

**VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
TEORINĖS FIZIKOS IR ASTRONOMIJOS INSTITUTAS**

Matas Tartėnas

**AKRECIJOS IR ŽVAIGŽDĖDAROS PRIE PAUKŠČIŲ TAKO SUPERMASYVIO JUODOSIOS
SKYLĖS MODELIAVIMAS**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Teorinės fizikos ir astrofizikos
studijų programa

Studentas

Matas Tartėnas

Darbo vadovas

dr. Kastytis Zubovas

Instituto atstovas

prof. dr. Egidijus Anisimovas

Vilnius 2020

Turinys

1	Įvadas	2
2	Aktyvūs galaktikų branduoliai	4
	2.1 Jungtinis AGN modelis	4
	2.2 AGN maitinimas	5
	2.3 Paukščių Tako centras	8
	2.4 Galaktikos aktyvumo periodai	9
3	Galaktikos centrinės dalies modeliavimas	12
	3.1 Pagrindiniai SPH hidrodinaminio modeliavimo principai	12
	3.2 Gadget-3 kodas.....	15
	3.3 Pradinės sąlygos	19
4	Modelio rezultatai	23
	4.1 Sistemos morfologija	23
	4.1.1 Struktūros.....	29
	4.2 Žvaigždžių formavimasis	32
	4.3 SMBH akrecija.....	38
	4.4 Aktyvumo periodo energingumas	39
5	Diskusija	45
	5.1 Praeities susidūrimų pėdsakai CNR ir jo aplinkoje	45
	5.2 AGN maitinimas ir centriniai diskai	46
	5.3 Grįžtamojo ryšio įtaka	46
	5.4 Žvaigždės Galaktikos centre.....	47
6	Išvados	49
	Literatūros sąrašas	50
	Santrauka	55

1 Įvadas

Galaktikų centruose aptinkamos super masyvios juodosios skylės (SMBH) (Ramos Almeida & Ricci, 2017). Jeigu pakankamai didelis kiekis medžiagos priartėja prie SMBH, tai gali susiformuoti efektyviai SMBH maitinančios struktūros vadinamos akreciniais diskais ir įsižiebtis aktyvumo epizodas (Netzer, 2015). Tokioje, aktyvaus galaktikos branduolio (AGN) fazėje galaktikos praleidžia apie 5% savo gyvavimo laiko (Shankar et al., 2013). Šie objektai gali šviesti daug kartų stipriau, nei visa galaktika ir palikti pėdsakų, stebimų ilgai po aktyvumo epizodo pabaigos (Ponti et al., 2013).

Vienas iš pagrindinių klausimų AGN tyrimuose yra kokie galimi didelio kiekio dujų judėjimo centro link mechanizmai. Į šį klausimą padeda atsakyti artimų AGN stebėjimai. Modernūs teleskopai leidžia šiuose objektuose stebėti < 10 pc dydžio struktūras. Tai leidžia detaliau nagrinėti pagrindinius AGN komponentus bei juos supančią aplinką: torus, dujų vijas bei srautus. Galaktikoje NGC 613 jau pavyko tiesiogiai stebėti dujų vijas, siejamas su medžiagos pernaša iš $\sim 0.1 - 1$ kpc į centrinis ~ 10 pc (Audibert et al., 2019). Vijos, panašios į stebėtas NGC 613, stebėtos dar keliose galaktikoje (Combes, 2019). Medžiagos judėjimas centro link aptiktas ir Circinus galaktikoje (Izumi et al., 2018), ir Paukščių Take (PT) (Liu et al., 2012; Hsieh et al., 2017). Vienas itin svarbus neseniai padarytas atradimas - galaktikos NGC 1068 toras sudarytas iš dviejų priešingomis kryptimis besisukančių žiedų (Impellizzeri et al., 2019). Du priešingomis kryptimis besisukantys žiedai negalėjo susiformuoti vienos maitinimo epochos metu, todėl jų egzistavimas galbūt leidžia teigti, jog galimas epizodiškas SMBH maitinimas (Impellizzeri et al., 2019; King & Pringle, 2007). Kartu šie ir panašūs stebėjimai bei skaitmeniniai modeliai leidžia susidaryti detalesnį vaizdą apie galaktikų aktyvumą ir AGN maitinimo procesus.

Su AGN susiję tyrimai atliekami ir mūsų Galaktikoje. Nors PT galaktika šiuo metu nėra aktyvi ir su centrine SMBH ($M_{\text{BH}} \sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$; Boehle et al., 2016) tapatinamas radijo šaltinis Sgr A* paskutinius dešimtmečius vidutiniškai šviečia $< 10^{-9} L_{\text{Edd}}$ ($L_{\text{Edd}} \approx 5.2 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ - Edingtono šviesis), Galaktikos praeityje būta aktyvumo epizodų (Ponti et al., 2013). Vienas jų vyko prieš ~ 6 Myr. Šio aktyvumo periodo metu branduolio šviesis pasiekė artimas Edingtono šviesiui vertes (Ponti et al., 2013). Šis aktyvumo epizodas greičiausiai leido susiformuoti *Fermi* burbulams - 10 kpc statmenai PT diskui iš centro kylantiems gama spinduliuotės šaltiniams (Su et al., 2010; Zubovas & Nayakshin, 2012). Galaktikos centriniuose 0.5 pc stebima panašaus amžiaus jaunų žvaigždžių populiacija (Genzel et al., 2010). Šių žvaigždžių buvimas galbūt leidžia teigti, jog tuo metu arti juodosios skylės buvo pakankamas kiekis dujų ir žvaigždžių formavimuisi, ir SMBH maitinimui. Žvaigždžių formavimasis negalimas molekulinuose debesyse taip arti SMBH, tačiau greičiausiai įmanomas fragmentuojančiame dujų žiede ar diske (Nayakshin et al., 2007). Neseniai aptikti 430 pc aukščio burbulai (Heywood et al., 2019) ir „rentgeno kaminai“ (Ponti et al., 2019) taip pat gali būti praeities aktyvumo pėdsakai.

Be to, PT stebimos bent kelios su aktyvumu siejamos struktūros - skersė ir centrinis žiedas (Centrinė molekulinė zona; CMZ) (Agüero et al., 2016; Mills, 2017; Clarke et al., 2019), - kurios padeda nu-

gabenti dujas į Galaktikos centrą (GC). Priartėjusios prie SMBH dujos suformuoja aplinkbranduolinį žiedą (CNR) (Mapelli & Trani, 2016; Trani et al., 2018). Vėlesni dujų debesų susidūrimai su šia struktūra gali inicijuoti aktyvumo epizodą (Tartėnas & Zubovas, 2020, toliau TZ). Susidūrimas tarp priešingomis kryptimis judančių dujų srautų, įkrentančio dujų debesies ir SMBH supančio dujų žiedo, leidžia priartinti dujas prie SMBH ir suformuoja akrecinį diską, kuris efektyviai maitina SMBH, palaikydamas aktyvumo periodą.

Šiame darbe atkuriamas minėtas AGN epizodo Galaktikoje scenarijus, naudojant skaitmeninį hidrodinaminį modelį. Modelis susideda iš trijų pagrindinių elementų: centrinės juodosios skylės ($M_{\text{BH}} = 4 \times 10^6 M_{\odot}$), ją supančio dujų žiedo ($M_{\text{ring}} = 10^5 M_{\odot}$, $R_{\text{in}} = 1.5 \text{ pc}$, $R_{\text{out}} = 4 \text{ pc}$), bei įkrentančio sferinio dujų debesies ($M_{\text{cloud}} = 10^5 M_{\odot}$, $R_{\text{cloud}} = 3 \text{ pc}$). Šių elementų parametrai paremti GC stebėjimais (Ferrière, 2012; Kauffmann et al., 2017). SMBH maitinama dujomis, priartėjusiomis prie SMBH arčiau, nei 0.01 pc. Pagrindinis keičiamas parametras yra debesies kritimo kampas γ . Šis kampas atitinka kampą tarp debesies ir žiedo judesio kiekio momento vektorių. Esant dideliems pradiniam kritimo kampams, judesio kiekio momento atstojamoji maža, todėl dujos efektyviai artinamos prie centrinės SMBH. Modelis seka tarp dujų vykstančią gravitacinę sąveiką ir žvaigždėdarą. Norint tiksliau įvertinti su akreciniu disku susijusius, modelyje neišskiriamus, efektus taikytas akrecinio disko dalelės metodas (Power et al., 2011) ir nagrinėta galima nestabilaus disko įtaka hidrodinaminei sistemai.

Šio darbo tikslas yra: patikrinti, ar dujų debesies ir žiedo susidūrimas Galaktikos centre gali paaiškinti prieš 6 Myr vykusį aktyvumo epizodą bei suformuoti šiuo metu stebimas struktūras.

Pagrindinės šio darbo užduotys:

- Išnagrinėti po susidūrimo susiformavusių sistemų morfologiją ir palyginti ją su dabartine Galaktikos centro aplinka.
- Nustatyti, kiek medžiagos pamaitino SMBH aktyvumo periodo metu ir įvertinti aktyvumo periodo metu išlaisvinamos energijos kiekį.
- Įvertinti susidūrimo sukeltą žvaigždėdaros spartą ir erdvinį pasiskirstymą.

2 Aktyvūs galaktikų branduoliai

Aktyvūs galaktikų branduoliai (AGN) - tai itin ryškiai palyginti su likusia galaktika šviečiantys galaktikų centrai. Netzer (2015) apibrėžė AGN, kaip akretuojančią SMBH, kurios šviesis vi-ršija $L_{\text{AGN}}/L_{\text{Edd}} = 10^{-5}$ ribą, kur $L_{\text{Edd}} = 1.5 \times 10^{38} M_{\text{BH}}/M_{\odot} \text{ erg s}^{-1}$. Toks apibrėžimas neap-ima su PT centrine SMBH tapatinamo objekto Sgr A*, šiuo metu vidutiniškai šviečiančio $L \lesssim 2 \times 10^{-9} L_{\text{Edd}}$ (Ponti et al., 2010); Sgr A* atveju $L_{\text{Edd}} \approx 5.2 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$). Tačiau galaktikos nebūna ak-tyvios/neaktyvios visą laiką, AGN būsenoje galaktikos praleidžia $\sim 5\%$ savo gyvavimo laiko (Shankar et al., 2013), todėl dabar neaktyvus PT galėjo būti aktyvus praeityje.

Didelę dalį stebimų AGN savybių gali paaiškinti vadinamasis jungtinis AGN modelis (Urry & Pa-dovani, 1995, žr. skyrių 2.1). Jo rėmuose stebimos AGN savybės lemiamos jo orientacijos stebėtojo atžvilgiu bei akrecijos spartos. Taip pat AGN savybės priklauso nuo SMBH savybių, galaktikos parametų ar sąveikos tarp galaktikų. Nauji stebėjimai radijo bei submilimetrinių bangų ruože taip pat padeda išsiaiškinti dar ne iki galo suprastus su AGN maitinimu susijusius procesus ir vis didesnis detalių stebėjimų skaičius leidžia įvertinti AGN sąveiką su galaktika bei galaktikos aplinka (žr. skyrių 2.2). Taip pat AGN būdingos struktūros stebimos ir Paukščių Take (PT), kuriame per pastaruosius kelis Myr būta bent kelių aktyvumo epizodų (žr. skyrių 2.3).

2.1 Jungtinis AGN modelis

Pirmieji AGN stebėjimai rado didelę stebimų savybių įvairovę ir nebuvo aišku, kad stebimi pa-našūs objektai (Shields, 1999). Tačiau Urry & Padovani (1995) pasiūlė daugelį šių objektų apjungiantį modelį, pagrįstą objekto orientacija stebėtojo atžvilgiu. Šiuolaikinis jungtinis AGN modelis (Netzer, 2015; Padovani et al., 2017; Ramos Almeida & Ricci, 2017; Hickox & Alexander, 2018) sėkmingai paaiškina daugelį stebimų AGN savybių. Modelyje AGN susideda iš kelių pagrindinių komponentų (pav. 1):

- SMBH - tipiška centrinių SMBH masė yra tarp $10^6 - 10^9 M_{\odot}$. Juodosios skylės masė lemia maksimalų AGN šviesį, kylantį iš sferiškai simetriškos akrecijos - L_{Edd} . PT centrinės SMBH masė $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$, jos $L_{\text{Edd}} \sim 5.2 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ (Boehle et al., 2016).
- Akrecinis srautas - paprasčiausiu atveju, tai plonas akrecinis diskas (pvz. α -akrecinis diskas Shakura & Sunyaev, 1973). Tačiau, esant mažai maitinimo spartai, galimi ir stori diskai ar ad-vekcijos dominuojami akrecijos srautai (ADAF) ir jų variacijos (Narayan & Yi, 1994). Ši sritis skleidžia didžiąją dalį UV ir optinės srities kontinuumo spinduliuotės, centrinė sritis atsakinga už spinduliuotę rentgeno srityje.
- Plačiųjų linijų regionas (BLR) - arti SMBH esantis regionas $\sim 100R_s$ (R_s - Švarcšildo spindu-lysis), kuriame pasklidę daug ($> 10^7$) dujų debesėlių. Šiame regione kuriamos $\Delta v \geq 2000 \text{ km s}^{-1}$ emisinės linijos (Ramos Almeida & Ricci, 2017). Daugiausia stebimos nedraustinės ar pusiau

draustinės linijos. Linijos formuojasi jonizuojančios centrinio variklio spinduliuotės paveiktuose debesėliuose, o debesėlių greitas judėjimas dėl SMBH traukos paaiškina linijų išplitimą. Akrecinio disko plokštumoje BLR riba laikomas atstumas, ties kuriuo temperatūra nukrenta žemiau dujų sublimacijos temperatūros.

- Siaurųjų linijų regionas (NLR) - toliau nuo SMBH, nei BLR. Emisinės linijos $\Delta\nu \leq 1000 \text{ km s}^{-1}$ (Ramos Almeida & Ricci, 2017) - labiau nuo SMBH nutolę debesėliai juda lėčiau bei yra mažiau paveikiami jonizuojančios spinduliuotės. Srities tankis mažesnis, todėl stebimos ir draustinės linijos. Perėjimas iš NLR į BLR vyksta tolygiai. NLR kūgis gali iškilti $> 100 \text{ pc}$ nuo akrecinio disko.
- Toras - maždaug akrecinio disko plokštumoje esantis tankesnis dulketas dujų žiedas ar panaši dulketą dujų struktūra, kurio spindulys tipišškai parsekų eilės $R_{\text{torus}} \sim 1 \text{ pc}$.
- Čiurkšlė - iš AGN centro taip pat gali skliti radijo čiurkšlė, matoma radijo bangų ruože. Čiurkšlės formuojasi sąveikaujant besisukančiai SMBH ir įmagnetintam akreciniam diskui (Blandford & Znajek, 1977; Blandford et al., 2019).

Priėmus šį modelį, AGN toliau skirstomi į kelias pagrindines grupes. I tipo AGN: objektai, kurių toro neužstoja BLR. Spektuose stebimos plačios emisinės linijos, formuojamos greitai judančiuose debesėliuose arti SMBH. Taip pat stebimas ryškus nežvaigždinis centrinis taškinis šaltinis. II tipo AGN: objektai, kurių centrinę sritį užstoja toras. Šiuo atveju mus pasiekia tik siauros emisinės linijos iš lėčiau judančių dujų debesėlių, esančių toliau nuo SMBH. Visgi, šis modelis nėra idealus - orientacija stebėtojo atžvilgiu negali paaiškinti visų stebimų savybių. Kai kuriuos neatitikimus geriau aiškina modifikuotas AGN modelis, kuriame klasikinis, riestainio formos, toras keičiamas į diską, bei kūginę struktūrą (Hönig, 2019). Šiame modelyje būtent kūginėje struktūroje esančios dulketės atsakingos už didžiąją dalį emisijos MIR ruože (Asmus, 2019). Diskas šiuo atveju susijęs su SMBH maitinimu.

2.2 AGN maitinimas

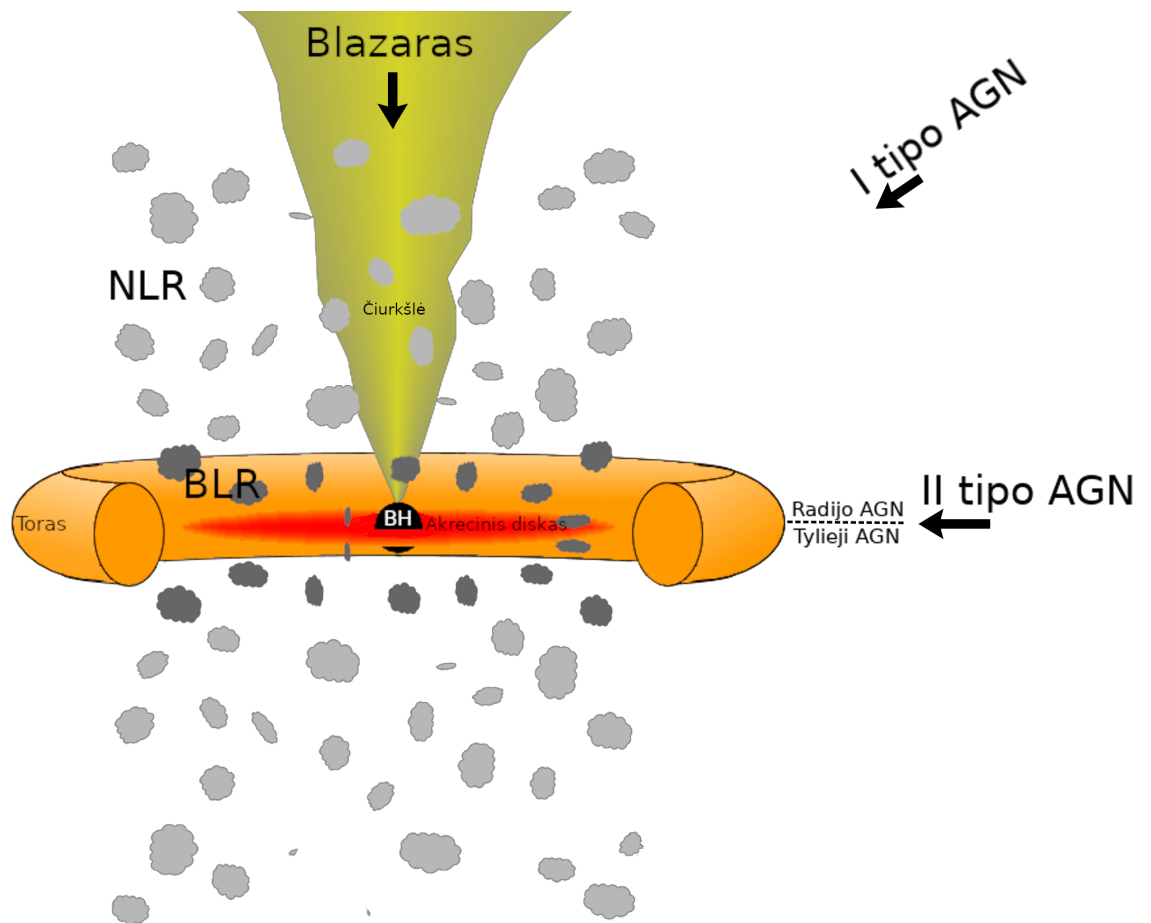
Kaip minėta, galaktikų aktyvumas yra SMBH akrecijos pasekmė (Netzer, 2015). Tačiau norint palaikyti artimą Edingtono ribai šviesį reikėtų milžiniško dujų kiekio:

$$L_{\text{Edd}} \approx 1.3 \times 10^{38} (M_{\text{BH}}/M_{\odot}) \text{ erg s}^{-1} \quad (1)$$

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{c^2 \eta} \approx 2.4 \times 10^{-8} (M_{\text{BH}}/M_{\odot}) M_{\odot} \text{ yr}^{-1},$$

kur $\eta \sim 0.1$ yra tipiškas akrecijos spinduliuotės efektyvumas.

Taigi, Sgr A* palaikyti L_{Edd} reikėtų $\sim 0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dujų akrecijos spartos. Dujoms priartėjus prie SMBH $< 0.01 \text{ pc}$ formuojasi akreciniai srautai, kurie gana efektyviai perneša dujas ir maitina centrinę



1 pav. Jungtinis AGN modelis, susidedantis iš pagrindinių komponentų: SMBH, akrecinio disko, BLR, NLR ir toro. Viršutinė schemos dalis vaizduoja modelį su čiurkšle, apačioje - be čiurkšlės, tai atspindi skirstymą į radijo bei tyliuosius AGN. Tas pat objektas atrodo kaip pirmo ar antro tipo (arba tarpinis) priklausomai nuo orientacijos stebėtojo atžvilgiu. Stebėjimo kryptys pavaizduotos rodyklėmis. Stebint išilgai čiurkšlės matomi blazarai.

SMBH, tačiau kaip dujos iš tolimų galaktikos sričių ar galaktikos aplinkos patenka taip arti SMBH, nėra iki galo aišku.

Medžiagą iš kpc iki šimtų parsekų mastelių perkelti gali padėti skersės ar panašūs dinaminiai nestabilumai - skersė egzistuoja ir mūsų Galaktikoje (Clarke et al., 2019). Skersių vidinėje dalyje (0.1 – 1 kpc) dažnai formuojasi vadinamieji centriniai žiedai - šiuose diskuose dujos išlieka ilgai, vyksta žvaigždžių formavimasis. Nors dujos kaupiasi centriniuose žieduose, greičiausiai juose visiškai neužstringa. Šiuo metu jau galima sakyti, kad galaktikų aktyvumas susijęs su skersių ir centrinių žiedų egzistavimu - didesnė dalis galaktikų su skersėmis ar centriniais žiedais yra aktyvios (Agüero et al., 2016). Taip pat, Tress et al. (2020) parodė, kad dujų savigravitacija bei supernovų grįžtamasis ryšys gali lemti vijų, nešančių dujas link centrinių kelių parsekų, atsiradimą.

Taigi, siekiant suprasti dujų pernašą galaktikų centrinėse dalyse, itin svarbūs detalūs artimų AGN tyrimai. Juose galima išskirti kelių parsekų dydžio struktūras - to reikia norint suprasti, kaip išties vyksta centrinės dalies maitinimas. Audibert et al. (2019) atliko detalius galaktikos NGC 613 stebėjimus, kurie leido pamatyti, kaip dujos iš centrinio žiedo keliauja iki centrinių ~ 10 pc. Šioje galaktikoje aiškiai matyti tiek centrinis žiedas, tiek spiralė su sekančiomis (trailing spiral) vijomis. Sekančios spiralinės vijos yra užuomina apie medžiagos judėjimą centro link (Combes, 2019). Atkūrus gravitacinį potencialą, buvo įvertinta sukimo momento priklausomybė nuo atstumo iki centro. Nustatyta, kad srityje tarp centrinio žiedo ir toro dujos praranda judesio kiekio momentą, taigi - artėja toro link. Tokios sekančios spiralės stebėtos ir NGC 1808 (Audibert et al., 2017). Vijos jungiančios ~ 100 pc su ~ 10 pc sritis stebimos ir Circinus bei NGC 1097 galaktikose (Izumi et al., 2018; Prieto et al., 2019).

Visgi, dujos patekusios į centrinius 10 pc dar nebūtinai maitina SMBH, jos gali suformuoti tam tikrą žiedą ar diską (Mapelli & Trani, 2016; Trani et al., 2018) ir gana ilgai daugiau mažiau stabiliai sukis aplink SMBH. GC toks žiedas stebimas ~ 3 pc nuo centro (Oka et al., 2011; Ferrière, 2012). Tokia struktūra irgi gali maitinti SMBH, tačiau itin lėtai - prie akrecinio srauto prisijungia $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, tačiau SMBH pasiekia tik dalis šių dujų, - medžiagos per mažai susiformuoti akreciniam diskui (Cuadra et al., 2008; Ponti et al., 2013) todėl toks maitinimas negali palaikyti aktyvumo periodo. Aktyvumo periodui įžiebtį reikalinga papildoma perturbacija - būdas panaikinti dujų judesio kiekio momentą. Taip gali nutikti, pavyzdžiui, susidūrus jau esančiai centre struktūrai su naujai įkrentančiomis dujomis, dujų debesimis. SMBH maitinimo efektyvumas priklauso nuo susidūrimo kampo - debesiai susidūrus esančių struktūrų sukimosi kryptimi galimas tik jų įgreitinimas. Taigi, kaip parodyta TZ, centre esančios struktūros auga, kol neįvyksta efektyvų maitinimą pradedantis susidūrimas.

Keleto pavienių susidūrimų padariniai greičiausiai stebimi NGC 1068. Šioje, prototipinėje II tipo AGN galaktikoje jau seniau buvo aptiktas toras, bei stebimos tėkmės iš centro (García-Burillo et al., 2019). Naudojant ALMA ir VLBA buvo aptiktas antras priešinga kryptimi besisukantis žiedas arti centrinės SMBH (Impellizzeri et al., 2019). Išsiplėtus šiems žiedams, bus itin efektyviai prastinamas judesio kiekio momentas (Nixon et al., 2012) ir maitinama centrinė SMBH. Taip pat, tokia

konfigūracija negalėjo susiformuoti po vienos maitinimos SMBH epochos (Impellizzeri et al., 2019). Šie stebėjimai dera su chaotinės akrecijos teorija, kuri aiškina pirmųjų SMBH efektyvų masės augimą daugybe mažesnių atsitiktinai orientuotų maitinimo įvykių (King & Pringle, 2007).

