



Förutsägelser för detektering av stoft i tidiga galaxer

Predictions for detection of dust in early galaxies

Kandidatarbete SEEX16-25-13

ALEXANDER MLADENVIĆ
SAMUEL VALLGREN NILSSON
VIGGO ANDERSSON NORMAN
LISA BÖCKERT ÅMAN
HAMPUS ÖSTERBOM

INSTITUTIONEN FÖR RYMD-, GEO- OCH MILJÖVETENSKAP

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA & GÖTEBORGS UNIVERSITET

Göteborg 2025

www.chalmers.se

KANDIDATARBETE 2025

**Förutsägelser för detektering av stoft
i tidiga galaxer**

ALEXANDER MLADENVIĆ
SAMUEL VALLGREN NILSSON
VIGGO ANDERSSON NORMAN
LISA BÖCKERT ÅMAN
HAMPUS ÖSTERBOM



GÖTEBORGS
UNIVERSITET



CHALMERS

Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
GÖTEBORGS UNIVERSITET
Göteborg 2025

Förutsägelser för detektering av stoft i tidiga galaxer

ALEXANDER MLADENović

SAMUEL VALLGREN NILSSON

VIGGO ANDERSSON NORMAN

LISA BÖCKERT ÅMAN

HAMPUS ÖSTERBOM

© Alexander Mladenović, Samuel Vallgren Nilsson,
Viggo Andersson Norman, Lisa Böckert Åman, Hampus Österbom, 2025.

Handledare: Kirsten Kraiberg Knudsen, Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap

Handledare: Tom Bakx, Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap

Examinator: Magnus Thomasson, Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap

Examinator: Martina Ahlberg, Göteborgs Universitet

Kandidatarbete 2025

Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap

Chalmers Tekniska Högskola

SE-412 96 Göteborg

Telefon +46 31 772 1000

Omslagsbild: Bild av galaxen JADES-GS-z13-1, tagen av JWST och hämtad från NASAs hemsida.

Skriven i L^AT_EX

Göteborg 2025

Sammandrag

I detta arbete studerades olika sätt att observera stoft och dess egenskaper i tidiga galaxer med ALMA-teleskopet, med syfte att bidra till förbättrade observationsstrategier som eventuellt kan spara tid på planering av mätningar och observationstid samt ekonomiska resurser. Arbetet fokuserade främst på fyra olika huvudproblem. Dessa inkluderar hur observationstid kan fördelas för att mäta stoftmassan, vilka delar av parameterrummet som går att mäta, möjlig upplösning för två närliggande stoftkomponenter och hur antalet parabolantennor påverkar känsligheten i mätningen. För att studera dessa frågor användes en gemensam metod grundad i anpassning av spektrala energifördelningen från termisk strålning från stoft. Därefter gjordes simuleringar i programmet CASA (*Common Astronomy Software Applications*). Gemensamt för resultaten är att det tycks behövas omfattande mätningar i de högre frekvensbanden, men även de lägre är väsentliga för att noggrant begränsa stoftparametrarna. Detta kan uppnås, enligt våra resultat, genom fler teleskop och/eller längre observationstid.

Nyckelord: stoft, damm, galaxer, rödförskjutning, ALMA, radiointerferometri, CASA, spektral flödestäthet, MCMC

Abstract

In this thesis, various methods of observing dust and its properties in early galaxies using the ALMA telescope were investigated. The aim was to contribute to improved observational strategies that could potentially reduce planning time, observation time, and the expenditure of financial resources. The study addressed four main issues: the optimal allocation of observation time for measuring dust mass, identifying measurable regions within the parameter space, achievable resolution for two adjacent dust components, and the influence of antenna count on measurement sensitivity.

To explore these questions, a unified approach was used, based on fitting the spectral energy distribution (SED) of thermal emission from dust. Simulations were subsequently conducted using CASA (*Common Astronomy Software Applications*). The collective findings indicate that extensive observations in the higher frequency bands are typically needed, though lower frequencies are also essential for accurately constraining dust parameters. According to the results, achieving improved constraints on dust parameters requires an increased number of telescopes and/or extended observation durations.

Keywords: dust, galaxies, redshift, ALMA, radio interferometry, CASA, Spectral Energy Distribution, MCMC

Tillkännagivanden

Vi vill tacka våra GOATED (*greatest of all time*) handledare Kirsten Kraiberg Knudsen och Tom Bakx för allt stöd och snabba svar oavsett tid på dygnet. De har bidragit med inspirerande samtal, skapat en motiverande arbetsgång, läst utkast och gett värdefull kritik. Vi vill även tacka Theo Khouri för hjälpen med fjärråtkomst så att vi kunde använda CASA via Chalmers servrar. Vi tackar även rymd-, geo och miljöinstitutionen för att ha givit detta projektet. Till slut vill vi även tacka familj och vänner som stöttat oss.

Alexander Mladenović
Samuel Vallgren Nilsson
Viggo Andersson Norman
Lisa Böckert Åman
Hampus Österbom

Göteborg, maj 2025

Innehåll

Nomenklatur	ix
1 Introduktion	1
2 Syfte	2
3 Teori	3
3.1 Kosmiskt stoft	3
3.1.1 Kosmiskt stoft och dess egenskaper	3
3.1.2 Svartkroppsstrålning och termisk emission	4
3.1.3 Effekten av den kosmiska bakgrundsstrålningen	4
3.2 Radiointerferometri	5
3.2.1 Multipla parabolantennor och minsta detalj	5
3.2.2 Fouriertransform inom radiointerferometri	6
3.2.3 ALMA-teleskopet	7
4 Metod	8
4.1 Anpassning av spektral energifördelning av termisk strålning	8
4.1.1 Monte Carlo Markov Chain	8
4.1.2 Verifiering av anpassningsalgoritmen	8
4.2 Simulering av galaxer	9
4.2.1 CASA	9
4.2.2 ALMA-konfiguration	10
4.2.3 simalma	10
4.2.4 Extrahering av galaxer och mätning av osäkerheter	11
4.3 Avgränsningar	11
4.4 Specifika problem	11
4.4.1 Metod för observation av galax med $z = 7$ och $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$	11
4.4.2 Områden i parameterrummet	12
4.4.3 Detektering och upplösning av två närliggande stoftkällor	14
4.4.4 Förbättrad känslighet med framtida ALMA-konfigurationer	15
5 Resultat	17
5.1 10 timmars observation av galax med $z = 7$ och $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$	17
5.2 Detekterbara delar av parameterrummet	19
5.3 Upplösning av två närliggande stoftkomponenter	21
5.4 Effekten av fyrfaldig antennuppsättning på stoftdetektion	23
6 Diskussion	26
6.1 Strategi för detektion av galax med $z = 7$ och $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$	26
6.2 Variation i detektionsgränser för olika emissivitetsindex	27
6.3 Två oupplösta stoftkomponenter	28
6.4 Hur påverkar antalet antenner observationsförmågan?	29
6.5 Framtida arbete	30

7	Slutsats	31
A	Appendix A	I
A.1	Optiskt djup	I
A.2	Kompletterande material till 5.4	I
A.3	Transmissionsfigur	III

Nomenklatur

Enheter

"	Bågsekund, $1'' = 1/3600^\circ$
Jy	Jansky, $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$
M_\odot	Solmassa, $1 M_\odot = 1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$

Storheter

ν	Observationsfrekvens [Hz]
λ	Våglängd [m]
z	Rödförskjutning
β	Emissivitetsindex
F_ν	Spektral flödestäthet (flödestäthet) [Jy]

Förkortningar

ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
CASA	Common Astronomy Software Applications
MBB	Modified Black Body (modifierad svartkropp)
JWST	James Webb Space Telescope
ISM	Interstellära mediet (Interstellar Medium)
SED	Spektral energifördelning (Spectral Energy Distribution)
RMS	Root Mean Square
FWHM	Halvvärdesbredd (full width at half maximum)

1 Introduktion

Studier av galaxer i det tidiga universum bidrar till en bättre förståelse av kosmologi, stjärnbildning och universums utveckling. Eftersom ljus färdas med en ändlig hastighet kan observationer av ljus från mycket avlägsna objekt fungera som en tidsmaskin, där vi ser längre bak i tiden ju avlägsnare ljuskällor vi observerar. Genom att studera mycket avlägsna galaxer kan vi betrakta dem som de såg ut för miljarder år sedan och på så sätt få information om vårt tidiga universum.

Observationer av tidiga galaxer medför flera utmaningar. På grund av de stora avstånden som är involverade uppträder dessa galaxer som mycket ljussvaga, vilket kan innebära stora osäkerheter i mätningarna och svårigheter att skilja detektioner från brus. Bidragande till detta är också den låga upplösningen i de insamlade observationerna. För de svårare observationerna krävs gynnsamma väderförhållanden och enorma teleskopanläggningar såsom Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), alternativt rymdteleskop som James Webb Space Telescope (JWST). Eftersom tillgången till observationstid med sådana teleskop är fundamentalt begränsad finns det ett behov av att förbättra modellerna för hur tidiga galaxer beter sig och hur de lättast detekteras och karakteriseras, så att tiden som spenderas på observationer utnyttjas på bästa möjliga sätt.

En central del i detta är att förstå förekomsten av och egenskaper hos kosmiskt stoft, även kallat interstellärt damm. Stoffet ingår i vad som kallas det interstellära mediet (ISM), diffusa moln av gas- och stoftpartiklar som utgör regionen mellan stjärnorna i en galax. Ungefär en procent av ISM-massan består av stoft (Inami m. fl., 2022, s. 1; Williams, 2021, s. 1, 26). Trots att stoft endast utgör en liten andel av ISM:s massa påverkar det galaxers utstrålning genom att absorbera och omfördela ljus. Det absorberade ljuset återemitteras som infraröd strålning, och stoftets egenskaper kan studeras genom att förstå denna termiska emission (Draine & Li, 2001). Genom att undersöka stoftets förekomst och karaktär i tidiga galaxer kan vi få viktig information om den tidiga kemiska utvecklingen i universum. Observationer med ALMA har visat att galaxer vid hög rödförskjutning ¹ z innehåller stora mängder stoft, vilket tyder på att stoftbildning kan ske snabbare än tidigare förväntat (Watson m. fl., 2015).

Eftersom stoftet absorberar stjärnljus påverkar det också våra observationer av stjärnor i dessa galaxer, och stora eller oväntade förekomster av stoft kan dölja delar av den pågående stjärnbildningen i tidiga galaxer. Detta innebär att traditionella observationer i det optiska och kortvågiga infraröda spektrumet kan underskatta total stjärnbildningsaktivitet. ALMA har avslöjat flera galaxer vid $z \approx 6-8$ som var osynliga i tidigare optiska undersökningar, vilket tyder på att en betydande andel av den kosmiska stjärnbildningen vid dessa epoker kan vara dold bakom stoft (Zavala m. fl., 2021). Stjärnbildning i det tidiga universum kan alltså ha varit mer utbredd än vad som tidigare har antagits. Ett exempel på detta är galaxen A1689-zD1 vid $z = 7,13$, där ALMA-observationer har visat att cirka 85 procent av dess stjärnbildningsaktivitet är stoftskydd, trots att galaxen är ljusstark i den ultraviolettera regionen (Bakx m. fl., 2021). Detta understryker vikten av att utföra observationer av våglängder i det infraröda submillimeter- och millimeterområdet för att kunna få en fullständig bild av den kosmiska stjärnbildningens utveckling.

¹Rödförskjutning är inom astronomin ett mått på avstånd i rymden och förklaras med att energin av fotonen minskar över stora avstånd. Detta uppstår från att våglängden blir längre och då fotonens energi är inverst proportionell mot våglängden blir dess energi lägre. Rödförskjutning betecknas z och är definierad enligt $z + 1$ där $z = 1$ indikerar en dubbling av våglängden. I detta arbete studeras galaxer med rödförskjutning omkring $z = 7$, vilket motsvarar ungefär 13 miljarder år sedan i tid.

