu. Stopu stapanja galaksija na temelju ove procedure možemo računati preko

$$R = \frac{dN}{dt} \approx \frac{\Delta N_{\text{mg}}}{\Delta N \Delta t}, \quad (3.1)$$

gdje je  $\Delta N_{\text{mg}}$  ukupan broj parova (u danom intervalu mase) koji zadovoljava neki uvjet omjera mase ( $\mu \in [0.1, 0.25]$  za malena stapanja te  $\mu \in [0.25, 1]$  za velika stapanja u ovom radu).  $\Delta N$  je ukupan broj galaksija u istom intervalu mase, a  $\Delta t$  je vremenski interval između dva vremenska trenutka koja odgovaraju tom stapanju. Također možemo definirati i gustoću stapanja galaksija kao

$$\Gamma = \frac{d^3 n}{d \log M_* dV dt} \approx \frac{\Delta N_{\text{mg}}}{\Delta \log M_* \Delta V \Delta t}, \quad (3.2)$$

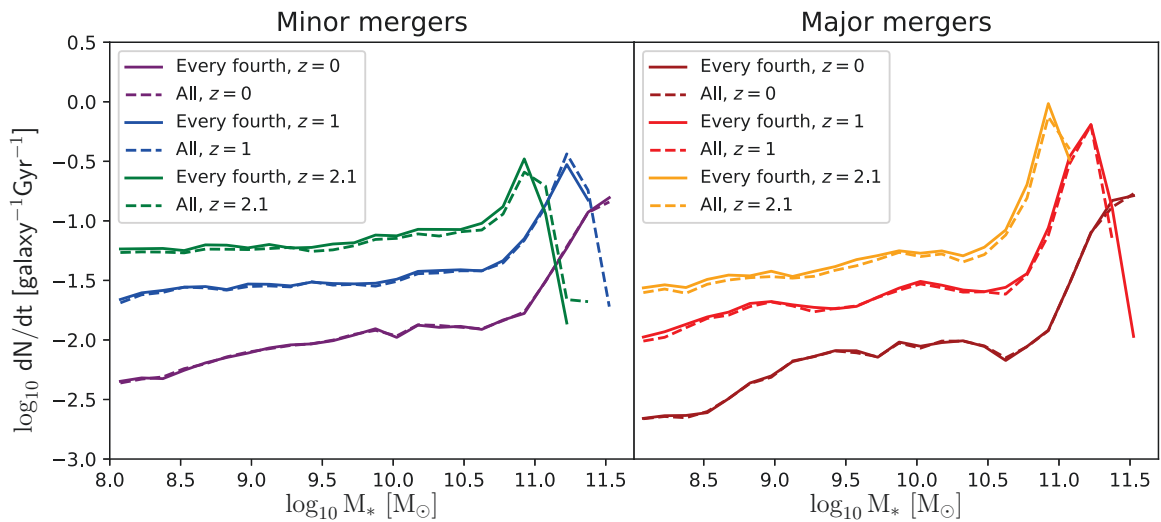
gdje je  $\Delta \log M_*$  širina (logaritamskog) intervala mase u pitanju, dok je  $\Delta V$  volumen unutar kojeg brojimo stapanja galaksija. Iz definicija ovih dviju stopa stapanja (jednadžbe 3.1 i 3.2) te definicije funkcije zvjezdanih masa galaksija  $\Phi$  (jednadžba 2.1) slijedi veza između triju veličina:

$$\Gamma = \Phi R. \quad (3.3)$$



Pretpostavka da se sve galaksije stapaju s najmasivnijim pretkom, a ne neke od njih međusobno (u podskupu onih koje rezultiraju u jednom potomku), je relativno slaba. Stapanja galaksija koja uključuju više od dviju galaksija su rijetka. Uz to, simulacija kojom se koristimo ima relativno veliku vremensku rezoluciju zbog velikog broja vremenskih trenutaka (269).

Za provjeru smo izračunali stope stapanja u GALFORM izračunu koji ima lošiju vremensku rezoluciju (računata su svojstva za svaki četvrti vremenski trenutak) i usporedili s izračunom koji uključuje sve trenutke. Rezultati su prikazani na Slici 3.1. Vidljivo je da su rezultati dobro konvergirani ako povećamo broj vremenskih trenutaka. Na niskim crvenim pomacima, gdje imamo velik broj trenutaka ( $\approx 40$  unutar  $z \in [0, 0.2]$ ), vidimo da nema skoro nikakve razlike. Na većim crvenim pomacima uključivanje svih trenutaka slabo smanjuje stopu stapanja preko svih masa. Naglašavamo da je ova usporedba napravljena pomoću 64 podvolumena simulacije (od ukupnih 1024). Cjeloviti rezultati, koji su više reprezentativni za GALFORM, su predstavljeni u Poglavlju 4.1.



Slika 3.1: Usporedba stope stapanja galaksija dobivenih iz 64 podvolumena simulacije koristeći izračun sa svim vremenskim trenucima (pune linije) te izračun sa svakim četvrtim vremenskim trenutkom (crtkane linije). Boje predstavljaju stope stapanja na raznim crvenim pomacima, prema legendi. Lijeva slika pokazuje stopu malenih stapanja, odnosno stapanja galaksija s omjerima masa  $\mu \in [0.1, 0.25]$ , dok desna slika prikazuje isti rezultat za velika stapanja galaksija, s omjerima masa  $\mu \in [0.25, 1]$ .

## 3.2 Udio bliskih parova

U opažačkim studijama postoje dvije široke metode odabira kandidata galaksija za bliske parove. Jedna od njih uključuje primjenu određenih kriterija odabira (maksimalna projicirana udaljenost parova  $r_{\max}$ , maksimalna brzina udaljavanja  $v_{\max}$  te minimalni omjer mase  $\mu$ ) [5, 62, 63]. Druga popularna metoda također koristi te odabire, no još uključuje i dodatne kriterije čija svrha je filtrirati galaksije koji nisu vjerojatni kandidati za stapanja [69, 70]. Kao primjer, jedan kriterij je da galaksije u paru budu dovoljno asimetrične.

U našoj analizi se bavimo izračunom udjela bliskih parova na bazi prve metode. To znači da će udio bliskih parova uključivati i parove koji nisu fizički bliski i koji se vjerojatno neće stopiti, no to se može uzeti u obzir kad se iz udjela bliskih parova računa stopa stapanja (Poglavlja 3.3 te 4.3.2) [59].

Kako bismo računali udio bliskih parova, koristimo se aproksimativnom metodom koja ima prednost da dopušta uključivanje svih mogućih parova u simulaciji. Biramo fiksnu os (npr.  $z$ -os) kao liniju doglednice, a druge dvije osi ( $x$  i  $y$ ) se koriste za računanje projiciranih udaljenosti. U ovom slučaju,  $x$  i  $y$  osi predstavljaju površinu neba.

Kao primjer ćemo opisati proceduru pronalaska udjela velikih bliskih parova ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) galaksija s nekim fiksnim kriterijima odabira, npr. projicirana udaljenost  $0 < r_{\text{proj}} < 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$  te brzina udaljavanja  $-500 < v_{\text{sep},z} < 500 \text{ km s}^{-1}$ . Veličine potrebne za ovaj izračun su  $x$  i  $y$  komponente položaja te  $z$  komponenta brzine, uz masu svake od galaksija.

Prvo sortiramo sve galaksije (u cijeloj simulaciji) na danom vremenskom trenutku po njihovim  $x$ -komponentama položaja. Za danu galaksiju  $i$  s položajem  $x_i$  pronalazimo skup galaksija  $J_i$  čije  $x$ -komponente zadovoljavaju uvjet da su dovoljno bliske  $i$ -toj galaksiji:  $|x_i - x_j| < 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$ . Ovakav prvi korak drastično smanjuje broj izračuna; umjesto da provjeravamo sve moguće parove galaksija u simulaciji dovoljno je vršiti usporedbe svake galaksije  $i$  s galaksijama u skupu  $J_i$ .

Primjenjujemo konačne kriterije odabira tako da zahtijevamo da galaksija  $j$  iz skupa  $J_i$  zadovoljava sve sljedeće uvjete:  $r_{\text{proj}} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} < 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$  (galaksije  $j$  i  $i$  unutar neke projicirane udaljenosti),  $v_{\text{sep}} = |v_{z,i} - v_{z,j}| < 500 \text{ km s}^{-1}$  (brzina udaljavanja galaksija  $j$  i  $i$  unutar neke vrijednosti),  $\mu_{j,i} = M_{*,j}/M_{*,i} \in [0.25, 1]$  (galaksije  $j$  i  $i$  čine veliki par). Ako za galaksiju  $i$  pronađemo barem jednu galaksiju

$j$  iz skupa  $J_i$  koja zadovoljava sve ove kriterije, onda kažemo da galaksija  $i$  ima bliskog para. Ovu proceduru ponavljamo za sve galaksije  $i$  u simulaciji. Ukupan broj galaksija s bliskim parom raspodjeljujemo po intervalima mase. Udio bliskih parova onda slijedi kao:

$$f_{\text{maj}} = \frac{\Delta N_{\text{maj}}}{\Delta N}, \quad (3.4)$$

gdje je  $\Delta N_{\text{maj}}$  broj galaksija s velikim bliskim parom unutar nekog intervala mase, a  $\Delta N$  je ukupan broj galaksija u tom intervalu mase.

### 3.3 Vremenska skala stapanja i usporedba s opažanjima

Kao što je spomenuto u Poglavlju 1.2, vremenska skala stapanja  $T_{\text{mg}}$  se obično mora odrediti iz simulacija tako da se odrede intrinzične stope stapanja i udjeli bliskih parova u toj simulaciji [59, 65]. Problem je što postoje velike razlike rezultata među raznim simulacijama, do te mjere da je vremenska skala stapanja i dalje neodređena do faktora 2-3, te je ona najveći izvor nepouzdanosti kod opažачkih stopa stapanja.

U studiji od Xu et al., koji su promatrali stapanja galaksija u COSMOS polju [62], je pretpostavljena vremenska skala stapanja iz Kitzbichler & White rada [59]. Ona je izračunata iz semianalitičkog modela u *Millennium* simulaciji. Dobivena formula je:

$$T_{\text{mg}} = 1.1 \text{Gyr} \times r_{25} M_*^{-0.3} \left(1 + \frac{z}{8}\right), \quad (3.5)$$

gdje je  $r_{25}$  projicirana udaljenost u jedinicama  $25 \text{ h}^{-1} \text{kpc}$ , a  $M_*$  zvjezdana masa para u jedinicama  $4 \times 10^{10} \text{ h}^{-1} M_{\odot}$ . Ova formula vrijedi za  $v_{\text{sep}} < 300 \text{ km s}^{-1}$  i  $z < 1$ , dok je još točnija formula dana u radu. Xu et al. uzimaju normalizaciju koja je  $\approx 3$  puta manja od one dane iznad, kombinirajući rezultate od Kitzbichler & White i Lotz et al. [65], gdje je pronađeno da je vremenska skala stapanja znatno kraća nego ona od Kitzbichler & White.

S druge strane, Casteels et al. su proučavali stapajuće galaksije u GAMA polju [70], s time da su bliski parovi izabrani samo ako je pronađeno da su dovoljno asimetrični. Vremenska skala stapanja kojom se bliski udio parova konvertira u stopu stapanja onda mora biti različita. U radu je argumentirano da je dovoljno gledati vremensku skalu *opazivosti*, koja se može aproksimirati kao suma dviju vremenskih

skala. Prva od njih je dana s

$$T_{\text{obs}} = (-0.026 \pm 0.05) + (2.28 \pm 0.23)f_{\text{gas}}, \quad (3.6)$$

gdje je  $f_{\text{gas}}$  maseni udio plina galaksija. Ovaj rezultat slijedi iz simulacija [66], a kvantificira činjenicu da galaksije s više plina dulje ostaju asimetrične. Pretvorba s ovisnosti o udjelu plina na ovisnost o zvjezdanoj masi se temelji na relaciji mase plina i zvijezdi [77].

Druga relevantna vremenska skala koju koriste Casteels et al. se također temelji na simulacijama koje pronalaze da vremenska skala asimetrije skalira kao

$$T_{\text{obs}} = (-0.023 \pm 0.05)N_{\text{fly}} + \left( \frac{M_{\text{tot}}}{10^{11} M_{\odot}} \right)^{0.25}, \quad (3.7)$$

gdje je  $N_{\text{fly}}$  broj bliskih prolazaka galaksije prije sudara, a  $M_{\text{tot}}$  ukupna zvjezdana masa [67]. Ova vremenska skala aproksimira vrijeme tijekom kojeg se očekuje da će galaksija ostati asimetrična neovisno o njenom zvjezdanom sadržaju. Ukupna vremenska skala opazivosti se onda računa kao zbroj ovih dviju vremenskih skala (jednadžbe 3.6 i 3.7). Treba napomenuti da su ove vremenske skale izvedene uz fiksni omjer masa  $\mu = 1/3$  te fiksnu ukupnu masu (barionska + tamna tvar), te fiksnu barionsku masu. Ono što je variralo između simulacija je udio plinske spram zvjezdane mase.

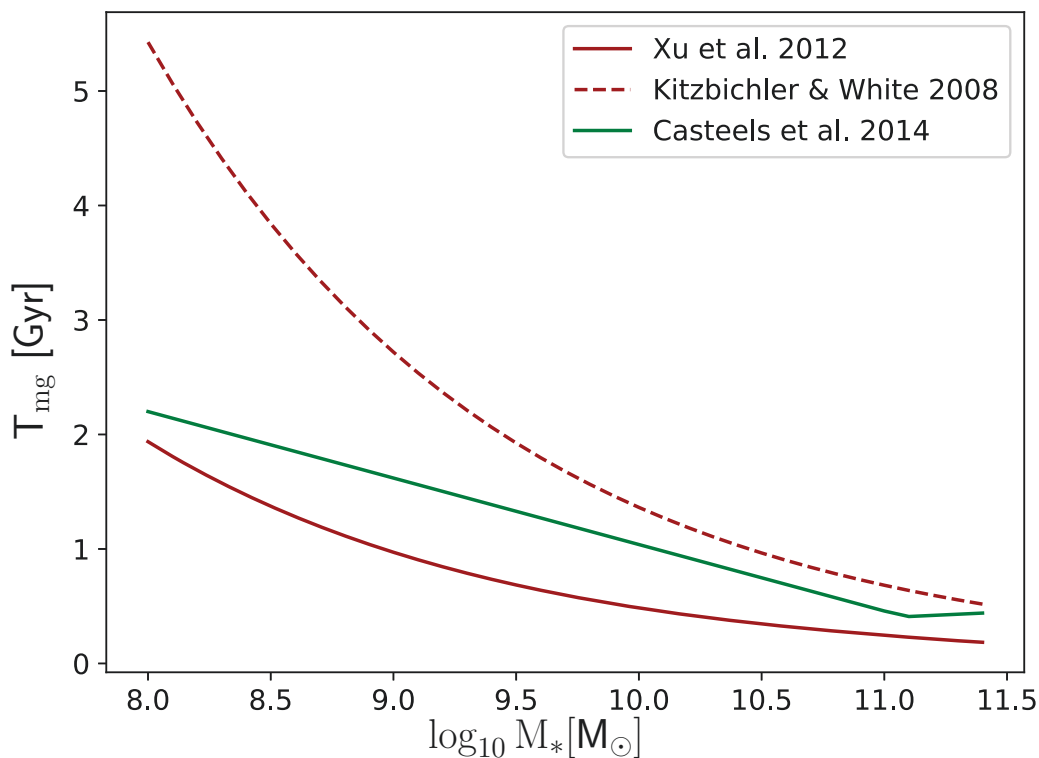
Slika 3.2 prikazuje vremenske skale stapanja koje koriste Xu et al. i Casteels et al., u usporedbi s originalnom Kitzbichler & White vremenskom skalom. Vidi se da su one znatno kraće od Kitzbichler & White skale.

Xu et al. i Casteels et al. su odabrane kao dva primjera opažачkih studija u kojima vremenske skale stapanja variraju. Većina opažачkih studija pretpostavlja donekle drugačiju vremensku skalu stapanja u odnosu na druge, što povećava razlike između rezultata. U našim rezultatima se pri usporedbama s opažanjima koristimo izmjerenim udjelima bliskih parova koje dijelimo s vremenskom skalom stapanja iz Kitzbichler & White studije. To radimo kako bi osigurali što prikladniju usporedbu, što je dodatno motivirano činjenicom da je model nastanka galaksija korišten u tom radu sličan GALFORM-u. U Poglavlju 4.3 ćemo pokazati da je ovaj izbor opravdan barem za masivne galaksije ( $M_* > 10^{10} M_{\odot}$ ), a većina mjerenja udjela bliskih parova se odnosi na galaksije takvih masa. Također napominjemo da ovaj izbor isključuje

usporedbe s opažačkim studijama koje se koriste morfološkim kriterijima odabira (npr. asimetričnosti).

Dodatne razlike između opažačkih rezultata postoje zbog raznih izbora parametara odabira, čak i ako je metoda ista. Na primjer, malena i velika stapanja se razlikuju po tome da je omjer masa galaksija koje sudjeluju u stapanju manji, odnosno veći, od nekog graničnog omjera  $M_{\text{sat}}/M_{\text{pri}} = \mu$ , te  $\mu$  varira od studije do studije. Česti izbori su 1/2.5, 1/3, 1/4, 1/6. No, moguće je konvertirati udjele bliskih parova te stope stapanja galaksija. Formula za ovu pretvorbu je dana u literaturi [62].

Uz omjere mase, opažački rezultati variraju zbog raznih kriterija pri odabiru parova ovisno o njihovim dinamičkim svojstvima. Udjeli bliskih parova variraju po tome koja je maksimalna projicirana udaljenost te maksimalna brzina udaljavanja. Česti izbori za prvu veličinu su 20, 30, 50, 75 and 100  $\text{h}^{-1}\text{kpc}$ , dok se za drugu često bira 200, 300, 500 te 1000  $\text{km s}^{-1}$ . Kao što je prije pokazano, ovisnost udjela bliskih parova o projiciranoj udaljenosti je otprilike linearna [59]. Koristimo se tim rezultatima za pretvorbu opažačkih udjela bliskih parova na usporedive vrijednost.



Slika 3.2: Vremenska skala stapanja koja se koristi za pretvorbu udjela bliskih parova u stopu stapanja. Puna smeđa linija predstavlja vremensku skalu danu jednadžbom 3.5. Sve stope stapanja iz opažačkih studija koje koristimo radi usporedbe u ovom radu su pomnožene s odgovarajućim faktorom ili funkcijom tako da odgovaraju toj vremenskoj stali stapanja (više detalja u tekstu).

## 4 Rezultati

### 4.1 Stope stapanja

Ovdje predstavljamo naše rezultate o stopama stapanja galaksija. Računamo ih iz simulacija pomoću metode opisane u poglavlju 3.1. Stope stapanja iz opažačkih studija (koje koristimo radi usporedbe) su računate dijeljenjem pronađenih udjela bliskih parova s Kitzbichler & White vremenskom skalom stapanja (jednadžba 3.5) [59]. Također smo koristili razne faktore pretvorbe kako bismo ispravili efekte različitih kriterija odabira i učinili sva mjerenja usporedivim (kao što je opisano u poglavlju 3.3).

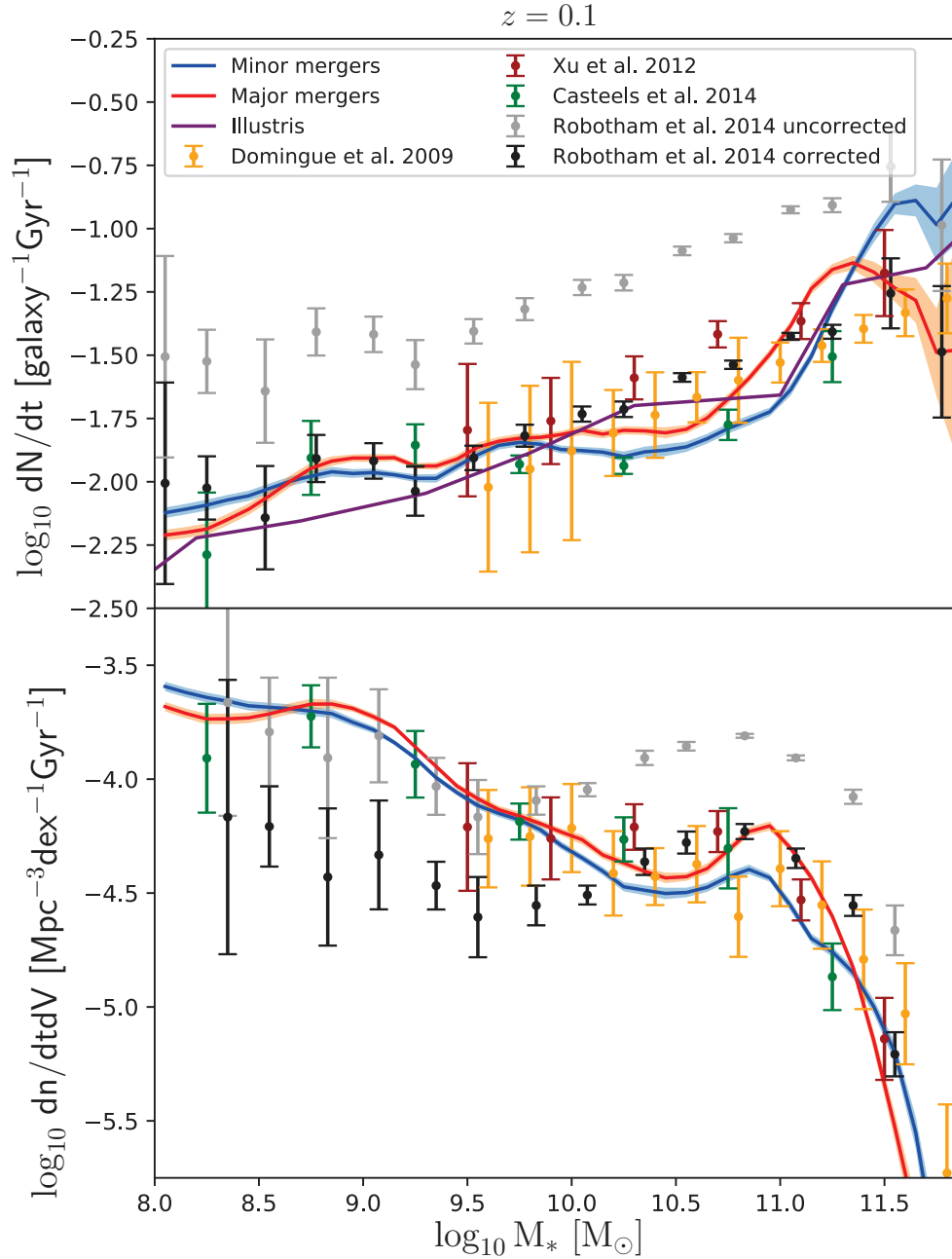
Uspoređujemo našu stopu stapanja s opažačkim rezultatima udjela bliskih parova ili stopa stapanja kao funkcije zvjezdanih masa galaksija [5, 62, 70, 79], kao i crvenog pomaka [5, 62, 63, 78, 80–82]. Sve ove studije imaju zajedničku značajku (isključujući Casteels et al. [70]) da ne uključuju dodatne kriterije odabira na bazi morfoloških karakteristika.