Taigi šiuolaikiniai AGN bei jų aplinkos stebėjimai apjungia kpc ir pc mastelius - stebėjimai bei modeliai rodo, kad AGN maitinimas gali būti palaikomas dujų, judančių iš galaktikos išorės į vidų. Pirmiausia dujos pasiekia centrinius žiedus, iš kurių galimai epizodiškai papildo centrinę parseką. Kadangi centre esančio dujų toro ir/ar akrecinio disko orientacija visai nebūtinai sutampa su didesnių mastelių struktūrų, centrinio žiedo ar Galaktikos disko, orientacijomis (Combes, 2020), dujos gali susidurti įvairiais kampais. Kai kurie susidūrimai efektyviai prastina judesio kiekio momentą, tai lemia centrinės SMBH maitinimą ir AGN įsižiebimą.

2.3 Paukščių Tako centras

Šiuo metu Galaktikos centre (GC) nėra AGN. Su centrine PT SMBH tapatinamas šaltinis Sgr A* šviečia itin silpnai, tačiau taip buvo ne visada - praityje būta bent vieno didelio aktyvumo periodo, todėl GC yra su aktyvumu siejamų struktūrų (Ponti et al., 2013; Agüero et al., 2016). Taigi, net jeigu šiuo metu GC aktyvumas nestebimas, tai yra artimiausias galaktikos centras ir gera vieta tirti kai kuriuos su AGN susijusius procesus.

Keli šimtai pc nuo GC dominuoja ne juodosios skylės, o bendras, žvaigždžių, tamsiosios materijos ir dujų, potencialas (Ponti et al., 2013). PT galaktika turi skersę (Clarke et al., 2019) ir dujų orbitas, sekdamas ją, formuoja X_1 orbitų šeimą. Vidinės X_1 orbitos persikerta ir dėl šio nestabilumo dujos nusėda į statmeną, toje pačioje plokštumoje esančią X_2 orbitų šeimą. Tai - Centrinė molekulinė zona (CMZ). Ilgasis CMZ pusašis statmenas X_1 ir skersės ilgiesiems pusašiams ir yra ~ 150 pc, trumpasis ~ 50 pc (Molinari et al., 2011). CMZ dujų masė yra $3 \times 10^7 M_{\odot} < M_{CMZ} < 5 \times 10^7 M_{\odot}$. Šios dujos CMZ pasiskirsčiusios netolygiai. Ties X_2 ir X_1 orbitų sankirtomis stebimos dujų sankaupos. Vienoje iš šių sankirtų stebimas ir masyviausias Galaktikoje molekulinis debesis Sgr B2: $M_{B2} \sim 1 \times 10^7 M_{\odot}$ (Belloche, 2018).

Judant CMZ centro link medžiaga retėja. Arčiau centro susiduriame su kita struktūra - ap- linkbranduoliniu žiedu (CNR; Genzel et al., 1985). Struktūros savybės apibendrintai aprašytos Ferrière (2012). CNR vidinis spindulys ~ 1.5 pc, išorinis ~ 4 pc. Žiedo dujos susideda iš dviejų pagrindinių komponentų. Didžioji žiedo dalis sudaryta iš molekulinų dujų, kurių temperatūra ~ 150 K, likusi iš fotodisocijuotų dujų vidinėje žiedo dalyje, kur temperatūra ~ 300 K. Žiedo masė dar nėra tiksliai nustatyta ir įvairūs matavimai bei įvertinimai duoda rezultatus tarp $\sim 10^4 M_{\odot}$ (Genzel et al., 1985) ir $\sim 10^6 M_{\odot}$ (Christopher et al., 2005). Molekulinio vandenilio koncentracija CNR yra bent 10 kartų mažesnė už reikalingą savigravitacijai pasiekti; įvairių matavimų rezultatai svyruoja tarp $\sim 7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ir $\sim 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

Centrinuose keliuose parsekuose taip pat stebimi maži ir trumpai gyvuojantys debesėliai (Goicoechea et al., 2018), kuriuose sukaupta kelios dešimtys Saulės masių. Šie debesėliai savo orbitiniais

parametrais išsiskiria iš aplinkos ir manoma, kad jie gali būti didesnio molekulinio debesies, išardyto juodosios skylės, liekanos arba nestabilumo CNR vidiniame krašte pasekmė. Aplink CNR stebima ir sudėtinga molekulinė dujų vijų bei debesų sistema (Liu et al., 2012). Kai kurie stebimi objektai galimai krenta centro link. Šiuo metu nustatyta apatinė CNR masės augimo riba $0.002M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Liu et al., 2012; Hsieh et al., 2017). Tress et al. (2020) skaitmeniniu modeliu parodė, kad iš CMZ centro link gali judėti apie 10 kartų didesnis medžiagos srautas, TZ vertinimu, panašus srautas reikalingas epizodiškiems aktyvumo periodams.

Centriniuose ~ 1.5 pc yra vadinamoji centrinė ertmė (CC). Dujos joje pasiskirsčiusios per kelis komponentus: 10 – 100 kartų už CNR retesnių pasklidusių šiltų ir karštų jonizuotų dujų, panašaus į CNR tankio šiltų jonizuotų dujų minispiralę, bei atominių dujų viją (Ferrière, 2012). CNR sukauptos dujos galėtų tapti medžiagos šaltiniu naujam aktyvumo periodui kokiam nors procesui numetus dujas į orbitas artimesnes juodajai skylei (Ponti et al., 2013).

Galaktikos centriniame parseke taip pat stebimos kelios žvaigždžių populiacijos. Didžiąją dalį sudaro senos, helį deginančios milžinės. Tačiau stebima ir ~ 200 jaunų $\approx (6 \pm 1) \times 10^6$ metų amžiaus žvaigždžių (Paumard et al., 2006)]. Ilgai buvo manoma, kad Galaktikos centre sąlygos neleistų formuotis žvaigždėms, todėl jaunų žvaigždžių atradimas vadinamas jaunystės paradoksu (Ghez et al., 2003). Iš tiesų, klasikinis žvaigždžių formavimasis molekulinuose debesyse nėra galimas taip arti SMBH dėl itin stiprių potvyninių jėgų (Genzel et al., 2010). Tačiau žvaigždžių formavimasis gali vykti fragmentuojančiame diske ar žiede (Nayakshin et al., 2007). Jei link Sgr A* kritęs dujų debesis būtų suardytas, jis suformuotų diską (Bonnell & Rice, 2008; Trani et al., 2018). Taip pat diskas galėtų susiformuoti iš lėtai kaupiamų dujų - žvaigždėdara nevyktų, kol nebūtų pasiekta pakankama masė. Šis diskas vėsdamas fragmentuotų ir pradėtų formuotis žvaigždės (Bonnell & Rice, 2008; Gualandris et al., 2012). Dalis jaunosios populiacijos žvaigždžių priklauso diskui ar disko liekanai (Yelda et al., 2014), kas reikštų, jog galimai formavosi diske/žiede. Be to, žvaigždžių formavimosi epizodas galbūt galėtų sutapti su aktyvumo epizodu.

2.4 Galaktikos aktyvumo periodai

Kaip minėta anksčiau, Sgr A* per paskutinius 60-90 metų vidutiniškai švietė mažiau, nei maždaug $2 \times 10^{-9} L_{\text{Edd}}$ (Ponti et al., 2010). Tačiau Sgr A* yra kintamas šaltinis - kasdien fiksuojami žybsniai, kurių metu šviesis išauga 10 - 100 kartų rentgeno bei IR ruožuose (Ponti et al., 2013). Šie trumpalaikiai šviesio šuoliai gali būti paaiškinami nedidelės masės akrecija (Cuadra et al., 2008) ar asteroidų, priartėjusių prie juodosios skylės, suardymu (Zubovas et al., 2012). Pavyzdžiui, Do et al. (2019) stebėtas itin stiprus NIR žybsnis, dukart viršijęs ankščiau stebėtas vertes. Šis žybsnis siejamas ir su artimu G2 debesies praskridimu, nes Kawashima et al. (2017) skaitmeniniai modeliai nuspėjo NIR spinduliuotės išaugimą ~ 2020 metais.

Tačiau esama įrodymų, kad praeityje Galaktika buvo aktyvesnė ir literatūroje Galaktikos savybės lyginamos su AGN (Ponti et al., 2013; Storchi-Bergmann, 2014). Pirmasis, stipresnis, aktyvumo

periodas buvo prieš maždaug $(6 \pm 1) \times 10^6$ metų. Šio aktyvumo periodo metu Sgr A* greičiausiai spindėjo arti L_{Edd} . Apie antrąjį aktyvumo periodą, vykusį prieš maždaug 100 metų, sužinojome iš šviesos aidų, atsispindėjusių nuo aplinkinių molekulinųjų debesų (Murakami et al., 2000). Šio aktyvumo periodo metu buvo pasiektas didesnis šviesis, negu kasdien stebimų šuolių metu. Tačiau neaišku ar šis aktyvumo periodas tikrai įvyko inicijuotas kitokių mechanizmų, nei dėl netolygaus maitinimo kasdien stebimi šviesio pokyčiai; galbūt tai tebuvo ekstremalus jų variantas. Šio aktyvumo periodo metu Rentgeno šviesis išaugo iki $\sim 2 \times 10^{39} \text{erg s}^{-1}$ (Odaka et al., 2011).

Ko gero įdomiausias su GC aktyvumu sietinas objektas - milžiniskos, ~ 10 kpc statmenai Galaktikos diskui iš centro kylančios struktūros, atrastos *Fermi* kosminiu teleskopu 2010 metais (Su et al., 2010). Šie dariniai, tai GeV eilės γ spinduliuotės šaltiniai su beveik tolygiu paviršiniu šviesiu ir ryškiais kraštais. Aštrūs kraštai bei simetrija GC atžvilgiu gali reikšti, kad *Fermi* burbulai buvo suformuoti kokio nors energingo įvykio GC (Ponti et al., 2013). Yra įvairių *Fermi* burbulų formavimosi mechanizmų, visgi vis gerėjant ir daugėjant stebėjimų siaurėja ir validaus *Fermi* burbulo modelio parametrai (Yang et al., 2018) ir Galaktikos aktyvumo epizodas tampa tikimiausiu scenarijumi. Pavyzdžiui, *Fermi* burbulų kinematika tirta stebint kvazarus, kurių UV spinduliuotę absorbuoja šiaurinis burbulas. Nustatyta, kad burbulų amžius 6 – 9 Myr, o juos išpūsti galėjo keli trumpesni ar vienas ilgiau trukęs Sgr A* aktyvumo epizodas (Bordoloi et al., 2017). Miller & Bregman (2016) taip pat įvertino energiją, reikalingą *Fermi* burbulams išpūsti. Jų vertinimu išaugęs Sgr A* aktyvumas galėtų paaiškinti *Fermi* burbulus, o vien žvaigždžių vėjai ir II tipo supernovos nepaskleidžia į aplinką pakankamo kiekio energijos.

Kiti su šiuo praeities aktyvumu galimai sietini objektai galėtų būti neseniai atrasti 430 pc radijo burbulai (Heywood et al., 2019) bei „rentgeno kaminai“ (Ponti et al., 2019). Be to, 2012 metais pietiniame burbule buvo galimai atrasti čiurkšlė ir kokonas (Su & Finkbeiner, 2012). Vienas galimas čiurkšlės sąveikos su aplinkine terpe įrodymas gali būti rentgeno spinduliuotė, galimai atsiradusi čiurkšlei susidūrus su viena iš minispiralės dalių - CNR vidiniu kraštu. Mažesnė, čiurkšlę primenanti struktūra galbūt užfiksuota ir arti Sgr A*, tačiau tolesni stebėjimai, atrodo, patvirtino tik kokoną (Yusef-Zadeh et al., 2012; Yang et al., 2018)

Antrasis aktyvumo periodas buvo gerokai silpnesnis. Jis greičiausiai nesuformavo jokių ilgalaikių struktūrų, tačiau paliko pėdsakų aplinkinėje tarpžvaigždinėje terpėje. Vieno iš masyviausių CMZ molekulinųjų debesų kompleksų Sgr B2 spektruose pastebėtos savybės, būdingos rentgeno spindulių aidui. Tai yra stipri Fe K α emisija, aiški apatinė energijos riba ir staigus srauto mažėjimas Fe K didelės energijos krašte (Murakami et al., 2000). Užuominų apie šį aktyvumo periodą esama ir Sgr B2 morfologijoje. Rentgeno spinduliuotės maksimumas pasislinkęs link GC lyginant su masės pasiskirstymu. Tai aiškinama tuo, kad pirminis šaltinis buvo Galaktikos centro kryptimi (Ponti et al., 2013). Stebėdami rentgeno aidą Revnivtsev et al. (2004) nustatė, kad pirminio šaltinio šviesis didesnis, nei šviesis, kurį galėtų sugeneruoti žvaigždinės kilmės juodosios skylės ir rentgeno dvinarės.

Taigi, antrasis aktyvumo periodas stebimas kaip rentgeno aidas aplinkiniuose molekulinuose debesyse. Iš aido šviesio galima nustatyti jį rentgeno žybsnio šviesį - $L_X = 2 \times 10^{39} \text{erg s}^{-1}$ (Odaka

et al., 2011). Tai yra $\sim 10^4$ kartų didesnis šviesis, nei šviesiausias iš kasdienių Sgr A* žybsnių (Ponti et al., 2013). Nėra aišku, ar procesai, sukėlę šį aktyvumą, iš esmės skiriasi nuo kuriančių kasdienius blyksnius, ar tėra tik ekstremalūs ir reti šių įvykių variantai. Vienas iš galimų variantų, tai GC esančių masyvių žvaigždžių vėjo akrecija. Jeigu žvaigždžių vėjas papildytų akrecinį diską netolygiai, tai didesnis medžiagos gniužulas galėtų sukelti aktyvumo epizodą, kurio metu šviesis pakiltų iki $L_{\text{bol}} \approx 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. Tokio epizodo trukmė būtų $\sim 10^2$ metų eilės (Cuadra et al., 2008). Kiek kitoks variantas, tai planetos ar asteroido išardymas aplink juodąją skylę esančiame akreciniame diske. Proceso metu galėtų trumpam atsirasti karštų elektronų (Zubovas et al., 2012). Asteroidas galėtų sukelti $L_{\text{bol}} < 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ kasdienes žybsnius, o retesnio įvykio metu (kartą per 10^5 metų) planetų dydžio objekto suardymas - $L_{\text{bol}} \sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ aktyvumą (Ponti et al., 2013).

PT aktyvumo istorija, pavyzdžiai iš artimų AGN bei skaitmeniniai modeliai duoda užuominų apie aktyvumo periodų epizodiškumą PT ir kitose galaktikose. Iš artimų AGN stebėjimų matome, kad galima medžiagos pernaša į centrinius kelis parsekus (Combes, 2019). Lėta medžiagos pernaša centro link stebima ir iš CMZ ($\sim 0.002M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ Liu et al., 2012; Hsieh et al., 2017), tačiau nauji skaitmeniniai modeliai rodo, kad galimi ir 10 kartų spartesni srautai (Tress et al., 2020). Medžiagos pernaša galėtų vykti vijomis ar molekuliniais debesimis - pavyzdžiui netoli CNR stebimi vadinamieji 20 ir 50 km s^{-1} debesys, kuriuose sukaupia $M > 10^5 M_{\odot}$ dujų ir jie nutolę nuo Sgr A* atitinkamai $\sim 12 \text{ pc}$ ir $\sim 7.5 \text{ pc}$ (Molinari et al., 2011; Tress et al., 2020); šių debesų artumas gali būti ir projekcijos efektas: pagal Kruijssen et al. (2015) orbitų modelį debesys gerokai toliau - tarp 50 ir 100 parsekų. Artėjantis prie SMBH debesis išardomas potvyninių jėgų ir suformuoja žiedą (Mapelli & Trani, 2016; Trani et al., 2018). Šio žiedo plokštuma nebūtinai sutampa su aplinkos (Combes, 2019), todėl toliau krentantys debesys priklausomai nuo kritimo kampo gali auginti žiedo masę, kol vieno iš susidūrimų metu bus suprastintas žiedo bei debesies judesio kiekio momentai ir žymi masės dalis pamaitins SMBH. Toks procesas galėtų kartotis ir inicijuoti AGN epizodus kas kelis milijonus metų, o *Fermi* burbulams pakankamas aktyvumas būtų galimas kas 60-140 Myr laikant, kad CNR augimo sparta $\dot{M}_{\text{CNR}} \sim (4.3 - 6.0) \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ - panaši į nustatytą CMZ modeliuose (Tress et al., 2020, TZ).

3 Galaktikos centrinės dalies modeliavimas

Šiame darbe modeliuojamas 10 pc regionas aplink Galaktikos centrą norint sužinoti, kaip susidūrimas tarp molekulinio debesies ir CNR paveiktų GC dujų morfologiją bei SMBH akrecijos spartą. Šiam procesui atkurti naudojamas hidrodinaminiam skaičiavimams skirtas Gadget-3 kodas - modifikuota ir patobulinta viešai prieinamo Gadget-2 (Springel, 2005) versija. Hidrodinaminis Gadget-3 kodas pagrįstas N-kūnų ir išplėstų dalelių hidrodinamikos (Smoothed particle hydrodynamics; SPH) algoritmais ir optimizuotas astrofizikinių sistemų modeliavimui. Šiame skyriuje trumpai pristatysiu pagrindinius SPH principus, pagrindinius hidrodinaminio modelio parametrus.

3.1 Pagrindiniai SPH hidrodinaminio modeliavimo principai

SPH (Gingold & Monaghan, 1977; Lucy, 1977) yra vienas iš dažniausiai taikomų hidrodinaminio modeliavimo metodų. SPH automatiškai adaptyvus ir gali būti implementuotas taip, kad automatiškai palaikytų masės, judesio kiekio, judesio kiekio momento (Rosswog, 2009). Šiame darbe naudotas Gadget-3 palaiko SPH variantą SPHS (Read & Hayfield, 2012), tačiau toliau nagrinėsiu tik SPH pagrindus, kurie yra bendri abiem variantams.

SPH - tai lagranžinis, dalelėmis grįstas, metodas spręsti hidrodinamikos lygtis. Perfrazuojant Price (2012) - SPH yra vienas iš atsakymų į klausimą, kaip iš atsitiktinai pasiskirsčiusių taškų suskaičiuoti tankį. SPH atsakymas į šį klausimą:

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{N_{\text{neigh}}} m_i W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, h) \quad (2)$$

Čia tankis ρ apskaičiuotas tam tikrame erdvės taške sumuojant kaimyninių dalelių mases m_i padauginus iš tam tikros svertinės funkcijos $W(\mathbf{r}, h)$, vadinamos išskleidimo branduoliu. $W(\mathbf{r}, h)$ nustato dalelės įtaką, priklausomai nuo atstumo nuo taško \mathbf{r} , bei išskleidimo ilgio h . $W(\mathbf{r}, h)$ užtikrina, kad, tostant nuo dalelės centro, dalelės parametrai, tokie, kaip, masė, tankis ir pan., įgautų tolydžiai mažėjančias vertes. Užėjus už išskleidimo ilgio h dalelės įtaka prilyginama nuliui. Dalelių išskleidimo ilgis h paprastai apibrėžiamas taip, kad kiekviena dalelė turėtų pastovų kaimynių, su kuriomis sąveikauja, skaičių, tačiau dėl paprastumo toliau laikysime, kad h pastovus. Skleidimo branduolys $W(\mathbf{r}, h)$ turi būti sunormuojama funkcija, kuri h artėjant prie 0 elgiasi kaip Dirako delta funkcija (Cossins, 2010):

$$\int_V W(\mathbf{r}, h) d\mathbf{r} = 1 \quad (3)$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\mathbf{r}, h) = \delta(\mathbf{r}). \quad (4)$$

išskleidimo branduolys privalo būti simetriškas ir idealiu atveju turėti kuo daugiau tolydžių aukštesnės eilės išvestinių (Rosswog, 2009; Price, 2012).

Šis principas gali būti taikomas betkokiam skaliariniam laukui skaičiuoti. Sekant Cossins (2010), turime tapatybę:

$$f(\mathbf{r}) = \int_V f(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (5)$$

kur funkcija $f(\mathbf{r})$ apibrėžta trijose dimensijose \mathbf{r} , tūryje V . Pakeitę $\delta(\mathbf{r})$ į išskleidimo branduolį ir išskleidę Teiloro eilute gauname:

$$f(\mathbf{r}) = \int_V f(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}' + O(h^2) \quad (6)$$

Integruojamą funkciją galime padauginti iš $\rho(\mathbf{r})/\rho(\mathbf{r})$, taip pat pasinaudojus $m = \rho(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$, galime diskretizuoti šį integralą per baigtinį skaičių kaimynių. Tuomet apytikslis diskretizuotas skaliarinis laukas užrašomas kaip:

$$f(\mathbf{r}) \approx \sum_i \frac{m_i}{\rho_i} f(\mathbf{r}_i) W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, h) \quad (7)$$

Čia $f(\mathbf{r}_i)$, m_i , ρ_i - funkcijos $f(\mathbf{r})$ vertė ties i dalele, masė ir tankis. Lygtis (7) yra SPH pagrindas (Price, 2012). Parametro vertė tam tikrame erdvės taške suskaičiuojama sumuojant per daleles, kurių išskleidimo branduoliai pasiekia tą erdvės dalį. Toliau sekdami Cossins (2010), analogiškai diskretizuojant galima parodyti, kad skaliarinio lauko gradiento $\nabla f(\mathbf{r})$ ir vektorinio lauko divergencijos $\nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{r})$ apytikslės diskretizuotos lygtys (Cossins, 2010):

$$\nabla f(\mathbf{r}) \approx \sum_i \frac{m_i}{\rho_i} f(\mathbf{r}_i) \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, h) \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{r}) \approx \sum_i \frac{m_i}{\rho_i} \mathbf{F}(\mathbf{r}_i) \cdot \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, h) \quad (9)$$

Šis rezultatas svarbus, nes parodo, kad suskaičiuotus išskleidimo branduolio gradientą ∇W ir lauko f vertę galima aproksimuoti lauko gradientą $\nabla f(\mathbf{r})$ ir nereikia jo skaičiuoti nuosekliai kiekvienai dalelei (Cossins, 2010). Analogiškai galima rasti ir $\nabla \times \mathbf{F}(\mathbf{r})$; šis rezultatas svarbus modeliams, įskaitantiems magnetinius reiškinius.

Apytikslės lygtys (7), (8) ir (9), žinoma, turi paklaidas. Dalis jų atsiranda dėl to, kad diskretizavus atsižvelgta tik į integralinę dalį, nekreipiant dėmesio į $O(h^2)$, liekantį už integralo (Cossins, 2010). Mažinti šio tipo paklaidas galima naudojant daugiau išvestinių turinčius kernelius - Wendland'o funkcijas (Dehnen & Aly, 2012). Kita dalis paklaidos susidaro dėl diskretizacijos, jos mažinamos didinant dalelių skaičių patenkantį į išskleidimo branduolį (Rosswog, 2009). Tiksliausi rezultatai pasiekiami su dideliu skaičiumi dalelių mažame h , tačiau tenka balansuoti skaičiavimo greitį ir tikslumą (Cossins, 2010).

Buvo minėta, kad SPH išlaikoma masės, judesio kiekio ir judesio kiekio momento tvermė. SPH nereikia papildomų sąlygų jiems aprašyti, lygtys sukonstruotos taip, kad tvermė būtų išlaikoma. Kaip pavyzdį galime paimti judesio kiekio tvermę. Sekant Rosswog (2009), Eulerio lygtis lagranžinėje

formoje bus:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \mathbf{f}, \quad (10)$$

kur \mathbf{f} - tai papildomos skysčio elementą veikiančios jėgos, pvz. dėl gravitacijos ar magnetinių laukų. Pagreitis atsiranda dėl slėgio P gradientų. Kol kas ignoruodami \mathbf{f} ir panaudoję sąryšį:

$$\nabla \left(\frac{P}{\rho} \right) = \frac{\nabla P}{\rho} - P \frac{\nabla \rho}{\rho^2} \quad (11)$$

bei lygtį (8) gauname judėjimo lygtį:

$$\frac{d\mathbf{v}_j}{dt} = -\sum_i m_i \left(\frac{P_j}{\rho_j^2} + \frac{P_i}{\rho_i^2} \right) \nabla_j W_{ji}, \quad (12)$$

kur $W_{ji} = W(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)$. Galime pastebėti, kad gauta lygtis simetriška indeksų i ir j atžvilgiu, o gradientai $\nabla_j W_{ij} = -\nabla_j W_{ji}$ antisimetriški. Todėl jėga veikianti dalelę j dėl dalelės i , lygi ir priešinga jėgai veikiančiai dalelę i dėl dalelės j .

Panašiai samprotaujant gaunamos išraiškos užtikrinančios masės (gaunama performuluota tolygumo lygtis), judesio kiekio momento (išraiška antisimetriška indeksų atžvilgiu) ir energijos (išraiška antisimetriška indeksų atžvilgiu) tvermes. Detalesnius įrodymus, kad lygčių konstrukcija užtikrinta masės, judesio kiekio momento bei energijos tvermės galima rasti daugelyje SPH metodikos apžvalgų, pvz. Rosswog (2009); Cossins (2010); Price (2012).

Lygtyje (10) buvo papildomų jėgų narys. Šis narys gali atsirasti dėl magnetinių, gravitacinių ar kitų jėgų. Bendrai į judėjimo lygtį gravitacija įtraukiama į lagranžianą įvedant papildomą gravitacijos narį. Bendras gravitacinis potencialas vėlgi keičiamas į diskretizuotą. Kadangi judėjimo lygtis išvedama iš lagranžiano, judesio kiekio tvermė užtikrinta lygties konstrukcijos (Cossins, 2010).