2 Syfte

Att kartlägga stoft i galaxer vid mycket höga rödförskjutningar är avgörande för att förstå hur de första stjärnorna och strukturerna bildades. Vi vet att stoft är avgörande för galaxers energiutsläpp (Casey m. fl., 2014) och att ALMA samt JWST redan genomför kontinuerliga studier, men dessa undersökningar är i praktiken begränsade av dyrbar observationstid och snäva frekvensband. Just därför behöver vi utveckla metoder som både maximerar den vetenskapliga vinsten samt minimerar observationstid i mindre gynnsamma band. Detta arbete undersöker även vilka resultat som kan väntas av framtida ALMA-uppgraderingar.

Under de senaste decennierna har ALMA revolutionerat vår förståelse av kosmiskt stoft i tidiga galaxer. Tillsammans med JWST utgör ALMA idag ett av få kraftfulla verktyg vi har för att detektera och karaktärisera stoft i universums allra första galaxer. Detta kommer troligen att vara fallet tills nya instrument, såsom Origins Space Telescope, blir verklighet (Origins Space Telescope Study Team, 2019). Parallellt finns även ambitiösa planer på att uppgradera ALMA år 2030 och eventuellt 2040, men hittills saknas kvantitativa uppskattningar av hur dessa förbättringar kommer att påverka detektionsförmågan av avlägsna galaxer.² (Carpenter m. fl., 2018, 2020).

Syftet med detta arbete är att undersöka detekterbarheten av kosmiskt stoft i tidiga galaxer genom simuleringar och modelleringar i verktyget *Common Astronomy Software Applications* (CASA). Genom att analysera stoftets långvågigt infraröda termiska emission avser vi att identifiera under vilka förhållanden stoft kan observeras med ALMA, samt vilka fysiska parametrar som påverkar detektionsmöjligheterna.

Eftersom observationstid vid ALMA:s högre frekvensband (kortare våglängder) är begränsad och kräver längre observationstider (än lägre frekvensband), är det av stor vikt att optimera metoder för att extrahera relevanta stoftparametrar på ett så effektivt sätt som möjligt. En viktig del av detta arbete är därför att analysera hur man kan erhålla maximal information om stoftets egenskaper med så få och tidsmässigt begränsade observationer som möjligt.

Genom att identifiera de mest informativa våglängdsintervallen och minimera osäkerheter i tolkningen kan detta arbete bidra till att förbättra framtida observationsstrategier. Detta är särskilt viktigt då observationstid med ALMA är en dyrbar resurs. En mer optimerad metod för stoftdetektion kan spara både tid och resurser vid planering av framtida studier av tidiga galaxer och ge indikationer på var fokuset i framtida expansioner av ALMA bör ligga.

²Det finns en artikel som analyserar ALMA-uppgraderingar, mer specifikt hur en ökning av maximala baslinjen på en faktor av två, skulle påverka planetära observationer (Burrill m. fl., 2022). Metoden i denna artikel skiljer sig dock från metoden i detta arbetet.

3 Teori

Följande avsnitt går igenom den teoretiska grunden som arbetet bygger på gällande kosmiskt stoft, dess utstrålning och hur denna strålning uppmäts och tolkas.

3.1 Kosmiskt stoft

År 1930 bevisade Robert J. Trumpler genom upptäckten av *color excess* (som beskriver skillnaden mellan det förväntade och det observerade färgindexet) existensen av kosmiskt stoft (Draine och Li, 2001, sid. 1; Trumpler, 1930). Stoftet utgör ungefär en procent (varav resten är gas) av massandelen i ISM (Inami m. fl., 2022, sid. 1; Williams, 2021, sid. 1, 26) och består av solida korn som aggregerat i atmosfären kring stjärnor och sedan slungats ut till ISM genom explosioner och solvindar (Schlafly m. fl., 2016, sid. 1). Stoftkornens storlek kan variera men har tidigare observerats vara mellan 10 Å och 1 μm (Wang m. fl., 2015, sid. 7; Xie m. fl., 2018, sid. 9; Ysard, N. m. fl., 2019, sid. 1).

3.1.1 Kosmiskt stoft och dess egenskaper

Vid observationer av galaxer i optiskt ljus ses ISM som mörka fläckar på himlen. Det beror på att stoftet i ISM absorberar (och sprider) ljus. Denna absorption och spridning är våglängdsberoende och inom de optiska våglängderna absorberas mer ljus än exempelvis de infraröda våglängderna. Stoftet absorberar ljus i breda våglängdsintervall relativt mot gasen i ISM som istället absorberar mer specifika våglängder och ger upphov till smala spektrallinjer. Genom att studera hur ljus absorberas och emitteras av stoftet går det att ta reda på stoftets egenskaper.

Om observationer av ISM istället görs vid kortvågiga infraröda (*near-infrared*, NIR) våglängder går det att observera fler bakomliggande stjärnor än vid optiska våglängder eftersom det kosmiska stoftet då är mer transparent. Med denna information går det att ta reda på hur stora stoftkornen är i det kosmiska stoftet och den totala mängden stoft i observationsområdet (Williams, 2021, sid. 1, 26).

När stoftet absorberar stjärnljus värms det upp och återemitterar ljus via termisk strålning. På grund av rödförskjutningseffekter observeras denna strålning sedan i det långvågiga infraröda (*far-infrared*, FIR) våglängdsområdet (Williams, 2021, sid. 1–2; Blain och Natarajan, 2000).

För att kvantifiera effekten av att stjärnornas ljus observeras som både svagare och rödare på grund av det kosmiska stoftet används begreppet extinktion (på engelska *extinction*) (Marshall m. fl., 2006), som beskrivs av funktionen $A(\lambda)$ där λ betecknar våglängden. Färgen på ljuset kan sedan definieras med hjälp av detta och kan tolkas som skillnaden i relativ magnitud mellan två våglängder. Med detta går det sedan att bestämma en extinktionskurva som beskriver våglängdsberoendet av extinktionen. Våglängdsberoendet ändras beroende på bland annat sammansättningen, storleken och strukturen på stoftkornen (Patil m. fl., 2007, sid. 1). Av denna anledning kan beroendet beskrivas med en parameter som kallas för selektiv extinktion och betecknas R_V . Den är helt oberoende av avståndet till ljuskällan och beror endast på stoftet (Williams, 2021, sid. 26–28).

Ljusets extinktion kan skrivas om i termer av den uppmätta spektrala flödestätheten F_ν och den intrinsiska flödestätheten F_ν^0 , istället för att uttryckas i magnitud. Med detta kan extinktion även skrivas om i termer av optiskt djup τ_ν ³ (Williams, 2021, sid. 18, 28).

³Se Appendix A.1

3.1.2 Svartkroppsstrålning och termisk emission

Den termiska strålningen från stoft kan i första approximation beskrivas av Plancks lag, som anger spektralfördelningen av strålning för en ideal svartkropp vid en temperatur T enligt

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (1)$$

där $B_\nu(T)$ är den specifika intensiteten vid frekvens ν , h är Plancks konstant, c är ljusets hastighet och k är Boltzmanns konstant (Williams, 2021, sid. 16).

I verkligheten beter sig kosmisk stoft inte som en ideal svartkropp, eftersom dess förmåga att avge strålning är våglängdsberoende. För att inkludera detta multipliceras Plancks funktion, $B_\nu(T)$, med en massabsorptionskoefficient κ_ν (da Cunha m. fl., 2013) sådan att

$$S_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T), \quad \text{där} \quad \kappa_\nu = \kappa_* \left(\frac{\nu}{\nu_*} \right)^\beta, \quad (2)$$

där κ_* är en normaliseringsfaktor för massabsorptionskoefficienten vid en referensfrekvens ν_* , β är emissivitetsindex som beskriver hur effektivt stoft emitterar strålning vid olika frekvenser, och ν är frekvensen av den emitterade strålningen (Casey, 2012). Ekv. 2 kallas för modifierad svartkroppsstrålning, på engelska *modified blackbody* (MBB), eller så kallad gråkroppsstrålning.

3.1.3 Effekten av den kosmiska bakgrundsstrålningen

Vid höga rödförskjutningar påverkas stoftets emission av den kosmiska bakgrundsstrålningen (CMB)⁴, som fungerar både som en bakgrundskälla och en värmekälla för det kosmiska stoftet. Eftersom ALMA observerar vid millimeter- och submillimetervåglängder måste det tas hänsyn till att CMB har en spektral energifördelning som följer Plancks lag vid en temperatur $T_{\text{CMB}}(z)$. Enligt Ekv. 1 i da Cunha m. fl., 2013 ges temperaturen av CMB vid en viss rödförskjutning z av

$$T_{\text{CMB}}(z) = T_{\text{CMB}}^{z=0}(1+z), \quad (3)$$

där $T_{\text{CMB}}^{z=0} = 2,7255$ K är den nuvarande CMB-temperaturen (Fixsen, 2009). Vid höga rödförskjutningar närmar sig stofttemperaturen denna temperatur, vilket minskar kontrasten mellan stoftemission och bakgrund. Vid höga rödförskjutningar kan även CMB bidra till att värma upp stoftet, vilket måste beaktas. En approximation av stofttemperaturen vid en viss rödförskjutning z ges enligt Ekv. 12 i da Cunha m. fl., 2013 av

$$T_{\text{stoft}}(z) = ((T_{\text{stoft}}^{z=0})^{4+\beta} + (T_{\text{CMB}}^{z=0})^{4+\beta}[(1+z)^{4+\beta} - 1])^{\frac{1}{4+\beta}}. \quad (4)$$

Ekvation 1 till 3 används för att härleda Ekv. 17 i da Cunha m. fl., 2013 som ger det observerade spektralflödet vid en given frekvens ν

$$F_\nu^{\text{Obs}} = \frac{1+z}{d_L^2} M_{\text{stoft}} \kappa_\nu (B_\nu[T_{\text{stoft}}(z)] - B_\nu[T_{\text{CMB}}(z)]), \quad (5)$$

⁴Vid radio- och millimetervåglängder ses en så kallad bakgrundsstrålning. Denna strålning, som ses åt alla håll, kan beskrivas med en svartkroppsstrålning med temperatur $T \approx 2,73$ K. Strålningen tolkas som en efterlämning från big bang och kallas för *cosmic microwave background* (CMB) (Schneider, 2015, s. 3-22)

där d_L är luminositetsavståndet, som beskriver förhållandet mellan absoluta magnituden och skenbara magnituden för ett objekt (Schneider, 2015, s. 157-160). Notera att detta antar optiskt tunt stoft, vilket beskrivs i större detalj i Appendix A.1.

3.2 Radiointerferometri

Radioteleskop är teleskop specifikt byggda för att studera elektromagnetisk strålning från rymden med våglängder i millimeter-/submillimeterområdet. Vid mätningar av elektromagnetisk strålning från rymden följer det att upplösningen θ , mätt i radianer, är proportionell med strålningens våglängd λ dividerat med teleskopets diskdiameter D ,

$$\theta \propto \frac{\lambda}{D}. \quad (6)$$

Denna upplösning definieras som den minsta möjliga vinkel för att urskilja två punktkällor bredvid varandra (Sacek, 2006). Ett sätt att öka upplösningen är att använda sig av radiointerferometri där signaler från flera teleskop och deras interferensmönster studeras för att effektivt arbeta som ett enda teleskop med en diskdiameter långt över den fysiskt rimliga. Detta virtuella teleskop har en diskdiameter som motsvarar avståndet mellan teleskopen, kallad baslinje. När flera teleskop används för att studera samma strålningskälla i rymden träffar strålningen teleskopen vid något olika tidpunkter som därmed ger upphov till konstruktiv och destruktiv interferens när signalerna från de olika teleskopen kombineras. Genom att studera interferensen går det att bestämma egenskaper som storlek på himlen hos den studerade strålningen. För att bestämma detta krävs att baslinjen och våglängden är känd (National Radio Astronomy Observatory, 2025). Ett radioteleskop som utnyttjar interferometri för att studera de tidigaste galaxerna i universum är ALMA-teleskopet i norra Chile.