#### 4.1.1 Ovisnost o zvjezdanoj masi

Gornji graf Slike 4.1 prikazuje stope malenih ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) i velikih ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) stapanja galaksija kao funkcije zvjezdanih mase za sadašnji svemir. Pronalazimo da stopa stapanja galaksija raste kao funkcije zvjezdane mase, sve do određene zvjezdane mase ( $M_* = 10^{11.3} M_\odot$ ) nakon koje počne padati. Pronalazimo dobro slaganje s opažanjima, kao i sa hidrodinamičkom simulacijom *Illustris* [60].

Jedna značajka stope stapanja galaksija u GALFORM modelu—koja do sada nije predviđena nekim rezultatima simulacija te je samo viđena opažački u rezultatima od Robotham et al. [5]—je postojanje maksimuma te naglog pada vrijednosti stope stapanja galaksija na velikim masama ( $M_* > 10^{11} M_\odot$ ). Moguće je da većina simulacija i opažačkih studija ne predviđa ovu značajku kao rezultat njenog uglađivanja uzimanjem malenog broja intervala mase, što je pak rezultat veličine uzorka. Naše stope malenih i velikih stapanja prikazane na Slici 4.1 predstavljaju statistiku temeljenu na  $\approx 16$  milijuna stapanja (što odgovara 40 intervala mase), ilustrirajući potreban broj događaja kako bi se postigla masena rezolucija na kojoj je ova značajka vidljiva.

Obzirom da niti *Illustris* simulacija niti većina opažanja ne detektira ovu značajku,



Slika 4.1: Stope stapanja galaksija kao funkcije zvjezdane mase (najmasivnijeg pretka) na crvenom pomaku  $z \approx 0.1$ . Predviđene stope stapanja GALFORM-a su prikazane plavim i crvenim linijama za malena ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) i velika ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) stapanja, slijedom, dok točke predstavljaju stope velikih stapanja iz opažачkih studija. Potonje vrijednosti su pomnožene odgovarajućim faktorima kako bi se nadoknadile razlike u kriterijima odabira. Računate su iz opažачki izmjerenih udjela bliskih parova primjenom univerzalne formule za vremensku skalu stapanja (više detalja u poglavlju 3.3). Rasponi pouzdanosti opažачkih studija odgovaraju intervalu od  $1\sigma$ , dok zasjenjeni rasponi pouzdanosti oko naših rezultata iz GALFORM-a predstavljaju intervale od  $2\sigma$ . *Gore*: Stope stapanja po galaksiji uspoređene sa opažanjima i *Illustris* simulacijom. *Dolje*: Gustoće stopa stapanja uspoređene s opažanjima.

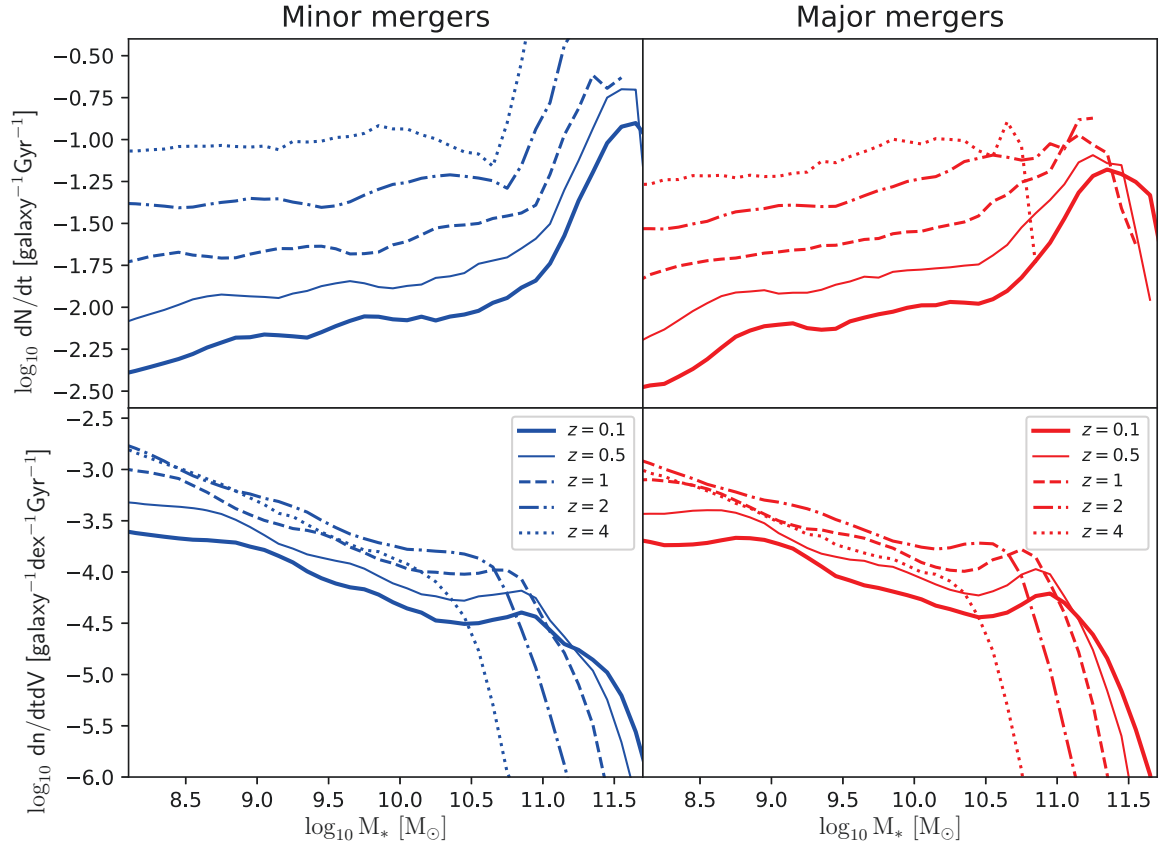
moglo bi se argumentirati da je ona pogrešna predikcija GALFORM-a. No, postoje teorijska razmatranja koja pojačavaju našu pouzdanost u to da se radi o dobrom predviđanju, i da će ta značajka biti ustanovljena kao stvarna u budućim opažачkim studijama (s većom masenom rezolucijom). Naime, stopa stapanja galaksija ovisi o okolini dane galaksije mase  $M_*$  na više načina. Jedan od načina je masena distribucija njenih satelita ispod mase  $M_*$ . Ovo u biti odgovara satelitskoj funkciji zvjezdanih masa galaksija (FZMG), koja nasljeđuje sve glavne značajke ‘normalne’ FZMG. Konkretno, ona također ima eksponencijalni pad na visokim masama [83]. Ako pogledamo brojvnu gustoću galaksija na  $M_* = 10^{11.3} M_\odot$  (početak eksponencijalnog pada u FZMG vidljiv na Slici 2.1), očekujemo da će stopa velikih stapanja galaksija početi naglo padati kao rezultat sve većeg nedostatka galaksija sličnih masa. Ovo zaista vidimo u položaju pada stope velikih stapanja galaksija na Slici 4.1. Slično tome, maksimum i pad je vidljiv i u stopi malenih stapanja galaksija, no to se događa na većim masama. To je očekivano jer malena stapanja uključuju galaksije s manjim omjerom masa.

Dodatna značajka stope stapanja koja se također može objasniti promatranjem FZMG-a je strmiji rast koji dolazi odmah prije maksimuma i eksponencijalnog pada. Ovo ponašanje je također viđeno u Illustris simulaciji, a naša interpretacija je da se radi o rezultatu lokalno ravnog ponašanja u FZMG na tim masama, umjesto pada. Masena gustoća galaksija pada sporije na tim masama, što znači da galaksije imaju više satelita dostupnih za stapanje. Pretpostavljamo da se dodatne značajke u stopi stapanja mogu povezati sa ostalim značajkama u FZMG.

Naša interpretacija ovih rezultata je pojačana ako pogledamo stope stapanja kao funkcije zvjezdane mase na više crvenih pomaka (gornji grafovi na Slici 4.2). Maksimum i eksponencijalni pad se pomiču prema manjim masama i za malena i za velika stapanja, a taj pomak prati pomak u eksponencijalnom padu viđenom u FZMG-u. Slično tome, zaoštavanje rasta stope stapanja prije maksimuma se smanjuje na višim crvenim pomacima, a to je vjerojatni rezultat nestanka lokalnog platoa u FZMG-u na istim masama. Općenito, vidimo da se stopa stapanja izgladuje, u skladu sa izgladivanjem FZMG, kako se pomičemo prema većim crvenim pomacima.

Dok se ove značajke mogu objasniti kao rezultat značajki u FZMG, naglašavamo da ovaj efekt nije jednosmjernan. Naime, evoluciju brojvne gustoće galaksija možemo





Slika 4.2: Stope malenih ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) i velikih ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) stapanja galaksija kao funkcije zvjezdane mase na raznim crvenim pomacima. Različiti tipovi linija predstavljaju različite crvene pomake, prema legendi. Linije su prekinute na onim masama gdje više nisu detektirana stapanja. *Gore*: Stope stapanja po galaksiji. *Dolje*: Gustoće stopa stapanja galaksija.

opisati preko jednadžbe kontinuiteta:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial M_*} \left( \frac{dM_*}{dt} n \right) = \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right)_{\text{mg}}, \quad (4.1)$$

gdje je  $dM_*/dt$  brzina masenog rasta galaksija, a  $(\partial n/\partial t)_{\text{mg}}$  je član koji odgovara gubitku broja galaksija koje nestaju kao rezultat stapanja. Stapanja čine dio prvog člana (uz rast zvjezdane mase zbog nastanka zvijezda), a potpuno su odgovorna za drugi član. Drugim riječima, stapanja galaksija mogu direktno proizvesti lokalno (u smislu mase) veće brojevne gustoće galaksija, kao i nedostatak galaksija na drugim masama.

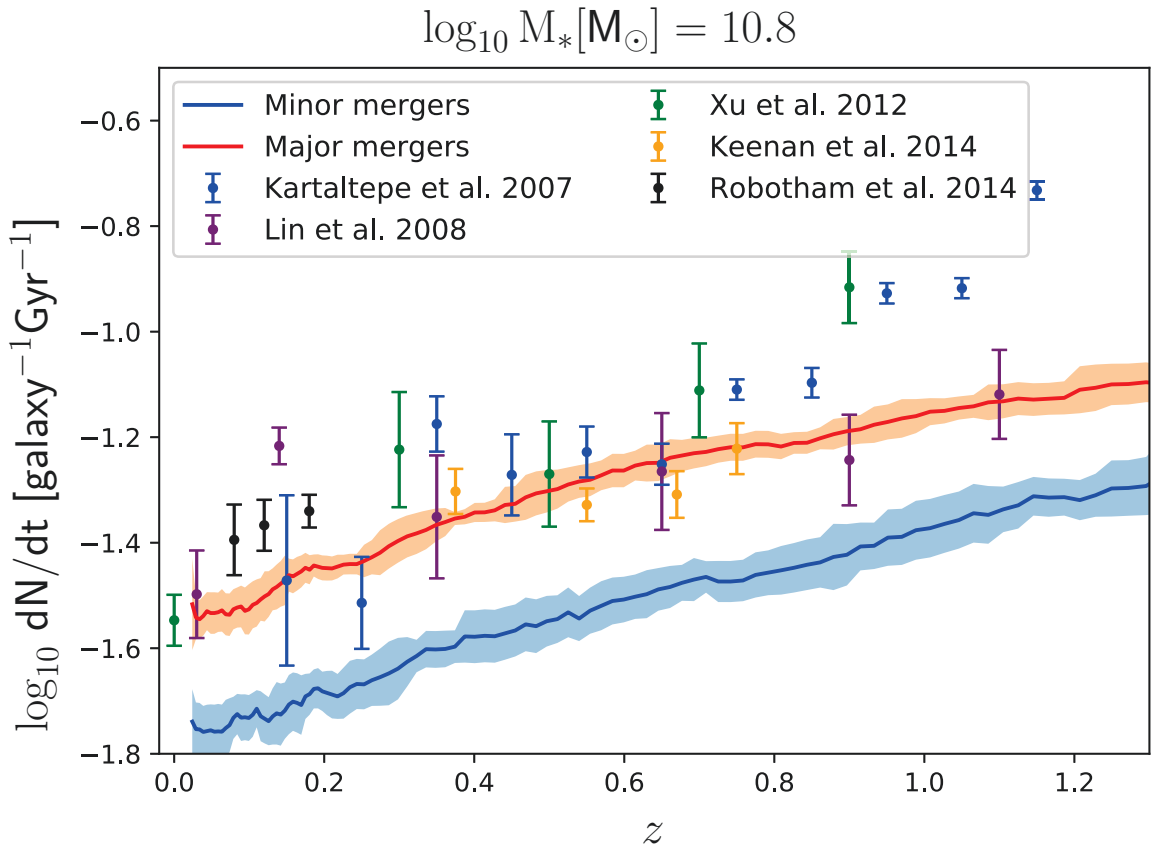
Gustoće stapanja galaksija, prikazane na donjim grafovima Slika 4.1 i 4.2, se također slažu s opažачkim studijama. Postoji maleno neslaganje na nižim masama, no ono je unutar intervala nepouzdanosti. Za galaksije malenih masa niti ne očekujemo

da će GALFORM savršeno reproducirati brojne gustoće (Slika 2.1).

Donji grafovi Slike 4.2 prikazuju gustoće stopa stapanja galaksija kao funkcije zvjezdane mase na raznim crvenim pomacima. Evolucija je općenito slična evoluciji funkciji zvjezdanih masa galaksija, ali naglašavamo postojanje ‘udubine’ između dviju karakterističnih masa ( $10^9 M_\odot$  te  $10^{11} M_\odot$  za  $z = 0$ , no za druge crvene pomake su drugačije vrijednosti). Ova udubina je vjerojatno povezana s udubinom u funkciji zvjezdanih masa galaksija, slično kao i stopa stapanja. Vidi se da udubina nestaje do  $z \approx 3$ .

#### 4.1.2 Ovisnost o crvenom pomaku

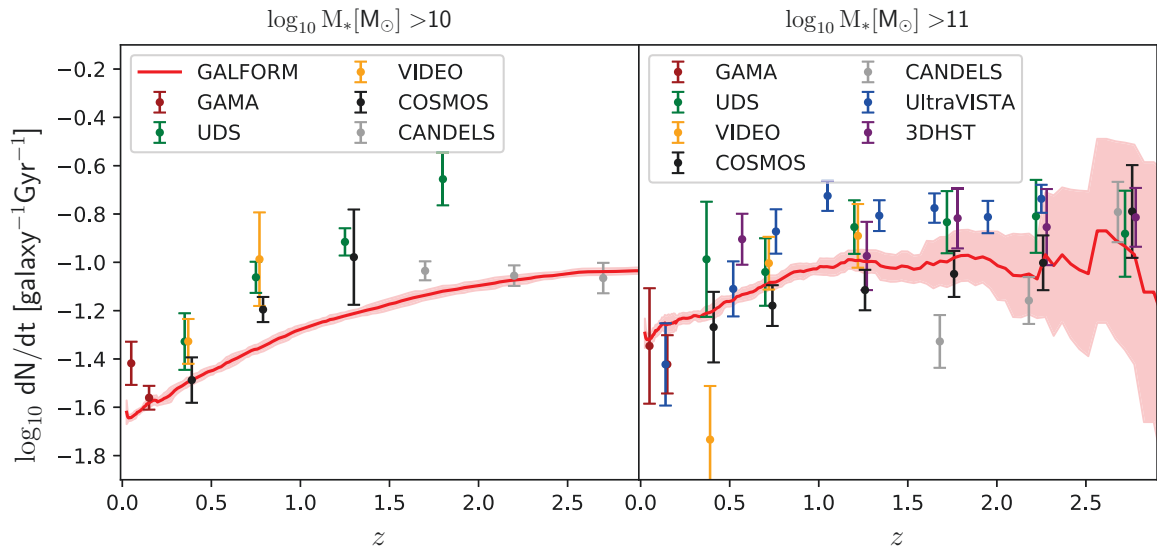
Slika 4.3 prikazuje stope stapanja galaksija zvjezdane mase  $M_* = 10^{10.8} M_\odot$  kao funkcije crvenog pomaka do  $z \approx 1$ , u usporedbi s opažanjima. Vidi se dobro slaganje, no naša stopa stapanja počinje pokazivati znakove pada, što se ne vidi direktno u većini opažačkih rezultata.



Slika 4.3: Stopa stapanja galaksija zvjezdane mase  $M_* = 10^{10.8} M_\odot$ . Plave i crvene linije predstavljaju naša predviđanja za mala ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) i velika stapanja ( $\mu \in [0.25, 1]$ ), dok točke predstavljaju opažačke studije velikih stapanja, prema legendi. Opažačke stope stapanja su izračunate kao što je opisano pod Slikom 4.1.

Također uspoređujemo naše rezultate s opažanjima na većim crvenim pomacima pod Slikom 4.4 [63,82]. Ova usporedba je učinjena za dva područja masa:  $M_* > 10^{10} M_\odot$  i  $M_* > 10^{11} M_\odot$ . Ti izbori se obično koriste jer je lakše detektirati masivnije galaksije na većim crvenim pomacima. No, one su manje brojne, što zahtjeva da biramo sve galaksije iznad te mase, umjesto da detaljno proučavamo ovisnost o masi. Man et al. proučavaju stapanja galaksija u UltraVISTA/3DHST poljima [82], dok su u Mundy et al. predstavljeni rezultati iz većeg broja polja (GAMA, UDS, VIDEO, COSMOS, CANDELS) [63].

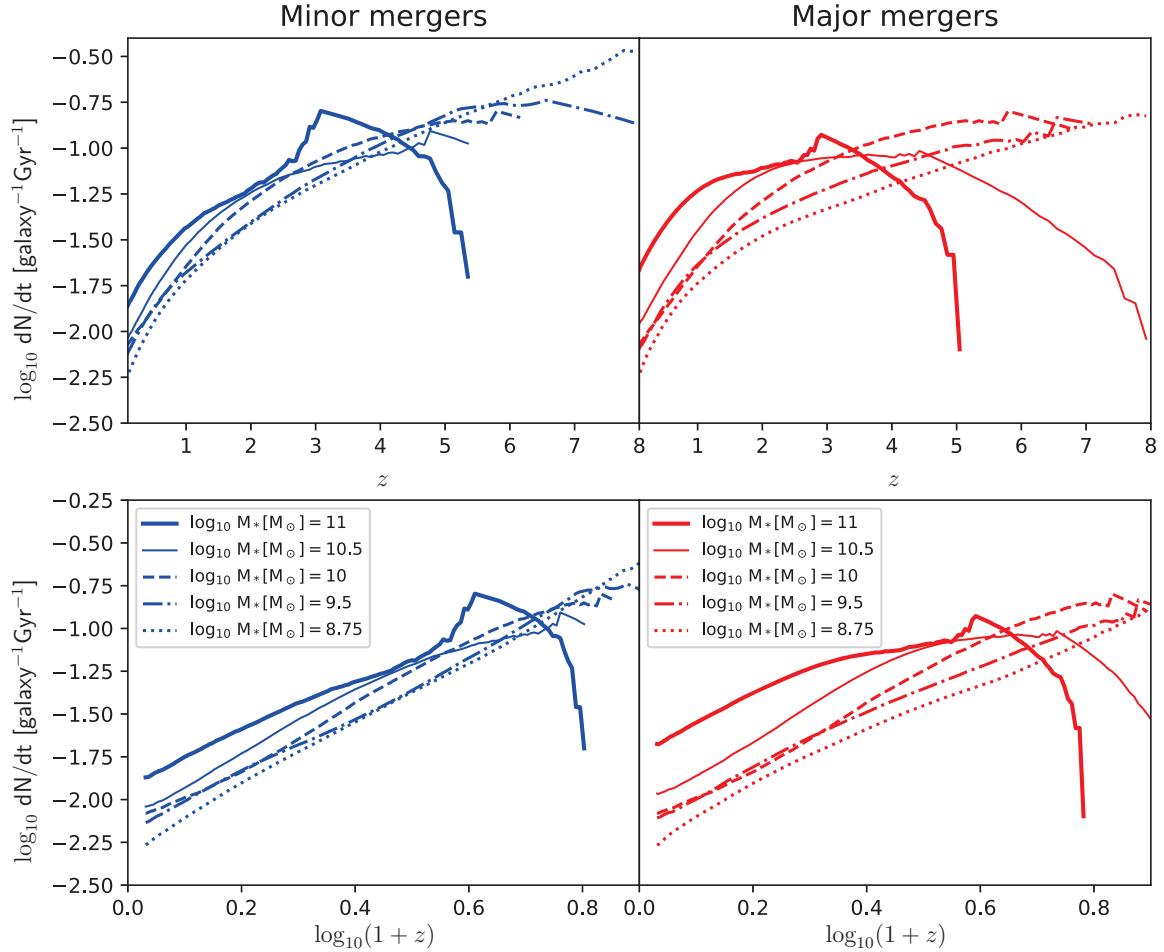
Naša stopa stapanja se dobro slaže s opažačkim rezultatima na velikim crvenim pomacima. Bilo koje razlike su reda razlika između opažačkih rezultata međusobno. Na dovoljno velikim crvenim pomacima je statistička pogreška u našim rezultatima dovoljno velika da nije jasno dostiže li stopa stapanja plato ili kreće padati.



Slika 4.4: Stopa stapanja galaksija za galaksije zvjezdanih masa iznad neke vrijednosti (dane iznad grafova) kao funkcija crvenog pomaka. Crvene linije i zasjenjena područja ( $1\sigma$ –intervali pouzdanosti) predstavljaju naše stope velikih stapanja ( $\mu \in [0.25, 1]$ ), dok točke predstavljaju opažačke rezultate iz raznih polja, prema legendi. UltraVISTA i 3DHST mjerenja su uzeta iz Man et al. [82], dok su mjerenja u ostalim poljima uzeta iz Mundy et al. [63]. Ove vrijednosti su dobivene na isti način kao što je opisano pod Slikom 4.1.