Dėl gravitacijos įtraukimo tolesnės problemos kyla dėl N -kūnų uždavinio sprendimo sudėtingumo. Jeigu kitus parametrus galima suskaičiuoti lokaliai, su gravitacija tenka elgtis atsargiau, nes kiekvieną erdvės tašką veikia visų dalelių gravitacija, o tai reiškia, kad skaičiavimų trukmė auga su dalelių skaičiumi n kaip n^2 . Vienas iš dažnai naudojamų algoritmų, pagreitinančių gravitacijos skaičiavimą, vadinamas medžio algoritmu (Springel, 2005, *tree algorithm*). Šis algoritmas pagrįstas rekursyviu erdvės dalijimu. Iš pradžių sugeneruojamas kubas, apimantis visą modelyje esančią medžiagą. Šis kubas pakartotinai dalijamas į 8 dukterinius mazgus, tol, kol kiekviename lieka po vieną dalelę. Tokie kubeliai vadinami lapais (*leaves*). Jėga tuomet skaičiuojama tikrinant ar verta išskleisti mazgą, jeigu verta - vertinami jo dukteriniai mazgai paeiliui, jeigu ne (kas būna tolimiems ir mažiems mazgams), visos šakos dalelės aproksimuojamos kaip viena. Ar verta išskleisti nusprendžiama iš paklaidos, sukuriamos neišskleidžiant. Pritaikius medžio algoritmą skaičiavimai su dalelių skaičiumi auga ne kaip n^2 , o kaip $n \log n$. Paklaidą galima reguliuoti keičiant išskleidimo kriterijų, taip, turint pakankamus skaičiavimo resursus, galima priartėti labai arti teisingos jėgos (Springel, 2005).

3.2 Gadget-3 kodas

Modeliuojamiems procesams atkurti naudojamas 3D hibridinis SPH/N-body kodo paketas Gadget-3 (Springel, 2005). Naudojama SPHS kodo implementacija (Read & Hayfield, 2012). Duomenų nuskaitymui naudotas *pyGadgetReader* (Thompson, 2014). Šiame darbe taikytas išskleidimo branduolys vadinamas *Wendland C²* funkcija, derantis su naudojama SPHS implementacija (Dehnen & Aly, 2012). Ši funkcija turi aukštesnės eilės išvestinių, tas leidžia sumažinti neišvengiamą paklaidą, atsirandančią diskretizuojant, kreipiant dėmesį tik į integralinę lygties (6) dalį. Šiuo atveju kaimynių skaičius yra $N_{\text{neigh}} = 100$.

Dalelių šiluminėms savybėms apskaičiuoti naudojami du metodai. Vėsimas tarp 20 K ir 10^4 K aprašomas empirine vėsimo funkcija pagal Mashchenko et al. (2008), kurioje laikoma, kad C, N, O, Fe, S ir Si yra jonizacijos pusiausvyroje su aplinkos kosmine spinduliuote.

$$\log(\Lambda/n_{\text{H}}^2) = -24.81 + 2.92x - 0.6982x^2 + \log(Z/Z_{\odot}), \quad (13)$$

kur $x \equiv \log(\log(\log(T)))$, o $\log(Z/Z_{\odot})$ - metalingumas Saulės vienetais. Taip pat n_{H} , tai vandelio atomų koncentracija cm^{-3} vienetais, o Λ/n_{H}^2 vienetai - $\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Didesnių temperatūrų atveju naudojamas receptas iš Sazonov et al. (2005), kur vėsimo funkcija:

$$\Lambda(T) = \frac{2.18 \times 10^{-18}}{T^{0.6826}} + 2.706 \times 10^{-47} T^{2.976} \text{ erg cm}^3/\text{s} \quad (14)$$

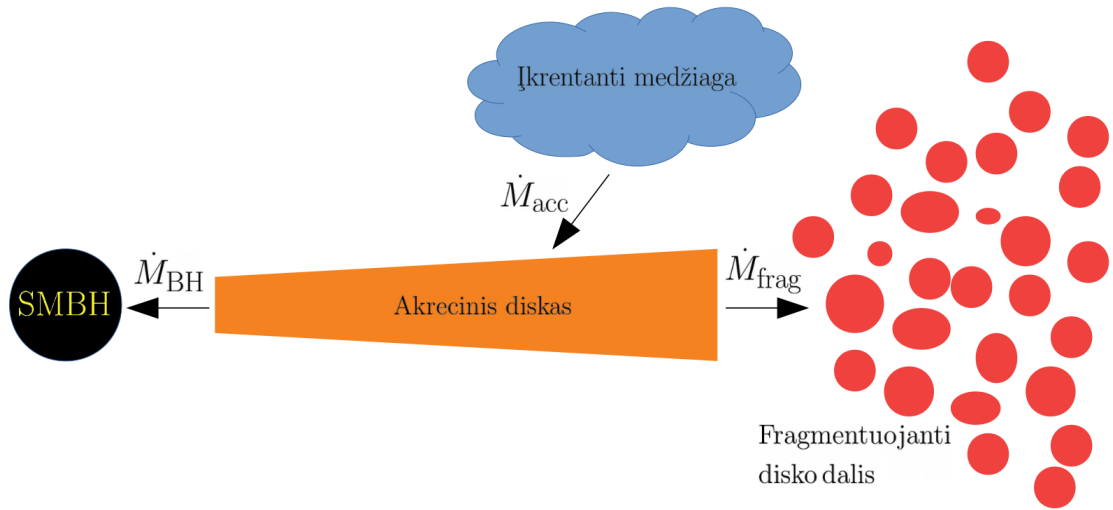
Vienas svarbiausių modeliuojamų reiškinių, tai SMBH akrecija. Deja, hidrodinaminiam modelyje neįmanoma išskirti akrecinio disko, kuris AGN epizodo metu susiformuotų aplink SMBH, taigi įvedami supaprastinimai. Modelyje SMBH dalelė turi nustatytą spindulį $r_{\text{BH}} = 0.01$ pc. Jeigu dalelė prie SMBH priartėja arčiau, nei šis spindulys, tikrinama, ar dujų dalelė gravitaciškai pririšta prie SMBH dalelės, tai yra, ar išpildoma sąlyga:

$$E_{\text{k},i} - E_{\text{g},i} + E_{\text{u},i} < 0, \quad (15)$$

kur $E_{\text{k},i}$, tai kinetinė dalelės energija SMBH atžvilgiu, o $E_{\text{g},i}$ gravitacinė energiją rišanti dalelę prie SMBH. Taip pat pridama $E_{\text{u},i}$, dalelės vidinė energija, nes karštesnės dujos sunkiau akretuojamos. Jeigu sąlyga išpildoma, dujų dalelė panaikinama ir jos masė prijungiama prie SMBH dalelės masės.

Modelyje taip pat dujų dalelės gali virsti žvaigždinėmis dalelėmis, nes norime patikrinti ar AGN epizodo metu gali vykti žvaigždėdara. SPH dujų dalelė gali virsti taškine žvaigždine dalele, kai jos tankis viršija tam tikrą kritinį tankį ir Jeans masė yra mažesnė modelio masės skyra. Tuomet transformacijos tikimybė susiejama su dinamine dalelės laiko skale:

$$t_{\text{dyn},i} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_i}} \quad (16)$$



2 pav. Supaprastinto akrecinio disko modelio diagrama. Per laiko žingsnį į akrecinį diską patenka hidrodinaminio modelio apibrėžtas kiekis medžiagos \dot{M}_{acc} . Dalis medžiagos tuomet pamaitina SMBH (\dot{M}_{BH}). Jeigu akrecinio disko masė viršija maksimalią stabilaus akrecinio disko masę, tai masės perteklius perkeliamas į fragmentuojančią akrecinio disko dalį \dot{M}_{frag} , kuri SMBH maitinime nedalyvauja.

Tuomet tikimybė dalelei virsti žvaigždine dalele, $P_{sf,i}$, apibrėžiama kaip:

$$P_{sf,i} = 1 - \exp\left(-\frac{\eta_{sf}\Delta t_i}{t_{dyn,i}}\right), \quad (17)$$

kur η_{sf} yra žvaigždėdaros efektyvumas, šiuo atveju parinktas $\eta_{sf} = 0.1$, o Δt_i - tai dalelės laiko žingsnis. Apskaičiavus tikimybę, iš tolyginio pasiskirstymo tarp 0 ir 1 sugeneruojamas atsitiktinis skaičius, jeigu skaičius mažesnis, nei tikimybė, virsmas įvyko. Žvaigždinės dalelės hidrodinaminiam modelyje laikomos taškinėmis ir toliau hidrodinamiškai nebesąveikauja. Taip pat, jos negali būti akretuojamos juodosios skylės.

Kadangi bandomas atkurti AGN epizodas, remdamiesi TZ atsižvelgiame į ilgalaikio viršedingtoninio akrecinio disko maitinimo galimybę. Hidrodinaminiam modelyje įvesti grįžtamąjį ryšį skaimeniškai labai brangu, todėl nutarta pasinaudoti akrecinio disko dalelės metodu (Power et al., 2011). Naudodami šį metodą tikimės ne atsižvelgti į grįžtamąjį ryšį, o užtikrinti, kad SMBH nebūtų maitinama per dideliu kiekiu medžiagos ir nebūtų pervertinta aktyvumo periodo metu išlaisvinta energija.

Metodo schema pavaizduota pav. 2. Modelis susideda iš trijų dalių: SMBH, akrecinio disko ir fragmentuojančios disko dalies. Iš hidrodinaminio modelio kas laiko žingsnį pasiimame informaciją, kiek medžiagos pamaitino akrecinį diską (\dot{M}_{acc}).

Medžiaga kirtusi r_{BH} ne iškart sukrenta į SMBH, o užsilaiko akreciniame diske. SMBH pamaiti-

nančios medžiagos kiekis per laiko vienetą nustatomas taip:

$$\dot{M}_{\text{BH}} = \min \left(\frac{M_{\text{disc}}}{t_{\text{visc}}}, \dot{M}_{\text{Edd}} \right), \quad (18)$$

kur \dot{M}_{Edd} yra Edingtono akrecijos sparta, o M_{disc} - masė sukaupta diske. $M_{\text{disc}}/t_{\text{visc}}$ narys nurodo dėl akreciniame diske esančios klampos atsirandantį masės pernašos spartos ribojimą, kur

$$t_{\text{visc}} \sim (R/H)^2 \times \alpha^{-1} t_{\text{orb}} \sim 1.8 \times 10^7 R_{0.01}^{3/2} \text{ yr} \quad (19)$$

yra klampos laiko skalė. Čia H/R - disko aukščio/spindulio santykis. Plono disko atveju tipiška $H/R \sim 0.002$ naudojama ir šiame darbe. $\alpha \sim 0.1$, tai klampos parametras, o t_{orb} - tai orbitos periodas. \dot{M}_{Edd} apskaičiuojama pagal:

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G M_{\text{BH}} m_p}{\eta \sigma_T c}, \quad (20)$$

kur m_p - protono masė, c - šiesos greitis, σ_T - Tomsono sklaidos skerspjūvis ir η yra akrecijos spinduliuotės efektyvumas, šiuo atveju jam priskiriama standartinė vertė $\eta = 0.1$.

Iš akrecinio disko pašalinus masę, prijungtą prie SMBH, tikrinama, ar išpildoma akrecinio disko stabilumo sąlyga (Pringle, 1981):

$$M_{\text{disc}} \leq \frac{H}{R} M_{\text{BH}}, \quad (21)$$

Perteklinė masė tuomet perkeliama į fragmentuojančią disko dalį. Šioje disko dalyje galbūt formuotūsi žvaigždės, taip pat bent dalis masės galėtų sugrįžti į didesnio masto aplinką, tačiau į tai pagrindinėje darbo dalyje nagrinėjamuose modeliuose neatsižvelgiama.

Dėl viršedingtoninės disko maitinimo spartos reikšmingas spinduliuotės kiekis sklinda iš disko toliau nuo SMBH ir bendras šviesis išauga bei vyksta kolimacija disko centre (King, 2009). Standartinė šviesio išraiška:

$$L = \eta \dot{M}_{\text{acc}} c^2. \quad (22)$$

Ši išraiška viršedingtoninio maitinimo atveju keičiama į:

$$L = L_{\text{Edd}} \left[1 + \ln \left(\frac{\dot{M}_{\text{acc}}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right) \right]. \quad (23)$$

Taigi, toks supaprastintas akrecinio disko modelis leidžia šiek tiek geriau įvertinti aktyvumo periodo metu sugeneruojamą energiją ir bent iš dalies atsižvelgti į procesus, vykstančius modelyje neišskiriamuose masteliuose aplink SMBH.

Pagrindiniai modeliai neturi jokio grįžtamojo ryšio iš akrecinio disko, tačiau skaičiavimai su akrecinio disko dalele rodo, jog SMBH nespėja praryti perteklinės disko masės. Paprastas sprendimas buvo įvesti fragmentuojančią disko dalį, kuri toliau nesąveikauja su sistema. Tačiau būtent šiame

rezervuare sukaupotos dujos galėtų vėl sąveikauti su aplinkinėmis dujomis ir galbūt tokiu būdu padaryti SMBH maitinimą tolygesniu, neįtraukiant kitų skaitmeniškai brangių grįžtamojo ryšio procesų. Patikrinti šiai hipotezei į Gadget-3 kodo paketą buvo įtrauktas modifikuotas akrecinio disko dalelės modelis. Implementacija paremta akrecinio disko dalelės parametrų sekimu - jeigu akrecinis diskas pasiekia maksimalią įmanomą masę pagal lygtį (21), tai perteklinė medžiaga grįžta į hidrodinaminį modelį, ties išoriniu akrecinio disko kraštu.

Dalelė gražinama į hidrodinaminę sistemą su parametrais būdingais plonam akreciniam diskui ties atitinkamu atstumu nuo SMBH. Naujoji dalelės pozicija generuojama atsitiktinai cilindrinėse koordinatėse:

$$\begin{aligned}\theta_i &= 2\pi \text{rand}(0, 1) \\ R_i &= r_{\text{sink}} + h_i \text{rand}(0, 1) \\ H_i &= h_i \frac{R^{3/2}}{\sqrt{M_{\text{disc}}}} \text{rand}(0, 1)\end{aligned}\tag{24}$$

Čia $\text{rand}(0, 1)$ yra atsitiktinis skaičius tarp 0 ir 1 tolygiajame pasiskirstyme. Dalelės greitis suskaičiuojamas, lyg dalelė būtų SMBH gravitacijos dominuojamame akreciniame diske: $v_i \propto M_{\text{BH}}/\sqrt{R_i}$.

Tuomet pagal Frank et al. (2002) nustatomi kiti dalelės parametrai, reikalingi Gadget-3 - temperatūra T_i bei tankis ρ_i :

$$\begin{aligned}\rho_i &= 3.1 \times 10^{-5} \alpha^{-7/10} \dot{M}_{26}^{11/20} M_8^{5/8} R_{14}^{-15/8} f^{11/5} \text{ g cm}^{-3} \\ T_i &= 2.2 \times 10^5 \dot{M}_{26}^{1/4} M_8^{1/47} R_{14}^{-3/4} \text{ K} \\ f &= 1 - (6GM/Rc^2)^{1/2}\end{aligned}\tag{25}$$

Kadangi atsisakyta sferinės simetrijos, tai disko orientacija tampa svarbi. Disko orientacijai nustatyti sekamas ir akrecinio disko judesio kiekio momentas. Kiekviena naujai prijungiamą dalelę modifikuoja diske sukaupą judesio kiekio momentą, o kiekviena naujai išmesta - išsineša dalį judesio kiekio momento.

Iš judesio kiekio momento komponentų galima nustatyti disko sukimosi ašies kryptį:

$$\begin{aligned}\theta &= \arctan\left(\frac{L_y}{L_x}\right) \\ \phi &= \arccos\left(\frac{L_z}{\sqrt{L_x^2 + L_y^2 + L_z^2}}\right)\end{aligned}\tag{26}$$

Tuomet dalelę gražinama atitinkamai pasuktoje plokštumoje.

Taigi, naujai sukurtos dalelės turėtų formuoti tam tikrą diską. Šis diskas gali būti įvairiai orientuotas sistemoje esančių diskų bei žiedų atžvilgiu, todėl gali šiek tiek užlaikyti akrecinio disko maitinimą, galimai prailgindamas aktyvumo periodą.

3.3 Pradinės sąlygos

Modelis sudarytas iš $N = 5 \times 10^5$ dalelių, kurių kiekvienos masė $m_{\text{SPH}} = 0.4M_{\odot}$ - išskiriama masė tuomet $M_{\text{res}} = N_{\text{neigh}}m_{\text{SPH}} = 40M_{\odot}$. Pradinė sistema sudaryta iš trijų pagrindinių elementų, pavaizduotų pav. 3:

1. Centrinės SMBH - $M_{\text{BH}} = 4 \times 10^6 M_{\odot}$ (artima vertei, nustatytai iš S žvaigždžių orbitų - $4.02 \pm 0.16 \pm 0.04M_{\odot}$, Boehle et al., 2016). Dujos, priartėjusios prie SMBH per atstumą $r_{\text{sink}} = 0.01$ pc, yra prijungiamos prie SMBH dalelės.
2. Į CNR panašaus toroidinio dujų žiedo - $R_{\text{in}} = 1.5$ pc, $R_{\text{out}} = 4$ pc, $M_{\text{ring}} = 10^5 M_{\odot}$. Žiedo parametrų vertės pasirinktos panašios į nurodytas Ponti et al. (2013).
3. Sferinio dujų debesies - $R_{\text{cloud}} = 3$ pc, kurio masė $M_{\text{cloud}} = M_{\text{ring}} = 10^5 M_{\odot}$. Debesies masė parinkta tokia pat, kaip žiedo, tuomet debesies spindulys parinktas pagal Kauffmann et al. (2017) nustatytas GC būdingas vertes. Dujų debesis patalpinamas $R_{\text{dist}} = 12$ pc nuo SMBH. Pasirinktas atstumas - kompromisas tarp turbulencijos slopimo ir potvyninių jėgų. Potvyninės jėgos ardytų debesį, todėl pasirinktu atstumu debesis jau turėtų būti paveiktas SMBH. Tačiau debesį patalpinus toliau, iki susidūrimo nuslopsta turbulencija.

Dujos juda sferiniame potenciale, kuriamame centrinės SMBH ir foninio potencialo:

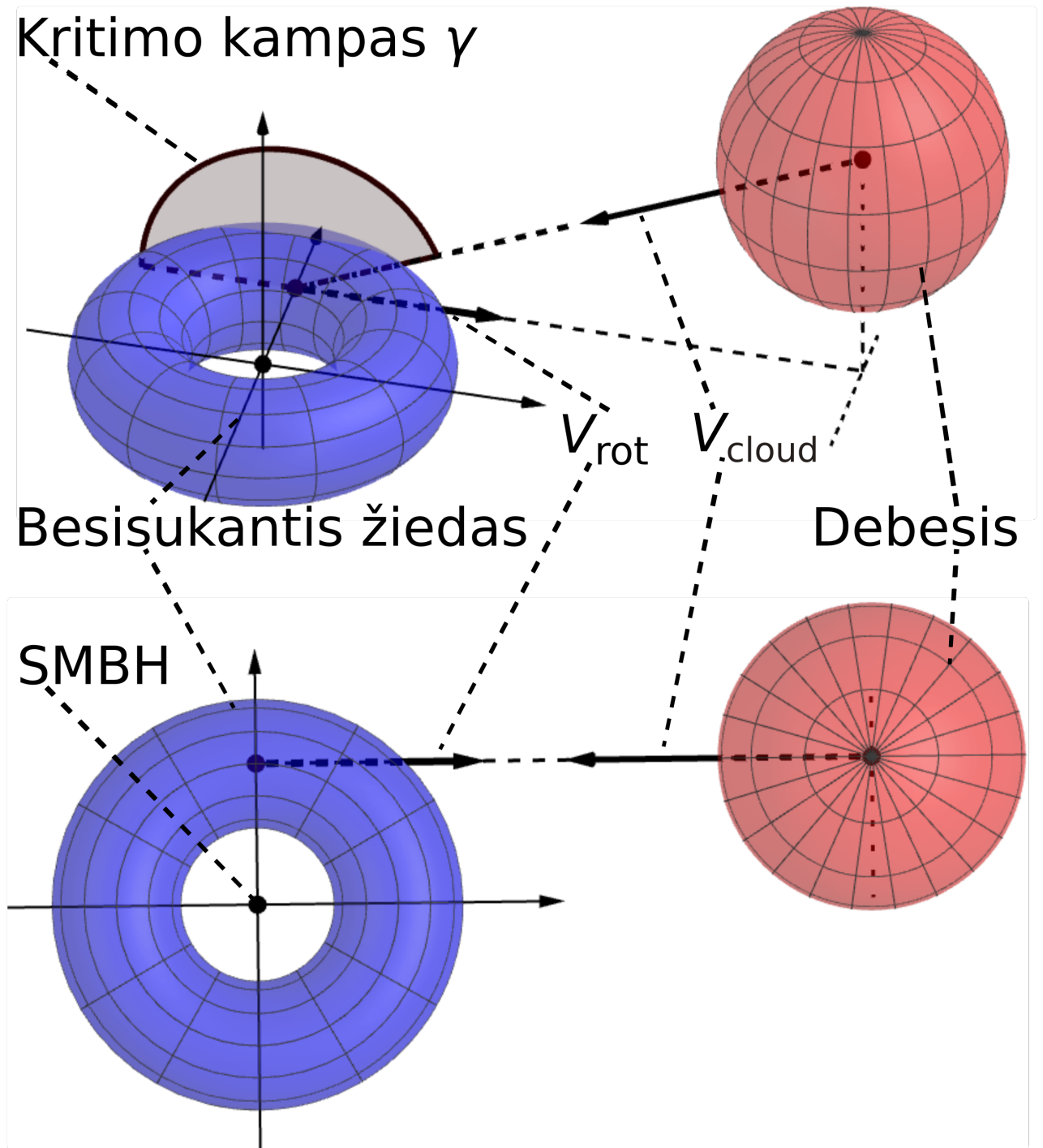
$$\phi = -\frac{GM_{\text{BH}}}{r} - 2\sigma^2 \log \frac{r}{r_0} \quad (27)$$

Čia G - gravitacinė konstanta, $\sigma = 100 \text{ km s}^{-1}$ - greičių dispersija, kuri pasirinkta artima stebimai vertei Galaktikos centre, r - atstumas iki dalelės, ir r_0 - laisvai parenkamas didelis skaičius. Šis potencialas atitinka pasklidusią masę $M_{\text{distr}} = M_{\text{BH}}$ ties 0.8 pc - arčiau centro, nei branduolinio žvaigždžių spiečiaus potencialas (Fritz et al., 2016). Tačiau taip atsižvelgiama ir į žvaigždžių liekanų ir tamsiosios medžiagos masę. Pradiniu laiko momentu žiedo dalelės juda apskritiminėmis orbitomis. Jų greitis ties vidine orbita $v_{R1.5} \sim 181 \text{ km s}^{-1}$, o ties išorine - $v_{R4} \sim 160 \text{ km s}^{-1}$. Debesies greitis apskaičiuojamas, kaip parabolinės orbitos greitis potenciale ϕ ir nukreipiamas susidūrimo kryptimi. Debesies pradinis orbitinis greitis jo centre $v_d = 214 \text{ km s}^{-1}$.

Taip pat visoms dujoms pridėti greičiai susiję su turbulencija - jų charakteringa vertė 37.5 km s^{-1} . Atsitiktinis turbulentiškas greičių pasiskirstymas sukonstruojamas pagal Dubinski et al. (1995). Greičio lauko Kolmogorovo galios spektras homogeniškai ir nespūdžiai turbulencijai išreiškiamas:

$$P_v \equiv \langle |v_k|^2 \rangle \propto k^{-11/3}, \quad (28)$$

kur k yra bangos skaičius. Nespūdaus skysčio srautas neturi divergencijos todėl mes galime apibrėžti vektorinį potencialą \mathbf{A} . \mathbf{A} komponentai yra aprašomi gausiniu atsitiktiniu lauku, o greičio lauką galime



3 pav. Modelio schema. Juodoji skylė yra koordinatų sistemos centre. Plokštumoje xy mėlynai pavaizduotas dujų toras. Raudonai nuspalvintas įkrentantis dujų debesis. Žiedo sukimosi greičio projekcija į susidūrimo plokštumą - v_{rot} , o debesies kritimo greitis - v_{cloud} . γ , tai kampas tarp žiedo ir debesies judesio kiekio momentų krypčių. Šiuo atveju, debesis krenta prieš žiedo sukimąsi, taigi $\gamma > 90^\circ$.

išreikšti per $\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{A}$. Dimensiniais argumentais galime parodyti, kad naujasis galios spektras yra

$$\langle |A_k|^2 \rangle \propto k^{-17/3}. \quad (29)$$

$|A|$ dispersija lauko taške diverguoja, todėl įvedamas minimalus banginis skaičius k_{\min} . Tai užtikrina konvergavimą ir galios spektras pakeičiamas į:

$$\langle |a_k|^2 \rangle = C(k^2 + k_{\min}^2)^{-17/6}, \quad (30)$$

kur C yra normalizacijos konstanta. Kadangi $k \propto 1/L$, tai fizikinė k_{\min} prasmė yra $R_{\max} \simeq k_{\min}^{-1}$ - didžiausias mastelis, kuriame turbulencija dar vyksta. Laukas generuojamas pirmiausia imant vertes iš vektorinio potencialo \mathbf{A} Fourier erdvėje, kur amplitudės kiekvieno komponento taškuose (k_x, k_y, k_z) bus imamos iš Rayleigh pasiskirstymo, kurio variacija išreiškiama kaip $\langle |A_k|^2 \rangle$ ir priskiriant tolygiai paskirstytiems erdvės kampams tarp 0 ir 2π . Toliau skaičiuojamas rotorius

$$\mathbf{v}_k = i\mathbf{k} \times \mathbf{A}_k, \quad (31)$$

reikalingas greičio lauko komponentams Fourier erdvėje gauti. Atlikus atvirkštinę Fourier transformaciją gauname greičio lauką realioje erdvėje. Mūsų modelyje naudotas 64^3 tinklelis.