Mönster och detaljer i den observerade bilden beror inte bara på baslinjerna utan även geometrin hos teleskopkonstellationen. En uppsättning teleskop i en horisontell linje ger endast upphov till horisontella detaljer i bilder medan en uppsättning av vertikalt placerad teleskop endast producerar vertikala detaljer. Till följd av detta placeras teleskopen i geometrier som både har långa baslinjer samt geometrier som framhäver de detaljer man vill studera (European Southern Observatory, 2025).

3.2.1 Multipla parabolantennor och minsta detalj

I enskilda parabolantennor begränsas den diffraktionsbegränsade upplösningen av Rayleigh-kriteriet, givet av Ekv. 6 multiplicerat med 1,22 (ALMA Observatory, 2024, s. 17). Detta innebär att den praktiska upplösningen hos en enskild antenn aldrig överskrider λ/D -ordningen. För att överkomma denna övre gräns kombineras istället ett flertal parabolantennor i ett interferometersystem. Detta gör att varje par utgör en baslinje som fungerar som en antenn med diameter lika med avståndet mellan parabolerna. Upplösningen hos en interferometer beror då på den längsta baslinjen B_{\max} enligt $\theta \approx \lambda/B_{\max}$. Under en observation sveper varje baslinje kurvor i uv -planet (en tvådimensionell Fourierdomän med koordinaterna (u, v) , mätta i våglängdsenheter (ALMA Observatory, 2024, s. 23-25)) över tid på grund av jordrotationen.

3.2.2 Fouriertransform inom radiointerferometri

Allmän referens för detta avsnitt: *ALMA Cycle 12 Technical Handbook*, v. 12.3 (2025), Cortes m. fl.

Interferometrisk data från till exempel ALMA levereras inte som färdiga himmelsbilder, utan som komplexa korrelationer (visibiliteter) insamlade vid diskreta punkter i uv -planet. För att beskriva hur signaler från olika baslinjer samlar information om himlens ljusfördelning används Fouriertransform. Enligt van Cittert-Zernike teoremet är visibilitetsfördelningen $\mathcal{V}(u,v)$ Fouriertransformen av himmelsbilden $I(l,m)$, modifierad av strålformen $\mathcal{A}(l,m)$ (Airy-funktion)

$$\mathcal{V}(u,v) = \iint \mathcal{A}(l,m) I(l,m) e^{-2\pi i(ul+vm)} dl dm, \quad (7)$$

där (u,v) är baslinjens koordinater i våglängdsenheter (ALMA Observatory, 2024). Här är $I(l,m)$ den specifika intensiteten (ytljusstyrkan) i riktningen (l,m) , där (l,m) är vinkelförskjutningen i två ortogonala riktningar på himlen. För att ta hänsyn till att visibiliteter endast finns vid ett ändligt antal baslinjer, definieras urvalsfunktionen

$$B(u,v) = \sum_{k=1}^{2M} \delta(u - u_k, v - v_k), \quad (8)$$

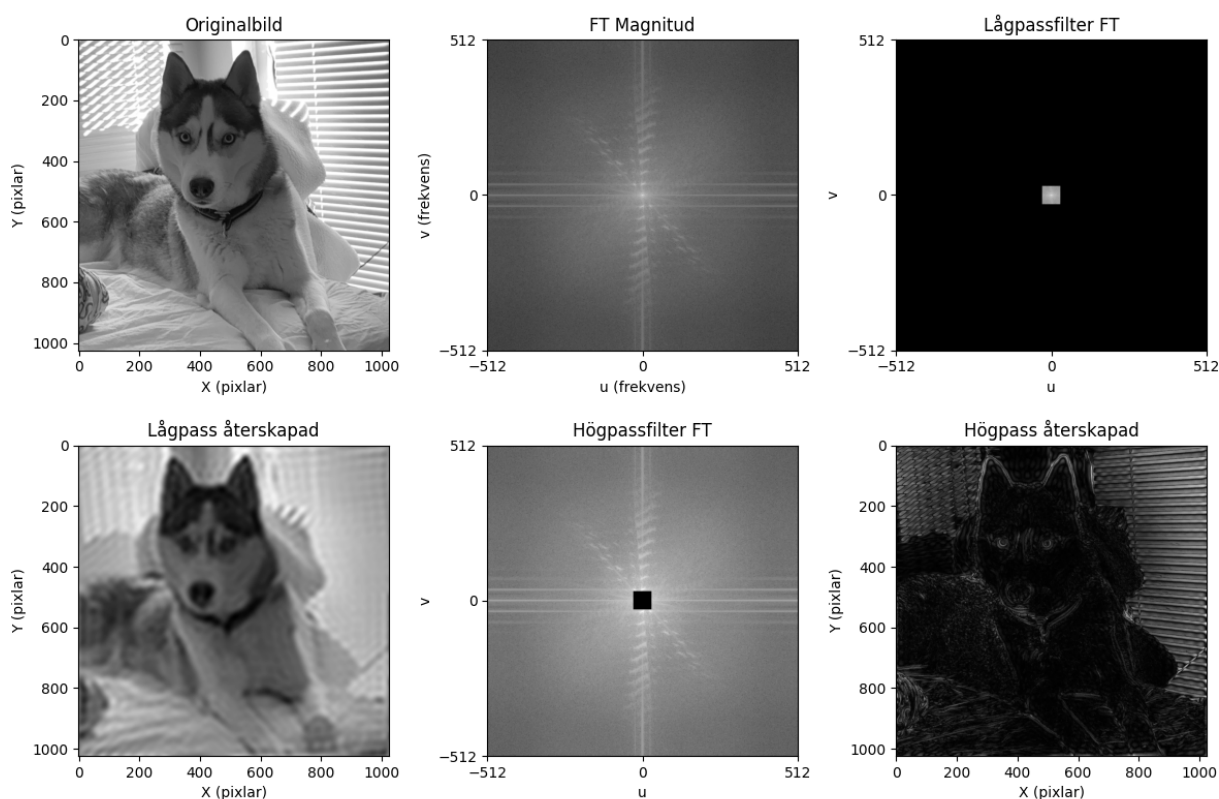
där M är antalet unika baslinjer. Den inverterade Fouriertransformen av dessa visibiliteterna ger den så kallade smutsiga bilden (*dirty-image*), vilket är en konvolution (eller faltning) av den sanna himmelsbilden med interferometerens punktspridningsfunktion (PSF)

$$I_D(l,m) = \iint \mathcal{V}(u,v) B(u,v) e^{2\pi i(ul+vm)} du dv \quad (9)$$

$$= b(l,m) * I(l,m) \mathcal{A}(l,m), \quad (10)$$

där $*$ är konvolutionsoperatoren (eller faltningsoperatoren) och $b(l,m) = \mathcal{F}^{-1}\{B(u,v)\}$ är den syntetiserade strålen (även kallad *dirty-beam*). En smutsig bild går dock att förbättra genom olika dekonvolutionstekniker vilket minimerar effekten av ofullständig rumslig frekvenssampling (t.ex *Natural-* eller *Högbom-CLEAN*-algoritmen med `tclean` i CASA).

Figur 1 som innehåller en bild på en hund illustrerar sambandet mellan en bilds rumsliga plan och frekvensplanet. Övre vänstra bilden är originalet $I(l,m)$, och övre mittenbilden visar amplituden $|\mathcal{F}\{I\}|$ i Fourierdomänen (vilket motsvarar visibiliteterna i uv -planet). I det nedre vänstra hörnet illustreras vad som händer om vi låter ett lågpasfilter (maskering runt origo i Fourier-planet) filtrera ut höga rumsliga frekvenser, vilket gör att bara de grova, utbredda strukturerna återges. Detta motsvarar en mer kompakt antennuppställning, med korta baslinjer. Övre högra rutan visar lågpasfiltret i Fourier-planet, och nedre mittenrutan högpasfiltret som filtrerar ut låga frekvenser. Slutligen ser vi i nedre högra hörnet bilden som högpasfiltret rekonstruerar. Detta filter lägger mer vikt på att framhäva små detaljer och kanter, analogt med hur de mest utsträckta antennuppställningarna med långa baslinjer framhäver kompakta detaljer.



Figur 1: Exempel på Fouriertransform av en hundbild. Övre vänstra: originalbild $I(l,m)$ med dimensionerna 1024×1024 pixlar. Övre mitten: magnitud $|\mathcal{F}\{I\}|$ i Fourier-planet med axlar från -512 till $+512$ pixlar. Övre högra: lågpass-filter i Fourier-planet. Nedre vänstra: bild återskapad från endast de låga frekvenserna. Nedre mitten: högpass-filter i Fourier-planet. Nedre högra: bild återskapad från endast höga frekvenser. Foto: privat bild från en av gruppmedlemmarna.

3.2.3 ALMA-teleskopet

Atacama Large Millimeter Array (ALMA) är en uppsättning av 66 olika radioteleskop som tillsammans använder sig av radiointerferometri för att studera strålning i våglängdsområdet kring millimeter och submillimeter. Teleskopen som tillsammans utgör ALMA är så kallade radioantennar, utrustade med precisa mätinstrument, specialiserade för att mäta 10 olika frekvensband mellan 8,6 mm till 0,32 mm. Dessa mätinstrument är tillsammans med en kylanläggning installerade i vad som kallas för ALMAs Front End (FE). I ALMAs FE hålls mätinstrumenten kylda vid 4 K vilket möjliggör användandet av supraledande material. Supraledande material är metaller som vid en viss, låg, temperatur har förmågan att leda ström med noll resistans. Denna egenskap bidrar både till lägre brus i mätningarna samt möjliggör lägsta möjliga uppmätta signal (ALMA Observatory, 2021a).

Signalerna från ALMAs FE är analoga mätningar av de detekterade radiovågorna. Dessa signaler konverteras till digitala signaler i varje antenn i ALMAs Back End (BE) innan de skickas via optiska fiberkablar till en central uppsamlingsplats där alla antenners signaler synkroniseras och processeras i den så kallade korrelatorn. ALMAs FE, BE och slutligen korrelatorn är vad som tillsammans möjliggör ALMA att med sina 66 radioantennar kunna studera radiovågor som en enda maskin (ALMA Observatory, 2021b).

4 Metod

Denna studie fokuserar främst på fyra problemställningar. Frågeställningarna behandlar hur observationstid ska fördelas, vilka delar av parameterrummet som kan mätas, möjlig upplösning av två närliggande stoftkomponenter och hur antalet antenner påverkar känsligheten. Metoderna som använts för att besvara dessa använder till stor del samma grunddelar. I detta kapitel beskrivs först dessa gemensamma metoddelar och sedan de specifika detaljerna för varje enskild fråga.

4.1 Anpassning av spektral energifördelning av termisk strålning

Ett sätt att analysera stoftegenskaperna hos en galax är att anpassa stoftets spektrala energifördelning (SED) med en modifierad svartkroppsfunktion. För SED-anpassningen användes teorin om termisk emission från kosmiskt stoft (Ekv. 1-4) och dess CMB-korrektion Ekv. 5. Målet med detta var att härleda stofttemperatur T_{stoft} , stoftmassa M_{stoft} och emissivitetsindex β ur uppmätta flöden vid olika frekvenser. En viktig faktor som påverkar formen av SED:n är absorptionskoefficienten κ_ν . Det är alltså Ekv. 2 med κ_* och ν_* som bestämmer stoftets grundläggande SED-form och Ekv. 5 som lägger till den nödvändiga bakgrundskorrektionen. I detta arbete approximerades κ_ν med Ekv. 2 där normaliseringsfaktorn och referensfrekvensen valdes till $\kappa_* = 10,41 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ respektive $\nu_* = 1900 \text{ GHz}$, vilket är värden som motsvarar Vintergatans stoft (Weingartner & Draine, 2001).