S ovime na umu, na Slici 4.5 predstavljamo ovisnosti stopa stapanja za više zvjezdanih masa do velikih crvenih pomaka. Stope stapanja pokazuju ovisnost o masi kao zakon potencije (što se vidi u donjim grafovima) sve do određenog crvenog pomaka, nakon kojeg počnu naglo padati. Ovaj crveni pomak se smanjuje što je veća zvjezdana masa u pitanju—predlažemo da je razlog za ovo ponašanje isti kao i za sličan

pad stope stapanja kao funkcije mase (gornji grafovi na Slici 4.2). Naime, stopa stapanja galaksija neke mase kao funkcija crvenog pomaka bi trebala naglo padati na onom crvenom pomaku na kojem galaksije tih masa prelaze u eksponencijalno potisnuti režim u funkciji zvjezdanih masa galaksija (Slika 2.1).



Slika 4.5: Malena ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) i velika ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) stopa stapanja galaksija određenih zvjezdanih masa (prema legendi), kao funkcije dviju različitih skala crvenog pomaka (*gore*-linearna te *dolje*- $\log_{10}(1+z)$ ). Linije su prekinute tamo gdje više nisu detektirana stapanja.

#### 4.1.3 Ovisnost o omjeru mase

Stapanja galaksija se obično kategoriziraju u dvije skupine: malena ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) i velika ( $\mu \in [0.25, 1]$ ). Ovdje predstavljamo općenitije rezultate, odnosno ovisnost stope stapanja o omjeru masa dviju galaksija  $\mu$ . Proučavamo kumulativnu stopu stapanja galaksija  $dN/dt(> \mu)$ , definiranu kao stopu stapanja galaksija iznad danog omjera masa (ali se zadržavamo iznad  $\mu = 0.1$  jer bi stopa stapanja divergirala

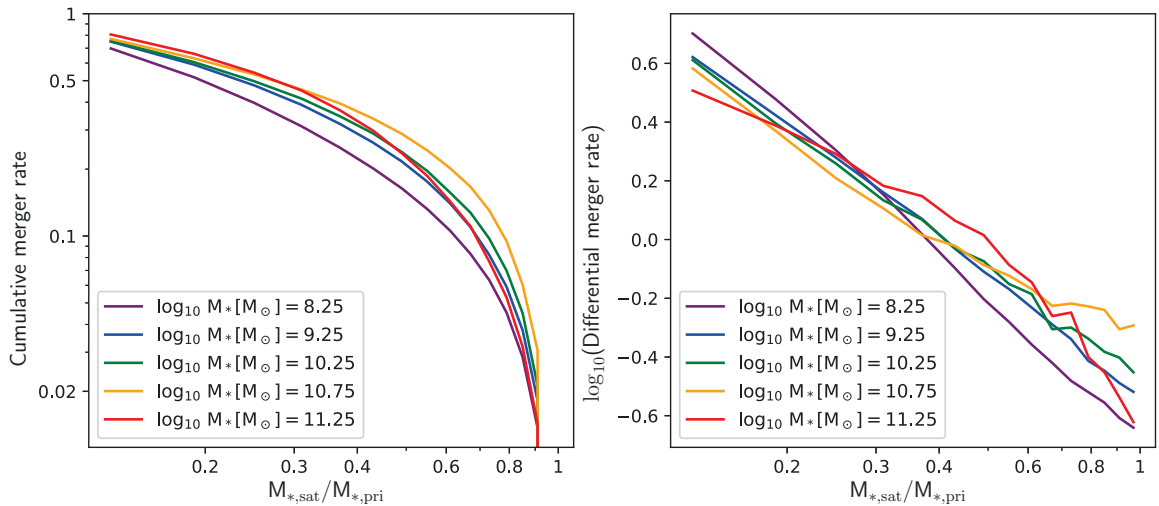
uključivanjem sve manjih omjera). Također proučavamo i diferencijalnu stopu stapanja  $d^2N/dtd\mu$ . Radi lakšeg razmatranja dijelimo obje veličine s ukupnom stopom stapanja  $dN/dt$  (između  $\mu = 0.1$  i  $\mu = 1$ ):

$$\text{Kumulativna stopa stapanja} = \frac{dN/dt(> \mu)}{dN/dt}, \quad (4.2)$$

$$\text{Diferencijalna stopa stapanja} = \frac{d^2N/dtd\mu(> \mu)}{dN/dt}. \quad (4.3)$$

Prednost ovakvih definicija (odnosno dijeljenjem s ukupnom stopom stapanja) je što nam daje normalizirane funkcije u odnosu na omjer mase, tako da je kumulativna stopa stapanja uvijek jednaka 1 za  $\mu = 0.1$ , dok diferencijalna stopa stapanja mjeri relativni doprinos stapanja u danom intervalu omjera masa ukupnoj stopi. Ovakva definicija omogućava proučavanje stope stapanja galaksija kao funkcije omjera masa na raznim zvjezdanim masama i crvenim pomacima, a bez da se u tu ovisnost “miješa” direktna ovisnost stope stapanja o tim dvjema veličinama.

Slika 4.6 prikazuje kumulativne i diferencijalne stope stapanja galaksija kao funkcije omjera masa za nekoliko primarnih masa na  $z = 0.1$ . Općeniti trend je da masivnije galaksije imaju veći doprinos od većih omjera masa. No, na galaksijama umjerenih masa nije sasvim jasno je li ovaj trend lokalno prekršen.



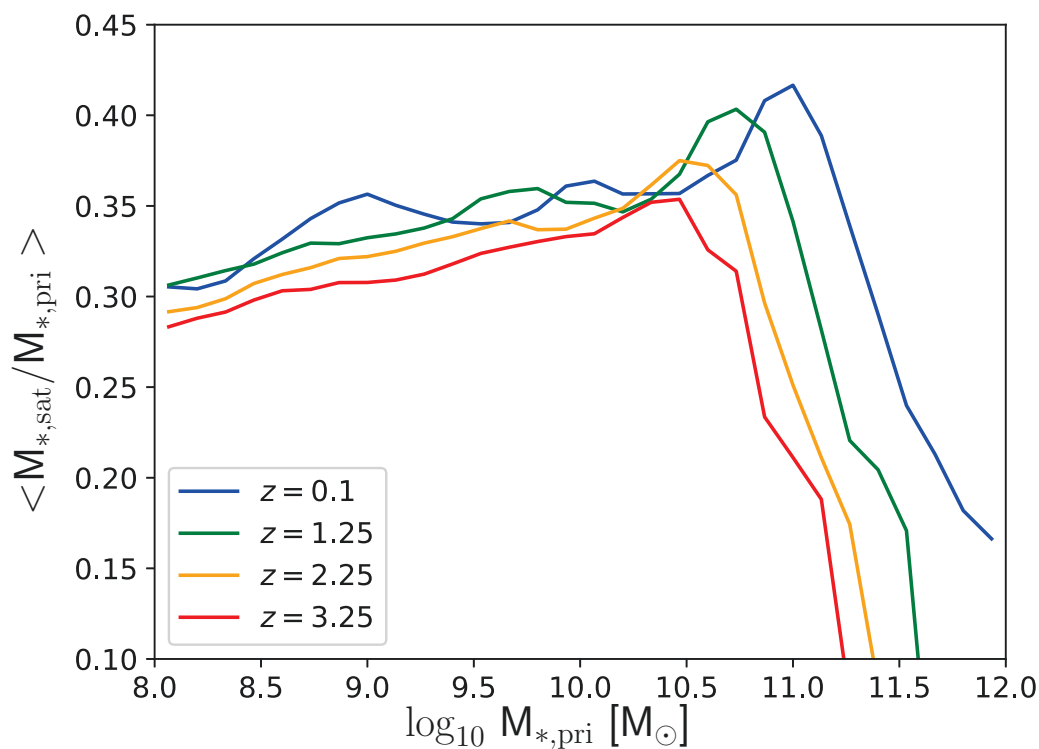
Slika 4.6: Normalizirane kumulativne i diferencijalne stope stapanja galaksija kao funkcije omjera zvjezdane mase na  $z = 0.1$  za galaksije različitih masa, prema legendi. Ove veličine su definirane jednadžbama 4.2 i 4.3, slijedom.

Kako bismo proučili ovaj trend (promjenu ovisnosti o omjeru zvjezdanih masa

za galaksije različitih primarnih masa), računamo srednju vrijednost omjera masa  $\langle \mu \rangle = \langle M_{*,\text{sat}}/M_{*,\text{pri}} \rangle$ . Ona se može računati iz

$$\langle \mu \rangle = \int_{0.1}^1 \mu f d\mu, \quad (4.4)$$

gdje je  $f$  diferencijalna stopa stapanja dana jednačbom 4.3. Umjesto ove metode koristimo se alternativnim načinom. Računamo stopu stapanja iz simulacije direktno, čime se izbjegavaju međukoraci svrstavanja omjera masa po raznim intervalima, što pak znači da se ne gubi preciznost.



Slika 4.7: Ovisnost srednjeg omjera zvjezdane mase o zvjezdanoj masi primarne galaksije na više različitih crvenih pomaka, prema legendi. Stapanja galaksija za čiji omjer zvjezdanih masa vrijedi  $\mu < 0.1$  su isključene iz ovog računa.

Rezultat ove procedure je prikazan na Slici 4.7. Srednji omjer masa se malo povećava za galaksije malenih i srednjih masa, ali općenito vrijedi  $\langle \mu \rangle \approx 0.3$ . Oštar rast se vidi blizu karakteristične mase povezane s poravnanjem funkcije zvjezdanih masa galaksija (Slika 2.1). Ovo je očekivani rezultat obzirom da su te galaksije okružene većim brojem galaksija sličnih masa. Na još većim masama srednji omjer masa počinje naglo padati, a ovo je povezano s eksponencijalnim padom broja galaksija velikih masa u funkciji zvjezdanih masa galaksija. Promjena srednjeg omjera

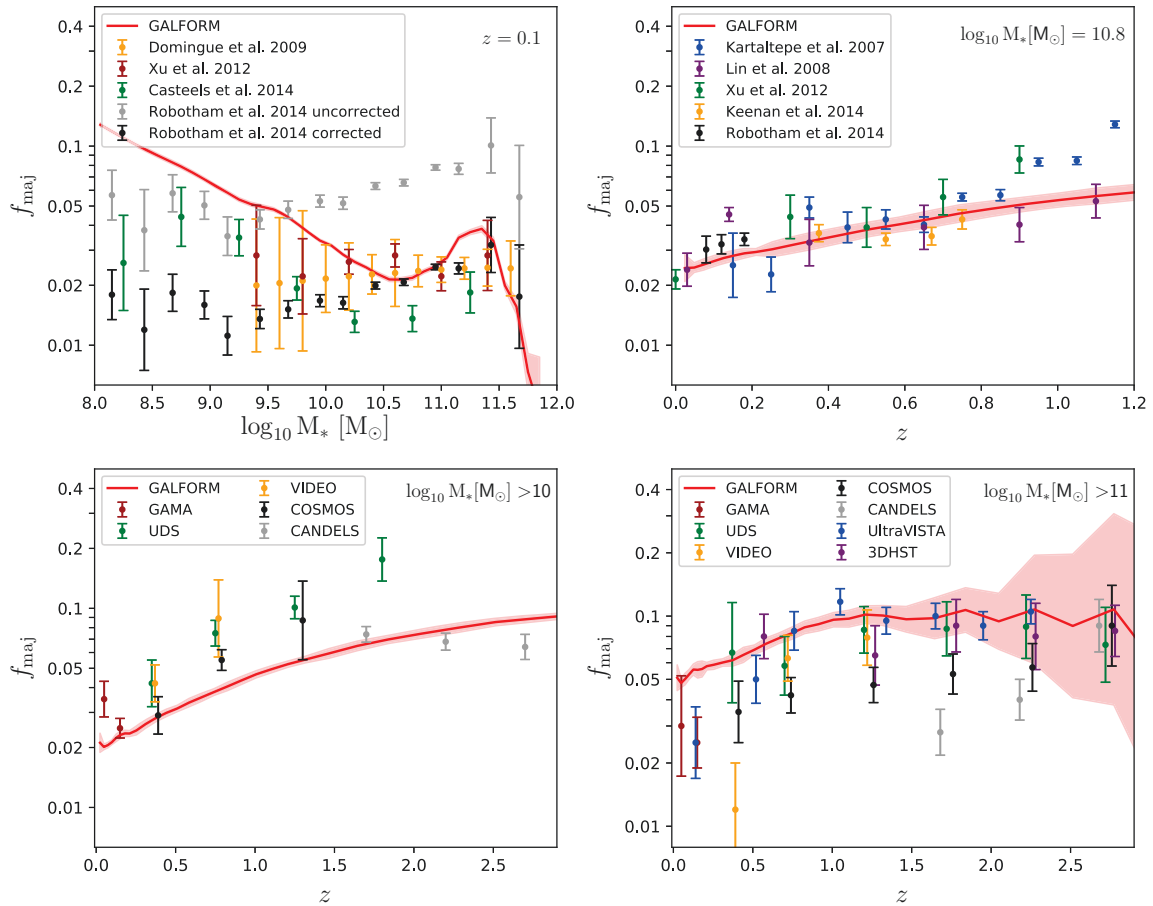
mase se slaže s trendovima u funkciji zvjezdanih masa galaksija. Također pokazuje da su veliki sudari sve bitniji s vremenom, no taj efekt je značajan samo u režimu galaksija velikih masa.

## 4.2 Udio bliskih parova

Stopa stapanja galaksija je korisna i intuitivna veličina koja govori puno o nastanku i evoluciji galaksija, no njen glavni nedostatak je što ju se ne može direktno izmjeriti. S ovime na umu, ovdje računamo udjele bliskih parova (koji jesu direktno mjerljivi) za velike parove ( $\mu \in [0.25, 1]$ ). Procedura kojom su oni računati je opisana u poglavlju 3.2. Proučavamo udio bliskih parova kao funkciju zvjezdane mase primarne galaksije para kao i crvenog pomaka, a također računamo i ovisnost o maksimalnoj projiciranoj udaljenosti između para te maksimalnoj brzini udaljavanja.

Slika 4.8 prikazuje naš predviđeni udio bliskih parova u usporedbi s opažanjima, uz izbor dinamičkih kriterija:  $r_{\text{proj}} < 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$  i  $|v_{\text{sep}}| < 500 \text{ km s}^{-1}$ . S gornje lijeve slike vidimo da je naš udio velikih bliskih parova u dobrom slaganju s opažanjima za galaksije umjerenih i velikih masa. Vidimo da se postiže maksimum te pad na velikim masama, iz istih razloga kao i stopa stapanja (poglavlje 4.1.1). Ovo ponašanje vidimo i u mjerenjima iz Robotham et al. [5]. Na nižim masama ( $M_* < 10^{10} M_{\odot}$ ) naš udio bliskih parova postiže veće vrijednosti ( $\approx 10\%$ ) nego izmjerene u opažačkim studijama. Moguće je da je ovo krivo predviđanje GALFORM modela, no ne isključujemo mogućnost da opažačke studije ne uspiju ‘uhvatiti’ sve bliske parove. Razlog je taj što je to teže razlučiti par galaksija što su one bliže (npr. reda 5 kpc), a za galaksije manjih masa se očekuje da su češće u takvim bliskim parovima. Uz to, vremenska skala stapanja je dulja za galaksije manjih masa (Poglavlje 4.3) [59], što znači da se mogu nalaziti unutar malih udaljenosti dulje (a bez da se stope).

S ostalih grafova na Slici 4.8 vidimo da se udio bliskih parova za različite izbore masa slaže s opažanjima (kao funkcija crvenog pomaka). Štoviše, ovisnosti su slične onima za stope stapanja (Slike 4.3 i 4.4), koje su izvedene koristeći vremensku skalu stapanja iz Kitzbichler & White studije [59], a čija karakteristika je da pokazuje slabu evoluciju s crvenim pomakom. Posljedica ovog slaganja je da se vremenska skala stapanja koju predviđa GALFORM dobro slaže s onom od Kitzbichler & White, kao što će biti diskutirano detaljnije u Poglavlju 4.3.



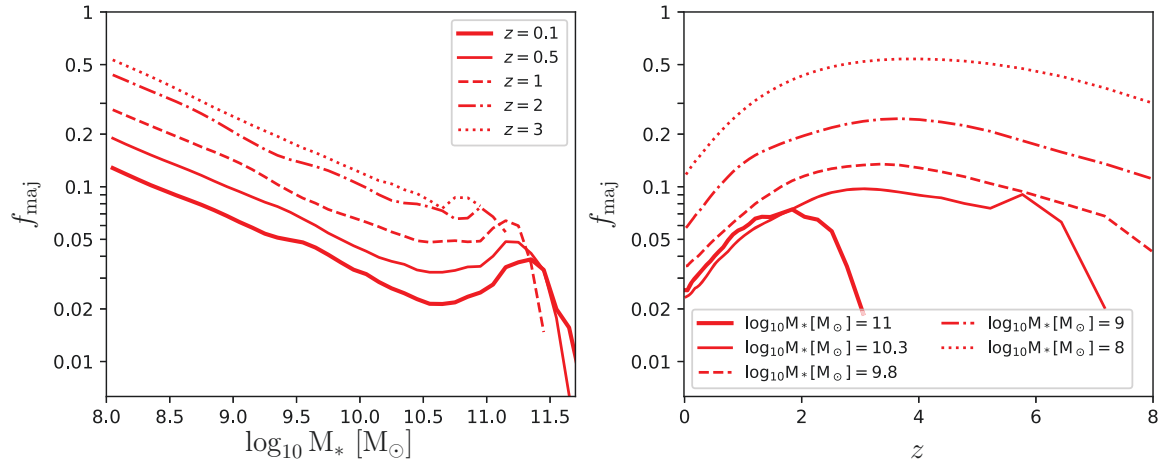
Slika 4.8: Udio velikih ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) bliskih parova iz naše analize (crvene linije i zasjenjena područja) u usporedbi s opažanjima. Dinamički kriteriji odabira koje primjenjujemo su:  $r_{\text{proj}} < 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$  i  $|v_{\text{sep}}| < 500 \text{ km s}^{-1}$ . Rasponi pouzdanosti i zasjenjena područja predstavljaju intervale od  $1\sigma$  te  $2\sigma$ , slijedom. Rezultati iz opažačkih studija su skalirani prema gore ili dolje ovisno o tome koje vrijednosti su uzete za maksimalnu projiciranu udaljenost u danoj studiji.

Na lijevom grafu na Slici 4.9 prikazujemo udio velikih bliskih parova kao funkciju zvjezdane mase za nekoliko crvenih pomaka. Maksimum te pad na velikim masama se pomiče prema nižim masama za veće crvene pomake, slično ponašanju stope stapanja (Slika 4.2). Predlažemo već diskutirano objašnjenje za ovo. Radi se o ulasku galaksija u režim eksponencijalnog pada brojeva galaksija koji se vidi u funkciji zvjezdanih masa galaksija.

Na desnom grafu prikazujemo kako se udio velikih bliskih parova mijenja s crvenim pomakom za galaksije različitih masa. Ovdje se jasno vidi da udjeli bliskih parova počnu padati na nekom crvenom pomaku, koji ovisi o zvjezdanoj masi koju promatramo. Što je galaksija masivnija, to na manjem crvenom pomaku ulazi u režim smanjivanja udjela bliskih parova. Ovakvo ponašanje je bilo teže potvrditi za stopu



stapanja (Slika 4.5) s obzirom na to da detektiramo manje stapanja nego bliskih parova, neovisno o intervalu mase ili crvenog pomaka.



Slika 4.9: Udio velikih ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) bliskih parova s dinamičkim odabirom  $r_{\text{proj}} < 20 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$  i  $|v_{\text{sep}}| < 500 \text{ km s}^{-1}$ . Linije su prekinute tamo gdje više nisu detektirani bliski parovi. *Lijevo*: Udio velikih bliskih parova kao funkcija zvjezdane mase za nekoliko crvenih pomaka. *Desno*: Udio velikih bliskih parova kao funkcija crvenog pomaka za nekoliko zvjezdanih masa.

### 4.3 Vremenska skala stapanja

#### 4.3.1 Ovisnost o zvjezdanoj masi i crvenom pomaku

Iz izračunatih stopa stapanja i udjela bliskih parova moguće je odmah izračunati i vremensku skalu stapanja (za velika stapanja). Prema definiciji (jednadžba 1.9) ona slijedi kao:

$$T_{\text{mg}} = f \times \left( \frac{dN}{dt} \right)^{-1}, \quad (4.5)$$

odnosno samo je potrebno podijeliti udio bliskih parova sa stopom stapanja.

Slika 4.10 prikazuje vremensku skalu stapanja za pretvorbu udjela velikih ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) bliskih parova u stope stapanja, s dinamičkim odabirom koji odgovara  $r_{\text{proj}} < 20 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$  i  $|v_{\text{sep}}| < 500 \text{ km s}^{-1}$ . Na gornjem lijevom grafu prikazana je vremenska skala kao funkcija zvjezdane mase na tri crvena pomaka. Također je prikazana Kitzbichler & White vremenska skala (na  $z = 0$ ) [59], no napominjemo da direktna usporedba nije sasvim moguća. Razlog je što je vremenska skala iz tog rada prikladna za stapanja galaksija masa *iznad* dane mase, a ne za galaksiju određene mase. Također, u tom radu su dane vrijednosti samo za galaksije masa *iznad*  $M_* > 10^{10}$

$M_{\odot}$ . Njihova relacija prikazuje manji (logaritamski) nagib od našeg ( $a = -0.3$  njihov,  $a = -0.48$  naš). Na većim masama su vremenske skale slične, a na manjim je naša znatno dulja od njihove. Ovo je rezultat većeg udjela bliskih parova, no napominjemo da usporedba na manjim masama ionako nije sasvim ispravna.

Na lijevom gornjem grafu Slike 4.10 također primjećujemo približno ponašanje zakona potencije (kao funkcija zvjezdane mase), koje se općenito vidi na svim crvenim pomacima. S ovime na umu, pretpostavljamo ovisnost vremenske skale stapanja sljedećeg oblika za svaki crveni pomak:

$$\log_{10} T_{\text{mg}} = b + a \log_{10} \left( \frac{M_*}{10^{10} M_{\odot}} \right), \quad (4.6)$$

gdje je  $b = \log_{10} T_0$  normalizacija, a  $a$  nagib (eksponent) ovisnosti o zvjezdanoj masi. Ove aproksimacije su prikazane crnim linijama u gornjem grafovima Slike 4.10. Na gornjem desnom grafu vidimo da ova aproksimacija dobro obuhvaća ponašanje vremenske skale stapanja s crvenim pomakom. Vidimo dobro slaganje slabe evolucije s crvenim pomakom, koja je viđena i u prijašnjim rezultatima [59, 66].