Pagrindinis modelyje keičiamas parametras, tai pradinis debesies kritimo kampas γ (pav. 3). Šio kampo vertė sutampa su kampo tarp pradinių žiedo ir debesies judesio kiekio momentų vektorių krypties. Dėl simetrijos, skaičiavimai buvo atlikti su γ vertėmis nuo 0° iki 180° . Remiantis ankstesniais, TZ skaičiavimais, didesnės akrecijos, bei žvaigždžių formavimosi tikimasi su dideliais kampais, todėl pasirinkta atlikti skaičiavimus su $\gamma = [0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ, 150^\circ, 165^\circ, 170^\circ, 175^\circ, 180^\circ]$. Kuomet $\gamma = 0^\circ$ debesies ir žiedo judesio kiekio momentų vektorių kryptys sutampa ir debesis juda žiedo sukimosi kryptimi. Kuomet $\gamma = 180^\circ$ - debesies judėjimas priešingas žiedo sukimuisi. Skaičiavimai pavadinti pagal kritimo kampą, pvz.: skaičiavimas $\gamma = 0$ vadinamas col000, o skaičiavimas su $\gamma = 180$ - col180. Taip pat atlikti kontroliniai skaičiavimai, panaikinus žiedą arba debesį, atitinkamai cloudOnly ir ringOnly.

Taip pat buvo atlikti skaičiavimai, implementavus modifikuotą akrecinio disko dalelės metodą su $\gamma = 180^\circ$, keičiant minimalų dalelių skleidimo ilgį h_{\min} , bei su įjungta ir nuslopinta žvaigždėdara. Tokios modelio modifikacijos reikšmingai sulėtina skaičiavimus. Pagrindinė to priežastis - didelė dalis dalelių telkiasi arti skyros ribos prie pat SMBH, todėl integravimas atliekamas didžiausiu galimu tikslumu, integruojant su mažiausiais laiko žingsniais. Dėl šios priežasties skaičiavimai su modifikacijomis atlikti sumažinus dalelių skaičių - padidinus išskiriamą sistemos masę. Žinoma, toks skyros aukojimas tiesiogiai prieštarauja siekiamam centre vykstančių procesų patikslinimui, tačiau tik taip buvo įmanoma iširti, kaip akrecijos sparta kinta per ilgesnį laiko tarpą.

Dabartiniai modeliai panašūs į senesnius TZ skaičiavimus. Palyginimas su senesniais modeliais gali padėti suprasti, kaip modeliuoti procesai paveikiami savigravitacijos, bei žvaigždėdaros -

procesų į kuriuos nebuvo atsižvelgta TZ skaičiavimuose. Svarbu paminėti, kad TZ pradinė sistemos dujų masė buvo 10 kartų mažesnė. Tačiau dėl savigravitacijos nebuvimo TZ modeliuose dinaminė evoliucija nepriklauso nuo absoliučios dalelių masės, todėl galimas permasteliavimas. Dar vienas svarbus skirtumas, tai gerokai mažesnis įkrentantis debesis ($r_{\text{cloud}} = 1 \text{ pc}$).

4 Modelio rezultatai

4.1 Sistemos morfologija

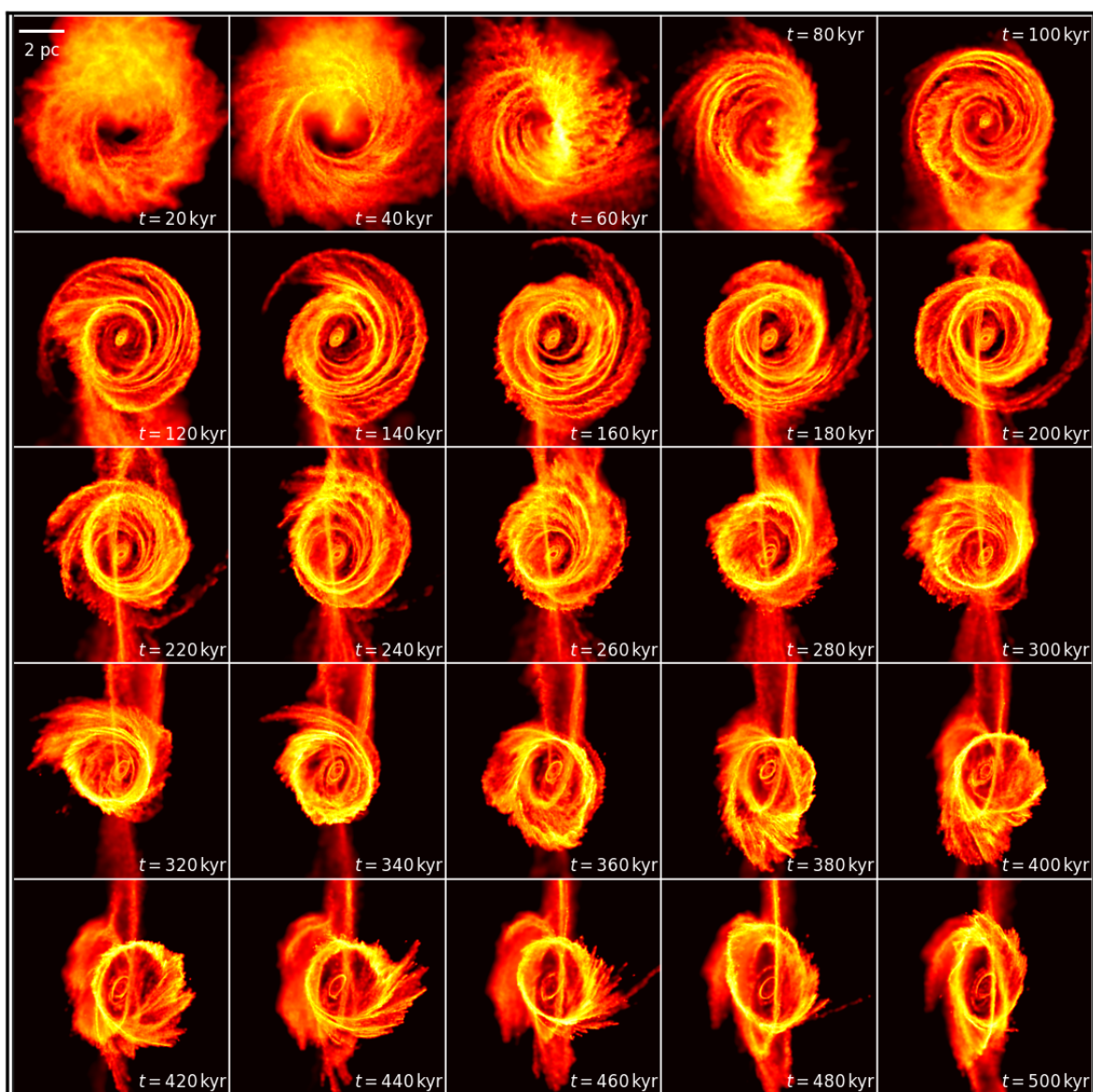
Rezultatų aptarimą patogiu pradėti nuo tankio žemėlapių nagrinėjimo. Tankio žemėlapiai leidžia vizualizuoti bei kokybiškai suprasti modeliuojamas sistemas. Kai kurios bendros tendencijos pastebimos pav. 4, kur tankio žemėlapiai vaizduoja col090 modelio dujų morfologijos kitimą apimantį 500 kyr. Ties $t = 20$ kyr, prieš susidūrimą, pradinis debesis ir žiedas jau paveikti turbulencijos - žiede matome tankesnes ir retesnes sritis. Be to, debesis ir žiedas šiek tiek išplinta. Per ateinančius 40 kyr įvyksta susidūrimas. Dėl didelių debesies matmenų galime išskirti kelias susidūrimo sritis, pavaizduotas schemoje pav. 5:

- A sritis, kurioje debesis susiduria su žiedu.
- B sritis, kurioje debesis prasilenkia su žiedu iš vidaus iki SMBH.
- C sritis, kurioje debesis prasilenkia su žiedu iš vidaus už SMBH.
- D sritis, kurioje debesis prasilenkia su žiedu iš išorės.

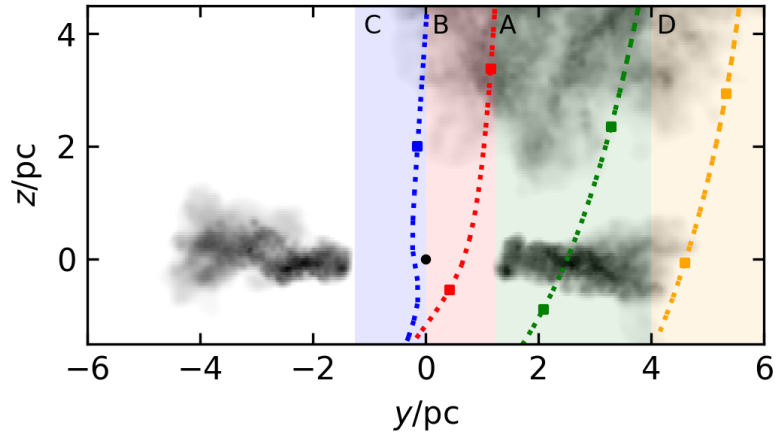
Pav. 4 vaizduojamu atveju, B ir C sričių medžiaga formuoja priešingomis kryptimis judančius srautus. Šiems srautams susidūrus, juos sudarančios dujos nusėda arti SMBH, pradėdamos formuoti struktūrą sistemos centre. Būtent šios dujos sukelia pradinį akrecijos išaugimą (žr. skyrių 4.3). A srityje susidūrimas perturbuoja dalį pradinio žiedo - iš žiedo išneštos dujos po truputį sukrenta atgal į žiedą besiformuojantį pirmiausia iš nesąveikavusios buvusio žiedo dalies. D srities prasilenkusios debesies dujos suformuoja ilgą viją, kuri po truputį maitina besiformuojantį žiedą viso modeliuoto laiko metu.

Taigi, susidūrimas dalinai suardo žiedą. Dalis buvusios žiedo/debesies medžiagos, sulėtinta susidūrimo, krenta į orbitas, artimesnes SMBH. Taip pat, dalis medžiagos įkrenta tiesiai į SMBH. Dėl šių priežasčių iškart po susidūrimo vyksta ir sparčiausias SMBH maitinimas. Dalis debesies/žiedo medžiagos suformuoja ilgą viją, kuri po truputį krenta atgal į naujai besiformuojančią žiedų sistemą. Šiuo atveju skaičiavimų pabaigoje beveik visa vijos medžiaga spėjo sukristi ir suformuoti išilgėjusį žiedą.

Skirtumai, atsirandantys dėl skirtingų pradinių debesies kritimo kampų γ išryškėja pav. 6 ir pav. 7. Pav. 6 ir pav. 7 pavaizduoti tankio žemėlapiai po 50 kyr, 250 kyr ir 500 kyr, skaičiavimuose col000 ir col180. Šiais atvejais pradinis debesis juda žiedo plokštumoje, todėl pav. 5 išskirtos sritys B ir C neegzistuoja - jose esanti debesies medžiaga taip pat sąveikauja su pradiniu žiedu, taigi priklauso A sričiai. Galime pastebėti, kad nors col000 modelyje iškart po susidūrimo dalis dujų šiek tiek priartėja prie SMBH, po ~ 0.5 Myr nusistovi žiedas ties ~ 3.5 pc - kiek didesnis, nei pradinio žiedo centrinis spindulys, o sistemos centre tuo pat metu medžiagos beveik nėra. Šiuo atveju sąveikavusių žiedo/debesies dujų judesio kiekio momentų vektorių kryptys sutampa, žiedo dujos vidutiniškai šiek



4 pav. Tankio žemėlapių rinkinys. Vaizduojama sistemos col090 evoliucija apimanti 500 kyr.



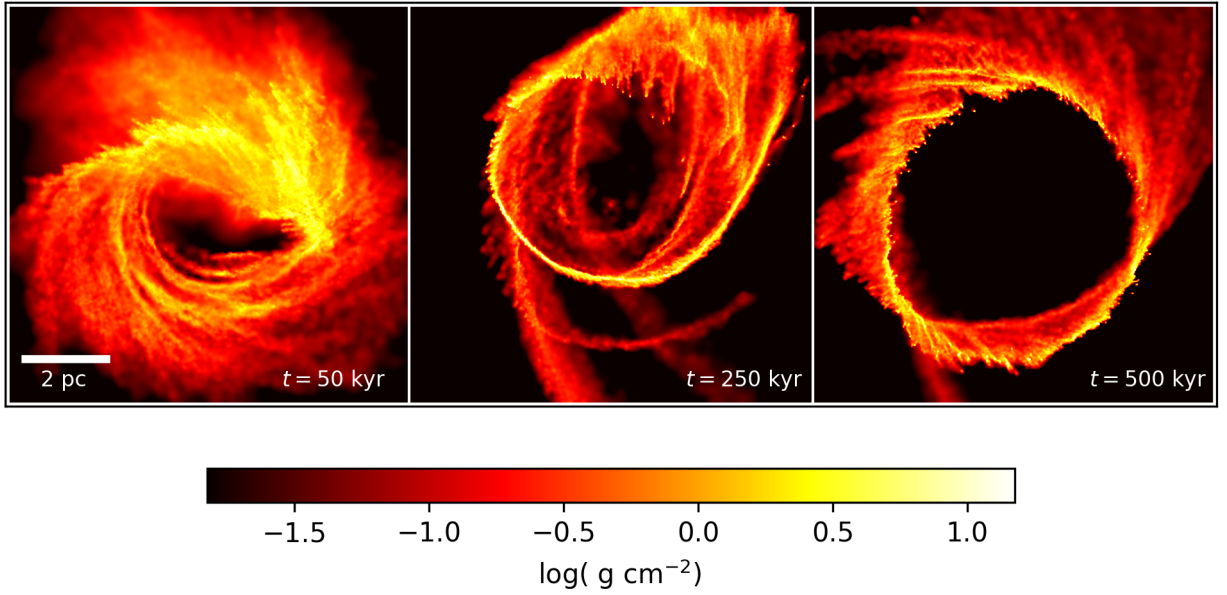
5 pav. Modelio col090 pjūvis y - z plokštumoje, ties $x = 0$, $t = 30$ kyr. Nuspalvintos susidūrimo sritys. Punktyrinės sritys vaizduoja vienos iš srities dalelių trajektoriją, kvadratas žymimas kas $t = 10$ kyr.

ties pagreitinamos, debesies - sulėtinamos. Todėl mažai dujų patenka arti SMBH ir didžioji dalis nusėda 3.5 pc žiede. Susidūrimo, kuomet debesies priešinasi žiedo sukimuisi pasekmės matomos pav. 7. Čia debesies susidūrimas sulėtina pradinio žiedo dujas, didžioji jų dalis iš karto krenta į artimas SMBH orbitas (dalis įkrenta tiesiai į SMBH), kur suformavo $t = 250$ kyr ir toliau matomas centrinės struktūras. Mažiau sulėtintos dujos bei nesusidūrusi debesies dalis, krisdamos į sistemą, suformuoja išorinį dujų žiedą.

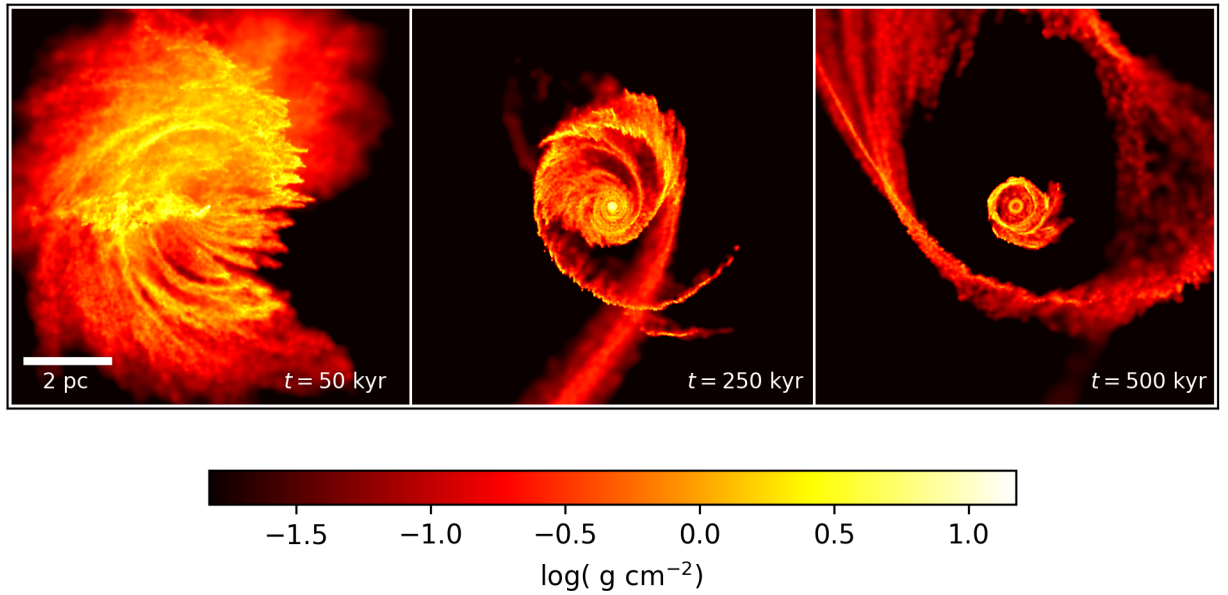
Sistemoje su mažiausiu pradiniu kritimo kampu (pav. 6) pradinis žiedas debesiui pilnai užstoja SMBH, todėl iki jos iškart nukrenta gerokai mažiau debesies dalelių. Žiedas pilnai SMBH užstoja ir col180 atveju (pav. 6), tačiau šiuo atveju sąveika tarp dalelių bendrai padeda dalelėms priartėti prie SMBH. Sistemose su tarpinėmis kampų vertėmis situacija tolygiai kinta, kol ties $\gamma = 90^\circ$ SMBH užstojama mažiausiai ir, atitinkamai, pradžioje su žiedu sąveikauja mažiausiai debesies dujų.

Vidutiniai sistemų matmenys, priklausomai nuo pradinio kritimo kampo, pavaizduoti pav. 8. Čia vaizduojami vidutiniai bendri (mėlyna), dujų (raudona) bei žvaigždinių dalelių (žalia) atstumai nuo sistemos centro praėjus ~ 0.5 Myr (išskyrus $\gamma = 165^\circ$ ir $\gamma = 170^\circ$, kuriuose apimtas mažesnis laiko tarpas - ~ 0.3 Myr ir ~ 0.4 Myr)¹. Atstumas padalintas iš pradinio dujų žiedo centrinio spindulio ($R_0 = 2.75$ pc). Horizontalios linijos yra kontrolinių skaičiavimų rezultatai, o atitinkamų TZ modelių duomenys pavaizduoti pilkai. Skaičiuojant pasirinkta atmesti daleles, nuo centro nutolusias daugiau,

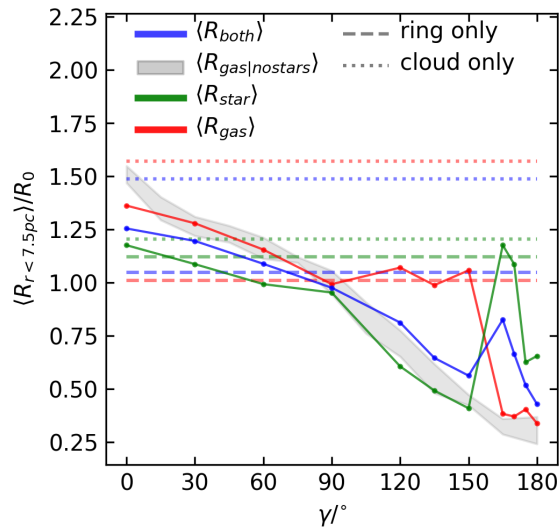
¹Dėl didelio skaičiavimų resursų poreikio nepavyko col165 ir col170 skaičiavimuose apimti norimo laiko tarpo - 500 kyr.



6 pav. Tankio žemėlapiai vaizduojantys sistemą su $\gamma = 0^\circ$ praėjus 50, 250 ir 500 kyr.



7 pav. Tankio žemėlapiai vaizduojantys sistemą su $\gamma = 180^\circ$ praėjus 50, 250 ir 500 kyr.

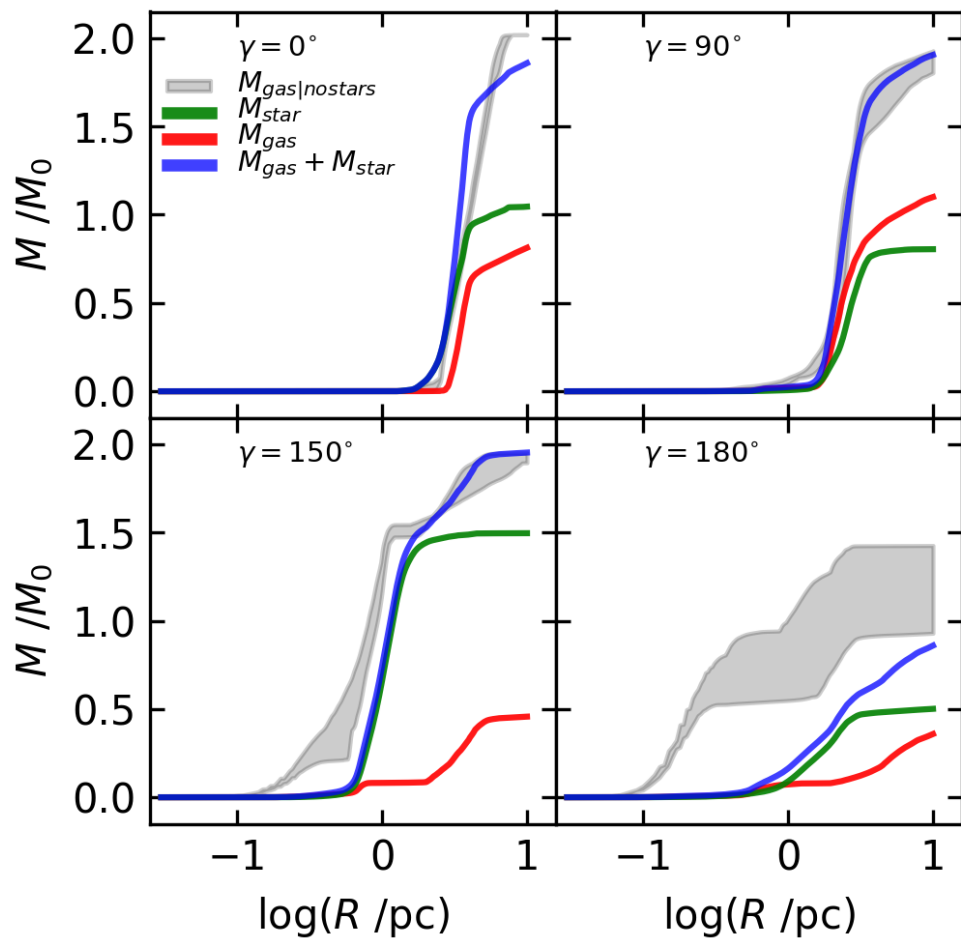


8 pav. Vidutinio dalelių atstumo nuo SMBH priklausomybė nuo pradinio kritimo kampo γ . Dujoms priklausomybė vaizduojama raudonai, žvaigždžių dalelėms žaliai, o bendra - mėlynai. Horizontalios linijos žymi kontrolinių skaičiavimų rezultatus. Pilka užspalvinta sritis vaizduoja TZ gautus rezultatus.

nei 7.5 pc. Taip mažinama įtaka dalelių, nepriklausančių nagrinėjamai sistemai. Be to, taip toli nutolusi medžiaga jau galėtų sąveikauti su toliau esančiomis dujomis, kurių mes nemodeliuojame.

Žiūrint į bendrą sistemą, aiškiai matyti, jog su didesniais kritimo kampais formuojasi labiau centre sutelktos sistemos, kas maždaug atitinka TZ rezultatus. Kontroliniai bandymai parodo, kad be susidūrimo išardytas debesis suformuotų ~ 1.5 karto didesnę, nei pradinė, sistemą, o žiedas išliktų panašių matmenų. Matome, kad kai $\gamma < 90^\circ$, po susidūrimo sistemos vidutinis spindulys yra tarp kontrolinių bandymų vidutinių spindulių. Skaičiavimuose su didesniais kampais formuojasi kompaktiškesnės sistemos. Nagrinėjant atskirai žvaigždes ir dujas, matome, kad iki $\gamma > 165^\circ$ labiau nuo centro nutolusios dujos, tačiau vėliau priklausomybė apsiverčia. Taip yra dėl to, kad pirmiausia centriau fragmentuojančios dujos palieka mažiau dujų vidurkiui nusverti, o žvaigždinės dalelės juda smarkiai elipsinėmis orbitomis, dalelei staiga nustojus sąveikauti su aplinkinėmis dujomis hidrodinamiškai. Tai matosi itin ryškiai tarp 90° ir 150° , kur dar nemažai dujų lieka išoriniuose žieduose, o centre esančių dujų reikšminga dalis fragmentuoja. Su didesniais kampais didelė dalis dujų, kurios fragmentuotų centre, pamaitina SMBH. Be to, nemaža dalis fragmentacijos vyksta dujoms greitai krentant centro link. Šios žvaigždinės dalelės, neveikiamos hidrodinaminių jėgų, nusistovi labiau elipsinėse orbitose, nei tos, kurios susiformuoja žieduose arti SMBH. Svarbu paminėti, kad šis efektas labiausiai išreikštas skaičiavimuose, $\gamma = 165^\circ$ ir $\gamma = 170^\circ$, šiuose modeliuose apimta mažiau laiko, todėl galbūt centre besiformuojančios žvaigždės po truputį sumažintų vidutinį atstumą per ateinančius ~ 100 kyr.