4.1.1 Monte Carlo Markov Chain

För att härleda fram modellens tre fria parametrar T_{stoft} , M_{stoft} och β , krävs en robust statistisk metod. Metoden som använts för detta är *Monte Carlo Markov Chain*-urval (MCMC) (Foreman-Mackey m. fl., 2013). MCMC kan ses som en organiserad vandring genom parameterrummet. Här följer en enkel beskrivning om hur metoden fungerar, men för en mer utförlig och detaljerad beskrivning hänvisar vi till Foreman-Mackey m. fl., 2013. Starta med ett antal slumpmässiga vandrare (så kallade *walkers*), som varje steg gör små förändringar av parametervärdena. Efter varje stegförslag bestämmer algoritmen, baserat på hur väl den nya kombinationen av T_{stoft} , M_{stoft} och β beskriver datan, om det nya steget ska accepteras eller om positionen ska behållas. Vi behåller den nya punkten eller återgår till den gamla. Detta gör att vandringskedjorna tenderar att samla fler urval i de delar av rummet där modellen stämmer bäst med de uppmätta flödena, och färre där passformen är sämre.

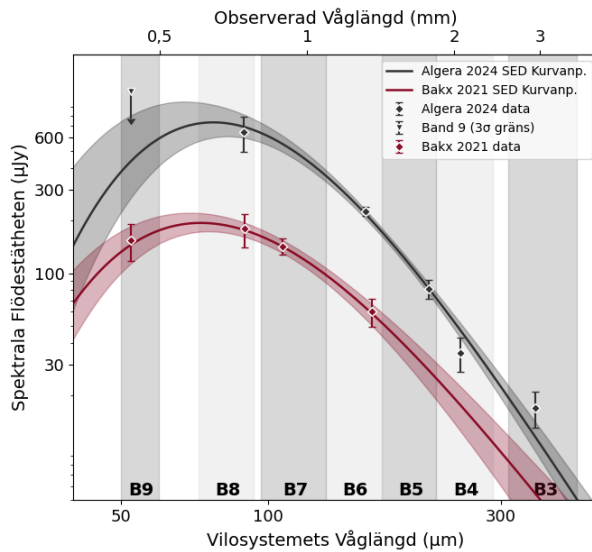
Efter tillräckligt många steg konvergerar värdet och kvar blir en mängd punkter som i praktiken är slumpade direkt ur den sanna a posteriori-parameterfördelningen. Genom att beräkna medianen av dessa stickprover ges en robust uppskattning av varje parameter, medan skillnaden mellan 16:e och 84:e percentilen i urvalsuppsättningen ger osäkerheterna. Eftersom urvalet täcker hela fördelningen går det även att undersöka hur parametrarna är korrelerade med varandra.

4.1.2 Verifiering av anpassningsalgoritmen

För att säkerställa att MCMC-implementationen fungerade, reproducerades de spektrala energifördelningarna och parameteruppskattningar från både Algera m. fl., 2024 och Bakx m. fl., 2021. I Algeras fall användes identiska uniforma a priorifördelningar på $T_{\text{stoft}} \in [T_{\text{CMB},z}, 150] \text{ K}$,

$\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot}) \in [4, 12]$ och $\beta \in [1, 4]$. Bakx m. fl., 2021 nämner inte vilka a priorifördelningar som användes, men samma uniforma a priorifördelningar som Algera tillämpade, (med skillnad att $\beta \in [1, 3]$) användes i denna studie. Till implementeringen användes 64 vandrare som vardera fick genomföra 10 000 steg, varav de första 5 000 togs som *burn-in*, varefter kedjorna tunnades med var femte punkt för att minska autokorrelationen.

Dessa körningar gav parametervärden och osäkerhetsintervall som stämde mycket väl överens med de publicerade resultaten⁵ (se Fig. 2 och Tabell 1), vilket påvisade att koden korrekt återskapade MBB-anpassningarna enligt litteraturen.



Figur 2: SED med de spektrala flödestätheterna rapporterade i (Algera m. fl., 2024) (svart) respektive (Bakx m. fl., 2021) (röd). Konfidensintervallen är för 16 - 84:e percentilen av MBB-anpassningen.

Tabell 1: Sammanfattning av parameterestimater från MBB-anpassningen som ses i Fig. 2. I Algera m. fl., 2024 observerades galaxen REBELS-25 ($z = 7,31$), medan i Bakx m. fl., 2021 observerades galaxen A1689-zD1 ($z = 7,13$).

Parameter	Algera 2024	Bakx 2021
T_{stoft} (K)	$32,1^{+9,6}_{-6,5}$	$41,6^{+7,9}_{-7,2}$
β	$2,50^{+0,40}_{-0,43}$	$1,72^{+0,67}_{-0,49}$
$\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot})$	$8,15^{+0,45}_{-0,38}$	$7,23^{+0,24}_{-0,19}$

4.2 Simulering av galaxer

I det här arbetet användes *Common Astronomy Software Applications* (CASA) för att både skapa realistiska syntetiska galaxer och simulera hur ALMA skulle observera dem (CASA Team, 2022). Det generella simulationsarbetet delades upp i två huvudsteg: först konstruerades själva galaxmodellen, sedan simulerades interferometriska mätningar och efterföljande bildframställning.

4.2.1 CASA

Först definierades en eller fler påhittade galaxer som var lämpliga för det specifika syftet genom att använda påhittade värden på stofttemperaturen, stoftmassan och emissivitetsindexet. Galaxerna definierades även med en rödförskjutning z . Därefter beräknades dess spektrala flödestäthet med hjälp av ekvation 5. Detta värde användes sedan för att skapa en modell av himlen i CASA, en så kallad `skymodel`. I denna modell bestämdes även storleken på galaxerna i enheten bågsekunder, vilken form eller utsträckning (som exempelvis punktkälla eller Gaussisk)

⁵De erhållna osäkerhetsintervallen för T_{stoft} är lite mindre än de som presenteras i (Bakx m. fl., 2021). Detta kan bero på att artikeln använde andra a priorifördelningar för parametrarna eller körningsinställningar.

som galaxerna hade, hur galaxen var vinklad på himlen samt centerfrekvenserna. Dessutom bestämdes var på himlen galaxen var placerad med hjälp av parametern `direction` där delarna epok, rektascension (RA) och deklination (DEC) ingick. Epoken beskriver vilket koordinatsystem som används medan RA och deklination kan tolkas som motsvarigheten till longitud respektive latitud på himlen.

4.2.2 ALMA-konfiguration

Beroende på den specifika frågan som skulle besvaras valdes sedan en specifik ALMA-konfiguration. De olika tillgängliga konfigurationerna beror på vilken ALMA-cykel som används (ALMA Observatory, u. å-a). Det går att ladda ned konfigurationsfiler för ALMA-teleskopet som sedan kan användas i CASA. Där går det sedan att välja olika konfigurationer med namn `alma.cycle#.#.cfg` där # är siffror som anger vilken cykel och vilken konfiguration som används. Konfigurationer med längre maximal baslinje ger en högre upplösning än konfigurationer med en mindre maximal baslinje enligt ekvation 6. Valet av konfiguration berodde därmed på hur stor upplösning som önskades.

Interferometriska teleskop fungerar som frekvensfilter och därmed är det inte entydigt rätt att försöka få högsta möjliga upplösning. Om en källas ljusfördelning är utsträckt riskerar detta att gå förlorat när en hög upplösning används eftersom att ALMA mäter i uv -planet där långa baslinjer ger små detaljer men missar större strukturer, vilket går att se i Fig. 1. Avlägsna galaxer har typiskt en storlek mellan 1 kpc och 5 kpc (Knudsen m. fl., 2017; Fudamoto m. fl., 2022) som motsvarar $0,2''$ till $1''$ och därför behövs antennkonfigurationer som matchar dessa. Den högsta upplösningen kräver också lång integrationstid för att få ett högt signal-brusförhållande (*signal to noise ratio*, SNR) och rent praktiskt är detta dyrt. I fall då rödförskjutningen är hög är källan ofta mycket svag (på grund av hur ytljusstyrkan skalar med avseende på z). En hög upplösning gör att totala flödet sprids ut över flera pixlar vilket gör att varje pixel får mindre mängd signal.

4.2.3 simalma

Med funktionen `simalma` simulerades sedan observationer av de artificiella galaxerna med de tidigare definierade modellerna av himlen (parametern `skymodel`). I `simalma` specificerades även parametrar såsom centerfrekvensen, parametern `pwv`⁶, integrationstiden och totala observationstiden. Funktionen `simalma` producerar smutsiga bilder som behöver behandlas (rengöras) med en algoritm om inte parametern `pwv` sätts till noll. Bilderna som produceras från `simalma` är bilder av den observerade galaxen (delen av himlen) men den är fortfarande faltad med PSF:en (*point spread function*) eller aperturloben (*dirty beam*) och innehåller därmed så kallade sidlobor (*side lobes*). Även andra distortioner kan förekomma. För att reducera dessa distortioner användes funktionen `tclean` som är baserad på CLEAN-algoritmen (CASA Documentation, u. å). Denna dekonvolverar (gör invers faltning på) den smutsiga bilden och producerar därmed en ren (*clean*) bild.

⁶*precipitable water vapor*, som anger djupet på vattnet i en atmosfärisk kolumn om det skulle kondenseras och sedan falla ned som regn (Marín m. fl., 2015).

4.2.4 Extrahering av galaxer och mätning av osäkerheter

Efter skapandet av syntetiska ALMA-bilder, först med `simalma` och därefter med `tclean`, behövde varje galax identifieras och dess spektrala flöden och tillhörande osäkerheter kvantifieras. Först öppnades den rena bilden i `imview` i CASA och galaxen/galaxerna lokaliserades visuellt. Därefter extraherades olika regioner i bilden för att kunna mäta bland annat brusnivån (*root mean square*, RMS) med hjälp av `imstat` och det integrerade flödet med `imfit`. Brusnivån mättes i så stor källfri region som möjligt, vilket gav en uppskattning av bakgrundsbruset som påverkade flödesmätningarna. Med `imfit` integrerades emissionen rumsligt med en elliptisk 2D-Gaussisk modell. Från detta extraherades bland annat det integrerade flödet, som benämns $F_{\text{uppmätt}}$ och dess osäkerhet σ_{int} , samt halvvärdesbredden (*full width at half maximum*, FWHM) för den syntetiserade strålen.

För att komplettera felvärdena adderades en systematisk kalibreringsosäkerhet på 5% eller 10% av det integrerade flödet beroende på observationsband (ALMA Observatory, 2024, s. 152). Den totala osäkerheten på $F_{\text{uppmätt}}$ kunde då beräknas som

$$\sigma_{\text{total}} = \sqrt{(0.05 \times F_{\text{uppmätt}})^2 + \sigma_{\text{int}}^2}. \quad (11)$$

4.3 Avgränsningar

Detta arbete behandlar enbart syntetiskt framställda ALMA-observationer och kalibrering av verklig observationsdata var därför utanför denna rapports omfattning. Vidare studerades endast det optiskt tunna scenariot⁷, det vill säga att stoftets optiska djup vid de undersökta våglängderna alltid antogs uppfylla $\tau_{\nu} \ll 1$.

4.4 Specifika problem

I denna uppsats har fyra olika problemställningar undersökts i större uträkning. Nedan beskrivs de specifika metoderna som använts för att undersöka dessa problem.

4.4.1 Metod för observation av galax med $z = 7$ och $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$

För följande simuleringar genererades en modell av himlen där en Gaussisk fördelning på $0,8 \times 0,8$ bågsekunder representerade en stoftkälla från en hypotetisk galax, namngiven *Cortana* för vidare referenser i texten. Stoftkällan definierades med följande parametrar, $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$, $\beta = 2,0$ och temperaturen i intervallet $T_{\text{stoft}} = 40 \text{ K} - 80 \text{ K}$. Den genererade strålningskällan placerades vid riktningen J2000 $10^{\text{h}}00^{\text{m}}00.00^{\text{s}} - 30^{\circ}00'00.00''$ där samtliga genererade bilder var 512×512 pixlar stora med 0,01 bågsekund per pixel. Bilderna på strålningskällans spektrala flödestäthet producerades med CASA pipeline version 6.1.1.13. Från bilderna extraherades den totala spektrala flödestätheten av strålningskällan som sedan användes för att rita den bäst anpassande SED-grafen från vilken stoftkällans parametrar kunde extraheras från.