Donji grafovi Slike 4.10 prikazuju kako se nagib i normalizacija ove linearne regresije (u prostoru mase) mijenjaju kao funkcije crvenog pomaka. Dok se normalizacija mijenja relativno jednostavno, nagib pokazuje ponašanje koje bi zahtjevalo formulu s minimalno tri parametra. Umjesto toga biramo srednju vrijednost nagiba i normalizacije ( $a = -0.5$  i  $b = -0.24$ ) u masi, a onda radimo prilagodbu vremenske skale stapanja (kao funkcije crvenog pomaka) sljedećeg oblika:

$$\begin{aligned} \log_{10} T_{\text{mg}} = & (0.24 \pm 0.16) - (0.5 \pm 0.05) \log_{10} \left( \frac{M_*}{10^{10} M_{\odot}} \right) + \\ & + c \log_{10}(1 + z) + d \times z. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Potom pronalazimo  $c$  i  $d$  za svaki interval zvjezdane mase. Posljednji član je motiviran činjenicom da vremenske skale stapanja počnu naglo padati na određenom crvenom pomaku ( $z \approx 5$ , što je vidljivo na Slici 4.10). Kao što je vidljivo s gornjeg desnog grafa na Slici 4.10, nagib  $c$  ovisnosti o crvenom pomaku mijenja vrijednosti s blago pozitivnih (blago rastuće vremenske skale stapanja) za galaksije većih masa na blago negativne (blago padajuće vremenske skale) za galaksije manjih masa. Crveni pomak na kojem vremenska skala počne naglo padati (kvantificirano parametrom  $d$ )

se također mijenja s masom. Drugim riječima, i  $c$  i  $d$  su funkcije zvjezdane mase. Usprkos tome, vidimo da uzimanje srednjih vrijednosti  $c = 0.5$  i  $d = -0.14$  dobro aproksimira stvarne vrijednosti (sive linije na Slici 4.10). Konačno, to znači da vremensku skalu stapanja (za dinamički prozor  $r_{\text{proj}} < 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$  i  $|v_{\text{sep}}| < 500 \text{ km s}^{-1}$ ) možemo približno računati iz:

$$T_{\text{mg}}(M_*, z) = (1.7 \pm 0.8) \text{ Gyr} \left( \frac{M_*}{10^{10} M_{\odot}} \right)^{-0.5 \pm 0.05} \times \quad (4.8)$$

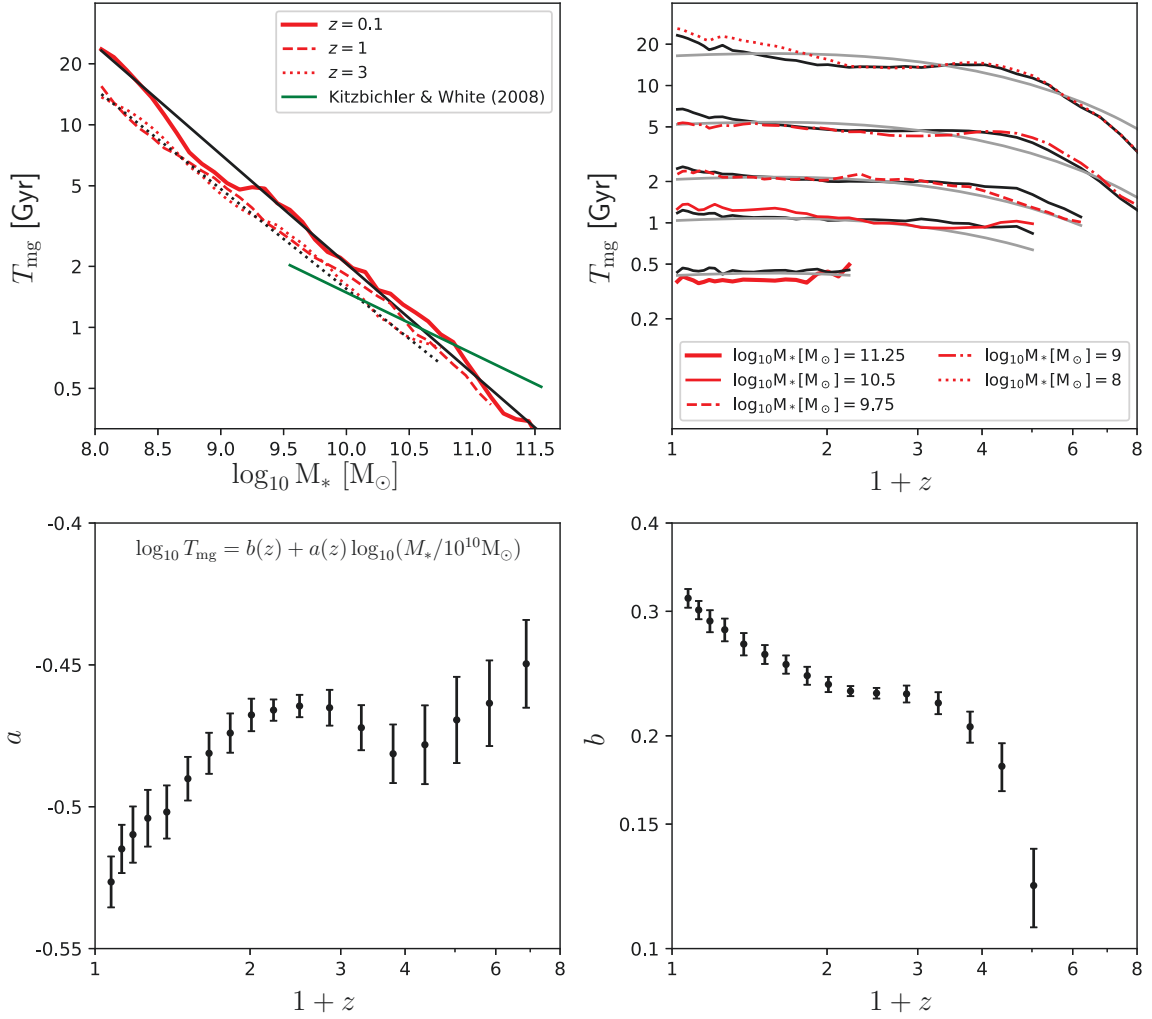
$$\times (1 + z)^{0.5 \pm 0.1} e^{-(0.14 \pm 0.15)z}.$$

### 4.3.2 Ovisnost o projiciranoj udaljenosti

Vremenske skale stapanja nasljeđuju svoju ovisnost o projiciranoj udaljenosti iz iste ovisnosti udjela bliskih parova. Opažačke studije uzimaju različite vrijednosti maksimalnih projiciranih udaljenosti, što znači da je bitno odrediti kako vremenska skala ovisi o toj veličini. U prijašnjim studijama je bilo pokušano odrediti ovu ovisnost samo za par vrijednosti s uobičajenom pretpostavkom da je ovisnost linearna [59]. Ovdje predstavljamo vremenske skale stapanja izvedene iz udjela bliskih parova s  $r_{\text{proj}} < r_{\text{max}}$ , gdje je izabrano 15 različitih vrijednosti za  $r_{\text{max}}$  između 5 i  $75 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$ . Maksimalna brzina udaljavanja se držala na konstantnoj vrijednosti od  $500 \text{ km s}^{-1}$ .

Slika 4.11 prikazuje naše rezultate za navedene odabire. Gornji lijevi graf prikazuje vremensku skalu stapanja kao funkciju zvjezdane mase na  $z = 0.1$  za nekoliko vrijednosti projiciranih udaljenosti. Masena ovisnost se slabo mijenja promjenom projicirane udaljenosti, s time da je glavna promjena normalizacija. Nagib djeluje konstantan za različite odabire. Gornji desni graf prikazuje ovisnost o crvenom pomaku za nekoliko projiciranih udaljenosti, kao i za različite mase. Opet se vidi da oblik ovisnosti ostaje isti dokle god se gledaju fiksne mase (predstavljene raznim bojama).

Na donjim grafovima prikazujemo eksplicitnu ovisnost vremenske skale stapanja o maksimalnoj projiciranoj udaljenosti za razne zvjezdane mase i crvene pomake. Lijevi graf (na  $z = 0.1$ ) prikazuje linearnu aproksimaciju  $T_{\text{mg}} \propto r_{\text{max}}$  centriranu oko vrijednosti  $r_{\text{max}} = 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$ . Ova aproksimacija (koju očekujemo iz argumenata dinamičkog trenja, te pronađenu u literaturi [59]) ne predviđa dovoljno veliku vremensku skalu na velikim vrijednostima maksimalne udaljenosti, a predviđa prevelik



Slika 4.10: Vremenska skala stapanja za pretvorbu udjela velikih ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) bliskih parova u stopu stapanja, uz dinamički odabir  $r_{\text{proj}} < 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$  i  $|v_{\text{sep}}| < 500 \text{ kms}^{-1}$ . Linije su prekinute tamo gdje stopa stapanja naglo pada na 0 (kao rezultat nedostatka stapanja u uzorku). Crvene linije predstavljaju naše rezultate iz GALFORM modela, dok crne linije odgovaraju aproksimaciji zakona potencije (u odnosu na masu) za svaki crveni pomak, koje su dane jednadžbom 4.6. Gore lijevo: Vremenska skala stapanja kao funkcija zvjezdane mase. Crne linije (aproksimacije zakona potencije) su prikazane za  $z = 0$  (puna linija) i  $z = 3$  (crtkana linija). Gore desno: Vremenska skala stapanja kao funkcija crvenog pomaka. Sive linije predstavljaju aproksimaciju danu jednadžbom 4.7. Dolje: Ovisnosti nagiba  $a$  i normalizacije  $b$  zakona potencije ovisnosti vremenske skale stapanja o zvjezdanoj masi (dane jednadžbom 4.6).

broj na malenim vrijednostima. Iz ovog razloga uzimamo alternativnu aproksimaciju  $T_{\text{mg}} \propto r_{\text{max}}^\alpha$ , te računamo  $\alpha$  za sve intervale mase i crvenog pomaka.

Pronalazimo da se ovaj nagib mijenja preko masa i crvenih pomaka, no općenito ima vrijednosti između 1.3 (za galaksije velikih masa) i 2 (za galaksije malenih masa). Ova varijacija se može objasniti kroz jednostavna razmatranja. Vremenska skala di-

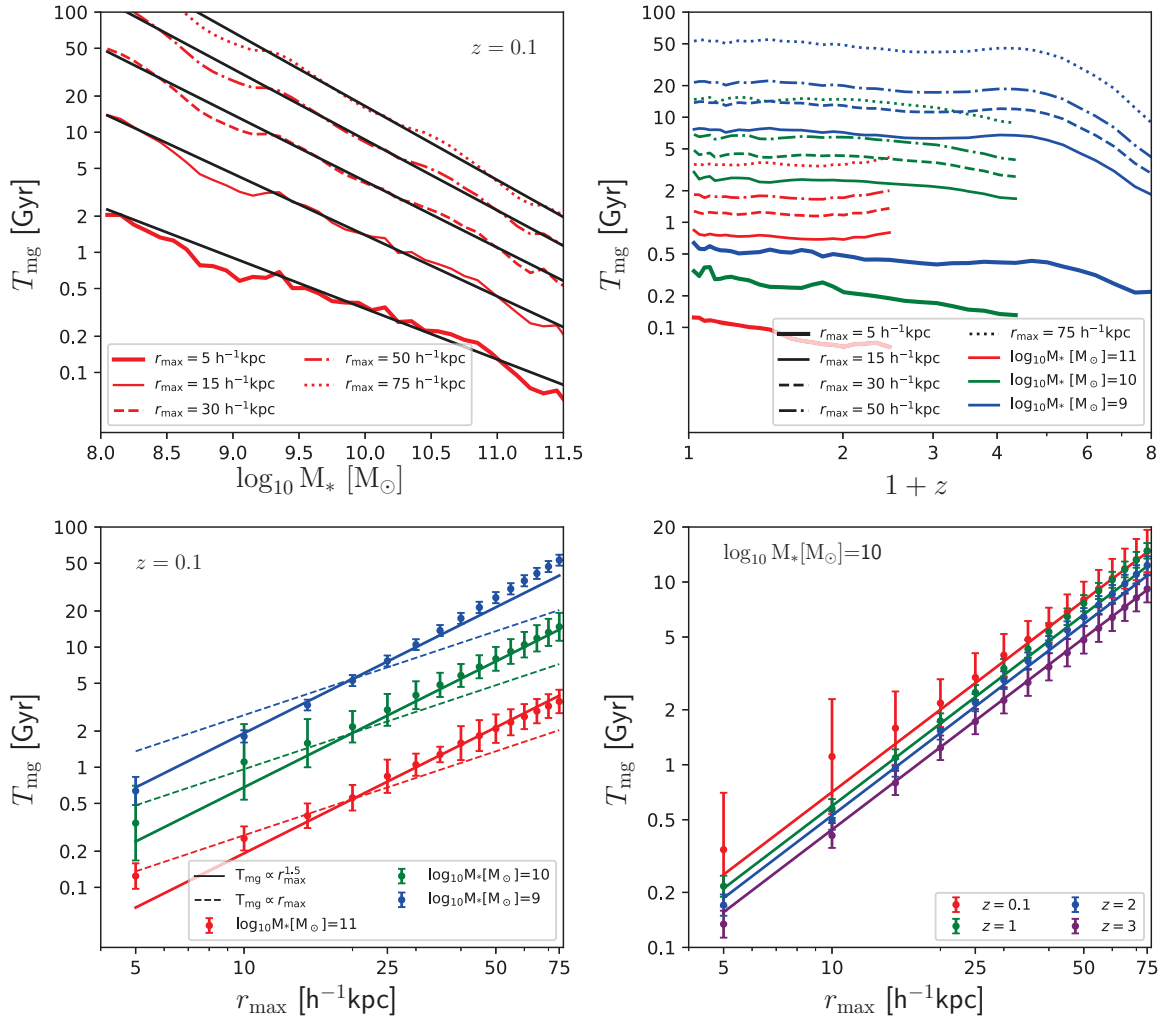
namičkog trenja (jednadžba 2.2) je proporcionalna kvadratu stvarne (3D) udaljenosti primarne i satelitske galaksije, što implicira linearnu relaciju između vremenske skale i projicirane udaljenosti. S druge strane, broj galaksija koje nisu fizički blizu nego su rezultat projekcije bi trebao rasti proporcionalno s površinom neba, odnosno s kvadratom projicirane udaljenosti. Obzirom da vremenska skala stapanja raste kao  $T_{\text{mg}} \propto r_{\text{max}}^{1.3}$  za galaksije visokih masa, zaključujemo da ove galaksije imaju bliske parove i u stvarnom i u projiciranom prostoru (no većinom u stvarnom). S druge strane, ponašanje na niskim masama ( $T_{\text{mg}} \propto r_{\text{max}}^2$ ) implicira da su gotovo svi parovi na ovim masama rezultat projekcije te da nisu fizički povezani.

Usprkos ovoj varijaciji s masom uzimamo srednju vrijednost  $\alpha = 1.5$ . Ova aproksimacija je prikazana punim linijama na oba donja grafa. Vidimo da ona bolje obuhvaća ovisnosti nego linearna aproksimacija, iako donekle predviđa premalene vrijednosti za veće zvjezdane mase na malenim udaljenostima ( $r_{\text{max}} < 10 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$ ). Uzimamo ovu aproksimaciju bez obzira na ovaj nedostatak jer opažačke studije rijetko uzimaju toliko malene maksimalne udaljenosti. Uz ovaj izbor, naša formula za vremensku skalu stapanja (jednadžba 4.8) sada postaje:

$$T_{\text{mg}}(M_*, z, r_{\text{max}}) = (1.7 \pm 0.8) \text{ Gyr} \left( \frac{r_{\text{max}}}{20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}} \right)^{1.5 \pm 0.3} \times \left( \frac{M_*}{10^{10} M_{\odot}} \right)^{-0.5 \pm 0.05} (1+z)^{0.5 \pm 0.1} e^{-(0.14 \pm 0.15)z}. \quad (4.9)$$

### 4.3.3 Ovisnost o brzini udaljavanja

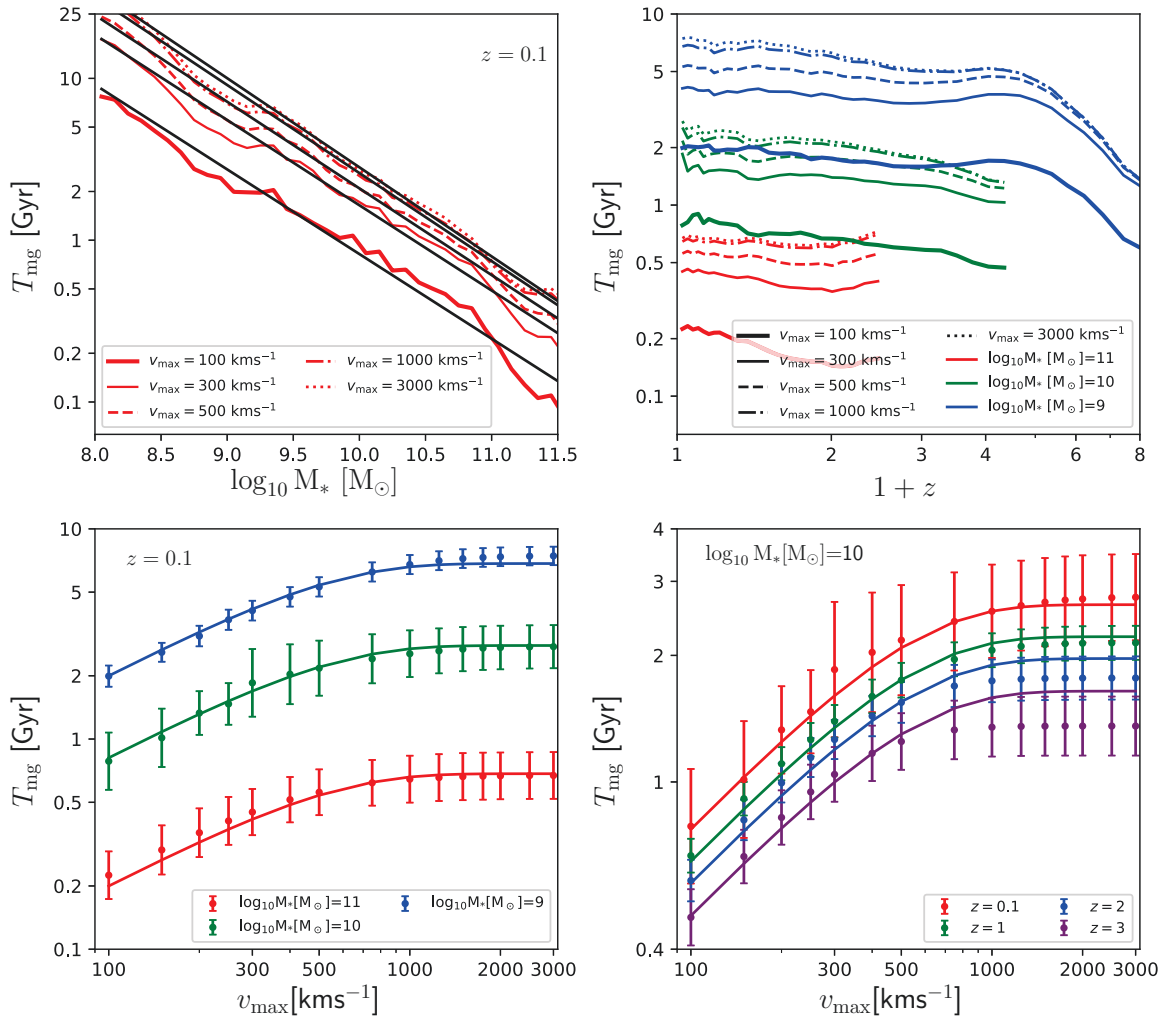
Sada se okrećemo ovisnosti vremenske skale stapanja o maksimalnoj brzini udaljavanja  $v_{\text{max}}$ . Ta ovisnost je naslijeđena iz ovisnosti udjela bliskih parova o istoj veličini (jednadžba 1.9), što znači da razmatranje većih brzina udaljavanja rezultira i u duljoj vremenskoj skali stapanja. Ovaj kriterij odabira (izbor maksimalne brzine udaljavanja  $v_{\text{max}}$ ) za bliske parove je također relativno proizvoljan i u studijama se koriste mnogi izbori. Do sada nije napravljena studija u kojoj se promatrala ovisnost vremenske skale stapanja o toj veličini. S ovime na umu, proučavali smo ovu ovisnost uzevši 15 različitih vrijednosti  $v_{\text{max}}$  između 100 i 3000  $\text{km s}^{-1}$ , u analogiji s procedurom iz prijašnjeg potpoglavlja za projicirane udaljenosti. U ovu svrhu je maksimalna projicirana udaljenost držana na konstantnoj vrijednosti  $r_{\text{max}} = 20 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$ .



Slika 4.11: Vremenska skala stapanja za pretvorbu velikih ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) bliskih parova u stope stapanja, uz razne dinamičke kriterije odabira  $|v_{\text{sep}}| < 500 \text{ km s}^{-1}$  te  $r_{\text{proj}} < r_{\text{max}}$ , gdje  $r_{\text{max}}$  varira između 5 i 75  $h^{-1} \text{kpc}$ . Gore lijevo: Vremenska skala stapanja kao funkcija zvjezdane mase za nekoliko dinamičkih odabira, prema legendi. Crvene linije predstavljaju rezultate iz GALFORM modela, dok crne linije predstavljaju prilagodbe zakona potencije na  $z = 0.1$ , dane jednadžbom 4.6. Gore desno: Vremenska skala stapanja kao funkcija crvenog pomaka za tri različite zvjezdane mase i nekoliko dinamičkih odabira, prema legendi. Boje predstavljaju različite mase, dok tipovi linija predstavljaju dinamičke odabire. Dolje: Ovisnost vremenske skale stapanja o maksimalnoj projiciranoj udaljenosti za nekoliko zvjezdanih masa i crvenih pomaka. Točke i intervali pouzdanosti ( $1\sigma$ ) predstavljaju naše rezultate za 15 odabira dok linije predstavljaju aproksimacije. Crtkane linije predstavljaju linearnu aproksimaciju  $T_{\text{mg}} \propto r_{\text{max}}$ , dok pune linije predstavljaju aproksimaciju oblika  $T_{\text{mg}} \propto r_{\text{max}}^{1.5}$ .