Sistemų kompaktiškumo priklausomybę nuo kitimo kampo parodo ir masės augimo kreivės (pav. 9). Jose vaizduojama nuo centro iki tam tikro spindulio sutelkta masės dalis. Jeigu žiūrėsime į bendrą dujų ir žvaigždžių masę (mėlyna), tai su didesniais kampais augimas atsiranda vis arčiau centro. 0 ir



9 pav. Dujų (raudonai), žvaigždinių dalelių (žaliai) ir visos medžiagos (mėlynai) masės augimo kreivės. Pilka užspalvinta sritis vaizduoja TZ gautus rezultatus.

90° modeliuose šios kreivės taip pat atitinka TZ rezultatus, tačiau didesniuose kampuose nukrypstama - TZ modeliuose daug daugiau masės sutelkta sistemos centre. Taip yra todėl, kad būtent centre žiedus formuojančios dujos prarandamos maitinant SMBH bei fragmentuojant, o didesnis žvaigždinių dalelių pasklidimas lemia, kad reikšminga masės dalis sutelkta toliau.

4.1.1 Struktūros

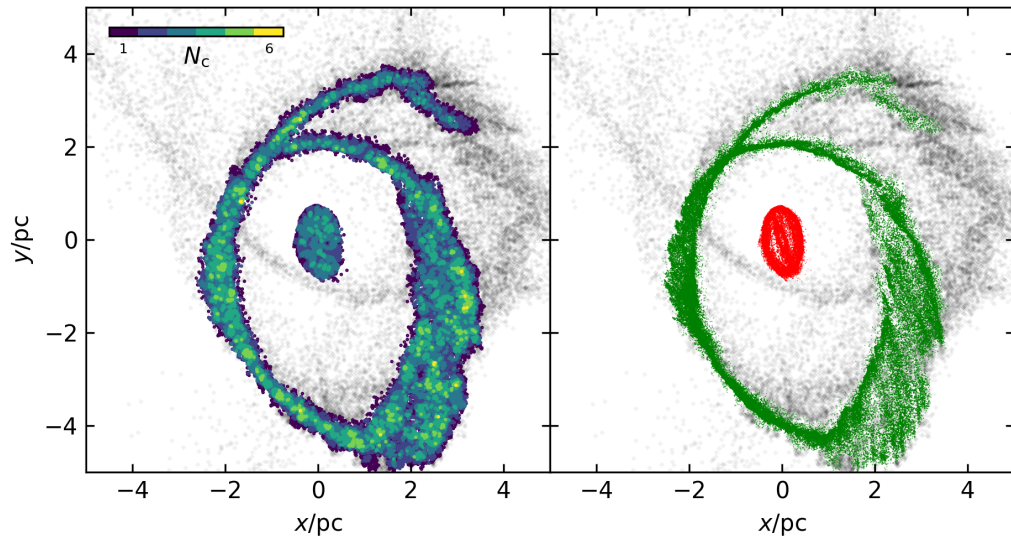
Nagrinėtuose tankio žemėlapiuose (pav. 4, 6, 7) matome, kad dujos formuoja išorinius žiedus, centrinius diskus, vijas. Norint išnagrinėti šių struktūrų parametrus reikia jas atsirinkti - priskirti dujų daleles atitinkamoms struktūroms. Norint sumažinti žmogiškąjį faktorių, dalelių priskyrimas atliktas automatiškai, naudojant modifikuotą *DBSCAN* (Ester et al., 1996) algoritmą, pritaikytą gravitacijos surištų struktūrų paieškai.

Pagrindiniai algoritmo parametrai: spindulys, kuriame ieškoma kaimynų ϵ ir tankio parametras N_{\min} , parodantis, kiek kaimynių atstumu ϵ yra nuo taško P. Taškai, kurie turi didesnį kaimynių skaičių $N > N_{\min}$, nei tankio parametras, vadinami branduoliais. Atitinkamai tikrinamas kiekvienas taško P kaimynas, jeigu kaimynas irgi branduolys, jis prijungiamas prie telkinio, jeigu ne - atmetamas kaip triukšmas. Taikant šį algoritmą pasirinkta per didelė ϵ vertė sujungtų aiškiai atskiras struktūras į bendrą, tuo tarpų per maža - atskirtų aiškiai bendras struktūras. Šią problemą bandoma apeiti panaudojant papildomą kriterijų - tikrinama, ar dalelė gravitaciškai pririšta prie jau suformuoto telkinio. Taip pat dalelėms leidžiama priklausyti daugiau nei vienam telkiniui. Jeigu telkiniai turi bendrų dalelių, galiausiai jie apjungiami į vieną struktūrą.

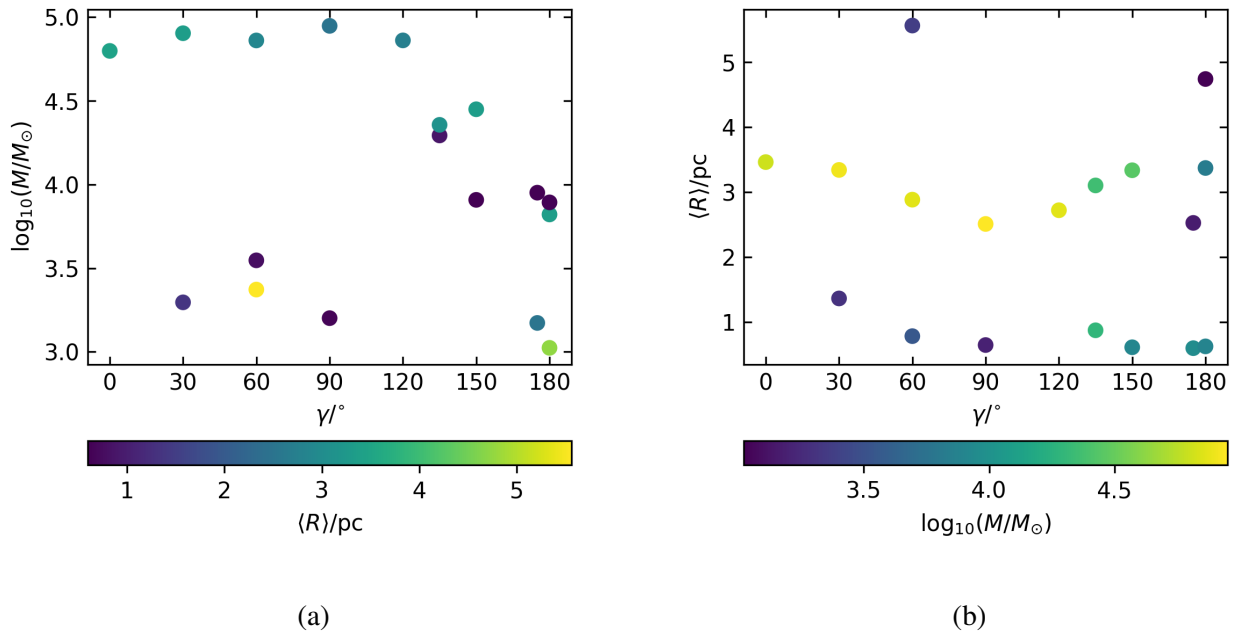
Taikant šią algoritmo versiją iš esmės ϵ parametras reikalingas, kad nereikėtų skaičiuoti kiekvienos dalelės gravitacinės sąveikos su esamu klasteriu. Todėl ϵ turi būti parenkamas pakankamai didelis, kad patektų visos galimai gravitaciškai surištos dalelės. Tačiau per didelės ϵ vertės irgi gali sugadinti rezultatus - tolimos dalelės greitis atsitiktinai gali būti labai panašus į telkinio greitį, tuomet $E_k \sim 0$ ir dalelė bus priskirta prie telkinio. Ateityje ketinama išspręsti šią problemą.

Pav. 10 kairėje pavaizduotas tokios paieškos rezultatas. Grafike pavaizduotos dujų dalelių centrų padėtys, nuspalvintos pagal tai, keliems telkiniams priklauso. Tokia paieška randa šimtus gravitaciškai surištų telkinių. Dešinėje pavaizduotos struktūros, suformuotos iš persidengiančių telkinių. Kaip matome jos taip pat atitinka tankiausias sritis. Telkiniais galiausiai nėra laikomos struktūros, susidedančios iš mažiau nei 100 dalelių - tokios struktūros formaliai nėra išskiriamos mūsų modelyje.

Tokia pusiau automatinė struktūrų paieška pritaikyta visiems skaičiavimams ir pagrindiniai rezultatai pavaizduoti pav. 11. Pav. 11a vaizduojamas struktūrose sutelktos masės priklausomybė nuo kampo γ , spalvinė skalė žymi atstumą nuo centro; pav. 11b vaizduojamas struktūros atstumas nuo centro priklausomai nuo kampo γ , o spalvinė skalė žymi struktūroje sutelktą masę. Didėjant kampui vis didesnė masės dalis sutelkta masyviose struktūrose arčiau SMBH - centriniuose diskuose. Su mažesniais kampais, didesnė dalis masės sutelkta žieduose, kurių matmenys panašūs į pradinio toro matmenis - išoriniuose žieduose.

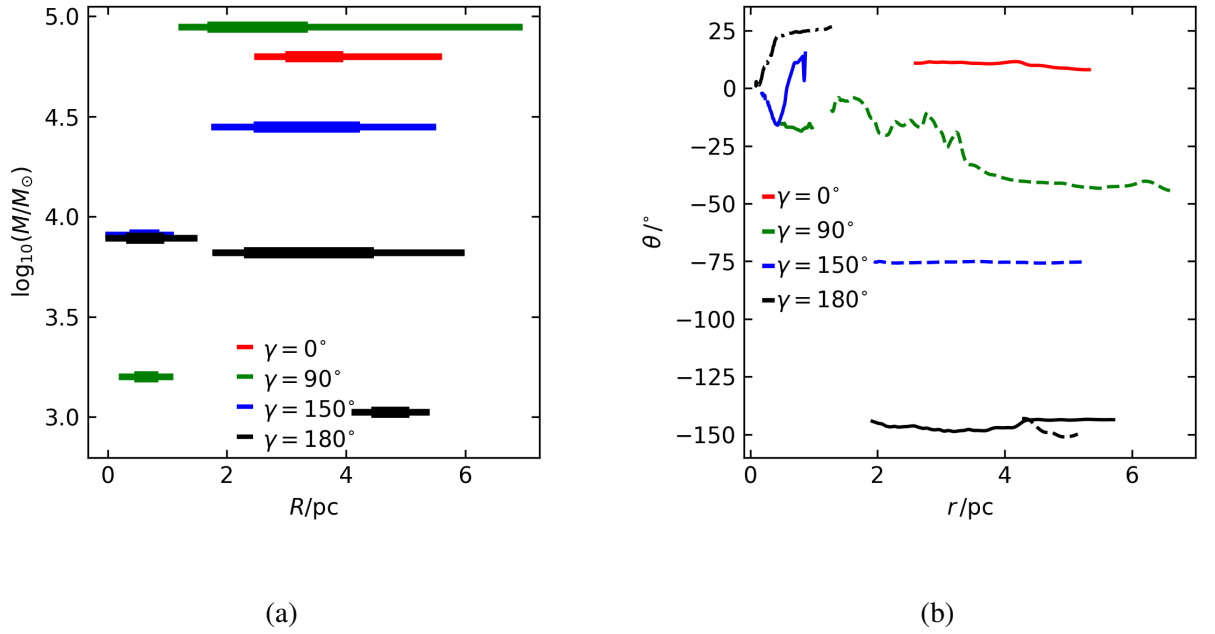


10 pav. Struktūrų atrinkimo rezultatai col150 modelyje. Kairėje - maži, gravitaciškai susiję telkiniai. Spalvinė skalė rodo, kiek kartų dalelė pateko į telkinį; skaičiai didesni nei du reiškia persidengiančius telkinius. Dešinėje - persidengiančių telkinių formuojamos struktūros. Pilki taškai - dalelės, nepriskirtos telkiniams.



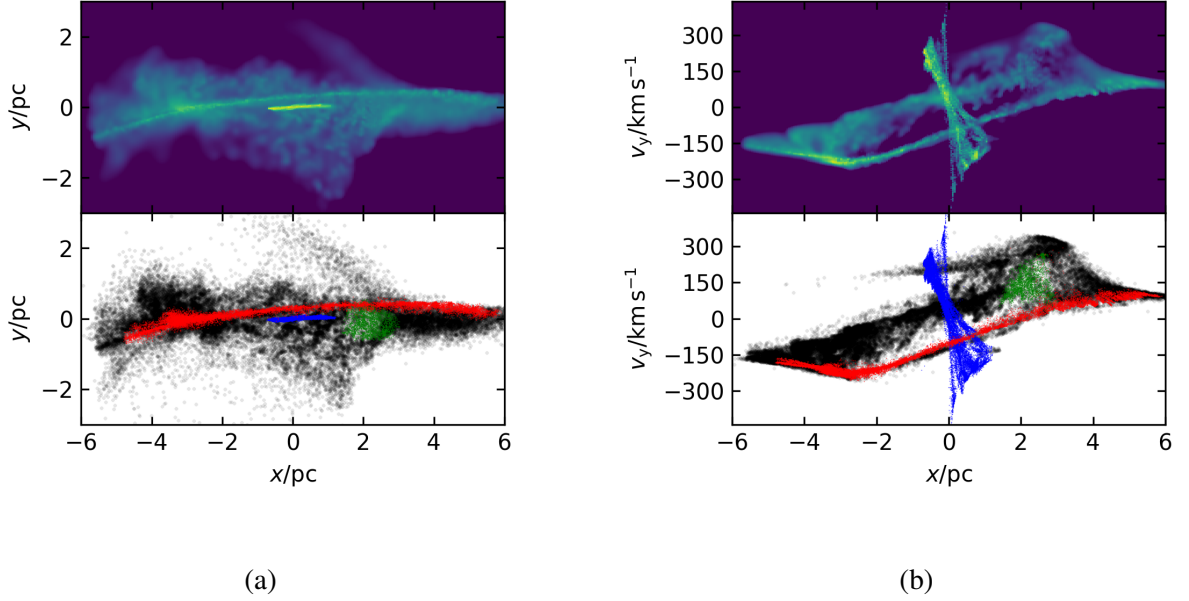
11 pav. Identifikuotų struktūrų savybių priklausomybė nuo kritimo kampo: a - struktūrų masės ir b - struktūrų vidutinio atstumo nuo centro. Spalvinė skalė a ir b vaizduoja atitinkamai vidutinį atstumą nuo centro ir struktūros masę. Grafike nevaizduojamos struktūros, kurių masė mažesnė, nei $1000 M_{\odot}$.

Detaliau išnagrinėsiu struktūras identifikuotas col000, col090, col150 ir col180 skaičiavimuose. Pagrindinės struktūros aptiktos šiuose modeliuose pavaizduotos pav. 12a. Čia pavaizduotos struktūrų masės bei jų radialinis išplitimas R_{str} . Galime pastebėti, kad 0° , 90° yra masyvios išorinės struktūros,



12 pav. Struktūrų paieškos rezultatai col000, col090, col150 ir col180 skaičiavimuose, a - struktūrų radialinis išplitimas bei masė ir b - struktūrų polinkis. Siauros linijos vaizduoja atitinkamos struktūros R_{\min} ir R_{\max} , storesnė dalis $\langle R_{\text{str}} \rangle \pm \sigma_{R_{\text{str}}}$. Grafikuose nevaizduojamos struktūros, kurių masė mažesnė, nei $1000M_{\odot}$.

tuos tarpus modeliuose su didesniais kampais masyvos struktūros atrastos ir arčiau centro. Dar vienas įdomus dalykas, tai centrinių struktūrų išlinkimas. Dėl to, kad susiformavusios struktūros plokščios, galime identifikuoti jų pagrindinę plokštumą, apskaičiuojant judesio kiekio momento dedamąsias. Analogiškai galime patikrinti ir plokštumos posvyrį priklausomai nuo atstumo iki centro. Jį galima pamatyti pav. 12b, kur skirtingos linijos žymi atskiras struktūras. Centrinių žiedų išlinkimas stebėjimuose siejamas su efektyviu AGN maitinimu (Nixon et al., 2012). Didesnis nei 90° polinkio θ skirtumas tarp centrinių struktūrų ir išorinių reiškia ir priešingos krypties sukimaši. Tuo įsitikinti galime pav. 13. Pav. 13a vaizduoja col180 sistemą x - z plokštumoje: viršuje tankio žemėlapis, apačioje dalelių pozicijos su spalva pažymėtomis, išskirtomis struktūromis. Kaip matome, abi struktūros yra beveik x - y plokštumoje. Pav. 13b vaizduojamas dalelių pasiskirstymas x - v_y plokštumoje, laikant, kad v_y atitiktų stebimą radialinį greitį skaičiavime col180. Galime matyti, kad x ašies atžvilgiu struktūrų v_y vertės yra priešinguose ketvirčiuose, taigi struktūros stebėtojo atžvilgiu juda priešingomis kryptimis. Impellizzeri et al. (2019) atrado du priešingomis kryptimis besisukančius žiedus NGC 1068 galaktikos branduolyje. Autoriai pabrėžė, kad tokia konfigūracija greičiausiai susiformavo po kelių susidūrimų per kelias maitinimo epochas. Skaitmeninio modelio rezultatai pagrindžia šią išvadą - pirmasis susidūrimas galėtų suformuoti žiedą aplink SMBH. Antrasis, jeigu vyksta pakankamu kampu, perturbuodamas pradinį žiedą gali suformuoti dvi naujas priešingai besisukančias struktūras.

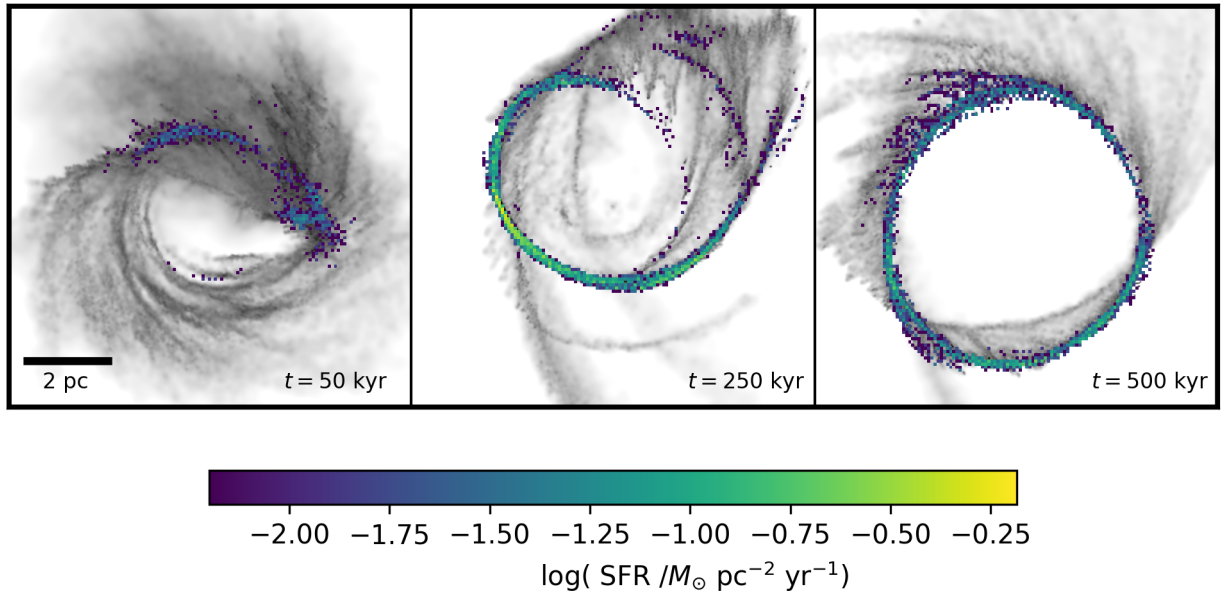


13 pav. Centrinis diskas bei išorinė vija col180 skaičiavime. Grafike a vaizduojamas tankio žemėlapis (viršuje) ir dalelių pasiskirstymas (apačioje). Spalvomis išskirtos struktūros, juodai pažymėtos struktūroms nepriklausančios dalelės. Grafike b analogiškai vaizduojama stebimo radialinio greičio priklausomybė nuo nuotolio nuo y - z plokštumos.

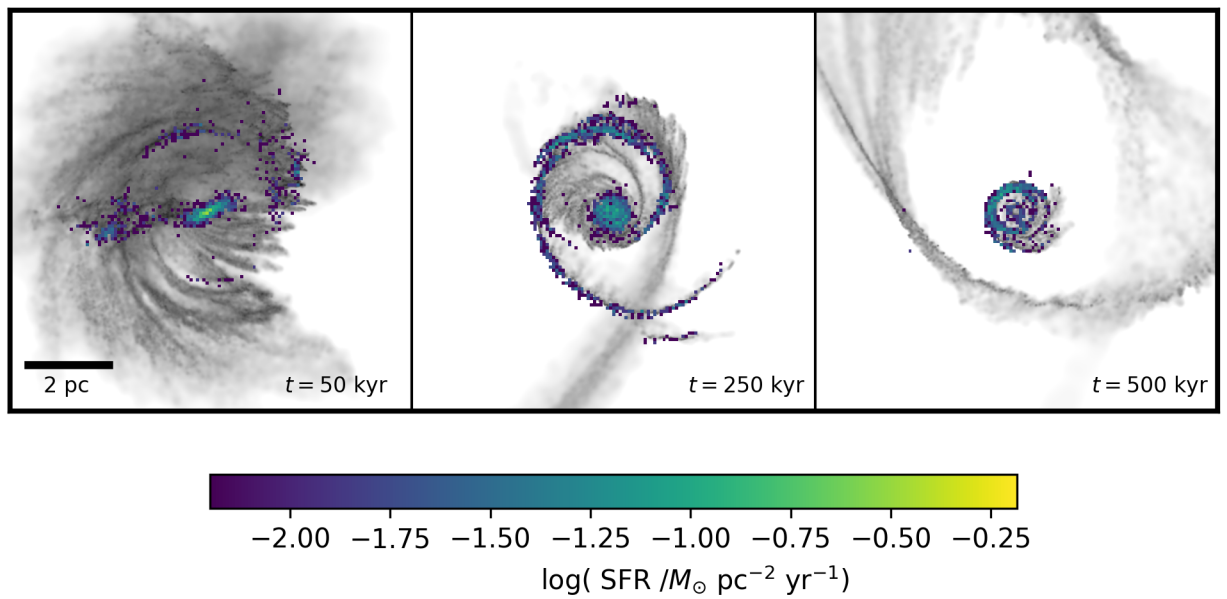
4.2 Žvaigždžių formavimasis

Vienas iš pagrindinių darbo uždavinių yra patikrinti, ar aktyvi žvaigždėdara gali vykti aktyvumo epizodo metu. Norint nagrinėti, kaip fragmentacija priklauso nuo pradinio kritimo kampo, būtina ją susieti su dujų morfologija. Tą galima padaryti nagrinėjant fragmentacijos paviršinio tankio žemėlapius (pav. 14 ir pav. 15). Žemėlapiuose vaizduojama fragmentacijos sparta, suvidurkinta per 10 kyr. Pilka spalvos skalė atitinka dujų pasiskirstymą atitinkamu laiko momentu. Taigi, sekant susidūrimą mažu kampu ($\gamma = 0$), pirmiausia fragmentacija prasideda susidūrimo paveiktose srityse, kuriose staiga išauga tankis, prisidėjus papildomai debesies masei, šiek tiek žvaigždėdara vyksta vijose, paskiruose gumuluose. Sistema po truputį persiformuoja į vieną žiedą ties ~ 3 pc, kuriame vyksta visa fragmentacija. Žvaigždėdara išoriniame žiede stebėta ir kontroliniuose modeliuose, tačiau žymiai silpnesnė dėl ten sutelktos maždaug perpus mažesnės dujų masės (pav. 16). Įdomiau fragmentacija vyksta modeliuose su didesniais kritimo kampais. Po 180° susidūrimo vėlgi matome, kad dalis fragmentacijos vyksta vijose. Tačiau šiuo atveju didelė dalis dujų taip pat krenta SMBH link. Dar krentant vyksta staigi fragmentacija - šios dalelės formuoja žvaigždes su smarkiai eliptiškais orbitomis. Vėliau fragmentacija vyksta tiek centre, tiek išorėje, tačiau išorėje yra mažai dujų, todėl žvaigždėdara ties $t = 500$ kyr jau stebima tik centrinėje dalyje.

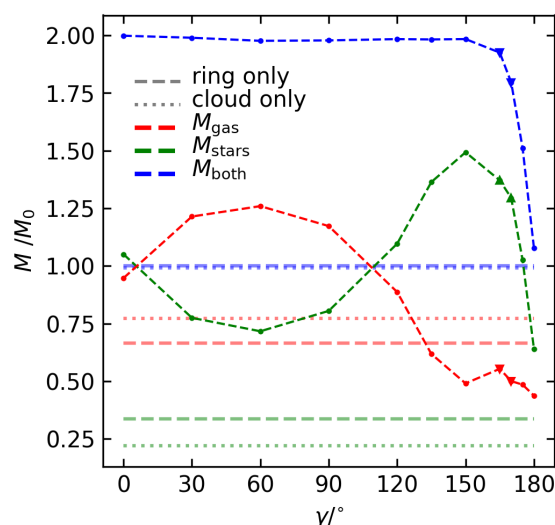
Grafike pav. 16 pateikta per 0.5 Myr susiformavusių žvaigždinių dalelių (raudona), likusių dujų (žalia) ir bendra (mėlyna) sistemos masė. Horizontaliomis linijomis vaizduojami kontrolinių skaičiavimų rezultatai. Grafike matomi du žvaigždžių masės minimumai bei du maksimumai. Kraštiniai



14 pav. Tankio žemėlapiai vaizduojantys sistemą su $\gamma = 0^\circ$ praėjus 50, 250 ir 500 kyr.