Två initiala simuleringar gjordes för de två gränserna av temperaturområdet, $T_{\text{stoft}} = 40 \text{ K}$ och $T_{\text{stoft}} = 80 \text{ K}$. ALMA-banden, de observerade frekvenserna ν och observationstiden för de två simuleringarna valdes för att så nära som möjligt återfå den ingående spektrala

⁷Se appendix A.1

flödestätheten av strålningskällan. Syftet med dessa initiala simuleringar var att upptäcka band med stor påverkan på hela temperaturintervallet. För den nedre temperaturgränsen valdes band 6, 7 och 8 och för den övre band 5, 8, 9 och 10. Alla band, med undantag för band 8 för mätningarna vid 40 K, observerades med 2,5 timmar observationstid. Band 8 vid 40 K observerades med 5 timmar observationstid.

Vidare gjordes ytterligare två simuleringar där målet var att få tillräckligt bra värden från båda temperaturextremerna genom att använda band som har stor påverkan på resultatet över hela temperaturintervallet. Inledande till denna mätning ritades den spektrala flödestätheten kontinuerligt över hela ALMAs frekvensområde för 40 K respektive 80 K. Datan jämfördes både med atmosfärens transmission av ljus vid en viss frekvens samt ALMA-teleskopets känslighet (RMS) vid samma frekvens. Från detta kunde ett flertal band exkluderas från de potentiella mätningarna då känsligheten på teleskopet ej var tillräcklig för flödestätheten vid studerad frekvens. För de gemensamma simuleringarna av *Cortana* uteslöts band 1 till 5 samt 9 och 10. Från detta återstod band 6, 7 och 8 där endast band 8 var gemensamt för de två initiala simuleringarna. Till följd av detta utnyttjades majoriteten av den totala observationstiden på band 8. Frekvenserna för band 6 och 7 valdes för att maximera signal till brus förhållandet i observationerna.

För resultaten från mätningarna i detta avsnitt användes en systematisk kalibreringsosäkerhet på 10% av de uppmätta flödet. 10% valdes då band 9 och 10 användes för mätningarna.

4.4.2 Områden i parameterrummet

Det är inte möjligt att veta varken stoftets temperatur, massa, emissivitetsindex eller andra parametrar innan mätningar gjorts. I utrustningen finns också vissa begränsningar för vad som kan mätas. Därför finns ett intresse att veta vilka delar av parameterrummet som är möjliga att mäta. I denna studie undersöktes vilka delar av parameterrummet innehållande parametrarna M_{stoft} , T_{stoft} och β_{stoft} som går att mäta i ALMA-teleskopets band 4, 6 och 8 med totalt 2 timmar observationstid i respektive band. Två olika metoder har använts. Ena metoden, vidare refererad till som metod 1, baseras på att göra simuleringar av galaxer i CASA vid specifika centerfrekvenser. Den andra metoden, som vidare refereras till som metod 2, kompletterar den första genom att svepa igenom alla frekvenser i de tre banden under idealiserade villkor.

4.4.2.1 Metod 1: Simuleringar med CASA Galaxen som simulerades hade rödförskjutning $z = 7$, stofttemperaturen $T_{\text{stoft}} = 60$ K samt stoftmassan $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$. Utöver detta gjordes även andra antaganden så som att parametern `direction` valdes till J2000 $10^{\text{h}}00^{\text{m}}00.00^{\text{s}} - 23^{\circ}00'00.00''$. Deklinationen sattes till -23° eftersom latituden för ALMA är $-23,029^{\circ}$ (ALMA Observatory, u. å-c), så att sträckan som ljuset transporteras genom atmosfären (och därmed också absorptionen) minimeras. Dessutom valdes galaxen till att stråla som en cirkulär Gaussisk källa med diametern $0.8''$. För att sedan ta reda på hur stor den spektrala flödestätheten var för den simulerade galaxen användes ekvation 5 med referensfrekvensen $\nu_* = 1900$ GHz.

Då simuleringar av mätningar i band 4, band 6 och band 8 skulle utföras valdes tre centerfrekvenser som vardera tillhörde respektive band. I band 4 valdes frekvensen 155 GHz, till band 6 valdes 243 GHz och till band 8 valdes 434 GHz. Frekvensen valdes baserat på tre krav där det första kravet innebar att frekvensen inte skulle ligga på ändarna av frekvensspektrumet för respektive band. Det andra kravet var att kvoten mellan spektrala flödet och RMS-värdet som gavs i ALMA Sensitivity Calculator (ALMA Observatory, u. å-b) skulle vara större än tre för att

öka sannolikheten att få en tydlig detektion. Det sista kravet var att den valda frekvensen inte skulle vara vid en absorptionslinje i atmosfären.

För att simulera mätningar av galaxen valdes även vilken ALMA-konfiguration som skulle användas. I detta fallet användes den mest kompakta konfigurationen från cykel 7 som innehöll 43 antenner som vardera har 12 meter diameter. Detta eftersom endast totala spektrala flödestätheten söktes och inga strukturer var relevanta för dessa mätningar. Vid varje simulation valdes en frekvens i varje band.

Simuleringen av mätningen gjordes sedan med `simalma` och `tclean` i enlighet med vad som beskrivits i tidigare delkapitel 4.2.3. Totalt genomfördes nio olika simuleringar där tre simuleringar (en för varje frekvens) gjordes per värde på $\beta_{\text{stoft}} = 1,0; 1,5; 2,0$. I varje simulering var totala observationstiden två timmar. Parametern `integration` i `simalma` sattes till åtta sekunder i alla simuleringar utom simuleringen för band 8 där $\beta_{\text{stoft}} = 1,0$. Detta för att minska mängden brus i den rengjorda bilden.

När de nio simuleringarna var gjorda och RMS-värdena var mätta i enlighet med delkapitel 4.2.4 användes dessa för att skapa en modell som beskriver vilka delar av parameterrummet för olika värden på β_{stoft} som kan mätas. Modellen beräknade den spektrala flödestätheten i alla de nio fallen med hjälp av ekvation 5 med referensfrekvensen $\nu_* = 1900$ GHz. Därefter logaritmerades alla värden och slutligen valdes flödestätheten för fallet då $\beta_{\text{stoft}} = 2,0$ och frekvensen är 434 GHz för att skapa en bakgrund till en figur som modellen illustreras av. I modellen beräknades även $3\sigma = 3 \times \text{RMS-gränsen}$ var för alla nio fall och dessa illustrerades sedan som konturer över bakgrunden som indikerade flödestätheten. Dessa konturer indikerar tre standardavvikelser säkerhet för att en detektion innehåller en äkta signal och inte endast är brus.

4.4.2.2 Metod 2: Frekvenssvep med ATM *Allmän referens för detta avsnitt: ALMA Cycle 12 Technical Handbook, v. 12.3 (2025), Cortes m. fl.* Den andra metoden gick ut på att svepa igenom alla frekvenser i banden 4, 6 och 8 och därefter välja ut frekvensen som gav den starkaste signalen (och därmed den minsta stoftmassan) för fasta värden på T_{stoft} och β_{stoft} ,

$$M_{\min} = N_{\sigma} / \max \left(\frac{S_{\nu}(M_{\text{stoft}} = 1M_{\odot}, T_{\text{stoft}}, \beta_{\text{stoft}}, z)}{\sigma_{\nu}} \right)$$

där S_{ν} beräknades med ekvation 5 och $N_{\sigma} = 3$ var detektionströskeln. Metoden antog samma rödförskjutning, positionering av galaxen, integrationstid, ALMA-konfiguration och urval av emissionsindex som metod 1. Temperaturen tilläts variera stegvis inom intervallet $T_{\text{stoft}} \in 20-80$ K (med stegstorleken 0,1 K). Frekvensintervallen för de olika banden motsvarade cykel 12 (133-163 GHz för band 4, 211-275 GHz för band 6 och 385-500 GHz för band 8) och stegstorleken 100 MHz användes för frekvenssvepet. RMS-värdet för en punktkälla gavs av ekvation 9.8 i Cortes m. fl., 2025 som,

$$\sigma_{\nu} = \frac{\omega_r 2k_B T_{\text{system}}^{z=0}}{\eta_q \eta_c A_{\text{eff}} (1 - f_s) \sqrt{N(N-1) n_p \Delta\nu t_{\text{int}}}},$$

där $\omega_r = 1,1$ var den robusta vikt faktorn, $\eta_q = 0,96$ var kvantiseringseffektiviteten, $\eta_c = 0,88$ var korrelatoreffektiviteten, $f_s = 0$ var andelen skuggade antenner, $N = 43$ var antalet iakttagande antenner, $n_p = 2$ var antalet polariseringar, $\Delta\nu = 7,5$ GHz var upplösningselementets bredd, $t_{\text{int}} = 2$ h var integrationstiden, $A_{\text{eff}} = 36\pi\eta_{\text{ap}}$ var antennernas effektiva area och η_{ap} var den bandspecifika apertureffektiviteten (vilken antog värdena 0,70, 0,68 och 0,60 för band 4, 6

respektive 8). Systemtemperaturen beräknades enligt ekvation 9.7 i Cortes m. fl., 2025 som:

$$T_{\text{system}}^{z=0} = \frac{1 + g}{\eta_{\text{eff}} e^{-\tau_0}} \left[T_{\text{rx}} + \eta_{\text{eff}} T_{\text{himmel}}^{z=0} + (1 - \eta_{\text{eff}}) T_{\text{n}} \right],$$

där $g = 0$ var sidbandsförhållandet (samtliga band var av mottagartyp 2SB), $\eta_{\text{eff}} = 0,95$ var framåteffektiviteten, T_{rx} var den bandspecifika mottagartemperaturen (42 K, 50 K och 135 K för band 4, 6 respektive 8) och $z = |\delta_{\text{läge}} - \delta_{\text{källa}}| = 0$ var zenitvinkeln, där $\delta_{\text{läge}}$ och $\delta_{\text{källa}}$ var deklinationen för ALMA-antennerna respektive ljuskällan (dessa hade samma värde och slog ut varandra). Den Planckkorrigerade brustemperaturen gavs av ekvation 9.4 i Cortes m. fl., 2025 enligt

$$T_{\text{n}} = T_{\text{mark}} \frac{hv/kT_{\text{mark}}}{\exp(hv/kT_{\text{mark}}) - 1},$$

där $T_{\text{mark}} = 270$ K var omgivningstemperaturen (endast marken betraktades). Himmeltemperaturen, $T_{\text{himmel}}^{z=0}$ och zenitopaciteten, τ_0 tillhandahölls av *Atmospheric Transmission at Microwaves* (ATM) koden som skrevs av Pardo m. fl. (2001). Den atmosfäriska profilen skapades med följande inställningar: en höjd på 5 km, en marktemperatur på T_{mark} , ett marktryck på 560 hPa, en troposfärisk temperaturgradient på $-6,5^\circ\text{C km}^{-1}$, en relativ luftfuktighet på 20%, en skalthöjd för vattenånga på 1,5 km samt en generell atmosfärstyp som motsvarande subarktisk sommar. Verifiering av kodens korrekthet hittas i Appendix A.3, där en transmissionsfigur återskapades. Systemtemperaturen beräknades för sju olika pwv-värden,

$$\text{pwv}_i = (0,472; 0,658; 0,913; 1,262; 1,796; 2,748; 5,186) \text{ mm}, \quad i = 1 \dots 7.$$