Slika 4.12 prikazuje rezultate ove analize. Gornji lijevi graf prikazuje kako se ovisnost vremenske skale stapanja o masi mijenja raznim izborima maksimalne brzine udaljavanja. Primjećujemo da nagib ostaje isti, kao i kod mijenjanja maksimalne projicirane udaljenosti. Također primjećujemo da vremenska skala konvergira do

vrijednosti  $v_{\max} = 1000 \text{ km s}^{-1}$ , što vidimo time da ne postoji skoro nikakva razlika između vremenske skale stapanja za tu vrijednost i za  $v_{\max} = 3000 \text{ km s}^{-1}$ .



Slika 4.12: Vremenska skala stapanja za pretvorbu velikih bliskih parova ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) u stope stapanja, uz razne dinamičke odabire  $r_{\max} = 20 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$  te  $|v_{\text{sep}}| < v_{\max}$ , gdje  $v_{\max}$  varira između 100 i 3000  $\text{km s}^{-1}$ . Gore lijevo: Vremenska skala stapanja kao funkcija zvjezdane mase za nekoliko dinamičkih odabira, prema legendi. Crvene linije predstavljaju rezultate iz GALFORM modela, dok crne linije predstavljaju aproksimaciju zakona potencije na  $z = 0.1$ , danu jednadžbom 4.6. Gore desno: Vremenska skala stapanja kao funkcija crvenog pomaka za tri zvjezdane mase i nekoliko dinamičkih odabira, prema legendi. Boje predstavljaju različite mase, dok tipovi linija različite dinamičke odabire. Dolje: Ovisnost vremenske skale stapanja o maksimalnoj brzini udaljavanja za nekoliko masa i crvenih pomaka. Točke i intervali pouzdanosti ( $1\sigma$ ) predstavljaju naše rezultate za 15 odabira dok linije predstavljaju aproksimacije dane jednadžbom 4.10.

Na gornjem desnom grafu prikazujemo ovisnost vremenske skale o crvenom pomaku za tri zvjezdane mase i nekoliko izbora maksimalnih brzina udaljavanja. Vidimo slično ponašanje kao i prije—ovisnost o crvenom pomaku se ne mijenja preko

različitih odabira. Također primjećujemo konvergenciju prema  $v_{\max} = 1000 \text{ km s}^{-1}$ .

Na donjim grafovima prikazujemo eksplisitu ovisnost o maksimalnoj brzini udaljanja za razne zvjezdane mase i crvene pomake. Konvergencija vremenske skale je ovdje potpuno vidljiva, i s time na umu pretpostavljamo ovisnost oblika:

$$T_{\text{mg}} \propto \beta \operatorname{erf} \left( \frac{v_{\max}}{V_0} \right)^\gamma. \quad (4.10)$$

Pronalazimo da ovi parametri svi ovise o zvjezdanoj masi i crvenom pomaku, no uzimanje srednjih vrijednosti vodi do zadovoljavajućih rezultata (uz srednje vrijednosti  $\beta = 1.3 \pm 0.1$ ,  $V_0 = (550 \pm 50) \text{ km s}^{-1}$  i  $\gamma = 0.75 \pm 0.06$ ). Ova aproksimacija je prikazana u donjim grafovima punim linijama. Kao što vidimo, ona dobro obuhvaća ponašanje zakona potencije na niskim brzinama udaljanja ( $v_{\max} < 500 \text{ km s}^{-1}$ ), kao i saturaciju na višim brzinama udaljanja. Obzirom da ovisnost o brzini udaljanja postiže saturaciju do  $v_{\max} = 1000 \text{ km s}^{-1}$ , predlažemo da se ova vrijednost uzima kao dobar kriterij odabira koji će obuhvatiti sve bliske parove (za danu vrijednost maksimalne projicirane udaljenosti  $r_{\max}$ ) neovisno o zvjezdanoj masi i crvenom pomaku.

Uz sve aproksimacije koje smo primijenili, naša konačna vremenska skala stapanja se može prikazati sljedećom formulom (kao funkcija zvjezdane mase i crvenog pomaka, ali i maksimalne projicirane udaljenosti i brzine udaljanja):

$$T_{\text{mg}}(M_*, z, r_{\max}, v_{\max}) = T_0 r_{\max,20}^\alpha \operatorname{erf}(v_{\max,0}^\beta) M_{*,10}^\gamma (1+z)^\delta e^{\varepsilon z}, \quad (4.11)$$

gdje 7 parametra slijede:  $T_0 = (2.2 \pm 0.9) \text{ Gyr}$ ,  $\alpha = 1.5 \pm 0.3$ ,  $V_0 = (550 \pm 50) \text{ km s}^{-1}$ ,  $\beta = 0.75 \pm 0.06$ ,  $\gamma = -0.5 \pm 0.05$ ,  $\delta = 0.5 \pm 0.1$  te  $\varepsilon = -0.14 \pm 0.15$ , gdje su udaljenosti, brzine i mase normalizirane kao:  $r_{\max,20} = r_{\max}/20 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ ,  $v_{\max,0} = v_{\max}/V_0$  te  $M_{*,10} = M_*/10^{10} M_\odot$ .

#### 4.4 Rast galaksija

U prošla tri potpoglavlja smo raspravili statistiku stapanja, ponajviše u kontekstu opažanja. Ovo pitanje je bitno kako bi se osiguralo da modeli nastanka i evolucije galaksija dobro opisuju njihovu učestalost. U kontekstu same teorije nastanka i evolucije galaksija bitnije je pitanje kakvu ulogu imaju stapanja. Za taj problem je od stope



stapanja korisnija veličina stopa rasta zvjezdane mase zbog stapanja, definirana na sličan način kao i stopa stapanja:

$$\frac{dM_{*,\text{mg}}}{dt} \approx \frac{\Delta M_{*,\text{sat}}}{\Delta N \Delta t}, \quad (4.12)$$

gdje je  $\Delta N$  ukupan broj galaksija u nekom uzorku (u intervalu zvjezdane mase od interesa), a  $\Delta M_{*,\text{sat}}$  ukupna zvjezdana masa stopljenih satelita u istom intervalu zvjezdane mase. Jedina razlika između ove definicije i one od stope stapanja je što je ukupan broj stopljenih satelita zamijenjen s njihovom ukupnom masom u brojniku. Obzirom da su galaksije objekti čije mase variraju preko redova veličine, korisnije je definirati *logaritamske* stope rasta na sljedeći način:

$$\frac{d \log M_*}{dt} = \frac{1}{M_*} \frac{dM_*}{dt}. \quad (4.13)$$

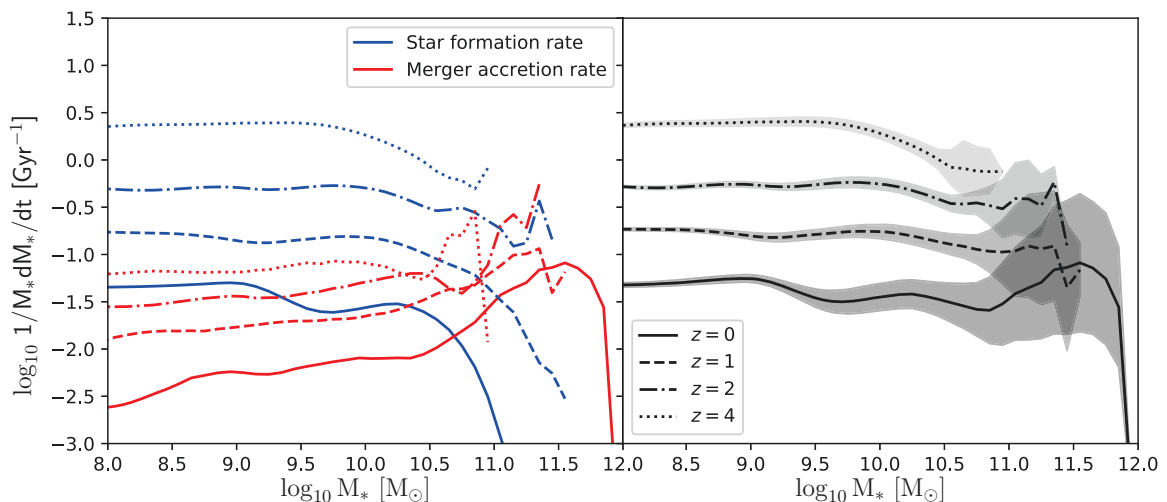
Ovakva definicija osigurava da nam stope stapanja govore koliko galaksije rastu u odnosu na njihovu trenutnu masu.

Stopa rasta od stapanja  $dM_{*,\text{mg}}/dt$  je direktno usporediva sa stopom nastanka zvijezda  $\psi = dM_{*,\text{SF}}/dt$  (SF za eng. *star formation*). Stopu rasta zbog nastanka zvijezda nije potrebno računati na neki poseban način iz populacije galaksija; ona je kao jedna od fundamentalnih veličina dana za svaku galaksiju u rezultatima GALFORM koda. Shematski smo opisali kako ju GALFORM računa u Poglavlju 1.1.1.

Na Slici 4.13 prikazujemo stope rasta od stapanja i nastanka zvijezda. Vidimo da je stopa rasta zbog nastanka zvijezdi veća od one od stapanja na svim crvenim pomacima za skoro sve galaksije, osim najmasivnijih. Stopa nastanka zvijezda naglo raste kako povećavamo crveni pomak; rast stope rasta zbog stapanja je također prisutan no nije toliko drastičan. Ovi rezultati su u dobrom slaganju s drugim teoretskim modelima, uključujući sve pristupe: semianaliitičko, semiempirijsko i hidrodinamičko modeliranje [28, 58, 84]. Osim kvalitativnog slaganja pronalazimo i slične oblike krivulja. Jedino neslaganje koje pronalazimo je ono s hidrodinamičkim modelom *Il-lustris*, koji predviđa da na  $z = 2$  nastanak zvijezda dominira nad rastom od stapanja čak i za najmasivnije galaksije. Napominjemo da hidrodinamičke simulacije imaju puno manji uzorak galaksija, što znači da stapanja najmasivnijih galaksija postaju dovoljno rijetka na  $z = 2$  da se svi zaključci trebaju tretirati oprezno.

Osim usporedbe s drugim modelima ključno je učiniti i usporedbu s opažanjima.

Stope nastanka zvijezda su opažački lako mjerljive za galaksije različitih masa, a GALFORM ih dobro predviđa [6]. Situacija je nešto kompliciranija što se tiče stope rasta kroz stapanja. Iz usporedbi naše statistike stapanja s opažačkim u prijašnjim rezultatima je jasno da su stapanja teška za detektirati za manje masivne galaksije. Razlog je dvojak: ona su to rjeđa što je galaksija manje masivna, a i teže je primijetiti parove malenih galaksija. Ovaj problem je pogotovo izražen na velikim crvenim pomacima. S ovime na umu, većina opažačkih rezultata s kojima radimo usporedbe su oni za najmasivnije galaksije ( $M_* > 10^{11} M_\odot$ ) na malenim crvenim pomacima ( $z < 1-2$ ). Ove galaksije predstavljaju središnje galaksije jata, te su najčešće eliptične zbog prijašnjih stapanja. Neki od opažačkih rezultata su da one imaju stope rasta  $1/M_* \Delta M_* / \Delta t$  jednake:  $6 \pm 3$ ,  $8 \pm 2$ ,  $9 \pm 4$  te  $1 - 9$  u jedinicama  $\%/Gyr$ . [3, 10, 85, 86]. Ovo je u dobrom slaganju s našim rezultatima za masivne ( $M_* > 10^{11} M_\odot$ ) galaksije od  $z = 1$  do  $z = 0$  koji se vide na Slici 4.13:  $1/M_* dM_*/dt = 2 - 10 \%/Gyr$ .

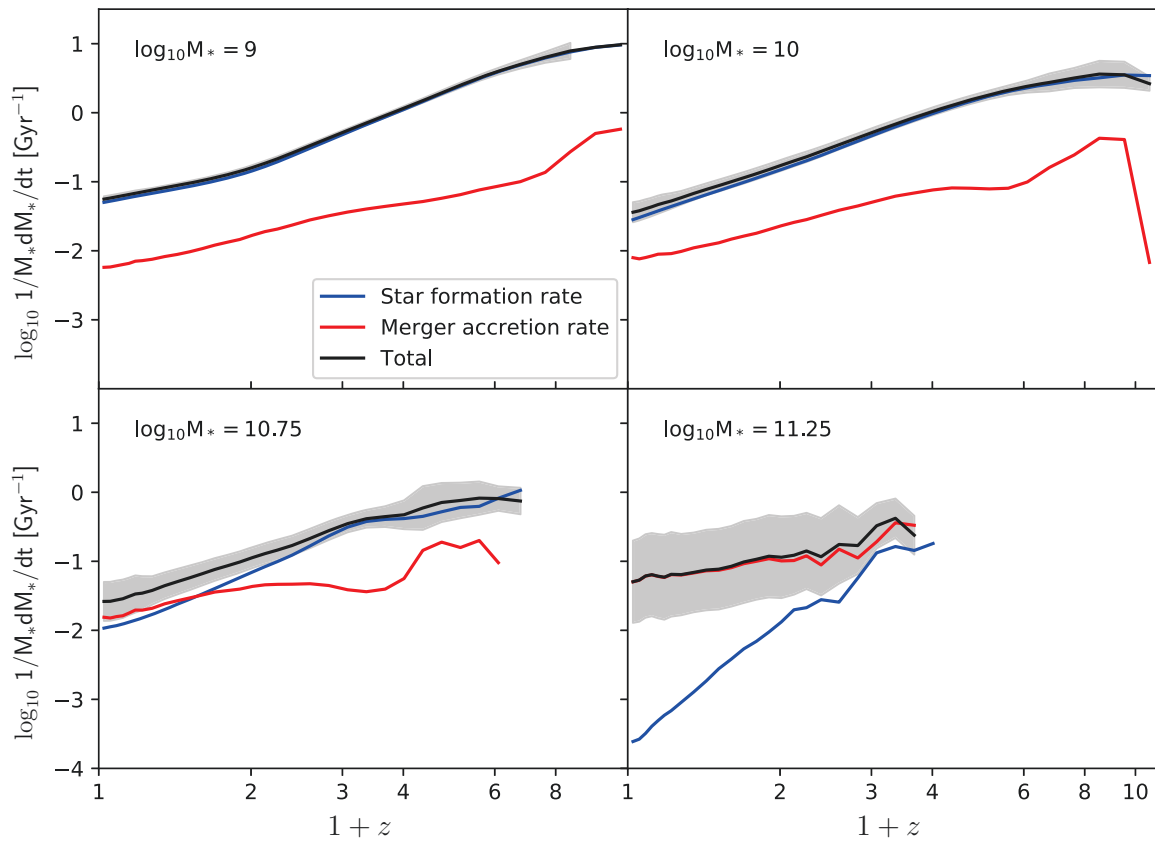


Slika 4.13: Stope rasta zvjezdane mase galaksija zbog nastanka zvijezda i stapanja kao funkcije zvjezdane mase. Na lijevoj strani su prikazane odvojene stope bojama prema legendi, a na desnoj strani je prikazana ukupna stopa rasta te  $1\sigma$ -interval pouzdanosti. Različite linije predstavljaju stope rasta na različitim crvenim pomacima, prema legendi na desnom grafu. Linije su prekinute na zvjezdanoj masi gdje u uzorku više nema galaksija.

Također uspoređujemo naše rezultate sa studijom od Robotham et al., koji su promatrali udio bliskih parova galaksija kao funkciju zvjezdane mase galaksija [5]. To znači da su mogli izračunati i stopu rasta zvjezdane mase od stapanja. Pronalazimo da se naša krivulja na  $z = 0$  dobro poklapa s njihovom (Slika 17 u njihovom radu) uz iznimku za najmasivnije galaksije ( $M_* > 10^{11.5} M_\odot$ ); oni predviđaju daljnji rast

dok mi dobivamo da stopa rasta pada u tom režimu. Oni također pronalaze da je granična zvjezdana masa (na kojoj galaksije ulaze u režim gdje stapanja dominiraju nad nastankom zvijezda) na  $z = 0$  jednaka  $10^{10.7} M_{\odot}$ .

Na Slici 4.14 prikazujemo ponašanje stopa rasta zvjezdane mase za galaksije različitih zvjezdanih masa kao funkcije crvenog pomaka. Vidimo da one općenito rastu za galaksije svih zvjezdanih masa. Za sve zvjezdane mase stapanja imaju sve veći utjecaj na manjim crvenim pomacima. Za galaksije srednjih i manjih masa ( $M_* < 10^{10.5} M_{\odot}$ ) nastanak zvijezda dominira na svim crvenim pomacima. Za galaksije  $M_* = 10^{10.75} M_{\odot}$  vidimo da stapanja postanu bitnija na  $z = 1$ . Za masivnije galaksije ( $M_* = 10^{11.25} M_{\odot}$ ) stapanja dominiraju na svim crvenim pomacima na kojima one postoje.



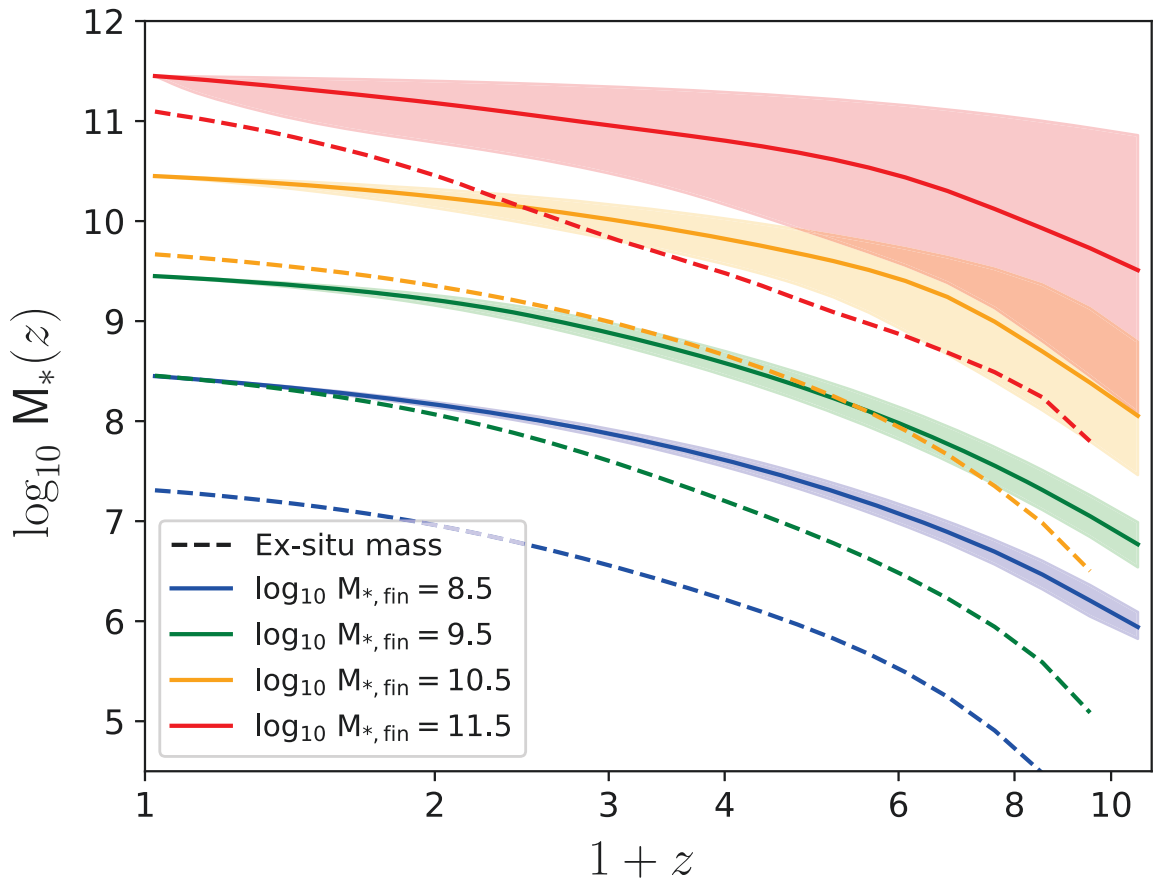
Slika 4.14: Stope rasta zvjezdane mase galaksija zbog nastanka zvijezda (plavo) i stapanja (crveno) kao funkcije crvenog pomaka za galaksije različitih masa. Crnom bojom je prikazana ukupna stopa rasta, a sivo područje predstavlja  $1\sigma$ -interval pouzdanosti. Linije su prekinute na crvenom pomaku gdje više nema galaksija.

Uz pomoć stopa rasta moguće je izračunati kako izgleda srednja povijest zvjezdane mase galaksija  $M_*(z)$ . Napominjemo da bi ovo bilo najtočnije računati direktno iz simulacije, no zanimljivo je pogledati i evoluciju iz stopa rasta kao se-

kundarni rezultat. Obzirom da znamo funkcionalnu ovisnost ukupne stope rasta  $dM_*/dt = f(M_*, z)$ , numerički rješavamo sljedeću diferencijalnu jednađbu:

$$\frac{dM_*}{dt} = \frac{dz}{dt}(z) \frac{dM_*}{dz} = f(M_*, z). \quad (4.14)$$

Ovisnost faktora  $dz/dt$  o crvenom pomaku slijedi iz relacije za Hubbleov faktor  $H = H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}$  i njegove definicije  $H = \dot{a}/a$ , gdje  $a = 1/(1+z)$ . U jednađbi 4.14 kao početni uvjet uzimamo konačnu masu galaksija na  $z = 0$ ,  $M(z = 0) = M_{*,\text{fin}}$ , a jednađba nam onda daje masu tih galaksija na prijašnjim crvenim pomacima. Umjesto klasičnih intervala pouzdanosti, u ovu svrhu kao gornju i donju granicu rezultata uzimamo zvjezdane mase računane iz iste jednađbe, uz zamjenu  $f(M_*, z) \rightarrow f(M_*, z) \pm \sigma_f(M_*, z)$ , gdje je  $\sigma_f$  nepouzdanost u stopi rasta danoj funkcijom  $f$ . Ovakva definicija znači da se pogreške nakupljaju duž integracije.



Slika 4.15: Evolucija zvjezdane mase galaksija za par konačnih zvjezdanih masa (prema legendi). Evolucija je računata preko jednađbe (4.14). Zasjenjena područja predstavljaju pouzdanost u srednjem rezultatu.

Na Slici 4.15 prikazujemo rezultate ove analize za par konačnih zvjezdanih masa.