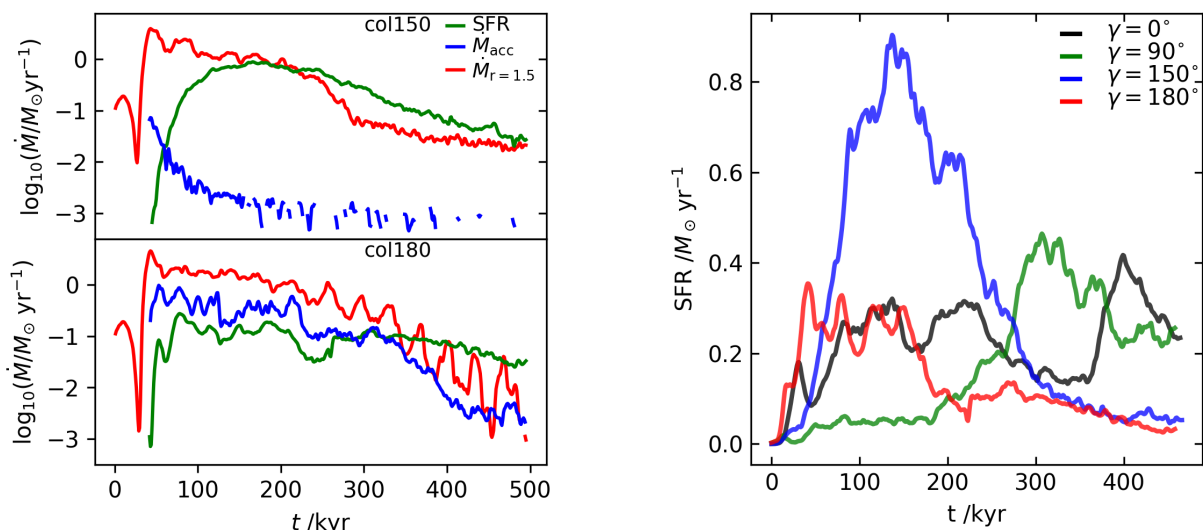
15 pav. Tankio žemėlapiai vaizduojantys sistemą su $\gamma = 180^\circ$ praėjus 50, 250 ir 500 kyr.



16 pav. Skaičiavimų pabaigoje suformuota žvaigždžių masė (raudona), dujų masė (žalia) ir bendra masė (mėlyna) priklausomai nuo pradinio kritimo kampo. Horizontalios linijos žymi kontrolinių modelių rezultatus.

minimumai atitinka atvejus, kai mažiausia dalis debesies dujų prasilenkė su pradiniu žiedu - col1000 atveju tai lėmė vieno žiedo, kuriame susikaupė beveik visos sistemos dujos atsiradimą, o col180 didelės dujų masės dalies praradimą centrinei SMBH. Minimumas ties 60° atsiranda dėl kelių efektų. Pirmiausia, didesnė debesies dalis gali prasilenkti su žiedu (maksimalus efektas ties 90°), antra, debesis kontaktuoja su mažesne dalimi besisukančio žiedo, dėl maždaug sutampančių greičio dedamųjų žiedo plokštumoje (greičiai šia kryptimi vienodi ties $\gamma \simeq 45^\circ$). Kartu šie efektai išskirsto dujas į kelias mažesnio tankio struktūras, todėl žvaigždėdaros vyksta mažiau. Itin daug žvaigždžių susiformavo modeliuose tarp 150° ir 175° , nes didelė dalis medžiagos sukrito į sistemos centrą, tačiau nepakankamai arti, kad būtų praryta SMBH. Tai gerai iliustruoja pav. 17a, kur pavaizduota modelių col150 ir col180 akrecijos spartos, žvaigždžių formavimosi sparta centriniuose 1.5 pc, bei dujų srautas į centrinius 1.5 pc. Abiejuose skaičiavimuose į centrinę sistemos dalį pateko panašus kiekis dujų, tačiau tarp jų skiriasi akrecijos į SMBH sparta. Skaičiavime col150 po pirminio akrecijos spartos šuolio SMBH maitinimas sulėtėjo, tuo tarpu col180 akrecijos sparta išliko didesnė nei fragmentacijos sparta. Dėl to, kad fragmentavusios dalelės nesąveikauja hidrodinamiškai ir negali būti akretuojamos, šie procesai tiesiogiai prieštarauja vienas kitam - akrecija mažina fragmentaciją ir atvirkščiai.

Turėdami omenyje, kad fragmentacijos sparta priklauso nuo dujų morfologijos, taigi ir pradinio kritimo kampo, galime panagrinėti žvaigždžių formavimosi spartos kitimą laike (17b). Skaičiavimuose su dideliais/mažais kampais, kuriuose didesnė debesies dalis susiduria su pradiniu toru, fragmentacijos sparta išauga greitai; col090 mažiausia debesies dalis iš karto susiduria su toru, todėl fragmentacijos sparta auga palyginti lėtai. Po 180° susidūrimo didelė medžiagos dalis pamaitina centrinę SMBH, todėl lieka mažiau medžiagos žvaigždžių formavimuisi - tą matome ir išaugančioje, o vėliau, ties ~ 200 kyr, nukrentančioje SFR kreivėje. Susidūrimas col1000 vyksta žiedo sukimosi kryptimi ir



(a)

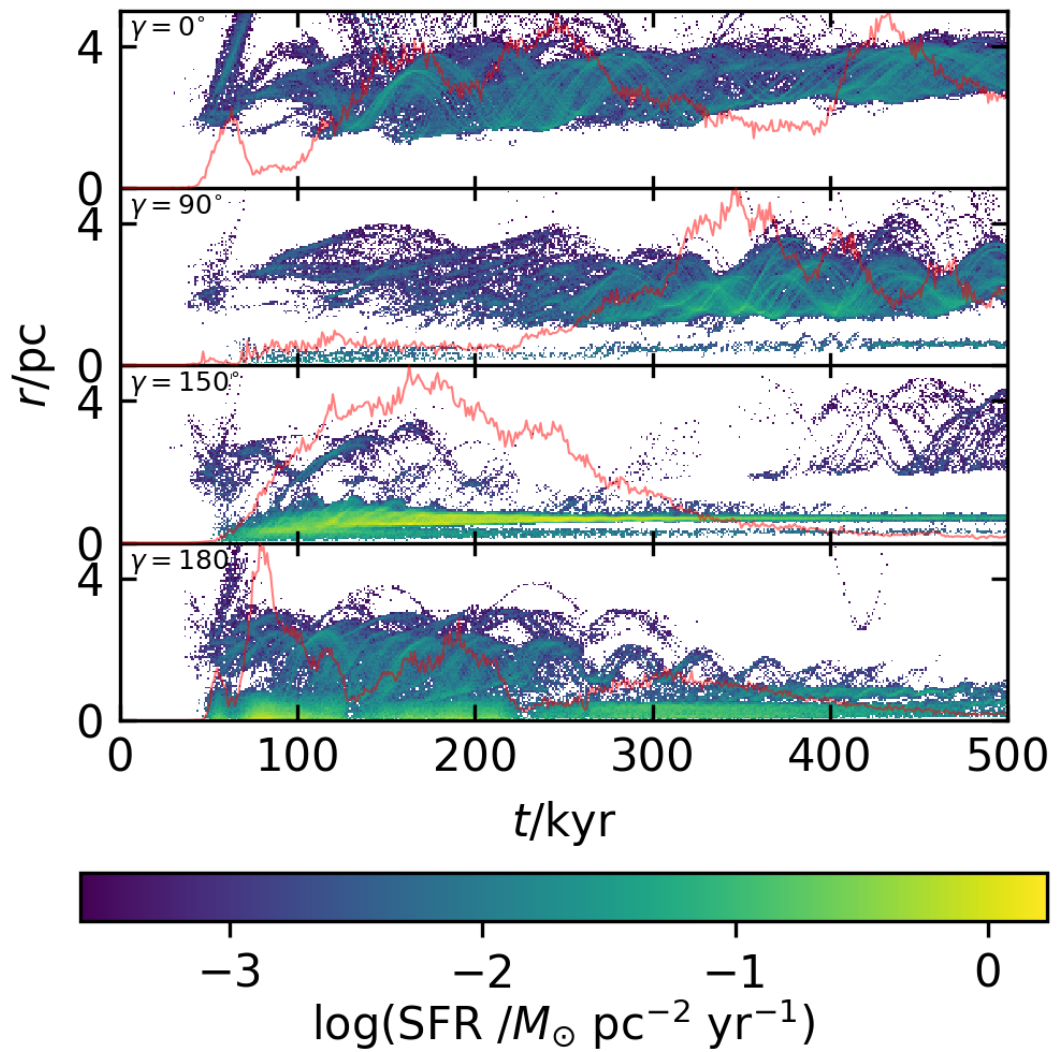
(b)

17 pav. a - akrecijos sparta (raudonai), fragmentacijos sparta (žaliai) ir dujų srautas į centrinius $R < 1.5$ pc skaičiavimuose col150 ir col180. b - Fragmentacijos spartos kitimo kreivės skaičiavimuose col000, col090, col150 ir col180.

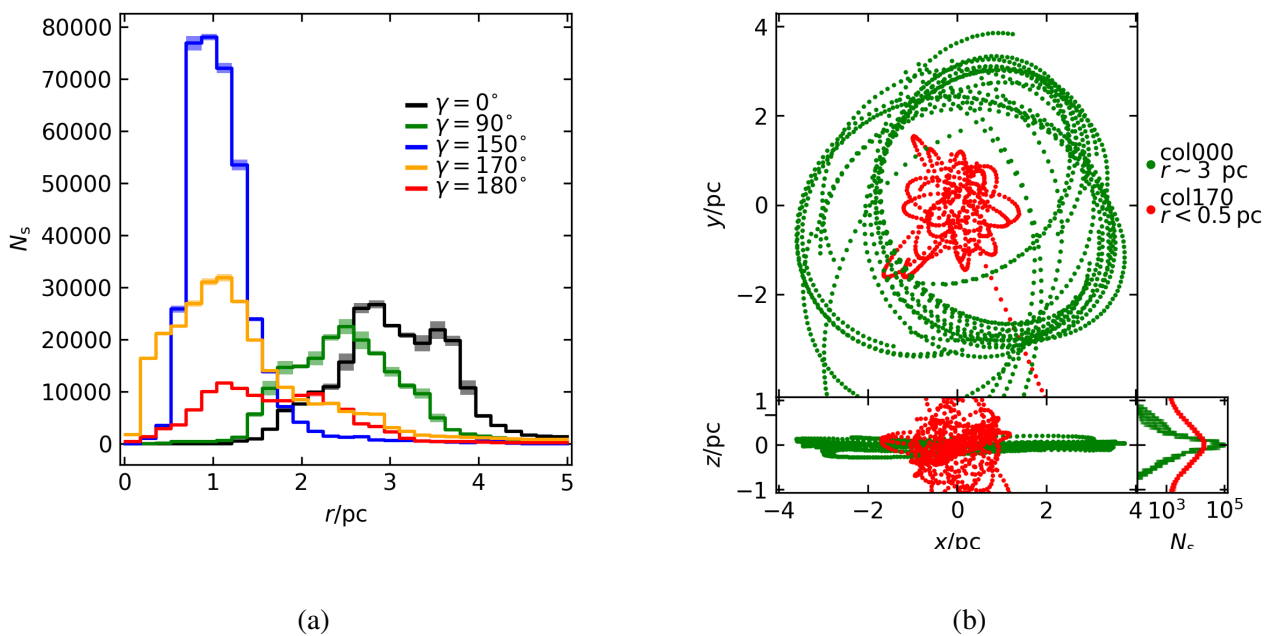
lemia greitai išaugusią fragmentacijos spartą susidūrimo paveiktoje srityje. Vėliau, ties ~ 400 kyr, fragmentuoti pradėjo ~ 3.5 pc spindulio žiedas. Aktyviausia žvaigždėdara vyksta modeliuose su pradiniu kritimo kampu tarp 150° ir 175° . Šiuose modeliuose žvaigždėdara vyksta centrinėje srityje iškart po susidūrimo ten sukritus didelei daliai debesies/žiedo dujų.

Taigi iš esmės galime teigti, kad žvaigždėdara vyksta centrinėje srityje arba išoriniuose žieduose. Fragmentacijos kitimas laike bei priklausomybė nuo atstumo iki sistemos centro pavaizduota pav. 18. Raudonos linijos rodo bendrą sunormuotą fragmentaciją atitinkamu metu. Paisyant grafikus laikyta, kad žvaigždės formuojasi diskuose, todėl SFR sunormuotas į disko ploto vienetą. Grafikuose matome, kad žvaigždės formuojasi centrinėje irba išorinėje srityse. Formavimasis išorinėje srityje pasižymi banginiu raštu - taip yra todėl, kad medžiaga toli nuo SMBH juda smarkiau neapskritiminėmis orbitomis. Banginis raštas seka dalelės/vijos atstumo nuo SMBH kitimą, ir kaip matome, siaurėja nusistovint išoriniams žiedams (pvz. col000).

Fragmentacija centriniuose diskuose ir išoriniuose žieduose/vijose lemia dviejų skirtingų žvaigždžių telkinių formavimąsi (pav. 19). Pav. 19a pavaizduotas žvaigždžių radialinis pasiskirstymas. Čia galime išskirti kelis pagrindinius atvejus: col000 beveik visa žvaigždėdara vyksta išoriniame žiede bei pradžioje įgreitintose vijose - tai lemia žvaigždžių žiedų ties ~ 3 pc susiformavimą; col150 fragmentacija efektyviai vyksta centriniame žiede, col175 ir 180 didžioji dalis fragmentacijos vyksta medžiagai krentant centro link, be to, centrinėje srityje dujos sunaudotos akrecijai, todėl žvaigždinės dalelės labiau pasklidę. Įdomesni rezultatai modeliuose su $\gamma = 165^\circ$ ir $\gamma = 170^\circ$. Šiuose skaičiavimuose dujos priartėja prie SMBH, tačiau nepakankamai, kad vyktų sparti akrecija. Todėl žvaigždžių nemaža



18 pav. Fragmentacijos spartos kitimas laike priklausomai nuo atstumo iki sistemos centro. Raudona kreivė, tai sunormuota fragmentacijos sparta visoje sistemoje.

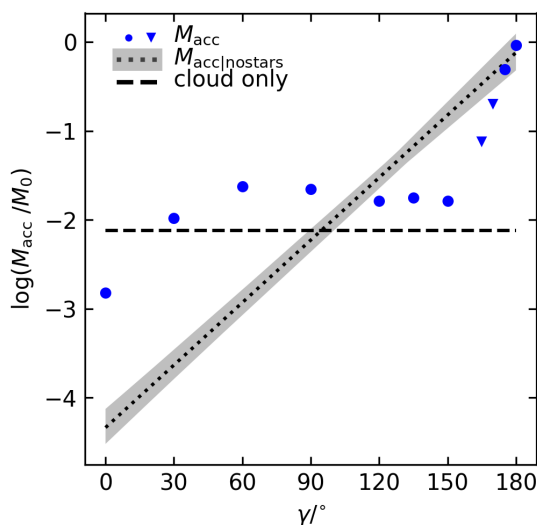


19 pav. Vidutinis žvaigždžių radialinis pasiskirstymas keliuose skaičiavimuose per 10 kyr (a) ir atsitiktinai skaičiavimuose col000 ir col170 atrinktų žvaigždžių orbitos (b) - atitinkamai išorinio žiedo ir centrinio ir žvaigždės. a - nuspalvintos sritys žymi vieną standartinę nuokrypį. b grafiko histogramos skalė logaritminė.

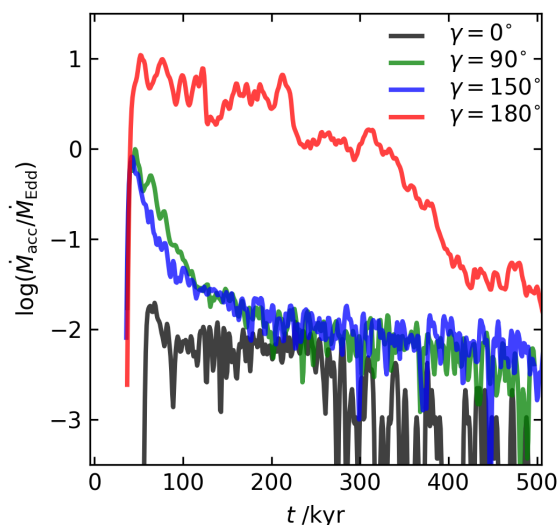
žvaigždžių dalis yra ties < 0.5 pc. Tačiau ir šiuose modeliuose didelė dalis fragmentacijos vyksta medžiagai tebekrentant centro link, bei įvairiose vijose, todėl stebimas ir pasklidęs komponentas.

Tai, kad centriniai žvaigždžių telkiniai ir išoriniai žvaigždžių žiedai skiriasi išduoda skirtingi orbitų ekscentricitetai. Pav. 19b pavaizduota keletu žvaigždinių dalelių orbitos x - y plokštumoje viršuje ir pasukta struktūros plokštumoje apačioje. Raudonai pavaizduotos col170, žaliai - col000 skaičiavimų rezultatai. Iš karto matome, kad centrinio telkinio žvaigždžių orbitos gerokai labiau elipsiškos. Be to, centrinio telkinio dalelės gerokai labiau pasklidę statmenai diskui - tą galime pamatyti ir histogramoje dešinėje. Taip yra todėl, kad dujos fragmentuoja išlinkusiame centriniame diske bei krisdamos centro link. Išoriniame žiede dujos fragmentuoja jau daugmaž nusistovėjusiose apskritinėse orbitose.

Išnagrinėjus rezultatus, matosi, kad modelyje vyksta labai aktyvi žvaigždėdara. Su mažais kampais žvaigždės daugiausiai formuojasi išoriniuose žieduose. Didesni kampai lemia didesnę medžiagos pernešimą į centrinę sistemos dalį ir ten staigiai įsižiebenčią žvaigždėdarą. Būtent šiuo atveju modelyje susiformuoja žvaigždžių žiedai/diskai, kurių bent dalis patenka į centrinis 0.5 pc. Tačiau didžiausi kritimo kampai lemia tai, kad fragmentacija centrinėje srityje yra nuslopinta akrecijos į SMBH. Aktyviausia žvaigždėdara vyksta col150, o col165 ir col170 žiedai formuojasi ir centriniuose $R < 0.5$ pc. Panašūs įverčiai gauti ir TZ modeliuose: su $\gamma = 150^\circ$ formuojasi tankiausi žiedai ir kai kuriose jų srityse buvo viršytas Toomre Q stabilumo parametras, o su $\gamma = 0^\circ$ formuojasi tankus išorinis žiedas, tačiau TZ modeliuose fragmentacija nemodeliuojama tiesiogiai.



(a)



(b)

20 pav. a - viso aktyvumo periodo metu SMBH akretuota masė (raudonai) ir ankstesniuose modeliuose nustatyta juodosios skylės maitinimo priklausomybė nuo pradinio debesies kritimo kampo (pilikai). Punktyrinė linija žymi modelyje išskiriamą masę $M_{\text{rez}} = 40 M_{\odot}$. Grafike b - akrecijos sparta skaičiavimuose su γ vertėmis 60, 150 ir 180°. Nuspalvintos sritys atitinka ankstesnio modelio rezultatus su atitinkamomis γ vertėmis.

4.3 SMBH akrecija

Vienas svarbiausių šio darbo uždavinių - išsiaiškinti, kaip nuo debesies kritimo kampo priklauso SMBH maitinimas. Pav. 8 parodyta, kad didesni pradiniai kritimo kampai lemia labiau koncentruotų sistemų formavimąsi. Tokiose sistemose daugiau dalelių priartėja prie SMBH ir yra jos akretuojamos. Per visą skaičiavimų apimtą laikotarpį SMBH prisijungta masė pavaizduota pav. 20a. Mėlyni skrituliukai žymi visą per 500 kyr prarytą masę, o trikampiai - skaičiavimus, kurie nutraukti po 400 kyr ir 320 kyr (atitinkamai coll165 ir coll170). Horizontali punktyrinė linija žymi kontrolinio debesies susidūrimo metu praryta masę. Pilka užspalvinta sritis, tai TZ darbe apskaičiuota akretuotos masės priklausomybė nuo debesies kritimo kampo.

Iš karto galime pastebėti, kad nauji duomenys neatitinka TZ skaičiavimuose nustatytos priklausomybės - tik su didžiausiais pradiniais kritimo kampais gautos panašios vertės. Tačiau neatitikimus galima iš dalies paaiškinti skirtumais tarp pradinių modelio sąlygų bei įjungta žvaigždėdara. Pirmiausia, TZ modeliuose debesies spindulys buvo mažesnis - dabartinis pradinis debesies spindulys $r_{\text{cloud}} = 3 \text{ pc}$, o $r_{\text{cloud,TZ}} = 1 \text{ pc}$. Be to, debesis pradžioje dvigubai toliau nuo SMBH, todėl iki susidūrimo dabartinis debesis dar išplinta ir dėl turbulencijos. Mažas debesis susiduria su apytikriai vienodai judančia žiedo dalimi, o didelis apima gerokai didesnę žiedo dalį bei dalinai prasilenkia su žiedu pasirinkus bet kurį pradinį kritimo kampą. Tai reiškia, kad dujos juda daug įvairesnėmis orbitomis, dalis debesies netgi tiesiogiai susiduria su SMBH. Tai lemia padidintą akreciją skaičiavimuose

su mažais kampais, bei sumažinta akreciją skaičiavimuose su dideliais kampais.

Antra, dėl to, kad žvaigždinės dalelės negali būti akretuotos bei nesąveikauja hidrodinamiškai, dujų fragmentacija mažina akreciją. TZ skaičiavimuose tarp 135 ir 165 laipsnių dalis akrecijos vyko po ~ 0.2 Myr, dėl antrinių dujų srautų susidūrimų. Tačiau šiame darbe atitinkamuose modeliuose tuo metu jau nemaža dalis dujų, sutelktų centre, fragmentavo, todėl modeliuose liko mažiau medžiagos su kuria galėtų vykti šie susidūrimai. Kaip parodyta pav. 17a, jeigu akrecija nenutrūksta vyksta nuo pradžių, fragmentacija nespėja panaikinti dujų, maitinančių SMBH.

Dar vienas galimas veiksnys, tai kad dujų pluoštai naujuose modeliuose yra siauresni, ką greičiau siai lemia savigravitacija ir realistiškesnis vėsimo aprašymas. Siauresni pluoštai turi mažiau šansų susidurti ir, būdami mažesni, susidūrimo atveju mažiau masės perneša į centrą. Tačiau reikia detaliau patikrinti ir atskirti šių efektų įtaką.

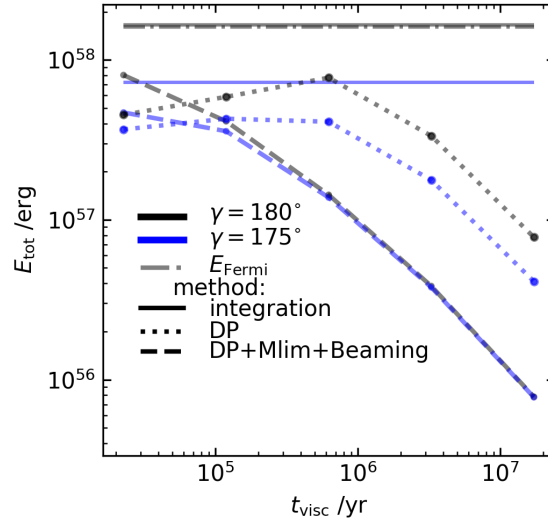
Taigi, kartu šie veiksniai suformuoja akrecijos priklausomybę nuo kritimo kampo, sudarytą iš dviejų pobūdžių : tarp 0 ir $\sim 150^\circ$ ir tarp $\sim 150^\circ$ ir $\sim 180^\circ$. Pirmajame intervale akrecija suvienodinta chaotiško centrinės srities maitinimo medžiaga, o antrajame - centrinėje srityje medžiagos daug, tačiau akreciją mažina aktyvi fragmentacija.

Akrecijos spartos kitimo laike grafikas col000, col090, col150 ir col180 pavaizduotas pav. 20. Tarp 0 ir $\sim 150^\circ$ akrecijos sparta išauga tik pačioje pradžioje, iškart po susidūrimo - akrecijos šuolis mažesnis tik col000, nes didžiausiai daliai debesies pradinis žiedas užstoja centrinę SMBH. Skaičiavime col180 akrecija sparta išauga iš karto ir išlieka artima Edingtono spartai ~ 350 kyr dėl tos pačios priežasties - pradinis žiedas užstoja SMBH, todėl daugiau dalelių sulėtinamos ir nukrenta į SMBH.