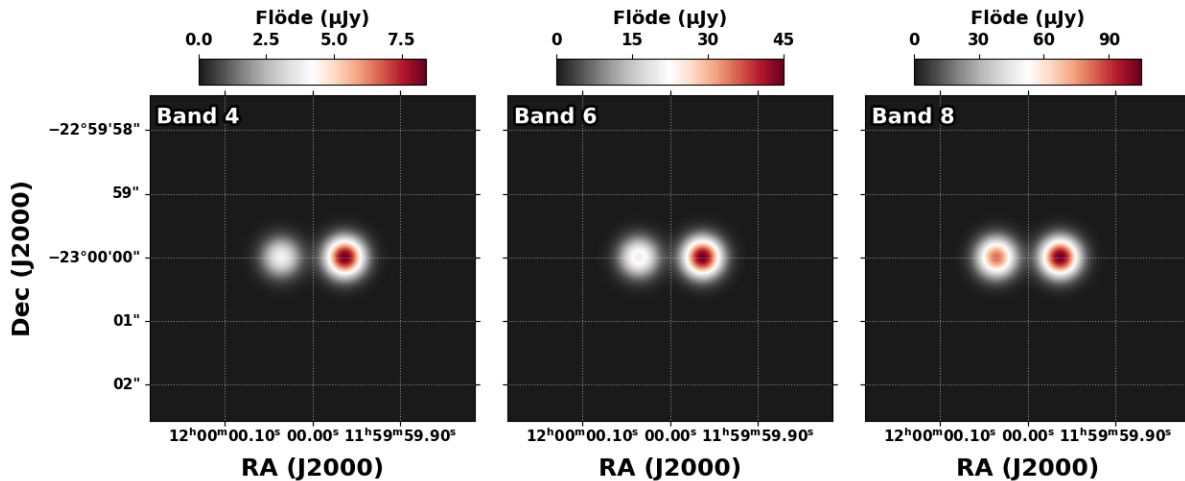
Det slutliga värdet som användes var den högsta temperaturen som tillfredsställde regeln

$$T_{\text{system},i} < \sqrt{2} T_{\text{system},1}, \quad i = 2 \dots 7.$$

4.4.3 Detektering och upplösning av två närliggande stoftkällor

För att utvärdera ALMAs förmåga att urskilja två kompakta stoftkällor separerade med $1''$ vid rödförskjutning $z = 7$, skapades först en galaxmodell bestående av två Gaussiska komponenter med FWHM = $0,5'' \times 0,5''$. De var placerade exakt $1''$ center-till-center (J2000 $11^{\text{h}}59^{\text{m}}59.9638^{\text{s}} - 23^\circ00'00.00''$ respektive $12^{\text{h}}00^{\text{m}}00.0362^{\text{s}} - 23^\circ00'00.00''$). Parametrarna för de två komponenterna sattes till $T = 40$ K, $M = 10^7 M_{\odot}$ och $\beta = 2$, respektive $T = 60$ K, $M = 2 \times 10^6 M_{\odot}$ och $\beta = 2$ för komponent 1 och 2. De två komponenternas parametrar och dess spektrala flödestätheter visas i Tabell 2 och galaxmodellerna som användes för simuleringarna visas i Fig. 3. En upplösning på $1''$ valdes för att de två stoftkällorna ligger exakt $1''$ ifrån varandra. Enligt Rayleighkriteriet krävs en stråle med ungefär samma storlek som separationen för att två punkter ska kunna särskiljas (ALMA Observatory, 2024). För att uppnå en strålstorlek på cirka $1''$ valdes de ALMA-konfigurationer vars maximala baslinje överensstämde med de värden som beräknats med Rayleighkriteriets formel ($\theta_{\text{res}} = \lambda/B_{\text{max}}$ för $\theta = 1''$). Detta gav konfigurationerna 7,1 för band 8 ($B_{\text{max}} \approx 161$ m), 7,2 för band 6 ($B_{\text{max}} \approx 314$ och 7,3 för band 4 ($B_{\text{max}} \approx 500$ m).

För att maximera det insamlade signal-brusförhållandet valdes för varje band den centerfrekvens som gav högst förväntat flöde utan att ligga i någon av absorptionslinjerna i atmosfärens



Figur 3: De tre galaxmodellerna som användes till simuleringarna för de två stoftkällorna. Komponent 1 är åt höger medan komponent 2 är åt vänster.

Tabell 2: Parametrarna för de två stoft komponenterna

	Komponent 1	Komponent 2
$M_{\text{stoft}} [M_{\odot}]$	1×10^7	2×10^6
$T_{\text{stoft}} [\text{K}]$	40	60
β	2	2
Spektral Flödestäthet (μJy) (teoretisk)		
Band 4	8,4	3,9
Band 6	45	25
Band 8	105	82

transmissionsspektrum. Frekvenserna sattes därför till 150 GHz (band 4), 260 GHz (band 6) och 405 GHz (band 8). Därefter användes ALMA Sensitivity Calculator för att uppskatta den teoretiska RMS-nivå som borde uppnås givet en observationstid, frekvens och bandbredd (bandbredd sattes till 7,5 GHz för samtliga simuleringar).

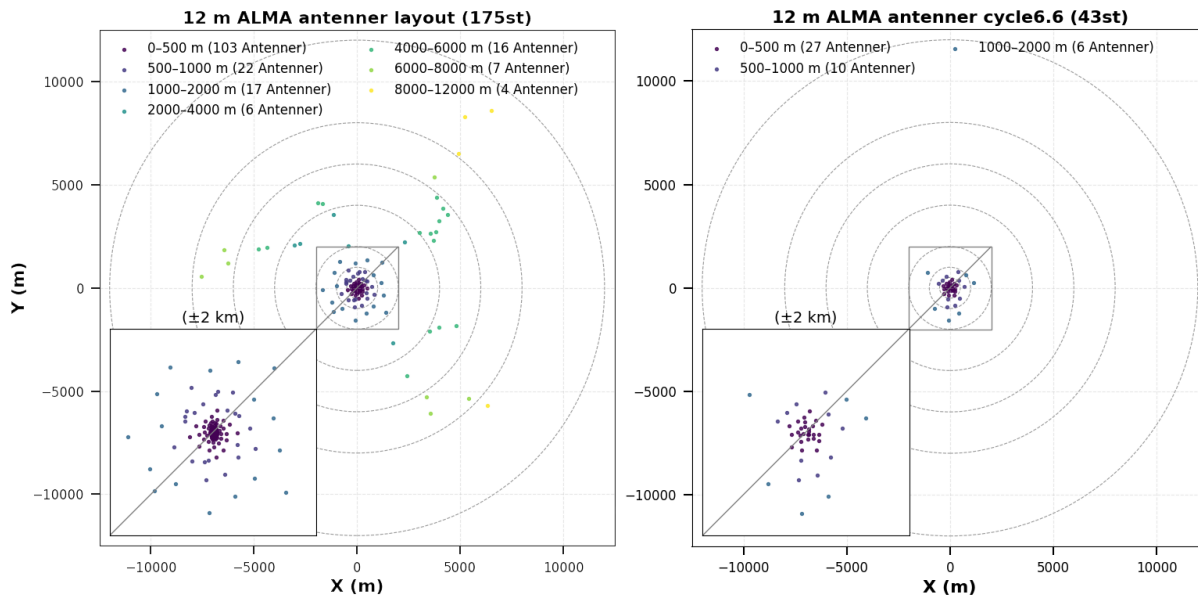
Bildbehandlingen gjordes med `tclean` i CASA. Dessutom applicerades *uv*-tapering under bildbehandlingen för att finjustera strålformen och säkerställa en upplösning på så nära $1''$ som möjligt i samtliga band. Briggs-viktning med `robust = 0` användes även för att maximera upplösningen och separationsmöjligheten mellan de två komponenterna.

Eftersom båda källorna var betydligt mindre än den syntetiserade strålen ($0,5''$ jämfört med en stråle på approximativt $1''$) behandlades de som olösta punktkällor och låste därför in deras form till just strålens dimensioner. Detta är på grund av att en Gaussisk komponent med $\text{FWHM} = 0,5''$ är ungefär halva strålstorleken, därför framstår den som en punktkälla. Genom att tvinga `imfit` att använda exakt strålstorleken minskades risken för att anpassnings-algoritmen försökte uppskatta en tillgjord liten eller stor storlek efter konvolution med strålen.

4.4.4 Förbättrad känslighet med framtida ALMA-konfigurationer

För att undersöka hur antalet antenner och baslinjer påverkar ALMAs observationsförmåga, skapades en konfiguration som använder alla befintliga 12 m antennpositioner vid ALMA. Denna

konfiguration, som härefter kommer kallas för *1337-konfigurationen*, går att se i Fig. 4 och har en max baslinje på 16 km. Med hjälp av CASA V6.7.0.31 återskapades de fyra observationer som ligger till grund för Bakx m. fl., 2021. Samma observationstid och konfigurationsfiler som bäst motsvarade de som faktiskt användes vid observationerna användes. Även bandfrekvenserna sattes med målet att efterlikna de riktiga observationerna. För varje simulering definierades en ny galaxmodell motsvarande en av de fyra olika band-observationerna. Bildbehandlingen gjordes



Figur 4: Till vänster visas alla 175 tillgängliga positioner erhållna för 12 m antenner vid ALMA. Max baslinje för denna konfiguration är 16195.36 m. Till höger visas konfigurationen "alma.cycle6.6" med totalt 43 stycken 12 m antenner, men en max baslinje på 2516.90 m. OBS: här visas endast (x,y) positionerna, elevationen (z) ingick även i konfigurationerna men utelämnas i denna figur.

med hjälp av `tclean` och bilderna behandlades tills att de uppnått samma RMS som dess motsvarande verkliga observation. Efter bildbehandlingen extraherades flödet genom att anpassa en 2D Gaussian genom `imfit`. Därefter upprepades alla simuleringar med den hypotetiska *1337-konfigurationen*, en konfiguration med alla 175 unika 12 m antenn-plattorna i en mycket utsträckt konfiguration, men med halva observationstiden för varje observation. Sedan samlades alla flödesresultat in och en flödesnoggrannhet på 5% antogs för alla band. Samtliga simulationer korrigerades för magnifikation på $\mu = 9,3$ enligt (Knudsen m. fl., 2017). Till sist anpassades en modifierad svartkropp (MBB) enligt ekvation 5 till de simulerade kontinuumflödena med hjälp av `emcee` Python paketet (Foreman-Mackey m. fl., 2013).