Vidimo da je evolucija galaksija međusobno sličnog oblika, a to je zato što je ukupna stopa rasta otprilike konstantna kao funkcija zvjezdane mase na svim crvenim pomacima (Slika 4.13). Uspoređujemo naše rezultate s opažanjima, koja pronalaze da su galaksije mase  $M_* = 10^{11.5} M_\odot$  formirale pola svoje mase do  $z = 1.3$ , dok mi pronalazimo da se to dogodi do  $z = 1.5$  [87]. Za galaksije mase  $M_* = 10^{10.5} M_\odot$  opažanja predviđaju da su formirale pola mase do  $z = 0.8$ , dok mi pronalazimo  $z = 1.2$

Pomoću stopa rasta je također moguće računati i takozvanu *ex-situ* zvjezdanu masu galaksija  $M_{*,\text{ex}}$ , odnosno ukupnu masu koju je galaksija dobila rastom stapanjima. Za danu galaksiju konačne zvjezdane mase  $M_{*,\text{fin}}$  tu veličinu računamo preko sljedeće relacije:

$$M_{*,\text{ex}}(M_{*,\text{fin}}, z) = \int_z^{10} \left( \frac{dz}{dt} \right)^{-1} (z) f_{\text{mg}}[M_*(M_{*,\text{fin}}, z), z] dz, \quad (4.15)$$

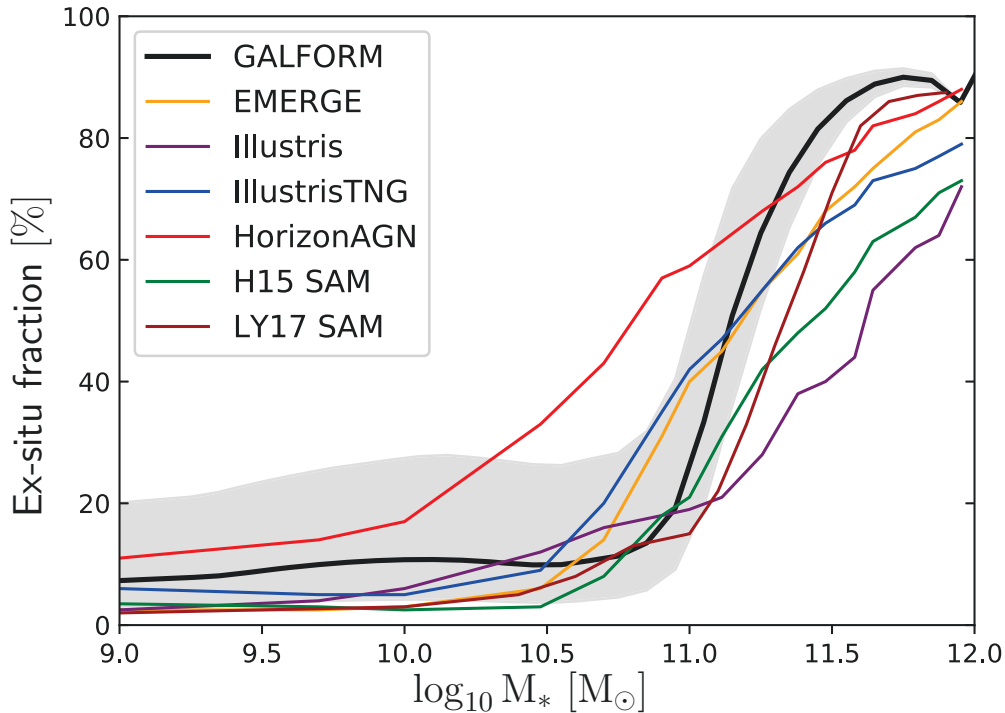
gdje je  $f_{\text{mg}}(M_*, z) = dM_{*,\text{mg}}/dt$  stopa rasta zbog stapanja (prikazana crvenim linijama na Slikama 4.13 i 4.14). Integraciju vršimo od  $z = 10$  do crvenog pomaka  $z$  za galaksiju dane konačne mase  $M_{*,\text{fin}}$  tako što interpoliramo funkciju  $f_{\text{mg}}(M_*, z)$  na vrijednostima zvjezdane mase  $M_*(M_{*,\text{fin}}, z)$ , a koje su dobivene rješavanjem jednadžbe (4.14).

Rezultat ove integracije je također prikazan na Slici 4.15, gdje vidimo da *ex-situ* masa približava ukupnoj masi za to masivnije galaksije i što smo bliže  $z = 0$ . U sljedećem potpoglavlju ćemo raspravljati odnos između tih dviju masa u više detalja.

## 4.5 *Ex-situ* udio

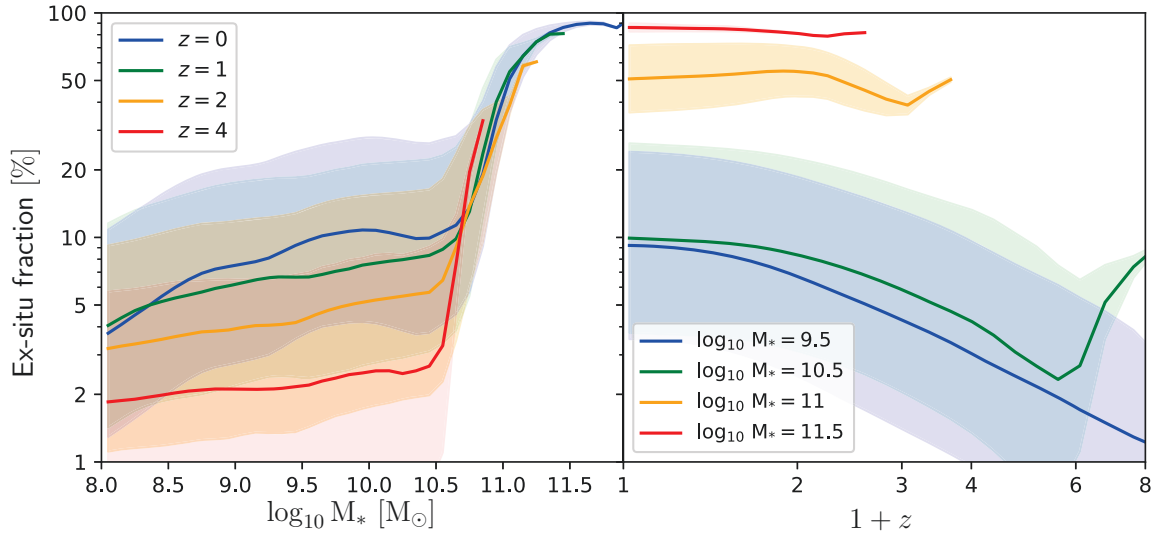
Kao što je jasno iz prošlog potpoglavlja, *ex-situ* masu galaksija (a time i udio  $f_{\text{ex}} = M_{*,\text{ex}}/M_*$ ) je moguće izračunati integriranjem povijesti mase galaksija. U ovom postupku postoji nekoliko problema koji mogu učiniti izračunatu veličinu netočnom. 1. Stope rasta smo izvrijednili za 40 intervala zvjezdane mase i 40 intervala crvenog pomaka. Ovo nije vrlo gusta mreža u svrhu rješavanja diferencijalnih jednadžbi, te zahtjeva interpolaciju u točkama između onih za koje su vrijednosti poznate. 2. Stope rasta imaju veliku nepouzdanost za velike zvjezdane mase ( $M_* > 10^{11.3} M_\odot$  na  $z = 0$ ,  $M_* = 10^{10.5} M_\odot$  na  $z = 4$ ), a to su iste mase na kojima očekujemo znatan utjecaj stapanja. Ovo je rezultat rijetkosti stapanja. 3. Greške se nakupljaju duž integriranja stope rasta.

S ovim problemima na umu smo odlučili izračunati ex-situ udio  $f_{\text{ex}} = M_{*,\text{ex}}/M_*$  izravno iz simulacije.  $M_{*,\text{ex}}$  računamo tako da pratimo povijest stapanja galaksija te za svaki potomak u svakom trenutku simulacije zbrajamo sve zvjezdane mase galaksija koje su se stopile sa galaksijama u glavnoj grani stabla stapanja u svim prijašnjim trenucima.



Slika 4.16: Ex-situ udio galaksija, definiran kao  $f_{\text{ex}} = M_{*,\text{ex}}/M_*$ , za galaksije u sadašnjem svemiru ( $z = 0$ ). Crna linija prikazuje naše rezultate, a sivo područje  $1\sigma$ -raspon vrijednosti oko srednje vrijednosti. Različitim bojama su prikazani rezultati iz drugih modela, prema legendi.

Ovako računat ex-situ udio je prikazan na Slici 4.16 za galaksije u sadašnjem trenutku ( $z = 0$ ). Ex-situ udio nije moguće direktno uspoređivati s opservacijama obzirom da se radi o veličini koja je ovisna o povijesti galaksija (nešto što je nemoguće pratiti za individualne galaksije). Zbog toga ga uspoređujemo sa semiempirijskim modelom EMERGE [90], hidrodinamičkim simulacijama *Illustris*, *Illustris TNG* i *HorizonAGN* [84, 91, 92], te semianalitičkim modelima od Henriques et al. iz 2015 i Lee & Yi iz 2017 [93, 94]. Svi modeli predviđaju relativno malene ex-situ udjele ( $< 10\%$ ) za malene zvjezdane mase ( $M_* < 10^{11} M_\odot$ ), te strmi rast na većim masama. Ovakvo ponašanje je očekivano iz opažanja koja pronalaze da udio galaksija čija glavna komponenta je sferoid naglo raste na sličnim masama [88, 89]. Isto očekujemo na bazi relativnih stopa rasta zbog nastanka zvijezda i stapanja prikazanih na Slici 4.13.



Slika 4.17: Ex-situ udio galaksija, definiran kao  $f_{\text{ex}} = M_{*,\text{ex}}/M_*$ , kao funkcija crvenog pomaka. Različite boje prikazuju linije različitih odabira, prema legendama. Obojana područja prikazuju  $1\sigma$ –raspone normalnih raspodjela oko srednjih vrijednosti. Linije su prekinute na zvjezdanoj masi, odnosno crvenom pomaku, gdje u uzorku nisu detektirane galaksije odgovarajuće zvjezdane mase. *Lijevo*: Ex-situ udio kao funkcija zvjezdane mase na nekoliko crvenih pomaka. *Desno*: Ex-situ udio kao funkcija crvenog pomaka za nekoliko zvjezdanih masa.

Iz usporedbe vidimo da ex-situ udio u GALFORM-u doživljava strmiji rast od većine drugih modela. Iznimka je Lee & Yi model, koji predviđa sličan oblik, ali na ponešto većim masama. Kod GALFORM-a također vidimo da galaksije koje nisu ušle u režim znatnog rasta stapanjima ( $M_* < 10^{11} M_\odot$ ) imaju nezanemariv (iako malen) ex-situ udio koji je jednak  $\approx 5 - 10\%$ . Jedina dva modela koja imaju sličan rezultat su hidrodinamičke simulacije *IllustrisTNG* i *HorizonAGN*. U ovom režimu također primjećujemo da su stapanja vrlo stohastički procesi za ove populacije, a to je vidljivo iz činjenice da  $1\sigma$ –raspon normalne raspodjele oko srednje vrijednosti odgovara vrijednostima od  $0 - 20\%$ .

Ovisnost relacije  $f_{\text{ex}} - z$  prikazana je na Slici 4.17. Vidimo dvije zanimljive značajke: u režimu niskih zvjezdanih masa ( $M_* < 10^{10.75} M_\odot$ ) stapanja postaju progresivno bitnija što smo bliže sadašnjem trenutku, no i dalje u vrlo malenim razmjerima. S druge strane, u režimu visokih masa ( $M_* > 10^{10.75} M_\odot$ ) kroz nepromjenjivost  $f_{\text{ex}}$  vidimo da stapanja imaju veći utjecaj spram nastanka zvijezda i na znatnim crvenim pomacima ( $z = 4$ ). Također je moguće vidjeti da se rasponi  $1\sigma$ –raspodjela oko srednje vrijednosti smanjuju što je veća masa. Interpretacija je sljedeća: galaksije velikih zvjezdanih masa moguće je izgraditi *isključivo* kroz stapanja.

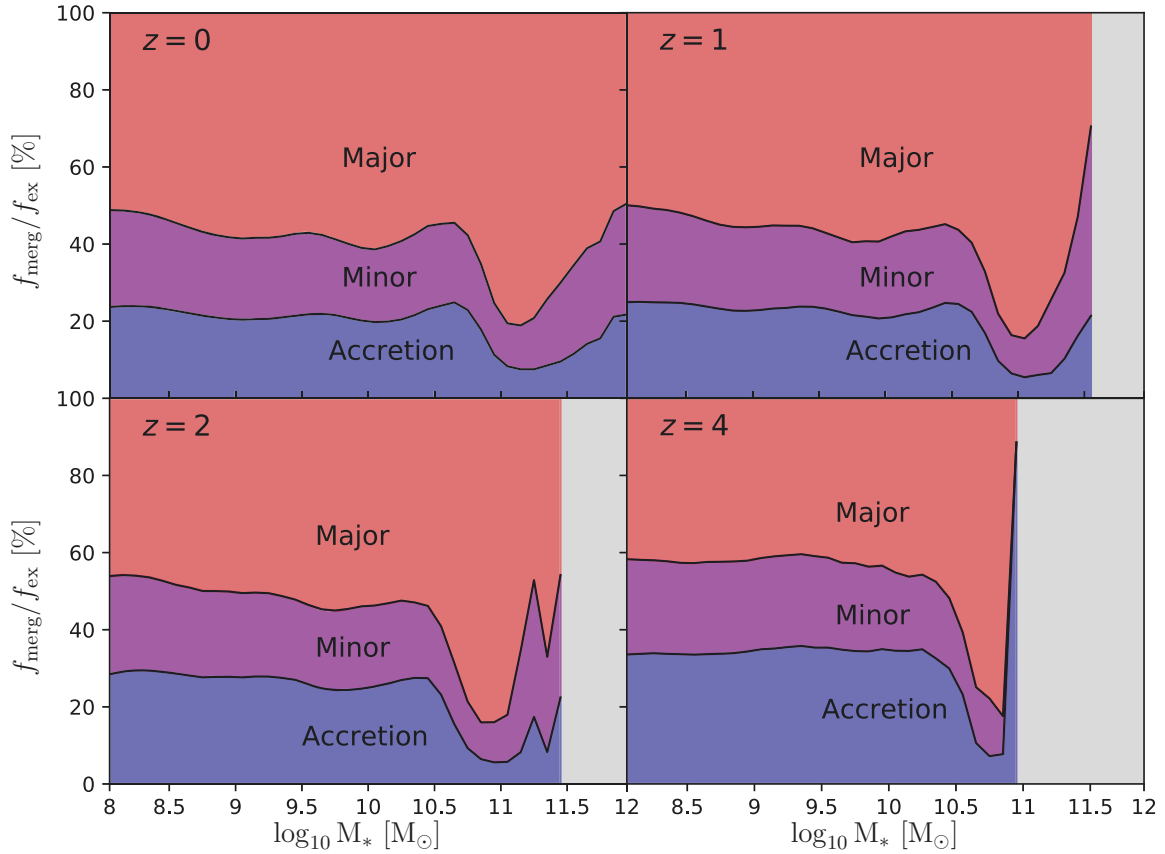
Naše zaključke iz ovisnosti o crvenom pomaku također uspoređujemo s drugim modelima. Hidrodinamičke simulacije i semiempirijski modeli uglavnom predviđaju da na niskim zvjezdanim masama  $f_{\text{ex}}$  ostaje konstantan ili raste kako se mičemo prema višim crvenim pomacima [84, 90, 95, 96]. Na visokim zvjezdanim masama pronalaze da je  $f_{\text{ex}}$  ili konstantan ili pada u ranijim trenucima. Iz ovih razmatranja je moguće zaključiti da u GALFORM-u stapanja imaju veći utjecaj nego u hidrodinamičkim ili semiempirijskim modelima. U ovome se GALFORM također slaže s Lee & Yi modelom [94].

Zanimljivo pitanje u temi rasta galaksija kroz stapanja je i utjecaj različitih tipova stapanja. U prijašnjim dijelovima ovog rada smo gledali samo velika ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) i malena ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) stapanja, te nismo promatrali akreciju vrlo malenih satelita ( $\mu < 0.1$ ) jer bi uključivanje takvih parova u statistiku stapanja vodilo do divergencije udjela bliskih parova i stope stapanja. Razlog je taj što broj galaksija malenih zvjezdanih masa ovisi o zvjezdanoj masi kao  $n(M_*, z) \propto M_*^\alpha$ , gdje je  $\alpha \in [-2, -1.5]$  (Slika 2.1). S druge strane, ako nas zanima rast zvjezdane mase galaksija kroz stapanja, broj galaksija nije jedini faktor—njihove mase postaju bitne. Bitna veličina u pitanju divergencije je onda  $n(M_*, z) \times M_* \propto M_*^{\alpha+1}$ , a ona ne divergira uključivanjem vrlo malenih galaksija. Drugim riječima, uključivanje akrecije malenih satelita ( $\mu < 0.1$ ) u razmatranje rasta ne dovodi do problema, a moguće je da ona čini bitan kanal rasta galaksija.

Kako bi kvantificirali utjecaj raznih tipova stapanja promatramo omjer  $f_{\text{merg}}/f_{\text{ex}} = M_{*,\text{merg}}/M_{*,\text{ex}}$  koji mjeri udio mase dobivene određenim kanalom stapanja u ukupnoj ex-situ masi galaksije. Ovaj omjer je prikazan za četiri različita crvena pomaka na Slici 4.18. Vidimo da u prosjeku dominiraju velika stapanja na svim crvenim pomacima, dok malena stapanja i akrecija oboje doprinose  $\approx 20\%$ . Primjećujemo da ne postoji velika varijacija s crvenim pomakom.

Utjecaj različitih tipova stapanja je još jedno područje neslaganja između modela. *Illustris* simulacija predviđa da su udjeli od tipova stapanja jednaki 50%, 25% i 25% za velika stapanja, malena stapanja i akreciju, redom [84]. Ove brojke su u dobrom slaganju s našim rezultatima, no u *Illustris* simulaciji nema naglog rasta u utjecaju velikih stapanja na  $M_* = 10^{10.5} M_\odot$ . Taj rast vidimo u jednom ili drugom obliku u većini drugih modela, kao i pad utjecaja velikih stapanja za  $M_* > 10^{11} M_\odot$ . Ono što se razlikuje od modela do modela su točni oblici ovih krivulja. Kao primjer, EMERGE



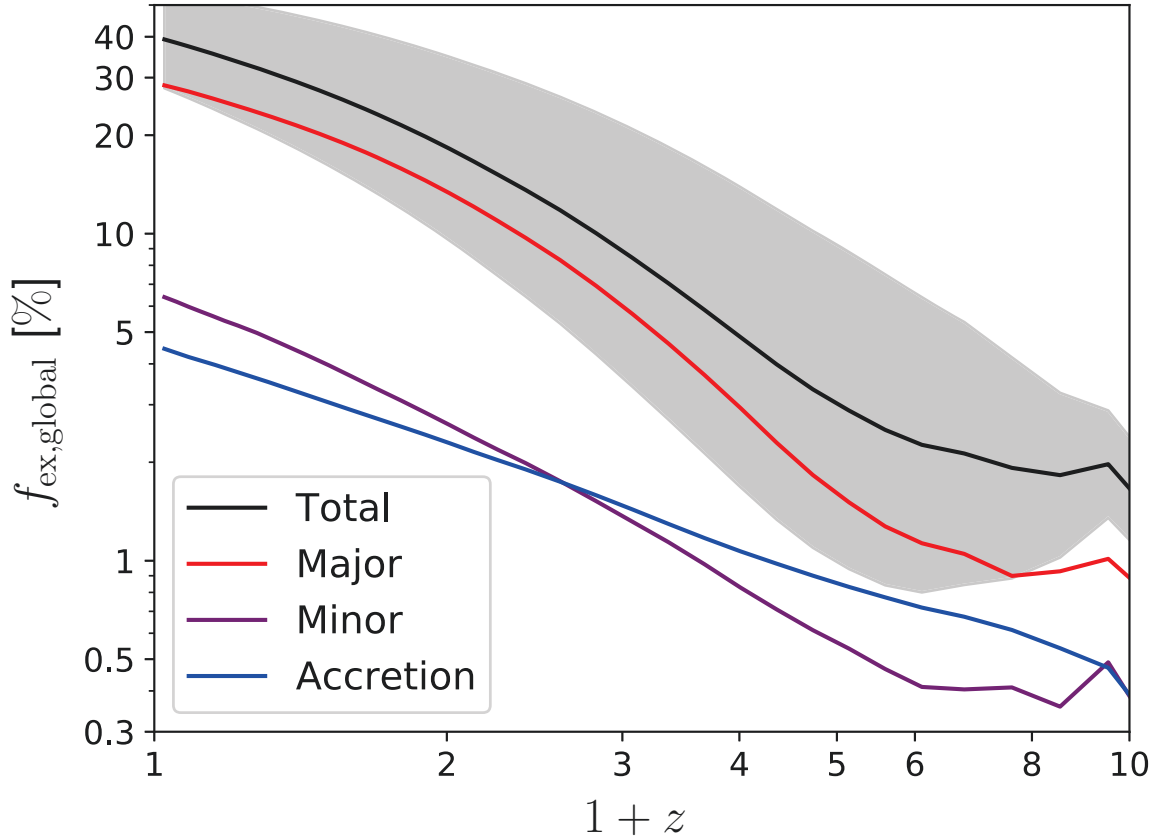


Slika 4.18: Udio ex-situ zvjezdane mase galaksija dobivene raznim tipovima stapanja. Područja različitih površina predstavljaju različite tipove stapanja, kao što je označeno. Siva područja su ona gdje u uzorku nema više galaksija.

semiempirijski model predviđa da velika stapanja i akrecija oboje doprinose 40% za  $M_* < 10^{10.5} M_{\odot}$ , a malena stapanja 20%, dok za  $M_* > 10^{10.5} M_{\odot}$  velika stapanja doprinose 80% [97]. U *IllustrisTNG* simulaciji malena stapanja i akrecija zajedno imaju jednak doprinos kao velika stapanja za  $M_* < 10^{10.5} M_{\odot}$ , a velika stapanja dominiraju za  $M_* > 10^{10.5} M_{\odot}$  [98]. Drugi semianalički modeli također predviđaju razne brojke, dajemo primjer jednog u kojem velika stapanja doprinose samo 20% na  $M_* = 10^{10} M_{\odot}$ , te 60% na  $M_* > 10^{11} M_{\odot}$  [99].