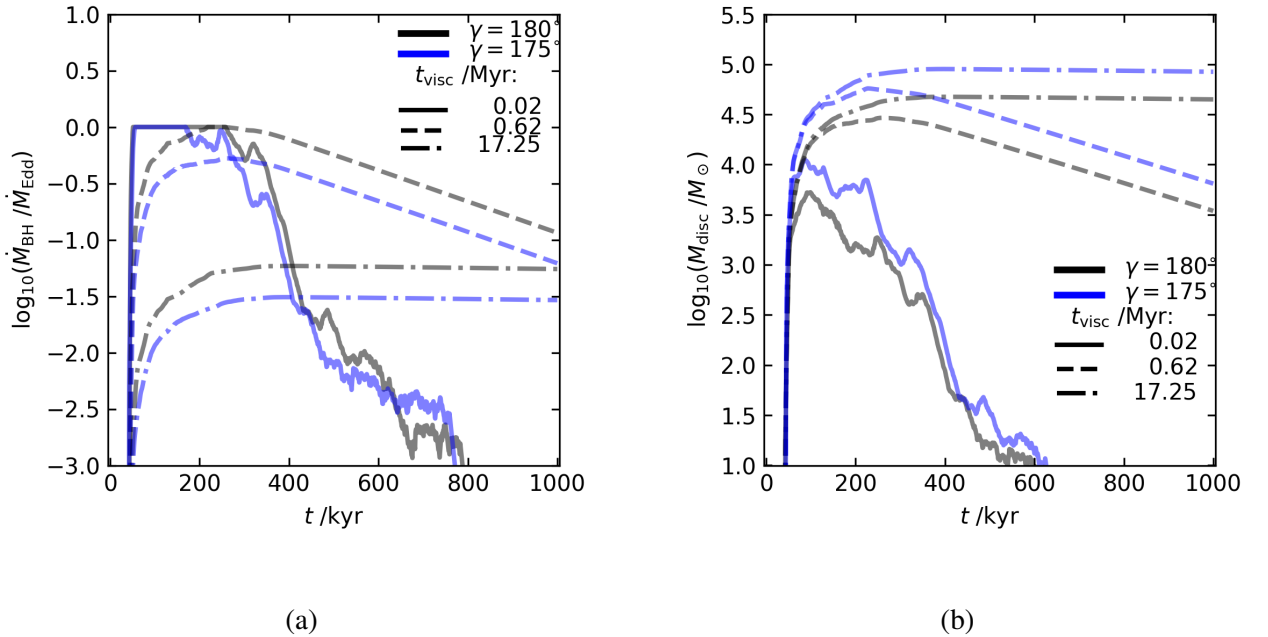
4.4 Aktyvumo periodo energingumas

Fermi burbulai yra vienas pagrindinių prieš ~ 6 Myr vykusio AGN epizodo Galaktikoje paliktų pėdsakų, todėl įdomu patikrinti, ar modeliuojamas AGN epizodas gali išlaisvinti pakankamai energijos *Fermi* burbulams sukurti. *Fermi* burbulams sukurti reikalingos energijos įvertis gali skirtis priklausomai nuo taikomos metodikos (Yang et al., 2018), tačiau reikalingas norint patikrinti, ar *Fermi* burbulai galėtų būti suformuoti modeliuoto AGN epizodo, detaliai nemodeliuojant grįžtamojo ryšio, bei Galaktikos didesniais masteliais. Taigi, pasirinkau naudoti Zubovas & Nayakshin (2012) įvertį - norint išlaisvinti pakankamą kiekį energijos *Fermi* burbulams išpūsti, reikia, kad akrecija išlaisvintų $E_{\text{Fermi}} \sim 1.6 \times 10^{58}$ erg energijos. TZ modeliuose įvertinta $\sim 165^\circ$ ir $\sim 180^\circ$ aktyvumo periodo metu akrecija sugeneruoja pakankamai energijos *Fermi* burbulams išpūsti, tačiau neatsižvelgiama į grįžtamąjį ryšį. Naujuose modeliuose, ekstremaliausių susidūrimų atveju, SMBH taip pat pamaitinama panašiu medžiagos kiekiu.

Paprasčiausias būdas įvertinti, kiek energijos bus išlaisvinta viso aktyvumo periodo metu, neatsi-



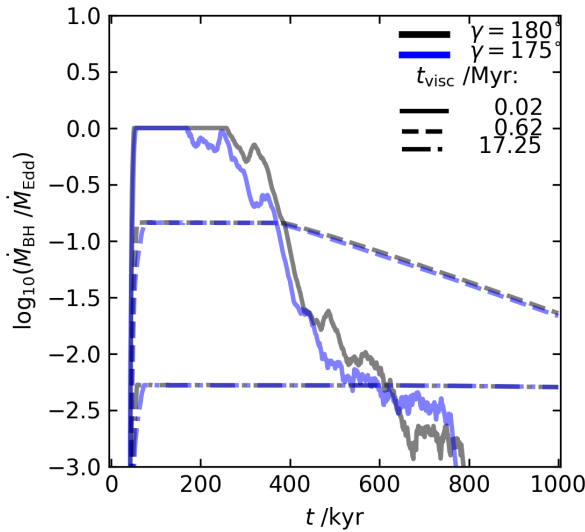
21 pav. Aktyvumo metu išlaisvinta energija. Grafike spalvomis išskirti rezultatai su duomenimis iš $\gamma = 180^\circ$ (juoda) ir $\gamma = 175^\circ$ (mėlyna) skaičiavimų. Skirtingos linijos žymi taikytą metodą: ištisinė linija - integravimą naudojant 32, brūkšninė - akrecinio disko metodą (DP) ir punktyrinė - DP, įskaičius akrecinio disko stabilumą, bei spinduliuotės kolimaciją. *Fermi* burbulams išpūsti reikalingą energiją $E_{\text{Fermi}} \sim 1.6 \times 10^{58}$ erg.



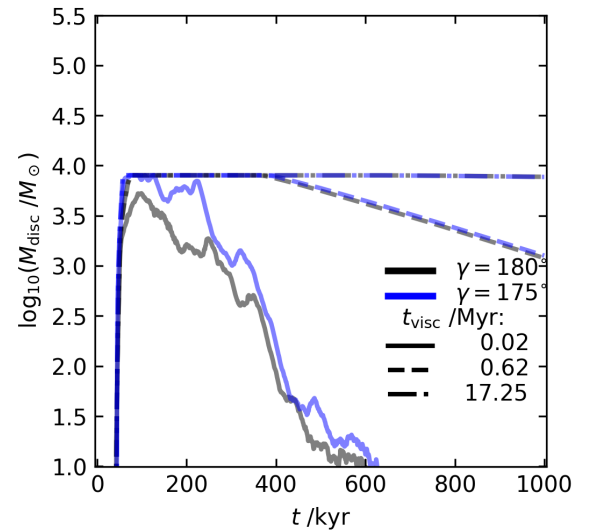
22 pav. Juodosios skylės maitinimo spartos kitimo kreivė - a ir akrecinio disko masės kitimo kreivė - b gauta naudojant akrecinio disko dalelės metodą (Power et al., 2011). Spalvomis išskirti rezultatai su duomenimis iš $\gamma = 180^\circ$ (juoda) ir $\gamma = 175^\circ$ (mėlyna) skaičiavimų. Skirtingomis linijomis skaičiavimo rezultatai su skirtingomis klampos laiko skalėmis.

žvelgiant į papildomus efektus, yra pasinaudoti formule:

$$E_{\text{tot}} = \int_{t_0}^{t_1} \eta \dot{M}_{\text{acc}} c^2 dt = \eta c^2 M_{\text{acc}}, \quad (32)$$



(a)



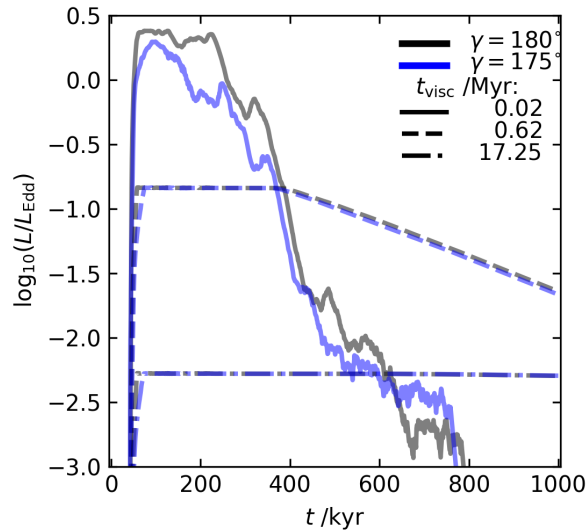
(b)

23 pav. Juodosios skylės maitinimo spartos kitimo kreivė (a) ir akrecinio disko masės kitimo kreivė (b) gauta naudojant akrecinio disko dalelės metodą (Power et al., 2011) ir įskaičius akrecinio disko stabilumą bei spinduliuotės kolimaciją. Spalvomis išskirti rezultatai su duomenimis iš $\gamma = 180^\circ$ (juoda) ir $\gamma = 175^\circ$ (mėlyna) skaičiavimų. Skirtingomis linijomis skaičiavimo rezultatai su skirtingomis klampos laiko skalėmis.

M_{acc} yra visa po susidūrimo į akrecinį diską nunešta masė. Pasirinkta η vertė būdinga plonam α akreciniam diskui. Nagrinėjant mažesnius aktyvumo epizodus dažnai naudojamos mažesnės η vertės, tinkamos mažesnio efektyvumo akreciniams srautams. Rezultatai įsistačius nustatytas masės vertes pateikti pav. 21 ištisinėmis linijomis. Su col180 per 500 kyr sugeneruojamas pakankamas, col175 - apie pusė *Fermi* burbulus išpūsti reikalingo energijos kiekio.

Tačiau taip skaičiuojant energiją neatsižvelgiama į įvairius efektus, vykstančius modelyje neišskiriamuose akrecinio disko masteliuose. Dėl klampos, per laiko vienetą į SMBH diską gali nukeliauti ribotas kiekis medžiagos $\dot{M}_{\text{BH}} \sim \dot{M}_{\text{disc}}/t_{\text{visc}}$. Be to, SMBH negali būti maitinama sparčiau, nei $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 5.8 \times 10^{24} \text{ g s}^{-1} \approx 0.09 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, nenagrinėjant grįžtamojo ryšio dėl viršedingtoninio šviesio. Į šiuos ribojimus bent dalinai atsižvelgti galime pasinaudoję paprasčiausiu akrecinio disko dalelės (DP) modeliu (Power et al., 2011). Laikome, kad jeigu medžiaga per laiko žingsnį nespėja sukristi į SMBH, ji kaupiama akreciniame diske. Aktyvumo epizodas gali prailgėti priklausomai nuo pasirinktos laiko skalės. SMBH bus maitinama, kol bus sunaudota visa akreciniame diske sukauptą masę.

Viena iš problemų su DP modeliu, tai kad t_{visc} yra laisvas parametras. t_{visc} galime įsivaizduoti kaip parametą, nurodantį koku atstumu nuo SMBH į akrecinį diską patenka medžiaga. Kadangi akrecinio disko matmenys yra tokie patys, kaip minimalus dalelių išskleidimo ilgis, negalime žinoti, koku atstumu nuo SMBH dalelė prisijungs prie akrecinio disko. Todėl skaičiavimai atliekami su

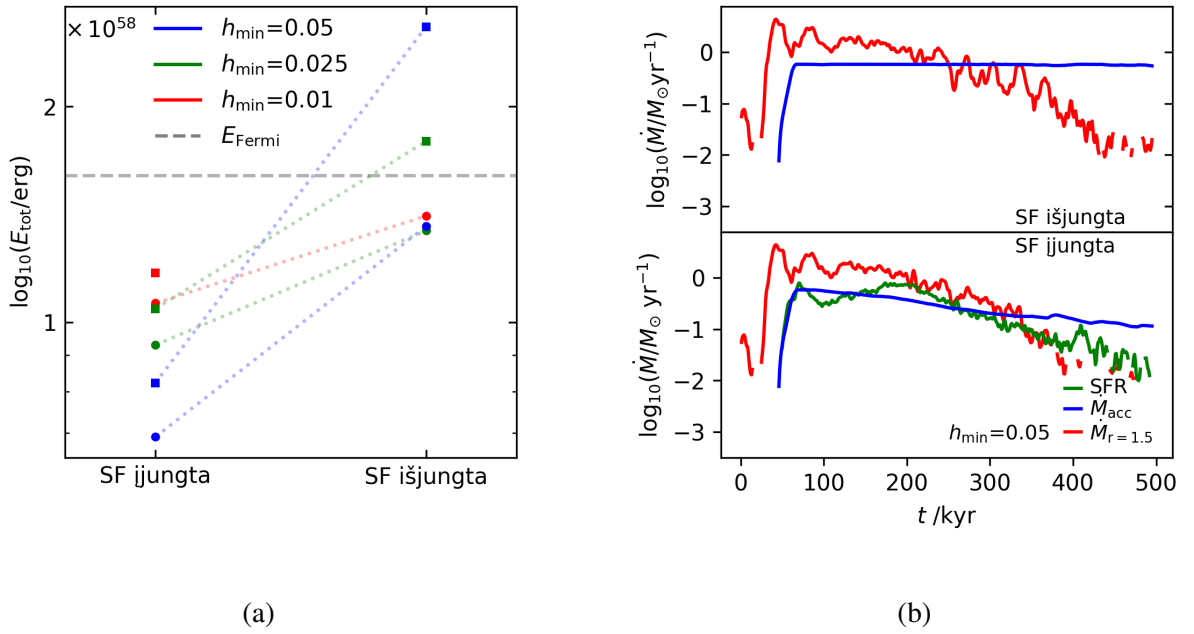


24 pav.

25 pav. Šviesio kitimo kreivės akrecinio disko dalelės modelyje, įskaičius akrecinio disko stabilumą bei spinduliuotės kolimaciją. Grafike spalvomis išskirti rezultatai su duomenimis iš $\gamma = 180^\circ$ (juoda) ir $\gamma = 175^\circ$ (mėlyna) skaičiavimų. Grafike a skirtingomis linijomis skaičiavimo rezultatai su skirtingomis klampos laiko skalėmis.

keliomis t_{visc} vertėmis. Vertės pasirinktos tarp $300R_S$ ir $25000R_S \sim 0.01 \text{ pc}$ ($R_S \sim 1.2 \times 10^{12} \text{ cm}$, tai Sgr A* Švarcšildo spindulys). Pav. 22a pateiktos SMBH maitinimo kreivės. Galime matyti, kad juodoji skylė maitinama lėčiau, jeigu medžiaga nukrenta į išorinį akrecinio disko kraštą (didelė t_{visc} vertė) arba yra ribojama \dot{M}_{Edd} , jeigu medžiaga patenka į vidinę akrecinio disko dalį (maža t_{visc} vertė). Akrecinio disko masės kitimo grafike (pav. 23b) matome, kad ilgos laiko skalės lemia dideles akrecinių diskų mases - šie diskai būtų sunaudoti per dešimtis-šimtus milijonų metų.

Tačiau tokiuose masyviuose akreciniuose diskuose viršijama stabilumo sąlyga (Pringle, 1981) (21) ir gali pradėti vykti disko fragmentacija. Į tai atsižvelgiame paprastai, numesdami perteklinę disko masę - laikome, kad ji tolesniame SMBH maitinime nedalyvauja (pav. 2). Taip pat, esant viršedingtoniniam akrecinio disko maitinimui, šviesis gaunamas pagal lygtį (23). Pav. 23a pavaizduotos SMBH maitinimo spartos kitimo kreivės. Kaip matome, rezultatai nesiskiria, jeigu medžiaga iš karto patenka arti SMBH - kreivės su maža klampos laiko skale sutampa su pav. 22a. Su trumpa t_{visc} sutampa ir disko masės kitimo kreivės. Šviesio kreivė pavaizduota pav. 24. Medžiagai krentant arti SMBH stebimas viršedingtoninis šviesis, tačiau su ilgesnėmis laiko skalėmis nepakankamas medžiagos kiekis per laiko vieneta pamaitina SMBH ir vėl stebime silpnesnį šviesį, pasklidusį per ilgesnį laikotarpį. Be to, nemaža dalis masės, nespėjusios pamaitinti SMBH, patenka į fragmentuojančią disko dalį - tai reiškia, kad iš išorės vykstant sparčiam akrecinio disko maitinimui SMBH pamaitinama mažesne masės dalimi - didesnė masė patenka į fragmentuojančią sritį. Tai galime pastebėti ir pilnos aktyvumo periodo metu išlaisvintos energijos grafike pav. 21. Energijos skaičiavimui naudojami visi



26 pav. a - Aktyvumo periodo metu sugeneruota energija priklausomai nuo modelio parametrų po 0.5 Myr (skrituliukai) ir 1 Myr (kvadrataukai). Horizontali punktyrinė linija žymi *Fermi* burbulams išpūsti reikalingą energiją ($E_{\text{Fermi}} \sim 1.6 \times 10^{58}$ erg). b - SMBH akrecijos spartos (mėlyna), dujų srautai į centrinius $R < 1.5$ pc (raudonai) ir fragmentacijos sparta centriniuose $R < 1.5$ pc.

turimi akrecijos spartos duomenys: col180 apima iki ~ 800 kyr, o col175 - ~ 500 kyr. Palyginimui pažymėtos ir energijos vertės, gautos suintegravus pagal (32). Kaip matome, atsižvelgus į akreciniam diske galimai vykstančius SMBH maitinimo spartą reguliuojančius procesus išlaisvinta energija sumažėja bent du kartus. Naudojant DP metodą ties tam tikra laiko skale gaunamas maksimumas. Maksimumas pranyksta, jeigu modeliuojame sistemą ilgesnį laiką, nes masė sukaupia diske niekur nedingsta, o tiesiog sukrenta į SMBH per ilgesnį laiko tarpą. Taigi, galime teigti, kad, ekstremaliu atveju, centrinę SMBH pamaitina pakankamai medžiagos išpūsti *Fermi* burbulus, tačiau modelyje neišskiriami procesai gali sumažinti SMBH maitinimo efektyvumą. Išsamesniam vertinimui būtina atsižvelgti į grįžtamąjį ryšį. Visgi, visais atvejais susidūrimas sukelia reikšmingą aktyvumo periodą, trunkantį kelis šimtus tūkstančių metų.

Taikant DP modelį mes apeiname grįžtamojo ryšio problemą, tačiau dalis DP prarastos medžiagos galėtų grįžti į hidrodinaminį modelį ir padėti reguliuoti SMBH maitinimą. Galbūt SMBH maitinimas taip būtų paskleistas per ilgesnį laiko tarpą ir priartėtų prie integruojant lygtį (32) gaunamų verčių. Tokie bandymai buvo atlikti, įtraukiant akrecinio disko dalelės modelį į hidrodinaminio modelio skaičiavimus, apeinant viršedingtoninio šviesio keliamas problemas.

Buvo skaičiuojami keli papildomi hidrodinaminiai modeliai, kuriuose implementuota modifikuota DP versija. Dėl skaičiavimo resursų trūkumo modeliuose sumažintas dalelių skaičius, kartu ir skyra. Todėl šie modeliai nagrinėjami, kaip testiniai modeliai ir negalime tikėtis labai tikroviško sistemos savybių atkūrimo.

Pagrindiniai modifikuotų modelių rezultatai pavaizduoti pav. 26. Visuose modeliuose naudota klamos laiko skalė, ribojanti SMBH akrecijos spartą ties $\sim \dot{M}_{\text{Edd}}$, taip apeinant grįžtamojo ryšio problemą. Pav. 26b vaizduojama visa modeliuose sugeneruota energija, priklausomai nuo pasirinktos minimalaus dalelių išskleidimo ilgio h_{min} vertės, sugeneruota per 0.5 Myr (skrituliukai) ir 1 Myr (kvadratai) (modelio su $h_{\text{min}} = 0.01$ ir nuslopinta fragmentacija, dėl techninių priežasčių, suskaičiuota tik 500 kyr). Buvo skaičiuojami ir modelių variantai, su dirbtinai nuslopinta žvaigždėdara. Žvaigždėdara šiuose modeliuose turi neigiamą įtaką akrecijai, tą iliustruoja pav. 26a, kur viršutinėje dalyje pavaizduota akrecijos sparta, bei dujų srautas į centrinius 1.5 pc modeliui su nuslopinta žvaigždėdara. Modelyje su nenuslopinta fragmentacija (apačioje) taip pat pavaizduota fragmentacijos sparta centriniuose 1.5 pc. Galima pastebėti, kad modelyje be fragmentacijos, akrecijos sparta greitai pasiekia ir laikosi $\sim \dot{M}_{\text{Edd}}$. Tuo tarpu, skaičiavimuose nenuslopinus žvaigždėdaros, $\sim \dot{M}_{\text{Edd}}$ riba pasiekama tik kelis tūkstančius metų. Fragmentacija naudoja dujas panašiu greičiu, kaip ir SMBH, todėl dujų kiekis, o kartu ir akrecijos sparta, greitai sumažėja. Dujų fragmentacijos sparta modeliuose su padidintu h_{min} didesnė, nes mažesnė modelio masės skyra. Tuo galime įsitikinti palyginę pav. 26a su analogišku modelio col180 rezultatai pavaizduotais pav. 17a. Fragmentacijos neigiamą įtaką akrecinio disko maitinimui galime pamatyti ir pav. 26b, kur E_{tot} priklausomai h_{min} ties 500 kyr kinta gerokai smarkiau kai fragmentacija leidžiama, lyginant su modeliais kuriuose fragmentacija nuslopinta.

Bendrai, modifikacijos gerokai prailgina aktyvumo epizodų trukmę, nes paskirsto SMBH maitinimą per ilgesnį laiko tarpą. Aktyvumo periodo metu modeliuose su įjungta žvaigždėdara po ~ 0.5 Myr ir ~ 1 Myr sugeneruota atitinkamai $0.5 - 0.7 E_{\text{Fermi}}$ ir $0.5 - 0.8 E_{\text{Fermi}}$, o modeliuose su nuslopinta žvaigždėdara po ~ 0.5 Myr ir ~ 1 Myr sugeneruota atitinkamai $\sim 0.9 E_{\text{Fermi}}$ ir $1.2 - 1.7 E_{\text{Fermi}}$. Taigi, aktyvumo periodo metu išlaisvinama reikšminga ar net pakankama dalis energijos reikalingos suformuoti *Fermi* burbulus. Visgi, šie vertinimai negali būti laikomi labai patikimais, nes gerokai sumažinta modelio skyra. Tolimesniuose darbuose sieksime patobulinti dabartinę implementaciją.

5 Diskusija

5.1 Praeities susidūrimų pėdsakai CNR ir jo aplinkoje

Remiantis skaitmeniniais modeliais, galima teigti, kad CNR formavimosi scenarijus, kuomet žiedas formuojasi iš prie SMBH priartėjusio MC yra tikėtinas (Mapelli & Trani, 2016; Trani et al., 2018). Panaši sistema susiformavo ir cloudOnly kontroliniame modelyje. Tačiau CNR nėra izoliuota sistema ir žiedui susiformavus į GC toliau krenta medžiaga. Tai greičiausiai reiškia, kad anksčiau ar vėliau bus susidūrimų tarp įkrentančių dujų debesų bei vijų ir dujų, jau supančių SMBH. Tai, kad iš didesnių mastelių medžiaga juda centro link, stebima ir dabar (Liu et al., 2012; Hsieh et al., 2017), be to, išvada, kad galimas ir CNR maitinimas iš CMZ patvirtina ir skaitmeniniai modeliai (Tress et al., 2020).

Šiame darbe atlikti skaičiavimai parodo, kad susidūrimai, vykstantys $< 150^\circ$ kampu formuoja maždaug CNR matmenų išorinius žiedus, kuriuose sukaupiama reikšminga sistemos masės dalis. Tik susidūrimai didžiausiu kampu reikšminga sistemos dujų dalimi pamaitino SMBH, tačiau net ir šie susidūrimai, be centrinio disko, paliko ir mažesnės masės išorines žiediškąs struktūras. Tai reiškia, kad prieš ~ 6 Myr galimai vykusio susidūrimo metu, CNR analogas galėjo būti masyvesnis už dabar matomą.

Tačiau dabartinis CNR visai nebūtinai turi būti susidūrimo, sukėlusio aktyvumo periodą, pasekmė. Šiame darbe, toks susidūrimas reikšmingai sumažina išorinio žiedo masę (iki $\sim 10^3 M_\odot$), taigi po susidūrimo buvusio žiedo beveik neliktų. Tačiau, CNR užauginti iki dabar stebimos masės galėtų vėliau vykstantys smulkūs susidūrimai. Tam, kad ~ 6 Myr po susidūrimo stebėtume dabartinės masės CNR pakaktų, kad vidutiniškai CNR maitinimas būtų $\sim 2 \times 10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

Jeigu toks aiškinimas teisingas, tai greičiausiai reiškia, jog egzistuoja CNR augimo ir nykimo ciklas. Susidūrimai mažais ir vidutiniais kampais augina žiedą, tankiausiose srityse formuojasi žvaigždės. Tačiau įvykus susidūrimui didesniu kampu, didelė dalis medžiagos pamaitina SMBH bei fragmentuoja centrinėje sistemos srityje. TZ naudodami smarkiai supaprastintą CMZ modelį įvertino, kad reikšmingi susidūrimai galėtų vykti kas kelis milijonus metų, tačiau tam reikėtų, kad CNR būtų maitinamas 10 kartų sparčiau, nei šiuo metu stebėjimais nustatyta apatinė riba $\sim 2 \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Hsieh et al., 2017). Visgi, neseni CMZ modeliavimo rezultatai parodo, kad panašus dujų kiekio judėjimas iš CMZ centro link yra įmanomas.

Be to, galimai ir dabar CNR stebimi praetyje vykusių susidūrimų pėdsakai. Trani et al. (2018) užsimena, kad centrinės, CC minispiralę primenančios struktūros atsiranda formuojantis CNR. Centrinės struktūros formuojasi ir šiame darbe, bei TZ modeliuose. CC taip pat stebimos potvyninių jėgų išardyto mažesnio debesies liekanos (Goicoechea et al., 2018). Dauguma šių struktūrų gyvuoja < 10 kyr. Todėl gali reikšti, jog debesys priartėja prie SMBH reguliariai.