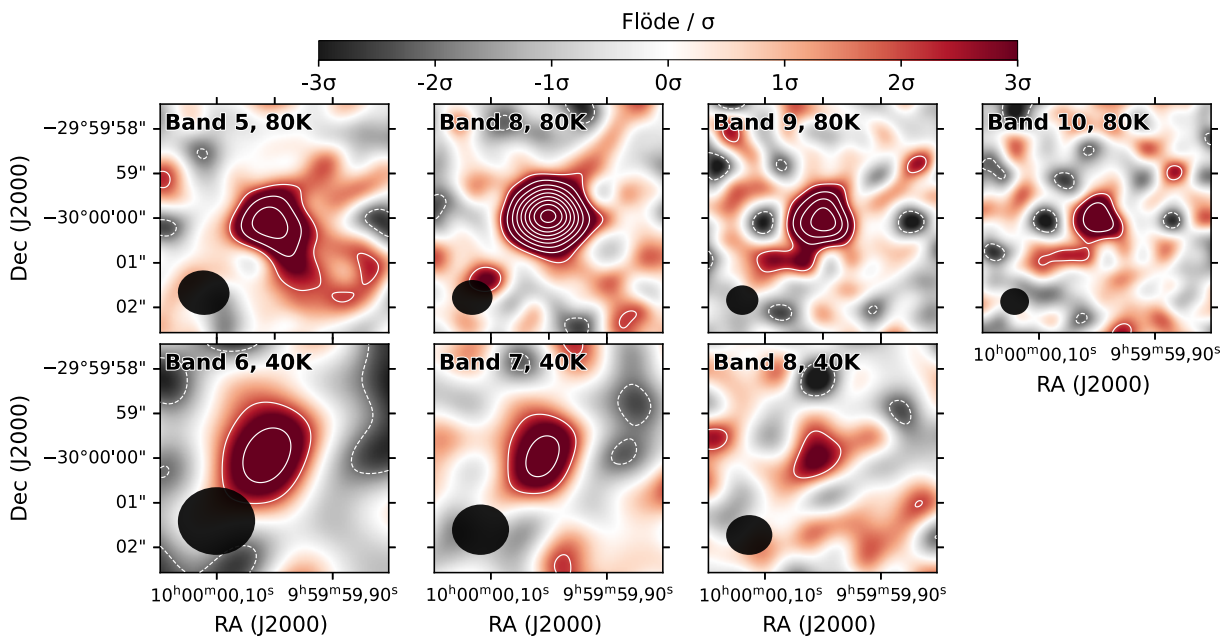
Uniforma a priorifördelningar användes på stoftets tre parametrar och de tilläts utforska parameterutrymmet fritt enligt $T_{\text{stoft}} \in [T_{\text{CMB,z}}, 170]$ K, $\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot}) \in [4,12]$ och $\beta \in [1,3]$, där $T_{\text{CMB,z}} \approx 22,16$ K för A1689-zD1. Totalt användes 18 000 steg och de första 7 000 stegen kastades bort i och med att dessa antas vara *burn-ins*. Konvergens för varje parameter verifierades genom att undersöka *trace-plotsen*, som går att se i Appendix A.2. Dessutom valdes bara varje femte datapunkt att tas med i den slutliga datan, detta på grund av att datapunkter nära varandra kan visa på en viss korrelation.

5 Resultat

I följande avsnitt presenteras resultaten för de tidigare introducerade metoderna med start i optimering av observationstid och frekvensband för rödförskjutna galax med $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$.

5.1 10 timmars observation av galax med $z = 7$ och $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$

I Fig. 5 visas de simulerade observationerna av Cortana med de specificerade parametrarna $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$, $\beta = 2,0$ och temperaturintervallet $T_{\text{stoft}} = 40 \text{ K} - 80 \text{ K}$. Bilderna producerades med CASA pipeline version 6.1.1.13 där den spektrala flödestätheten av strålningskällan extraherades med modulen `imfit`. Dessa resultat presenteras i Tabell 3.



Figur 5: Den simulerade stoftstrålningskällan för Cortana i band 5,8,9,10 för den övre gränsen, $T_{\text{stoft}} = 80 \text{ K}$ (övre fyra figurer) och 6,7,8 för den lägre gränsen, $T_{\text{stoft}} = 40 \text{ K}$ (nedre tre figurer). Bildbehandlingen gjordes med modulen `tclean` i CASA där *natural weighting* användes med *uv-tapering* på 0,5 bågsekunder. Strålningsstorleken för respektive bild visas i nedre vänstra hörnet som svarta ellipser. Vita konturer visas vid $[2,4,\dots,10] \times \sigma$ för samtliga band där σ är rms för respektive bild.

Tabell 3: Simulerad samt ingående data för galaxen Cortana. Valt band för varje observation, observationsfrekvens ν , utgående flödestäthet F_{ν} och RMS presenteras för både 40 K och 80 K mätningen. \dagger visar ingående modelldata.

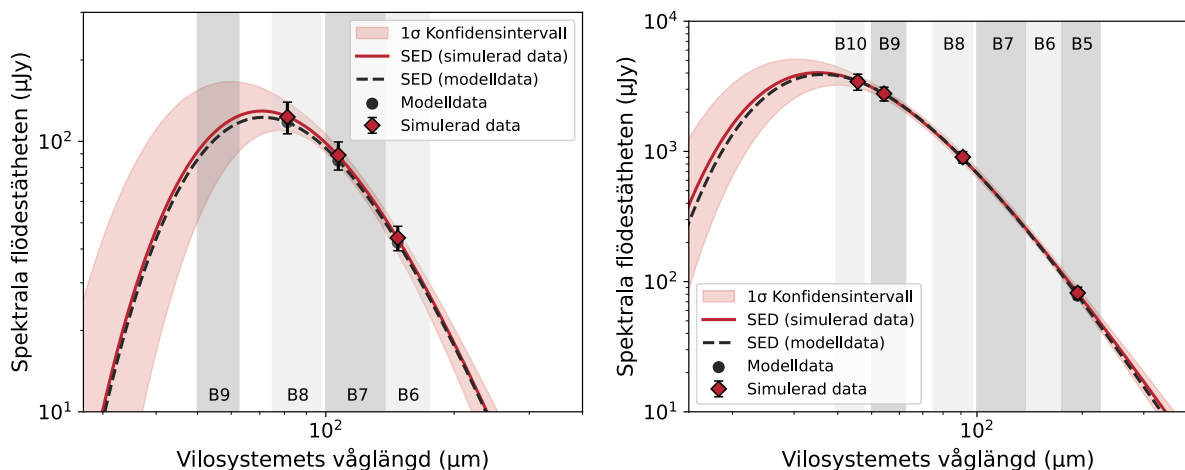
$T_{\text{stoft}} \text{ (K)}$	Band	$\nu \text{ (GHz)}$	$F_{\nu} \text{ (}\mu\text{Jy)}$	RMS ($\mu\text{Jy bm}^{-1}$)	$F_{\nu} \text{ (}\mu\text{Jy)}^{\dagger}$	RMS ($\mu\text{Jy bm}^{-1}$) †
40	8	461,8	123 ± 17	23	118	27
40	7	350,5	89 ± 11	12	85	12
40	6	254,2	44 ± 5	7,7	42	7,6
80	10	821,9	3435 ± 486	301	3467	289
80	9	691,2	2778 ± 337	137	2778	136
80	8	411,5	905 ± 91	27	885	26
80	5	193,2	82 ± 9	7,2	78	7,8

Från de uppmätta simulerade värdena på den spektrala flödestätheten kunde energifördelningen av den termiska strålningen anpassas med en modifierad svartkroppsfunktion, se Fig. 6. Ur denna anpassning extraherades de uppmätta parametrarna av galaxen och jämfördes med de ingående. Till höger i Tabell 4 presenteras de utgående värdena från simuleringarna av Cortana.

Tabell 4: Extraherade värden på T_{stoft} , β och $\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot})$ från SED-anpassningen för temperaturgränserna $T_{\text{stoft}} = 40$ K och 80 K med band valda för att uppnå bästa resultat.

Parameter	$T_{\text{stoft}} = 40$ K	$T_{\text{stoft}} = 80$ K
T_{stoft} (K)	$40,1^{+13,6}_{-11,4}$	$84,6^{+20,0}_{-16,1}$
β	$2,02^{+0,89}_{-0,56}$	$1,88^{+0,36}_{-0,28}$
$\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot})$	$7,01^{+0,49}_{-0,33}$	$6,97^{+0,17}_{-0,15}$

De presenterade SED-graferna för Cortana i Fig. 6 är för simuleringar där banden valdes för att uppnå bästa resultaten. Varje band och dess tillhörande frekvensområde är markerat som grå vertikala områden i grafen för att tydliggöra frekvensområdena i figurerna.



Figur 6: SED för 40 K (vänster graf) och 80 K (höger graf) simuleringar av galaxen Cortana med band för att uppnå bästa resultat. 1σ Konfidensintervallet samt den bästa SED-kurvan ritas också. De grå vertikala områdena är frekvensband från ALMA.

Värdena från simuleringarna med samma band presenteras nedan i Tabell 5.

Tabell 5: Simulerad samt ingående data för galaxen Cortana. För varje band visas observationsfrekvens ν , flödestäthet F_{ν} och RMS (i $\mu\text{Jy bm}^{-1}$) för både $T_{\text{stoft}} = 40$ K och 80 K.

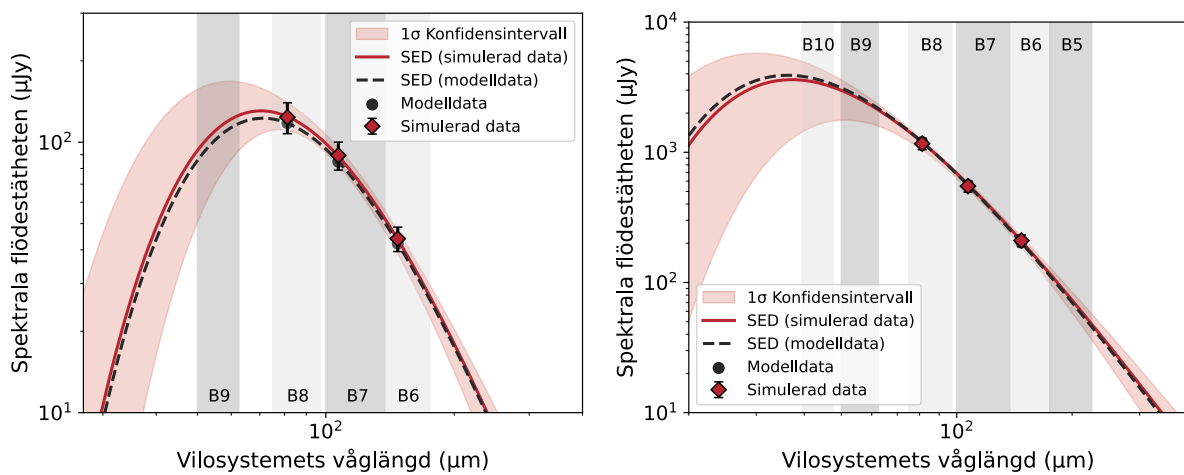
Band	ν (GHz)	$T_{\text{stoft}} = 40$ K			$T_{\text{stoft}} = 80$ K		
		F_{ν} (μJy)	RMS ($\mu\text{Jy bm}^{-1}$)	F_{ν}^{\dagger} (μJy)	F_{ν} (μJy)	RMS ($\mu\text{Jy bm}^{-1}$)	F_{ν}^{\dagger} (μJy)
8	461,8	124 ± 16	22	118	1164 ± 118	29	1199
7	350,5	89 ± 11	12	85	549 ± 55	21	560
6	254,2	44 ± 5	7,7	42	210 ± 22	11	202

Noteringar: \dagger Flödestäthet avser den ingående genererade datan.

Med MCMC-metoden extraherades parametervärdena som presenteras i Tabell 6 till höger. Även SED-graferna är presenterade nedan i Fig. 7 med 1σ konfidensintervall och gråa vertikala zoner för några av ALMAs frekvensband.

Tabell 6: Extraherade värden på T_{stoft} , β och $\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot})$ från SED-anpassningen för temperaturgränserna $T_{\text{stoft}} = 40$ K och 80 K med samma valda band.