Relativni utjecaj tipova stapanja moguće je uspoređivati i s opažanjima, no napominjemo da je to moguće samo za najmasivnije sustave (iz istih razloga kao i za stope rasta). Opažanja pronalaze da galaksije masa  $M_* = 10^{11} M_{\odot}$  rastu uglavnom kroz velika stapanja (70%) [3, 10], što je u dobrom slaganju s našim predviđanjima. Uz ponešto drugačiji odabir ( $M_* > 10^{11} M_{\odot}$ ) opažanja pronalaze da velika i malena stapanja doprinose 75%, dok akrecija 25% [86]. Ovo je u dobrom slaganju s našim predviđanjem da utjecaj velikih stapanja postiže maksimum na  $M_* = 10^{11} M_{\odot}$  te

kreće padati za masivnije galaksije.



Slika 4.19: Ex-situ udio zvjezdane mase u ukupnoj zvjezdanoj masi svemira. Crna boja prikazuje ukupni ex-situ udio, dok linije različitih boja prikazuju ex-situ udijele od raznih vrsta stapanja, kao prema legendi. Sivo područje prikazuje  $1\sigma$ - raspon pouzdanosti oko srednje vrijednosti.

U pitanju ex-situ zvjezdanih masa galaksija zanimljivo je pogledati koliki udio svih zvijezda u svemiru ima vanjsko podrijetlo. Ovaj udio zovemo globalnim ex-situ udjelom  $f_{\text{ex,global}}$ , a računamo ga integracijom preko sveukupne populacije zvijezda:

$$f_{\text{ex,global}}(z) = \frac{M_{*,\text{ex,tot}}(z)}{M_{*,\text{tot}}(z)} = \frac{\int_{10^8 M_{\odot}}^{\infty} M_* f_{\text{ex}}(M_*, z) \Phi(M_*, z) d \log M_*}{\int_{10^8 M_{\odot}}^{\infty} M_* \Phi(M_*, z) d \log M_*}, \quad (4.16)$$

gdje  $M_{*,\text{ex,tot}}(z)$  predstavlja ukupnu zvjezdanu masu u ex-situ komponentama galaksija za dani trenutak svemira, dok  $M_{*,\text{tot}}(z)$  predstavlja ukupnu zvjezdanu masu. Integraciju bi u principu trebalo vršiti preko brojevne gustoće galaksija  $n(M_*, z)$ , a ne funkcije zvjezdanih masa galaksija  $\Phi(M_*, z)$ , no one su do na konstantu jednake. Granice integracije bismo također mogli proširiti i na galaksije manjih masa, no one obično nisu od interesa.

Globalni ex-situ udio prikazan je na Slici 4.19 kao funkcija crvenog pomaka. Vi-

dimo da za trenutni svemir 40% ukupne zvjezdane mase ima vanjsko podrijetlo, i da je ex-situ udio jaka funkcija crvenog pomaka. Na  $z = 2$  je samo 10% zvjezdane mase vanjskog podrijetla, dok je na  $z = 4$  taj broj 3.5%. Ovo ponašanje je u kvalitativnom slaganju s Illustrim simulacijom, no ona predviđa ponešto manju vrijednost na  $z = 0$  te sporiji pad kako se pomičemo prema višim crvenim pomacima; vrijednosti za  $z \in \{0, 2, 4\}$  su redom {30%, 16%, 12%} [84]. Na Slici 4.19 također prikazujemo i udjele ex-situ mase dobivene kroz razne tipove stapanja. Vidimo da velika stapanja dominiraju na svim crvenim pomacima. Na vrlo velikim crvenim pomacima ( $z > 4$ ) akrecija ima znatan doprinos, no i dalje manji od velikih stapanja. Na manjim crvenim pomacima primjećujemo da malena stapanja postaju bitnija od akrecije, te da nastavljaju rast u doprinosu. Za sadašnji svemir pronalazimo da je ex-situ udio od 40% izgrađen: 29% velikim stapanjima, 6.5% malenim stapanjima i 4.5% akrecijom.

## 4.6 Utjecaj stapanja na populaciju galaksija

Kao što smo spomenuli u Poglavlju 4.1.1, utjecaj stapanja na brojevnu gustoću galaksija  $n(M_*, z)$  moguće je promatrati kroz jednadžbu kontinuiteta 4.1. Slična jednadžba kontinuiteta se može definirati za funkciju zvjezdanih masa galaksija  $\Phi(M_*, z)$  jednostavnim dijeljenjem volumenom, a ona glasi:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial M_*} \left( \frac{dM_*}{dt} \Phi \right) = \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{\text{merg}}. \quad (4.17)$$

Ovdje je  $dM_*/dt$  ukupna stopa rasta zvjezdane mase galaksija (zbog nastanka zvijezda i stapanja), a  $(\partial \Phi / \partial t)_{\text{merg}}$  je član odgovoran za gubitak brojeva galaksija zbog stapanja, odnosno gustoća stope nestanka galaksija. Utjecaj stapanja kroz stopu rasta je lak za interpretirati; obzirom na relativnu jakost rasta kroz dva moguća kanala (Slika 4.13) zaključujemo da stapanja uglavnom pomiču eksponencijalni rep galaksija prema većim zvjezdanim masama (Slika 2.1).

Ovdje nam je od većeg interesa gustoća stope nestanka galaksija zbog stapanja. Taj član je oblikom sličan gustoći stapanja  $\Gamma = d^3 N / d \log M_* dV dt$ , no postoji bitna razlika. Gustoća stapanja  $\Gamma(M_*, z)$  mjeri koliko se u svemiru na crvenom pomaku  $z$  u danom volumenu i vremenskom koraku dogodi stapanja na galaksije mase  $M_*$ . S druge strane, gustoća stope nestanka stapanjima  $(\partial \Phi / \partial t)_{\text{merg}}(M_*, z)$  mjeri koliko se galaksija mase  $M_*$  na  $z$  u istom volumenu i vremenu stopi s drugim, većim galaksi-

jama. Pri računanju gustoće stapanja  $\Gamma$  je potrebno primijeniti donju granicu omjera mase para u stapanju (npr. 1/4 za velika stapanja) kako bi se izbjegla divergencija zbog sve većeg broja dostupnih galaksija. S druge strane, za nestanak galaksija mase  $M_*$  preko člana  $(\partial\Phi/\partial t)_{\text{merg}}$  je potrebno uračunati nestanak zbog stapanja sa svim mogućim galaksijama masa  $M > M_*$ . Ovo ne vodi k divergenciji obzirom da su brojevi galaksija ograničeni eksponencijalnim repom na velikim masama (Slika 2.1).

Kako bismo promatrali kako nestanak galaksija ovisi o zvjezdanoj masi i crvenom pomaku, korisno je definirati stopu nestanka galaksija  $(dN/dt)_{\text{merg}}$ , čija veza s gustoćom stope nestanka je identična vezi između stope stapanja po galaksiji  $R$  i gustoće stope stapanja  $\Gamma$  (jednadžba 3.3), a ona glasi:

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)_{\text{merg}} = \Phi \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{merg}}. \quad (4.18)$$

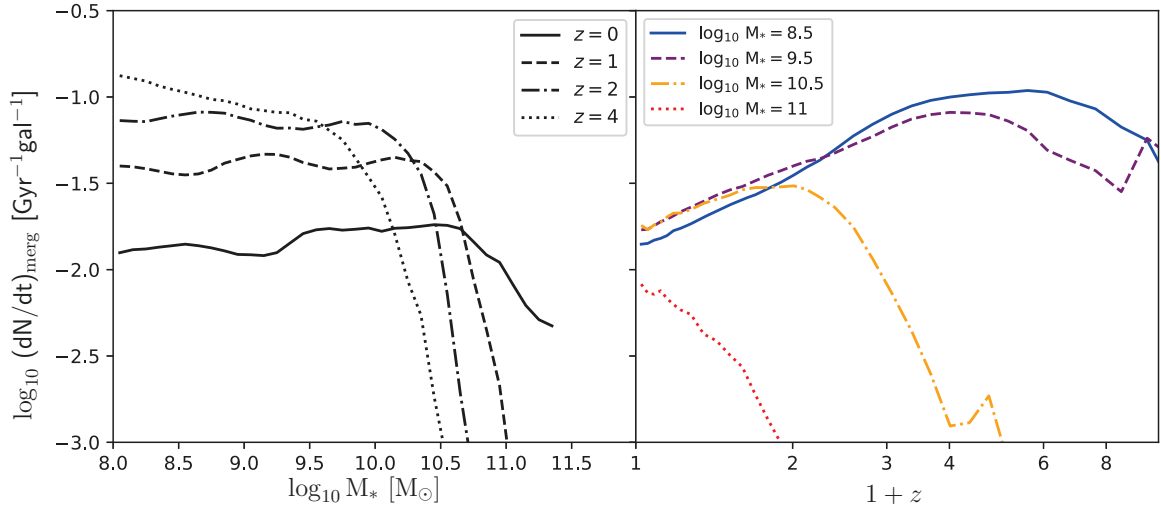
Obzirom na analogiju sa stopom stapanja po galaksiji  $R$ , stopu nestanka  $(dN/dt)_{\text{merg}}$  bi također bilo najpravičnije zvati stopom nestanka *po galaksiji*, a ona mjeri vjerojatnost da će se galaksija zvjezdane mase  $M_*$  u trenutku  $z$  stopiti u intervalu  $dt$ . Drugim riječima, radi se o gustoći vjerojatnosti.

Na Slici 4.20 prikazujemo stopu nestanka po galaksiji kao funkciju zvjezdane mase i crvenog pomaka. Vidimo da stopa nestanka ne ovisi značajno o zvjezdanoj masi, osim u režimu velikih zvjezdanih masa (na danom crvenom pomaku  $z$ ), gdje su galaksije eksponencijalno rjeđe (Slika 2.1). Kao funkcija crvenog pomaka, stopa nestanka prikazuje slično ponašanje kao i stopa stapanja  $R$  (Slika 4.5) – rast kao zakon potencije sve do nekog crvenog pomaka  $z$  (na kojem galaksije mase  $M_*$  ulaze u režim eksponencijalnog pada brojeva galaksija, kao što je vidljivo u funkciji zvjezdanih masa galaksija  $\Phi$ ), nakon kojeg kreće pad. Na  $z = 0$  vrijedi  $(dN/dt)_{\text{merg}} \approx 0.02 \text{ Gyr}^{-1}$ , otprilike neovisno o masi. Drugim riječima, svaka pedeseta galaksija biva stopljena s nekom većom galaksijom unutar milijardu godina.

Pomoću stope nestanka galaksija moguće je saznati koji udio galaksija  $f_{\text{merg,lost}}$  mase  $M_*$  na crvenom pomaku  $z$  je izgubljen stapanjima. Definiramo ga na sljedeći način:

$$f_{\text{merg,lost}}(M_*, z) = \frac{\Phi_{\text{merg,lost}}(M_*, z)}{\Phi_{\text{tot}}(M_*, z)}. \quad (4.19)$$

Ovdje  $\Phi_{\text{merg,lost}}$  predstavlja brojnu gustoću nestalih galaksija (u domeni mase i prostora), a  $\Phi_{\text{tot}}$  predstavlja ukupnu brojnu gustoću koja bi bila izmjerena u simulaciji



Slika 4.20: Stopa nestanka galaksija po galaksiji, odnosno vjerojatnost da će galaksija biti stopljena s nekom većom galaksijom u sljedećih milijardu godina. Linije prikazuju stope nestanka za različite izbore, kao prema legendi. Linije su prekinute tamo gdje u uzorku nema stapanja galaksija.

da nema stapanja. Ako znamo  $\Phi_{\text{merg,lost}}$  onda je moguće izračunati  $\Phi_{\text{tot}}$  pomoću izmjerene gustoće u simulaciji  $\Phi$  (dane npr. na Slici 2.1) kao  $\Phi_{\text{tot}} = \Phi_{\text{merg,lost}} + \Phi$ . Jedina nepoznanica je onda  $\Phi_{\text{merg,lost}}$ , a nju računamo integriranjem preko gustoće stope nestanka:

$$\Phi_{\text{merg,lost}}(M_*, z) = \int_z^{10} \left( \frac{dz}{dt} \right)^{-1} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{\text{merg}} dz, \quad (4.20)$$

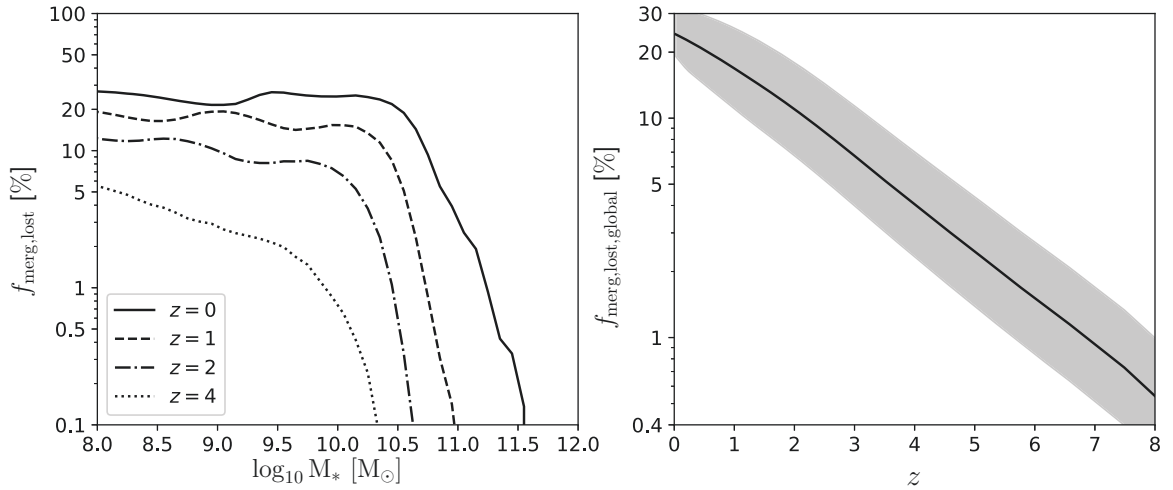
gdje je  $z = 10$  relativno proizvoljna gornja granica (u principu bismo trebali staviti  $z = \infty$ ).

Na lijevom dijelu Slike 4.21 prikazujemo udio nestalih galaksija kao funkciju zvjezdane mase na nekoliko crvenih pomaka. Vidimo da taj udio postaje značajan tek na niskim crvenim pomacima, te da ne ovisi jako o zvjezdanoj masi, osim na većim zvjezdanim masama. Sa Slika 4.20 i 4.21 moguće je uvidjeti direktan utjecaj stapanja na funkciju zvjezdanih masa galaksija  $\Phi$ . Vidimo da na  $z = 0$  galaksije značajno nestaju na zvjezdanim masama  $M_* < 10^{11} M_{\odot}$ , dok u isto vrijeme galaksije masa  $M_* > 10^{11} M_{\odot}$  značajno rastu samo stapanjima (Slika 4.13). Interpretacija je sljedeća: bez stapanja, brojna gustoća galaksija bi bila veća na manjim zvjezdanim masama, te manja na većim, gdje granična masa između ova dva režima ovisi o crvenom pomaku. Ovakva slika utjecaja stapanja na brojeve galaksija je pronađena i opažanjima [5, 100, 101].

Uz pomoć udjela  $f_{\text{merg,lost}}(M_*, z)$  i brojne gustoće galaksija  $\Phi$  možemo izračunati i ukupan udio nestalih galaksija kao:

$$f_{\text{merg,lost,global}}(z) = \frac{\int_{10^8 M_\odot}^{\infty} f_{\text{merg,lost}}(M_*, z) \Phi(M_*, z) d \log M_*}{\int_{10^8 M_\odot}^{\infty} \Phi(M_*, z) d \log M_*}, \quad (4.21)$$

gdje opet primjenjujemo donju granicu  $M_* = 10^8 M_\odot$  obzirom da manje masivne galaksije najčešće nisu od interesa. Globalni udio izgubljenih galaksija je prikazan na desnom dijelu Slike 4.21, gdje smo također prikazali i raspon pouzdanosti dobiven integriranjem veličine  $f_{\text{merg,lost}} + \sigma_{\text{merg,lost}}$ . Vidimo da u sadašnjem svemiru ima 25% manje galaksija nego što bi ih bilo bez stapanja, s vrijednostima za  $z \in \{1, 2, 3, 4\} \approx \{18\%, 13\%, 9\%, 6\%\}$



Slika 4.21: Udio galaksija nestalih stapanjima. *Lijevo*: Udio nestalih galaksija kao funkcija zvjezdane mase na nekoliko crvenih pomaka, kao prema legendi. *Desno*: Udio svih nestalih galaksija (iznad mase  $M_* = 10^8 M_\odot$ ) u svemiru kao funkcija crvenog pomaka, gdje sivo područje predstavlja raspon pouzdanosti.

## 5 Zaključak

U ovom radu smo koristili GALFORM, semianalitički model nastanka galaksija, kako bismo proučavali statistiku stapanja i njihov utjecaj na rast i nestanak galaksija. Statistiku stapanja promatrali smo kroz stope stapanja, udjele bliskih parova te vremenske skale stapanja s najvećom preciznošću do sada. To je moguće zbog velikog volumena simulacije *Planck Millennium*, kao i zbog velikog broja vremenskih trenutaka u kojima su zapisana svojstva svih galaksija. Kao rezultat smo mogli proučavati veličine vezane uz stapanja do preciznosti od 40 intervala zvjezdane mase između  $10^8$  i  $10^{12} M_{\odot}$ , kao i 40 intervala crvenog pomaka između  $z = 0$  i  $z = 10$ . Iz naše analize statistike stapanja zaključujemo sljedeće:

- Stope stapanja predviđene GALFORM-om slažu se dobro s opažanjima i hidrodinamičkom simulacijom *Illustris* preko širokog raspona zvjezdanih masa i crvenih pomaka. Uvjet za ovo slaganje je da se koristi univerzalna vremenska skala pri pretvorbi opažački izmjerenih udjela bliskih parova u stope stapanja.
- Kao funkcija zvjezdane mase, naša stopa stapanja naglo pada u režimu masivnih galaksija (iznad  $M_* \approx 10^{11.3} M_{\odot}$  na  $z = 0$ ), što je u slaganju s nedavnim opažanjima. Ovaj pad očekujemo zbog eksponencijalnog pada brojeva galaksija u tom režimu, kao što je vidljivo u funkciji zvjezdanih masa galaksija. Zvjezdana masa na kojoj započinje nagli pad u stopi stapanja se smanjuje (do vrijednosti  $M_* = 10^{10.5} M_{\odot}$  na  $z = 4$ ) kako se pomičemo prema višim crvenim pomacima. Ovaj pomak je također u skladu s ponašanjem funkcije zvjezdanih masa galaksija. Pad vidimo i u ponašanju stope stapanja kao funkcije crvenog pomaka.
- Malena stapanja ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) su otprilike jednako česta kao velika stapanja ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) preko širokog raspona zvjezdane mase i crvenog pomaka. Pronalazimo da se srednji omjer zvjezdane mase stapanja (između  $\mu = 0.1$  i  $\mu = 1$ ) slabo povećava s vrijednosti  $\langle \mu \rangle = 0.3$  do  $\langle \mu \rangle = 0.35 - 0.4$  kao funkcija zvjezdane mase primarne galaksije između  $M_* = 10^8 M_{\odot}$  i  $M_* = 10^{10.5} - 10^{11.3} M_{\odot}$ , gdje potonji interval odgovara crvenim pomacima  $z = 0 - 4$ . Iznad ovih masa, srednji omjer masa naglo pada.
- Naš udio velikih ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) bliskih parova se dobro slaže s opažanjima za

umjerene i velike zvjezdane mase ( $M_* > 10^{10} M_\odot$ ) te za sve crvene pomake za koje postoje mjerenja. Na nižim masama postoji neslaganje—GALFORM predviđa veći udio parova nego što je izmjeren. Napominjemo da je moguće objašnjenje nedostatak detektiranih bliskih parova u opažanjima, kao rezultat problema s razlučivanjem parova malenih i bliskih galaksija.

- Pronašli smo aproksimativnu funkciju koja dobro opisuje vremensku skalu velikih stapanja za sve zvjezdane mase i crvene pomake, kao i bilo koje dinamičke kriterije odabira bliskih parova:

$$T_{\text{mg}} = 2.2 \text{ Gyr} \times r_{\text{max},20}^{1.5} \text{erf}(v_{\text{max},0}^{0.75}) \times \times M_{*,10}^{-0.5} (1+z)^{0.5} e^{-0.14z}, \quad (5.1)$$

gdje je  $r_{\text{max},20} = r_{\text{max}}/20 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ ,  $v_{\text{max},0} = v_{\text{max}}/550 \text{ km s}^{-1}$  te  $M_{*,10} = M_*/10^{10} M_\odot$ . Naša vremenska skala stapanja pokazuje strmiju ovisnost o zvjezdanoj masi nego što je očekivano iz prijašnjih studija (nagib od -0.5 umjesto -0.3), kao i strmiju ovisnost o maksimalnoj projiciranoj udaljenosti bliskih parova (nagib 1.5 umjesto 1.0). Obzirom na maksimalnu brzinu udaljavanja pronalazimo da broj parova (kao i vremenska skala) postižu maksimum do vrijednosti  $v_{\text{max}} = 1000 \text{ km s}^{-1}$  za sve zvjezdane mase i crvene pomake. Predlažemo ovu vrijednost relativne brzine kao univerzalni kriterij odabira.

- Pronalazimo da galaksije malenih masa čine većinom projicirane parove, dok galaksije velikih masa čine i fizičke i projicirane parove, no većinom fizičke. Ovo je u slaganju s opažanjima koja pronalaze da se malene galaksije puno rjeđe stapaju od velikih.

Nakon statistike stapanja smo odlučili promatrati i veličine vezane uz neke posljedice stapanja na evoluciju galaksija. Konkretno, promatrali smo stopu rasta i udio ex-situ zvjezdane mase galaksija. Također smo promatrali i nestajanje galaksija stapanjima te utjecaj tog efekta na populaciju galaksija (funkciju zvjezdanih masa galaksija). Iz ove analize zaključujemo:

- Galaksije povećavaju svoju zvjezdanu masu uglavnom kroz nastanak zvijezda. Rast kroz stapanja postaje dominantan na velikim zvjezdanim masama, a granična masa pada s crvenim pomakom ( $M_* = 10^{10.8} M_\odot$  na  $z = 0$ ,  $M_* = 10^{11.2} M_\odot$  na



$z = 2$ ).