5.2 AGN maitinimas ir centriniai diskai

Vienas iš svarbesnių praėjusio meto atradimų susijusių su AGN maitinimu, tai du priešingomis kryptimis besisukantys dujų žiedai/torai galaktiko NGC 1068 (Impellizzeri et al., 2019). Šis atradimas svarbus galbūt įrodo, kad AGN maitinimas vyksta epizodiškai, nes priešingomis kryptimis besisukančios struktūros negali susiformuoti po vieno debesies išardymo. Tačiau, kaip parodo ir šio darbo rezultatai, priešingomis kryptimis besisukantys žiedai arti SMBH gali susiformuoti MC susidūrus su ten jau esančiu dujų žiedu.

Priešingomis kryptimis besisukančios struktūros svarbios tuo, kad joms išplitus gali vykti ypač efektyvus centrinės dalies maitinimas, nes susidūre priešpriešiniai srautai panaikina vienas kito judesio kiekio momentą. Tą galima paprastai iliustruoti. Judesio kiekio momentas yra tvarus dydis, tačiau jeigu įsivaizduosime dvi, priešingomis kryptimis besisukančias struktūras, jų judesio kiekio momentai bus nukreipti priešingomis kryptimis. Suminis tokios sistemos judesio kiekio momentas bus labai mažas.

Galime pažymėti pradinius šių struktūrų judesio kiekio momentus \mathbf{L}_a ir \mathbf{L}_b . Tarkime, kad kampas γ - tai kampas tarp šių judesio kiekio momentų kryptių. Kai $\gamma = 0^\circ$, šių vektorių kryptys sutampa, o kai $\gamma = 180^\circ$, jos yra priešingos. Per laiką struktūroms išplitus, dujos ima persidengti, tarpusavyje sąveikauti - mainytis judesio kiekio momentu.

Šią sąveiką galime supaprastintai įsivaizduoti, kaip pasidalinimą bendru atstojamuoju judesio kiekio momentu. Tai aprašyti galima pasinaudojus vektorių sudėties formule, kurioje naudojami tik vektorių ilgiai ($|L|$) bei kampas tarp jų:

$$|L_{po}| = (|L_a|^2 + |L_b|^2 - 2|L_a||L_b|\cos(\gamma))^{\frac{1}{2}}, \quad (33)$$

Galima pastebėti, kad galioje $0 \leq |L_{po}| \leq |L_a| + |L_b|$). Taigi, visos sistemos mastu judesio kiekio momento tvermė išlaikoma, tačiau dėl tarpusavio sąveikos dalies dujų judesio kiekio momentas gali reikšmingai kisti.

Kaip parodyta ir šiame darbe, efektyvus judesio kiekio momento atstojamosios mažinimas itin svarbus efektyviai SMBH akrecijai. Jeigu judesio kiekio momento atstojamoji sumažinama per mažai, tai dujos nusėda į mažesnius tankius žiedus, kuriuose vyksta žvaigždėdara.

5.3 Grįžtamojo ryšio įtaka

Šiame darbe demonstruojama, kad galimai iš akrecinio disko į hidrodinaminę sistemą grįžtančios dujos gali paveikti aktyvumo epizodą, tačiau suskaičiuoti tik keli testiniai modeliai su pakankamai maža skyra (žr. skyrių 4.4). Kaip matome pav. 20b, skaičiavimuose SMBH akrecijos sparta pasiekia/viršija Edingtono masės pernašos ribą, todėl tikėtinas ir grįžtamasis ryšys dėl viršedingtoninio švietimo, į kurį neatsižvelgiame. Visgi, šis efektas ir akrecinio disko vėjas neturėtų būti pakankamai stiprus, kad reikšmingai paveiktų sistemą.

Sekant Zubovas et al. (2011) galime parodyti, kad tiesioginis sistemos dujų susidūrimas su galimu srautu, sklindančiu iš akrecinio disko, šviečiančio $\sim L_{\text{Edd}}$ šviesiu, turės mažą įtaką hidrodinaminei sistemai. Pirmiausia, turėdami centrinių struktūrų masę (pav. 12a), galime įvertinti sunkio jėgą:

$$W_{\text{disc}} \sim g(R)M_{\text{disc}}(< R), \quad (34)$$

čia $g(R)$ - tai gravitacinis pagreitis atstumu R nuo sistemos centro, kurio išraiškai nuadojamam potencialui yra:

$$g(R) = \frac{GM_{\text{BH}}}{R^2} - \frac{2\sigma^2}{R}. \quad (35)$$

Struktūros svoris tuomet $W_{\text{disc}} \sim 5.5 \times 10^{34} (M/10^4 M_{\odot})$ dyn ties 1 pc nuo SMBH. Galime įvertinti ir į išorę nukreiptą vėjo ir spinduliuotės jėgą:

$$F_{\text{out}} \sim \frac{H}{R} \frac{L_{\text{Edd}}}{c} = 1.37 \times 10^{34} \frac{H}{R} \text{dyn}, \quad (36)$$

kur H/R - santykis tarp struktūros aukščio ir spindulio. Daugeliu atveju $H/R < 0.1$.

Praktiškai visais atvejais disko svoris keliomis eilėmis didesnis, nei į išorę nukreipta jėga. Kadangi viršedingtoninis šviesis auga logaritmiškai (lygtis 22), tai net ir su didžiausia mūsų modeliuose pasiekta maitinimo sparta svoris ~ 150 kartų didesnis. Energijos varomas grįžtamasis ryšys turėtų turėti dar mažiau įtakos, nes didžioji vėjo energijos dalis pabėgtų per retesnę terpę, statmenai diskui (Zubovas & Nayakshin, 2014).

Išlinkę centriniai diskai taip pat siejami su galaktikų aktyvumu. Mūsų skaičiavimuose išlinkimas sistemos centre susiformavo ir be grįžtamojo ryšio, tačiau papildoma spinduliuotė iš akrecinio disko galėtų suteikti diskui papildomo sukimo momento, kuris skatintų tolesnį išlinkį (Pringle, 1996). Taip yra todėl, kad spinduliuotė iš akrecinio disko sukimo momento diskui nesuteikia, tačiau diskas ją perspinduliuoja įvairiomis kryptimis, taigi sukimo momentas atsiranda (Combes, 2020). Šis nestabilumas pasireiškia ties $R > 0.1 M_{\text{BH}} / (10^8 M_{\odot}) \text{pc} \sim 0.04 \text{pc}$, arti modelio skyros ribos.

Taip pat, nors modeliuose fragmentavo $\sim 10^5 M_{\odot}$ dujų, grįžtamasis ryšys iš žvaigždžių neturėtų turėti įtakos rezultatams. Mūsų modeliai apima $\sim 0.5 - 1 \text{Myr}$, taigi supernovos dar neturės reikšmės. O masyvių žvaigždžių grįžtamasis ryšys centrinėje srityje būtų daug silpnesnis, nei grįžtamasis ryšys dėl akrecijos (Leitherer et al., 1992). Pavyzdžiui, vidutinė žvaigždėdaros sparta aktyviausiai fragmentavusiame modelyje $\text{col150} \sim 0.3 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, galia, kurios galėtume tikėtis iš masyvių žvaigždžių grįžtamojo ryšio $\sim 3 \times 10^{39} \text{erg s}^{-1} < 10^{-5} L_{\text{Edd}}$. Be to, energija būtų labiau paskleista po sistemą.

5.4 Žvaigždės Galaktikos centre

Šiuo metu GC stebima nemažai jaunų žvaigždžių (ZAMS tarp $30 M_{\odot}$ ir $100 M_{\odot}$ (Genzel et al., 2010)). Dauguma žvaigždžių susitelkę centrinuose $R < 0.5 \text{pc}$ ir manoma, kad formavosi vienu metu, prieš maždaug 6 milijonus metų (Paumard et al., 2006). Šis žvaigždžių telkinys modeliuoja-

mas, kaip du žiedai (Paumard et al., 2006) besisukantys priešingomis kryptimis, jie vadinami pagal laikrodžio rodyklę besisukančiu ir prieš laikrodžio rodyklę besisukančiu žiedu. Tiesa, abejojama, ar prieš laikrodžio rodyklę besisukantis žiedas yra reali struktūra, nes jo nepavyko išskirti naujesniuose darbuose (Yelda et al., 2014).

Vienas iš pagrindinių šio darbo tikslų - patikrinti, ar galimas žvaigždžių formavimasis AGN epizodo metu. Jeigu taip, tai pagal tiek žvaigždžių populiacijos, tiek AGN epizodo savybes galima tiksliau atkurti galimo susidūrimo savybes. Ankstesniuose darbuose parodyta, kad žvaigždžių formavimasis arti SMBH galėtų vykti fragmentuojančiame dujų žiede po kokio nors susidūrimo (Bonnell & Rice, 2008; Hobbs & Nayakshin, 2009). Šiame darbe žvaigždės taip pat formavosi centriniuose žieduose (žr. skyrių 4.2). Įdomu, kad daugiausiai žvaigždžių centriniame diske formavosi col150 modelyje, tačiau dauguma jų telkiasi ties 1 pc. Daugiausiai žvaigždžių centriniuose 0.5 pc formavosi, bei tame regione pasiliko, col165 ir col170 modeliuose, didesni kampai lėmė, kad didelė dujų dalis sukrito į SMBH. Tai galėtų reikšti, kad jeigu išties GC žvaigždės formavosi AGN epizodo metu, tai susidūrimas turėjo vykti didesniu, nei 150° kampu, kitaip žvaigždės būtų labiau išplitusios.

Išoriniame žiede žvaigždės formavosi ir judėjo beveik apskritiminėmis orbitomis, o centriniuose žieduose susiformavusių žvaigždžių orbitos gerokai labiau išilgėjusios. Be to, nors centrinės žvaigždės ir formuoja diskinę struktūrą, ji pastebimai išlinkusi ar susideda iš kelių komponentų. Tai nenuostabu, nes patys centriniai žiedai išlinkę.

Taigi, negalima atmesti galimybės, kad šiuo metu SMBH supančios jaunos žvaigždės formavosi *in-situ* ir jų formavimasis lemtas tos pačios perturbacijos, inicijavusios aktyvumo periodą.

6 Išvados

Išnagrinėjus modeliavimo rezultatus padarytos šios išvados:

1. Sistemų morfologija reikšmingai kinta, priklausomai nuo pasirinkto pradinio kritimo kampo; didesni pradiniai kampai lemia iki dviejų kartų kompaktiškesnes už pradinį žiedą sistemas, kuriose reikšminga masės dalis sutelkta išlinkusiose centrinėse struktūrose.
2. Didžiausi pradiniai kritimo kampai pamaitina SMBH iki pusės pradinės sistemos dujų masės; tiek medžiagos pakanka *Fermi* burbulams išpūsti, tačiau per staigiai maitinama SMBH nespėja praryti visos sukritusios medžiagos; akrecinio disko į sistemą gražinamos dujos galbūt galėtų prailginti AGN epizodo trukmę.
3. Maži kampai lemia žvaigždžių formavimąsi išoriniuose žieduose, dideli kampai - spartesnę žvaigždėdarą centriniuose diskuose; sparčiausia fragmentacija vyksta po susidūrimų su $150^\circ \leq \gamma < 170^\circ$; vidutinė fragmentacijos sparta šiuose modeliuose $\sim 0.28 M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

Literatūros sąrašas

- Agüero M. P., Díaz R. J., Dottori H., 2016, *IJAA*, 6, 3, 219
- Asmus D., 2019, *MNRAS*, 489, 2, 2177
- Audibert A., Combes F., García-Burillo S., et al., 2019, *A&A*, 632, A33
- Audibert A., Combes F., García-Burillo S., Salomé P., 2017, *FSPAS*, 4, 58
- Belloche A., 2018, in *IAU Symposium*, edited by M. Cunningham, T. Millar, Y. Aikawa, vol. 332 of *IAU Symposium*, 383–394
- Blandford R., Meier D., Readhead A., 2019, *ARA&A*, 57, 467
- Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
- Boehle A., Ghez A. M., Schödel R., et al., 2016, *ApJ*, 830, 1, 17
- Bonnell I. A., Rice W. K. M., 2008, *Science*, 321, 5892, 1060
- Bordoloi R., Fox A. J., Lockman F. J., et al., 2017, *ApJ*, 834, 2, 191
- Christopher M. H., Scoville N. Z., Stolovy S. R., Yun M. S., 2005, *ApJ*, 622, 1, 346
- Clarke J. P., Wegg C., Gerhard O., Smith L. C., Lucas P. W., Wylie S. M., 2019, *MNRAS*, 489, 3, 3519
- Combes F., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1911.00707
- Combes F., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2003.13280
- Cossins P. J., 2010, *Smoothed Particle Hydrodynamics*, Ph.D. thesis, -
- Cuadra J., Nayakshin S., Martins F., 2008, *MNRAS*, 383, 2, 458
- Dehnen W., Aly H., 2012, *MNRAS*, 425, 2, 1068
- Do T., Witzel G., Gautam A. K., et al., 2019, *ApJ*, 882, 2, L27
- Dubinski J., Narayan R., Phillips T. G., 1995, *ApJ*, 448, 226
- Ester M., Kriegel H.-P., Sander J., Xu X., 1996, 226–231, *AAAI Press*
- Ferrière K., 2012, *A&A*, 540, A50
- Frank J., King A., Raine D. J., 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*

Fritz T. K., Chatzopoulos S., Gerhard O., et al., 2016, *ApJ*, 821, 1, 44

García-Burillo S., Combes F., Ramos Almeida C., et al., 2019, *A&A*, 632, A61

Genzel R., Eisenhauer F., Gillessen S., 2010, *Rev. Mod. Phys.*, 82, 4, 3121

Genzel R., Watson D. M., Crawford M. K., Townes C. H., 1985, *ApJ*, 297, 766

Ghez A. M., Duchêne G., Matthews K., et al., 2003, *ApJL*, 586, 2, L127

Gingold R. A., Monaghan J. J., 1977, *MNRAS*, 181, 375

Goicoechea J. R., Pety J., Chapillon E., et al., 2018, *A&A*, 618, A35

Gualandris A., Mapelli M., Perets H. B., 2012, *MNRAS*, 427, 2, 1793

Heywood I., Camilo F., Cotton W. D., et al., 2019, *Nature*, 573, 7773, 235

Hickox R. C., Alexander D. M., 2018, *ARA&A*, 56, 625

Hobbs A., Nayakshin S., 2009, *MNRAS*, 394, 1, 191

Hönig S. F., 2019, *ApJ*, 884, 2, 171

Hsieh P.-Y., Koch P. M., Ho P. T. P., et al., 2017, *ApJ*, 847, 1, 3

Impellizzeri C. M. V., Gallimore J. F., Baum S. A., et al., 2019, *ApJL*, 884, 2, L28

Izumi T., Wada K., Fukushige R., Hamamura S., Kohno K., 2018, *ApJ*, 867, 1, 48

Kauffmann J., Pillai T., Zhang Q., et al., 2017, *A&A*, 603, A90

Kawashima T., Matsumoto Y., Matsumoto R., 2017, *PASJ*, 69, 3, 43

King A. R., 2009, *MNRAS*, 393, 1, L41

King A. R., Pringle J. E., 2007, *MNRAS*, 377, 1, L25

Kruijssen J. M. D., Dale J. E., Longmore S. N., 2015, *MNRAS*, 447, 2, 1059

Leitherer C., Robert C., Drissen L., 1992, *ApJ*, 401, 596

Liu H. B., Hsieh P.-Y., Ho P. T. P., et al., 2012, *ApJ*, 756, 2, 195

Lucy L. B., 1977, *AJ*, 82, 1013

Mapelli M., Trani A. A., 2016, *A&A*, 585, A161

Mashchenko S., Wadsley J., Couchman H. M. P., 2008, *Science*, 319, 5860, 174

Miller M. J., Bregman J. N., 2016, *ApJ*, 829, 1, 9

Mills E. A. C., 2017, arXiv e-prints, arXiv:1705.05332

Molinari S., Bally J., Noriega-Crespo A., et al., 2011, *ApJL*, 735, 2, L33

Murakami H., Koyama K., Sakano M., Tsujimoto M., Maeda Y., 2000, *ApJ*, 534, 1, 283

Narayan R., Yi I., 1994, *ApJL*, 428, L13

Nayakshin S., Cuadra J., Springel V., 2007, *MNRAS*, 379, 1, 21

Netzer H., 2015, *ARA&A*, 53, 365

Nixon C. J., King A. R., Price D. J., 2012, *MNRAS*, 422, 3, 2547

Odaka H., Aharonian F., Watanabe S., Tanaka Y., Khangulyan D., Takahashi T., 2011, *ApJ*, 740, 2, 103

Oka T., Nagai M., Kamegai K., Tanaka K., 2011, *ApJ*, 732, 2, 120

Padovani P., Alexander D. M., Assef R. J., et al., 2017, , 25, 1, 2

Paumard T., Genzel R., Martins F., et al., 2006, *ApJ*, 643, 2, 1011

Ponti G., Hofmann F., Churazov E., et al., 2019, *Nature*, 567, 7748, 347

Ponti G., Morris M. R., Terrier R., Goldwurm A., 2013, in *Cosmic Rays in Star-Forming Environments*, edited by D. F. Torres, O. Reimer, vol. 34, 331

Ponti G., Terrier R., Goldwurm A., Belanger G., Trap G., 2010, *ApJ*, 714, 1, 732

Power C., Nayakshin S., King A., 2011, *MNRAS*, 412, 1, 269

Price D. J., 2012, *Journal of Computational Physics*, 231, 3, 759

Prieto M. A., Fernandez-Ontiveros J. A., Bruzual G., Burkert A., Schartmann M., Charlot S., 2019, *MNRAS*, 485, 3, 3264

Pringle J. E., 1981, *ARA&A*, 19, 137

Pringle J. E., 1996, *MNRAS*, 281, 1, 357

Ramos Almeida C., Ricci C., 2017, *Nature Astronomy*, 1, 679

Read J. I., Hayfield T., 2012, *MNRAS*, 422, 4, 3037

Revnivtsev M. G., Churazov E. M., Sazonov S. Y., et al., 2004, *A&A*, 425, L49

Rosswog S., 2009, , 53, 4-6, 78

Sazonov S. Y., Ostriker J. P., Ciotti L., Sunyaev R. A., 2005, MNRAS, 358, 1, 168

Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, in X- and Gamma-Ray Astronomy, edited by H. Bradt, R. Giacconi, vol. 55 of IAU Symposium, 155

Shankar F., Weinberg D. H., Miralda-Escudé J., 2013, MNRAS, 428, 1, 421

Shields G. A., 1999, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 111, 760, 661

Springel V., 2005, MNRAS, 364, 4, 1105

Storchi-Bergmann T., 2014, in The Galactic Center: Feeding and Feedback in a Normal Galactic Nucleus, edited by L. O. Sjouwerman, C. C. Lang, J. Ott, vol. 303 of IAU Symposium, 354–363

Su M., Finkbeiner D. P., 2012, ApJ, 753, 1, 61

Su M., Slatyer T. R., Finkbeiner D. P., 2010, ApJ, 724, 2, 1044

Tarténas M., Zubovas K., 2020, MNRAS, 492, 1, 603

Thompson R., 2014, pyGadgetReader: GADGET snapshot reader for python

Trani A. A., Mapelli M., Ballone A., 2018, ApJ, 864, 1, 17

Tress R. G., Sormani M. C., Glover S. C. O., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2004.06724

Urry C. M., Padovani P., 1995, , 107, 803

Yang H. Y., Ruszkowski M., Zweibel E., 2018, Galaxies, 6, 1, 29

Yelda S., Ghez A. M., Lu J. R., et al., 2014, ApJ, 783, 2, 131

Yusef-Zadeh F., Arendt R., Bushouse H., et al., 2012, ApJL, 758, 1, L11

Zubovas K., King A. R., Nayakshin S., 2011, MNRAS, 415, 1, L21

Zubovas K., Nayakshin S., 2012, MNRAS, 424, 1, 666

Zubovas K., Nayakshin S., 2014, MNRAS, 440, 3, 2625

Zubovas K., Nayakshin S., Markoff S., 2012, MNRAS, 421, 2, 1315

AKRECIJOS IR ŽVAIGŽDĖDAROS PRIE PAUKŠČIŲ TAKO SUPERMASYVIO JUODOSIOS SKYLĖS MODELIAVIMAS

Santrauka

Prieš maždaug 6 Myr Paukščių Take būta aktyvumo periodo, kuris galbūt yra atsakingas už *Fermi* burbulų formavimąsi. Šiame darbe, pasitelkus 3D hidrodinaminį modelį, tikrinama ar panašų aktyvumo epizodą galėtų sukelti dujų debesies susidūrimas su Galaktikos centre stebimu dujų žiedu. Nagrinėjama, kaip nuo susidūrimo kampo priklauso SMBH akrecinio disko maitinimas, bei sistemos morfologija. Taip pat tikrinama, ar aktyvumo periodo metu centriniuose keliuose parsekuose vyksta žvaigždėdara.

Šio darbo tikslas yra: Patikrinti, ar dujų debesies ir žiedo susidūrimas Galaktikos centre gali paaiškinti prieš 6 Myr vykusį aktyvumo epizodą bei suformuoti šiuo metu stebimas struktūras.

Pagrindinės šio darbo užduotys:

- Išnagrinėti po susidūrimo susiformavusių sistemų morfologiją ir palyginti ją su dabartine Galaktikos centro aplinka.
- Nustatyti, kiek medžiagos pamaitino SMBH aktyvumo periodo metu ir įvertinti aktyvumo periodo metu išlaisvinamos energijos kiekį.
- Įvertinti susidūrimo sukeltą žvaigždėdaros spartą ir erdvinį pasiskirstymą.

Išnagrinėjus modeliavimo rezultatus padarytos šios išvados:

1. Sistemų morfologija reikšmingai kinta, priklausomai nuo pasirinkto pradinio kritimo kampo; didesni pradiniai kampai lemia iki dviejų kartų kompaktiškesnes už pradinį žiedą sistemas, kuriose reikšminga masės dalis sutelkta išlinkusiose centriniuose struktūrose.
2. Didžiausi pradiniai kritimo kampai pamaitina SMBH iki pusės pradinės sistemos dujų masės; tiek medžiagos pakanka *Fermi* burbulams išpūsti, tačiau per staigiai maitinama SMBH nespėja praryti visos sukritusios medžiagos; akrecinio disko į sistemą gražinamos dujos galbūt galėtų prailginti AGN epizodo trukmę.
3. Maži kampai lemia žvaigždžių formavimąsi išoriniuose žieduose, dideli kampai - spartesnę žvaigždėdarą centriniuose diskuose; sparčiausia fragmentacija vyksta po susidūrimų su $150^\circ \leq \gamma < 170^\circ$; vidutinė fragmentacijos sparta šiuose modeliuose $\sim 0.28 M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

MODELLING OF ACCRETION AND STAR FORMATION NEAR THE MILKY WAY'S
SUPERMASSIVE BLACK HOLE

Summary

Some 6 Myr ago there was a period of increased nuclear activity in the Milky Way and it could be responsible for the formation of the *Fermi* bubbles. In this work we assess if a similar period of activity could be initiated by a collision between an infalling gas cloud and a gas ring currently found in the Galactic centre. We investigate how the accretion rate and the morphology of the resultant system depend on the initial collision angle. We also assess whether there is significant star formation in the central parsec.

The main objective of this work is to: find out if a collision between a CNR-like ring and a molecular cloud explain the AGN episode that happened ~ 6 Myr ago and the structures observed in the GC today.

The main tasks of this work are to:

- Determine the morphology of the system following the collision and compare it to the observed structures in the Galactic centre.
- Determine how much mass was accreted by the central black hole and estimate the energy released during the activity period.
- Determine the star formation rate following the collision and investigate its spatial distribution.

After analysing the data, these conclusions were drawn:

1. The morphology of the resultant system varies dependant on the initial collision angle; large angles result in twice as compact systems as the initial ring with larger mass fraction concentrated in warped central structures.
2. Up to half of the initial system gas mass is fed to the central SMBH following the steepest angle collisions; mass infall is sufficient to generate energy required for *Fermi* bubble formation, but significant portion of mass is lost due to accretion being too rapid; a gas outflow from the accretion disc could extend the activity period.
3. Low angle collisions produced significant star formation in the outer rings, while large angle collision resulted in a more rapid star formation in the central discs; the highest average rate of star formation was found in models with collision angles $150^\circ \leq \gamma < 170^\circ$; the average fragmentation rate in these examples is $\sim 0.28 M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

TARTĖNAS, Matas. *Akrecijos ir žvaigždėdaros prie Paukščių Tako supermasyvios juodosios skylės modeliavimas*: Teorinė fizikos ir astrofizikos magistro studijų Mokslinis tiriamasis darbas. Vad. dr. Kastytis Zubovas. Vilnius: Vilniaus universitetas Fizikos fakultetas, 2020, 55 p.

Prieš mažgaug 6 mln. m. Paukščių Tako centro aktyvumas buvo išaugęs ir greičiausiai šis aktyvumo periodas atsakingas už *Fermi* burbulų formavimąsi. Šiame darbe tikrinama, ar panašų aktyvumo epizodą Galaktikos centre gali inicijuoti susidūrimas tarp dujų debesies, bei centrinę juodąją skylę supančio dujų žiedo. Darbe ištirta, kaip juodosios skylės akreciją, sistemos morfologiją bei žvaigždėdartą priklauso nuo pradinio debesies kritimo kampo. Taip pat patikrinama galima dujų numetimo nuo akrecinio disko įtaka aktyvumo periodo trukmei ir energingumui.