- Promatranjem ex-situ udjela zvjezdane mase pronalazimo da galaksije masa  $M_* < 10^{10.5} M_\odot$  imaju malen udio mase dobivene stapanjima (od 2% na  $z = 4$  do 10% na  $z = 0$ ). Udio u ovom režimu je otprilike konstantan kao funkcija zvjezdane mase, dok iznad granične mase (koja ne ovisi o crvenom pomaku) naglo raste i dostiže 90% do  $M_* = 10^{11.5} M_\odot$ . Ovo ponašanje je u kvalitativnom slaganju s ostalim modelima nastanka i evolucije galaksija, no ex-situ udio u GALFORM-u pokazuje oštiji rast nego ostali modeli. Također pronalazimo da postoje znatne razlike u evoluciji ex-situ udjela između GALFORM-a i ostalih modela, no to vrijedi za većinu modela međusobno.
- Velika stapanja ( $\mu \in [0.25, 1]$ ) su dominantan mehanizam rasta galaksija stapanjima, čineći  $\approx 50\%$  ukupne mase dobivene stapanjima za  $M_* < 10^{10.5} M_\odot$  neovisno o crvenom pomaku, dok malena stapanja ( $\mu \in [0.1, 0.25]$ ) i akrecija ( $\mu \in [0, 0.1]$ ) oboje doprinose po  $\approx 25\%$ . Na većim masama pronalazimo rast u utjecaju velikih stapanja ( $\approx 80\%$  na  $M_* = 10^{11} M_\odot$ ), te ponovni pad na prijašnjih  $\approx 50\%$ . Ovo je u slaganju s ostalim modelima. S opažanjima je moguće raditi usporedbe samo za masivne galaksije, za koje također pronalazimo slaganje.
- Stapanja povećavaju brojnu gustoću galaksija na velikim zvjezdanim masama ( $M_* > 10^{10.8} M_\odot$  na  $z = 0$ ) zbog rasta stapanjima. Na manjim zvjezdanim masama brojna gustoća galaksija pada zbog nestanka galaksija stapanjima. Ovakav utjecaj stapanja na funkciju zvjezdanih masa galaksija je u slaganju s opažanjima.
- Promatrajući stope nestanka galaksija pronalazimo da galaksije imaju otprilike jednaku vjerojatnost da će biti stopljene s nekom većom galaksijom neovisno o zvjezdanoj masi (1%/Gyr na  $z = 0$ , 10%/Gyr na  $z = 4$ ), osim za najmasivnije (koje uglavnom ne nestaju stapanjima). Udio nestalih galaksija zbog stapanja raste s 1 – 5% na  $z = 4$  do 30% na  $z = 0$ , te također slabo ovisi o zvjezdanoj masi.
- Računajući globalni udio ex-situ mase pronalazimo da 40% ukupne zvjezdane mase galaksija u sadašnjem svemiru dolazi stapanjima, od kojih velika stapanja

čine 29%, malena 6.5% te akrecija 4.5%. Ovaj udio je snažna funkcija crvenog pomaka, te iznosi  $\approx 5\%$  na  $z = 4$ . Na sličan način iz stope nestanka galaksija pronalazimo da je globalni udio nestalih galaksija jednak 25% na  $z = 0$  te 6% na  $z = 4$ .

## Literatura

- [1] Schmidt, M. The Rate of Star Formation // *Astrophysical Journal*, vol. 129, str. L1 (1959)
- [2] Gallego, J.; Zamorano, J.; Aragon-Salamanca, A.; Rego, M. The Current Star Formation Rate of the Local Universe // *Astrophysical Journal*, vol. 455, str. 243 (1995)
- [3] McIntosh, D.H.; Guo, Y.; Hertzberg, J.; Katz, N.; Mo, H.J.; van den Bosch, F. Ongoing Assembly of Massive Galaxies by Major Merging in Large Groups and Clusters from the SDSS // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 388(4), str. 1537 (2008)
- [4] Bundy, K.; Fukugita, M.; Ellis, R.S.; Targett, T.A.; Belli, S.; Kodoma, T. The Greater Impact of Mergers on the Growth of Massive Galaxies: Implications for Mass Assembly and Evolution since  $z=1$  // *The Astrophysical Journal*, vol. 697(2), str. 1369 (2009)
- [5] Robotham, A.S.G. et al. Galaxy And Mass Assembly (GAMA): galaxy close pairs, mergers and the future fate of stellar mass // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 444(4), str. 3986 (2014)
- [6] Lacey, C.G. et al. A unified multiwavelength model of galaxy formation // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 462(4), str. 3854 (2016)
- [7] Luo, W.; Yang, X.; Zhang, Y. Connections between Galaxy Mergers and Starburst: Evidence from the Local Universe // *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 789, str. L16, (2014)
- [8] Mihos, C.; Hernquist, L. Gasdynamics and Starbursts in Major Mergers // *Astrophysical Journal*, vol. 464, str. 641 (1996)
- [9] Naab, T.; Johansson, P.H.; Ostriker, J.P. Minor mergers and the size evolution of elliptical galaxies // *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 699(2), str. L178 (2009)

- [10] Ferreras, I. et al. Constraints on the merging channel of massive galaxies since  $z=1$  // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 444, str. 906 (2014)
- [11] Treister, E.; Schawinski, K.; Urry, C.M.; Simmons, B.D. Major Galaxy Mergers Only Trigger the Most Luminous AGN // The Astrophysical Journal Letters, vol. 758(2), str. L39 (2012)
- [12] Rosario, D.J. et al. The host galaxies of X-ray selected active galactic nuclei to  $z = 2.5$ : Structure, star formation, and their relationships from CANDELS and Herschel/PACS // Astronomy&Astrophysics, vol. 573, str. A85 (2015)
- [13] Ellison, S.L.; Viswanathan, A.; Patton, D.R.; Connor, B.; McConnachie, A.W.; Gwyn, S.; Cuillandre, J.-C. A definitive merger-AGN connection at  $z = 0$  with CFIS: mergers have an excess of AGN and AGN hosts are more frequently disturbed // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 487(2), str. 2491 (2019)
- [14] Oort, J.H. Some Problems Concerning the Structure and Dynamics of the Galactic System and the Elliptical Nebulae NGC 3115 and 4494 // Astrophysical Journal, vol. 91, str. 273 (1940)
- [15] Rubin, V. C.; Ford, W. K., Jr.; Thonnard, N. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 ( $R=4\text{kpc}$ ) to UGC 2885 ( $R=122\text{kpc}$ ) // Astrophysical Journal, vol. 238, str. 471 (1980)
- [16] Rubin, V. C.; Burstein, D.; Ford, W. K., Jr.; Thonnard, N. Rotation velocities of 16 SA galaxies and a comparison of Sa, SB and SC rotation properties // Astrophysical Journal, vol. 289, str. 81 (1985)
- [17] Thonnard, N. Comparison of global 21 CM velocity profiles with H-alpha rotation curves // Internal kinematics and dynamics of galaxies; Proceedings of the Symposium, Besancon, France, A83-49201 str. 24, 9.-13.8.1982
- [18] Oman, K.A.; Navarro, J.F.; Sales, L.V.; Fattahi, A.; Frenk, C.S.; Sawala, T.; Schaller, M.; White, S. D. M. Missing dark matter in dwarf galaxies? // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 460(4), str. 3610 (2016)

- [19] Hubble, E. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, vol. 15(3), str. 168 (1929)
- [20] Hubble, E.; Humason, M.L. The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae // Astrophysical Journal, vol. 74, str. 43 (1931)
- [21] Lemaître, G. Expansion of the universe, A homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 91, str. 483 (1931)
- [22] Komatsu, E. SEVEN-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE (WMAP \*) OBSERVATIONS: COSMOLOGICAL INTERPRETATION // The Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 192(2), str. 18 (2011)
- [23] Planck Collaboration: Aghanim N. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters // arXiv:1807.06209 <https://arxiv.org/abs/1807.06209>, 1.6.2013.
- [24] Navarro, J.F.; Frenk, C.S.; White, S.D.M. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering // The Astrophysical Journal, vol. 490(2), str. 493 (1997)
- [25] Wechsler R.H; Zentner A.R; Bullock J.S; Kravtsov A.V; Allgood, B. The Dependence of Halo Clustering on Halo Formation History, Concentration, and Occupation // The Astrophysical Journal, vol. 652, str. 71 (2006)
- [26] Klypin A.; Yepes G.; Gottlober S.; Prada F.; Hess S. MultiDark simulations: the story of dark matter halo concentrations and density profiles // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 457(4), str. 4340 (2016)
- [27] Hopkins, P.F. et al. Mergers and Bulge Formation in  $\Lambda$ CDM: Which Mergers Matter? // The Astrophysical Journal, vol. 715, str. 202 (2010)
- [28] Moster, B.P.; Naab, T.; White, S. D.M. Galactic star formation and accretion histories from matching galaxies to dark matter haloes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 428(4), str. 3121 (2013)

- [29] Moster, B.P.; Naab, T.; White, S.D.M. EMERGE - An empirical model for the formation of galaxies since  $z=10$  // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 477(2), str. 1822 (2018)
- [30] Somerville, R.S.; Primack, J.R. Semi-analytic modelling of galaxy formation: the local Universe // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 310(4), str. 1087 (1999)
- [31] Kitzbichler, M.G.; White, S.D.M. The high-redshift galaxy population in hierarchical galaxy formation models // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 376, str. 2 (2007)
- [32] Press, W.H.; Schechter, P. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation // Astrophysical Journal, vol. 187, str. 425 (1974)
- [33] Sheth, R.K., Mo, H.J.; Tormen, G. Ellipsoidal collapse and an improved model for the number and spatial distribution of dark matter haloes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 323(1), str. 1 (2001)
- [34] Jiang, F.; van den Bosch, F.C. Generating merger trees for dark matter haloes: a comparison of methods // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 440, str. 193 (2014)
- [35] Smith, B.D.; Lang, M. ytree: A Python package for analyzing merger tree // The Journal of Open Source Software, vol. 4(44), str. 1881 (2019)
- [36] Springel, V.; Hernquist, L. Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 339(2), str. 289 (2003)
- [37] Schaye, J. et al. The EAGLE project: simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 446, str. 521 (2014)
- [38] Vogelsberger, M. Introducing the Illustris Project: simulating the coevolution of dark and visible matter in the Universe // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 444(2), str. 1518 (2014)

- [39] Baugh, C.M.; Gonzalez-Perez, V.; Lagos, C.D.P.; Lacey, C.G.; Helly, J.C.; Jenkins, A.; Frenk, C.S.; Benson, A.J.; Bower, R.G.; Cole, S. Galaxy formation in the Planck Millennium: the atomic hydrogen content of dark matter halos // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 483(4), str. 4922 (2019)
- [40] Rice, T.S.; Goodman, A.A.; Bergin, E.A.; Beaumont, C.; Dame, T.M. A Uniform Catalog of Molecular Clouds in the Milky Way // *The Astrophysical Journal*, vol. 822, article id. 52, str. 27 (2016)
- [41] Salpeter, E.E. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects // *Astrophysical Journal*, vol. 140, str. 796 (1964)
- [42] Kennicutt, R. C., Jr. The rate of star formation in normal disk galaxies // *Astrophysical Journal*, vol. 272, str. 54 (1983)
- [43] Chabrier, G. The Galactic Disk Mass Function: Reconciliation of the Hubble Space Telescope and Nearby Determinations // *The Astrophysical Journal*, vol. 586(2), str. L133 (2003)
- [44] Smit, R. et al. The Star Formation Rate Function for Redshift  $z$  4-7 Galaxies: Evidence for a Uniform Build-Up of Star-Forming Galaxies During the First 3 Gyr of Cosmic Time // *The Astrophysical Journal*, vol. 756(1), str. 14 (2012)
- [45] Cavaliere, A.; Fusco-Femiano, R. The Distribution of Hot Gas in Clusters of Galaxies // *Astronomy and Astrophysics*, vol. 70, str. 677 (1978)
- [46] Cole, S.; Lacey, C.G.; Baugh, C.M.; Frenk, C.S. The Distribution of Hot Gas in Clusters of Galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 319, str. 168 (2000)
- [47] Schmutzler, T.; Tscharnuter, W.M. Effective radiative cooling in optically thin plasmas // *Astronomy and Astrophysics*, vol. 273, str. 318 (1993)
- [48] Sutherland, R.S.; Dopita, M.A. Cooling Functions for Low-Density Astrophysical Plasmas // *Astrophysical Journal Supplement* vol. 88, str. 253 (1993)

- [49] Rasmussen, J.; Ponman T.J. Temperature and abundance profiles of hot gas in galaxy groups – II. Implications for feedback and ICM enrichment // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 399, str. 239 (2009)
- [50] Toomre, A.; Toomre, J. Galactic Bridges and Tails // Astrophysical Journal, vol. 178, str. 623 (1972)
- [51] Chandrasekhar, S. Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction // Astrophysical Journal, vol. 97, str. 255 (1943)
- [52] O'Brien, D.P.; Morbidelli, A.; Levison, H.F. Terrestrial planet formation with strong dynamical friction // Icarus, vol. 184, str. 39 (2006)
- [53] El-Zant, A.A.; Kim, W-T.; Kamionkowski, M. Dynamical-friction galaxy–gas coupling and cluster cooling flows // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 354, str. 169 (2004)
- [54] Lotz, J.M.; Telford, R.; Ferguson, H.C.; Miller, B.W.; Stiavelli, M.; Mack, J. Dynamical friction in dE globular cluster systems // The Astrophysical Journal, vol. 552, str. 572 (2001)
- [55] Capuzzo-Dolcetta, R.; Vicari, A. Dynamical friction on globular clusters in core-triaxial galaxies: is it a cause of massive black hole accretion? // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 356(3), str. 899 (2005)
- [56] Boylan-Kolchin, M.; Ma, C.-P.; Quataert, Q. Dynamical Friction and Galaxy Merging Timescales // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 383, str. 93 (2007)
- [57] Jiang, C.Y.; Jing, Y.P.; Faltenbacher, A.; Lin, W.P.; Li, C. A fitting formula for the merger timescale of galaxies in hierarchical clustering // The Astrophysical Journal, vol. 675(2), str. 1095 (2008)
- [58] Guo, Q; White, S.D.M. Galaxy growth in the concordance  $\Lambda$ CDM cosmology // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 384, str. 2 (2008)
- [59] Kitzbichler, M.G.; White, S.D.M. A calibration of the relation between the abundance of close galaxy pairs and the rate of galaxy mergers // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 391(4), str. 1489 (2008)



- [60] Rodriguez-Gomez, V. et al. The merger rate of galaxies in the Illustris Simulation: a comparison with observations and semi-empirical models // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 449, str. 49 (2015)
- [61] Stewart, K.R.; Bullock, J.S.; Barton, E.J.; Wechsler, R.H. Galaxy Mergers and Dark Matter Halo Mergers in LCDM: Mass, Redshift, and Mass-Ratio Dependence // The Astrophysical Journal, vol. 702(2), str. 1005 (2009)
- [62] Xu, C.; Zhao, Y.; Scoville, N.; Capak, P.; Drory, N.; Gao, Y. Major-merger Galaxy Pairs in the COSMOS Field—Mass-dependent Merger Rate Evolution since  $z = 1$  // The Astrophysical Journal, vol. 747(2), str. 17 (2012)
- [63] Mundy, C.J.; Conselice, C.J.; Duncan, K.J.; Almaini, O.; Häußler, B.; Hartley, W.G. A consistent measure of the merger histories of massive galaxies using close-pair statistics - I. Major mergers at  $z \leq 3.5$  // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 470(3), str. 3507 (2017)
- [64] Lotz, J.M.; Jonsson, P.; Cox, T.J.; Primack, J.R. Galaxy merger morphologies and time-scales from simulations of equal-mass gas-rich disc mergers // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 391(3), str. 1137 (2008)
- [65] Lotz, J.M.; Jonsson, P.; Cox, T.J.; Primack, J.R. The effect of mass ratio on the morphology and time-scales of disc galaxy mergers // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 404, str. 575 (2010)
- [66] Lotz, J.M.; Jonsson, P.; Cox, T.J.; Primack, J.R. The effect of gas fraction on the morphology and time-scales of disc galaxy mergers // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 404, str. 590 (2010)
- [67] Conselice, C.J. Early and rapid merging as a formation mechanism of massive galaxies: empirical constraints // The Astrophysical Journal, vol. 638, str. 686 (2006)
- [68] Conselice, C.J. The structures of distant galaxies — IV. A new empirical measurement of the time-scale for galaxy mergers — implications for the merger history // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, vol. 399, str. L16 (2009)

- [69] Lotz, J.M.; Jonsson, P.; T. J. Cox, T.J.; Croton, D.; Primack, J.R.; Somerville, R.S.; Stewart, K. The major and minor galaxy merger rates at  $z < 1.5$  // The Astrophysical Journal, vol. 742(2), str. 103 (2011)
- [70] Casteels, K.R.V. et al. Galaxy And Mass Assembly (GAMA): refining the local galaxy merger rate using morphological information // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 445(2), str. 1157 (2014)
- [71] Springel, V. et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars // Nature, vol. 435(7042), str. 629 (2005)
- [72] Boylan-Kolchin, M.; Springel, V.; White, S.D.M.; Jenkins, A.; Lemson, G. Resolving cosmic structure formation with the Millennium-II Simulation // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 398, str. 1150 (2009)
- [73] Baldy, I.K. et al. Galaxy And Mass Assembly (GAMA): The galaxy stellar mass function at  $z < 0.06$  // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 421, str. 621 (2012)
- [74] Tomczak, A.R. et al. Galaxy Stellar Mass Functions from ZFOURGE/CANDELS: An Excess of Low-mass Galaxies since  $z = 2$  and the Rapid Buildup of Quiescent Galaxies // The Astrophysical Journal, vol. 783(2), article id. 85, (2014)
- [75] Moffett, A.J. et al. Galaxy And Mass Assembly (GAMA): the stellar mass budget by galaxy type // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 457, str. 1308 (2016)
- [76] Benson, A.J. et al. Orbital parameters of infalling dark matter substructures // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 358(2), str. 551 (2005)
- [77] Catinella, B. et al. The GALEX Arecibo SDSS Survey - I. Gas fraction scaling relations of massive galaxies and first data release // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 403(2), str. 683 (2010)
- [78] Kartaltepe, J.S. et al. Evolution of the Frequency of Luminous ( $\geq L^*V$ ) Close Galaxy Pairs at  $z < 1.2$  in the COSMOS Field // The Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 172, str. 320 (2007)

- [79] Domingue, D.L.; Xu, C.K.; Jarrett, T.H.; Cheng, Y. 2MASS/SDSS Close Major-Merger Galaxy Pairs // *The Astrophysical Journal*, vol. 695(2), str. 1559 (2009)
- [80] Lin, L. et al. The Redshift Evolution of Wet, Dry, and Mixed Galaxy Mergers from Close Galaxy Pairs in the DEEP2 Galaxy Redshift Survey // *The Astrophysical Journal*, vol. 681, str. 232 (2008)
- [81] Keenan, R.C.; Foucaud, S.; De Propris, R.; Hsieh, B.C.; Lin, L.; Chou, R.C Y.; Huang, S.; Lin, J.H.; Chang, K.H. Evolution of the Major Merger Galaxy Pair Fraction at  $z < 1$  // *The Astrophysical Journal*, vol. 795(2), article id. 157 (2014)
- [82] Man, A.W.S.; Zirm, A.W.; Toft, S. Resolving the discrepancy of galaxy merger fraction measurements at  $z = 0 - 3$  // *The Astrophysical Journal*, vol. 830(2), str. 89 (2016)
- [83] Yang, X.; Mo, H.J.; van den Bosch, F.C. Galaxy Groups in the SDSS DR4. III. The Luminosity and Stellar Mass Functions // *The Astrophysical Journal*, vol. 695(2), str. 900 (2009)
- [84] Rodriguez-Gomez, V. et al. The stellar mass assembly of galaxies in the Illustris simulation: growth by mergers and the spatial distribution of accreted stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 458(3), str. 2371 (2016)
- [85] van Dokkum, P.G. The Recent and Continuing Assembly of Field Elliptical Galaxies by Red Mergers // *The Astronomical Journal*, vol. 130(6), str. 2647 (2005)
- [86] López-Sanjuan, C. et al. The dominant role of mergers in the size evolution of massive early-type galaxies since  $z = 1$  // *Astronomy & Astrophysics*, vol. 538, id.A7 (2012)
- [87] Hill, A.R; Muzzin, A.; Franx, M.; Marchesini, D. The Mass Growth and Stellar Ages of Galaxies: Observations versus Simulations // *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 849(2), str. L26 (2017)
- [88] Poggianti, B.M. et al. The evolution of spiral, S0, and elliptical galaxies in clusters // *The Astrophysical Journal*, vol. 697, str. L137 (2009)

- [89] Brennan, R. et al. Quenching and Morphological Transformation in Semi-Analytic Models and CANDELS // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 451(3), str. 2933 (2015)
- [90] Moster, B.P., Naab, T., White, S.D.M. Empirical constraints on the formation of early-type galaxies // arXiv:1910.09552 <https://arxiv.org/abs/1910.09552> (2019)
- [91] Pillepich, A. et al. Simulating Galaxy Formation with the IllustrisTNG Model // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 473(3), str. 4077 (2018)
- [92] Dubois, Y. et al. Dancing in the dark: galactic properties trace spin swings along the cosmic web // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 444, str. 1453 (2014)
- [93] Henriques, Bruno M. B. et al. Galaxy formation in the Planck cosmology - I. Matching the observed evolution of star formation rates, colours and stellar masses // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 451(3), str. 2663
- [94] Lee, J.; Yi, S.K. Formation and Assembly History of Stellar Components in Galaxies as a Function of Stellar and Halo Mass // The Astrophysical Journal, vol. 836(2), str. 161 (2017)
- [95] Qu, Y. et al. A chronicle of galaxy mass assembly in the EAGLE simulation // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 464(2), str. 1659 (2016)
- [96] Gupta, A. et al. MOSEL Survey: Tracking the Growth of Massive Galaxies at  $2 < z < 4$  Using Kinematics and the IllustrisTNG Simulation // The Astrophysical Journal, vol. 893
- [97] O'Leary, J.A.; Moster, B.P.; Naab, T.; Somerville, R.S. EMERGE: Empirical predictions of galaxy merger rates since  $z = 6$  // arXiv:2001.02687 <https://arxiv.org/abs/2001.02687> (2020)

- [98] Tacchella, S. et al. Morphology and star formation in IllustrisTNG: the build-up of spheroids and discs // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 487(4), str. 5416 (2019)
- [99] Tacchella, S. et al. How do galaxies acquire their mass? // Astronomy & Astrophysics, vol. 533, A5 (2011)
- [100] Drory, N.; Alvarez, M. The Contribution of Star Formation and Merging to Stellar Mass Buildup in Galaxies // The Astrophysical Journal, vol. 680, str. 41 (2010)
- [101] Peng, Y.; Lilly, S.J.; Renzini, A.; Carollo, M. Mass and environment as drivers of galaxy evolution. III. The constancy of the faint-end slope and the merging of galaxies // The Astrophysical Journal, vol. 790(2), str. 95 (2014)