Parameter	$T_{\text{stoft}} = 40$ K	$T_{\text{stoft}} = 80$ K
T_{stoft} (K)	$40,4^{+14,1}_{-12,1}$	$78,7^{+27,2}_{-29,5}$
β	$2,01^{+0,96}_{-0,57}$	$1,96^{+0,76}_{-0,39}$
$\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot})$	$7,00^{+0,53}_{-0,34}$	$7,03^{+0,39}_{-0,21}$

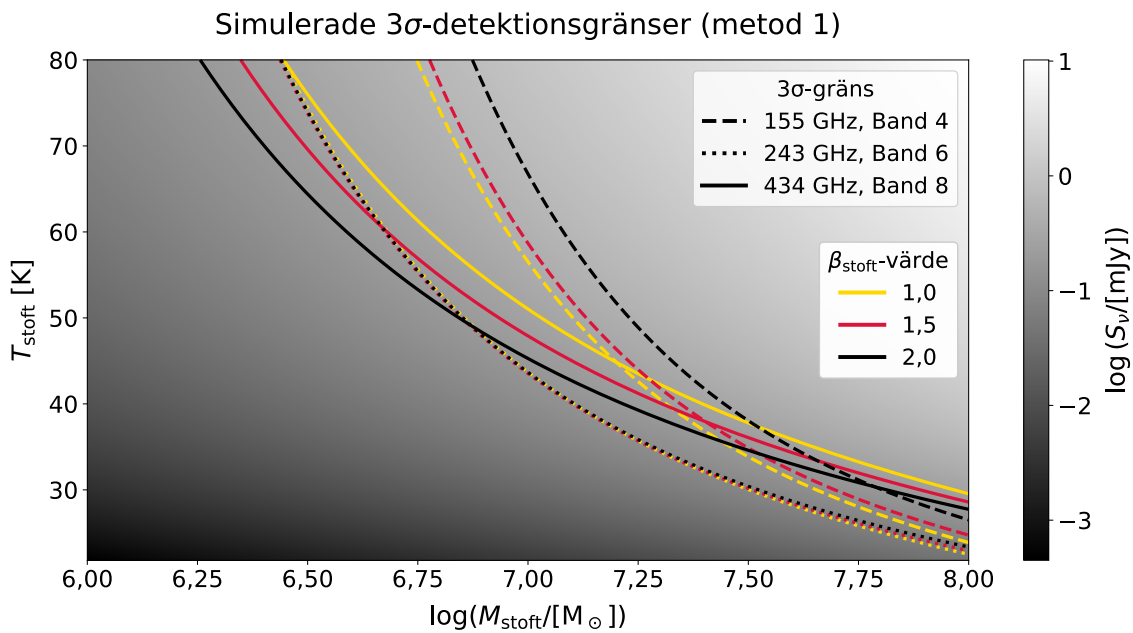


Figur 7: SED för 40 K (vänster graf) och 80 K (höger graf) simuleringar av galaxen Cortana med gemensamma band för båda observationerna. 1σ -konfidensintervallet samt den bästa SED-kurvan ritas också för respektive simulering. De gråa vertikala områdena är frekvensband från ALMA.

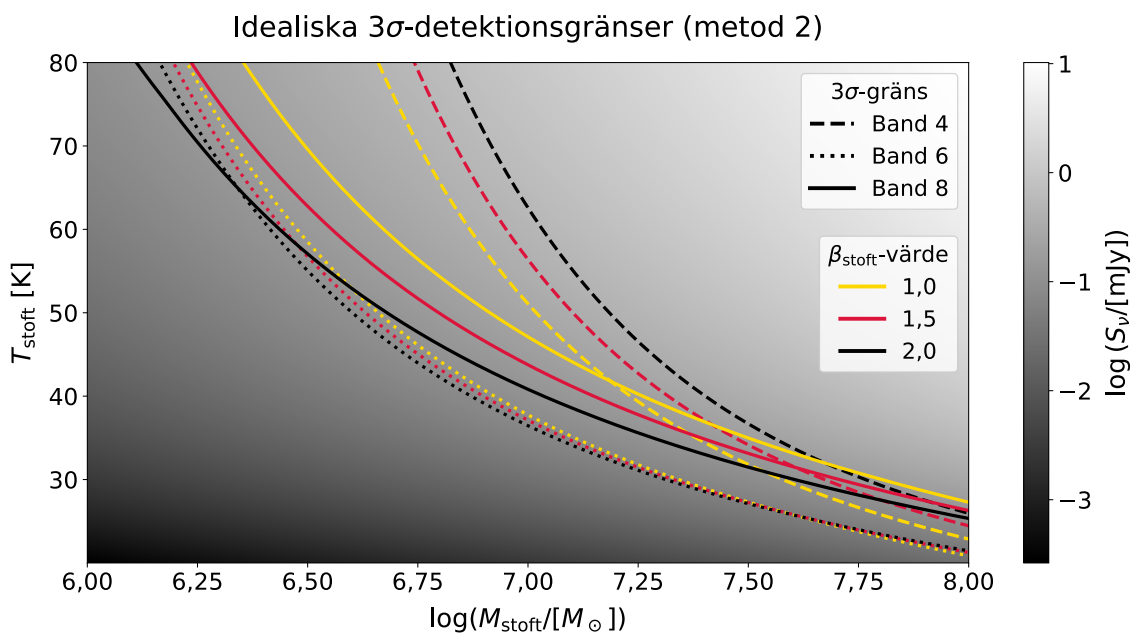
5.2 Detekterbara delar av parameterrummet

Från den första metoden som beskrivs i kapitel 4.4.2.1 illustreras de detekterbara delarna av parameterrummet i figur 8. Stoftmassan och spektrala flödestätheten anges i logaritmisk skala. I figuren är nio konturer utritade som vardera illustrerar 3σ -gränsen vid en specifik frekvens och vid ett visst β_{stoft} -värde. Konturerna markerar var detektioner i parameterrummet kan göras. I band 6 finns endast en mycket liten variation mellan 3σ -gränserna för de olika β_{stoft} -värdena. I både band 4 och 8 är det större skillnader mellan de olika β_{stoft} -värdena. Det går att notera att skillnaderna är mindre för större stoftmassor och lägre stofttemperaturer och blir större i det omvända fallet. Detta gäller för alla band.

Figur 9 illustrerar detekterbarheten i parameterrummet enligt metod 2 från kapitel 4.4.2.2. En allmän vänsterförskjutning observeras för alla detektionsgränser vid jämförelse med Fig. 8. Förövrigt har de jämförbara utseenden och positioneringar. De ideala detektionsgränserna ger därmed ett utökat parameterrum, vilket kan förväntas då interferometriska effekter inte simuleras. Dessutom går det att tydligt urskilja gränserna som tillhör band 6.



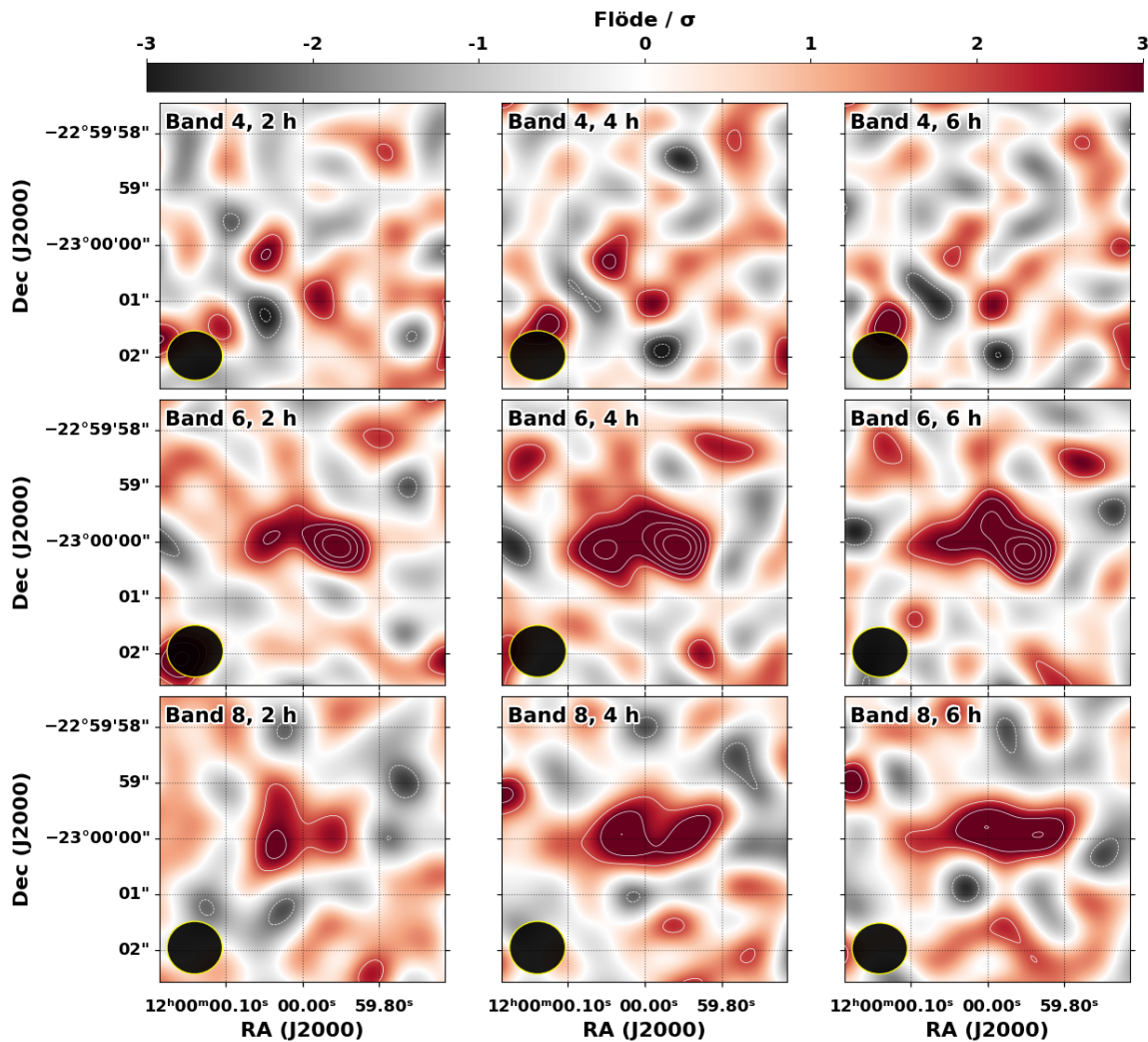
Figur 8: Figuren visar spektrala flödesvariationerna i parameterrummet där emissivtetsindexet är $\beta_{\text{stoft}} = 1,0; 1,5; 2,0$ medan stofttemperaturen och stoftmassan kan variera i intervallen $T_{\text{stoft}} \in [0, 80]\text{K}$ och $\log(M_{\text{stoft}}/[M_{\odot}]) \in [6, 8]$. Bakgrunden illustrerar den spektrala flödestätheten för frekvensen 434 Hz. Konturerna markerar 3σ -nivån för band 4, 6 och 8 respektive för vardera β_{stoft} -värde.



Figur 9: 3σ -detektionsgränserna visas under samma förutsättningar som i figur 8 (samma urval of emissionsindex, samma område för stofttemperatur och stoftmassa, samt en bakgrund vars spektrala flödestäthet beror på samma frekvens). Istället för fixade centerfrekvenser utförs ett frekvenssvep igenom hela banden där den minsta möjliga stoftmassan plockas ut. De flesta frekvenserna konvergerade mot 162,9 GHz, 274,9 GHz och 410,0 GHz för band 4, 6 respektive 8.

5.3 Upplösning av två närliggande stoftkomponenter

I Fig. 10 visas de resulterande simulationerna för observationerna av de två, relativt kompakta $0,5'' \times 0,5''$ stoftkällorna, separerade exakt $1''$ från varandra. Komponent 1, som överlag var den starkare källan ($T_{\text{stoft}} = 40 \text{ K}$, $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$) var placerad vid $11^{\text{h}}59^{\text{m}}59.9638^{\text{s}} - 23^{\circ}00'00.00''$ (åt höger i figurerna), medan komponent 2, den svagare källan ($T_{\text{stoft}} = 60 \text{ K}$, $M_{\text{stoft}} = 2 \times 10^6 M_{\odot}$) var placerad vid $12^{\text{h}}00^{\text{m}}00.0362^{\text{s}} - 23^{\circ}00'00.00''$ (vänster i figurerna). Varje simulation använde Briggs-viktning med robust = 0 för att maximera upplösningen och sannolikheten att separera komponenterna, detta på bekostnad av känslighet. För att erhålla en strålstorlek på $1''$ applicerades även diverse uv -tapers på samtliga simulationer, se Tabell 7. De två komponenterna detekterades i alla band förutom band 4.



Figur 10: Simuleringar för de två stoftkomponenterna i band 4, 6 och 8 med varierande observationstid. Vita konturer är ritade som multipler av varje simulations RMS (σ), börjar vid 2 och ökar i steg av 1 (positiva). De streckade konturerna visar $-\sigma$ i steg av 1. Strålstorleken syns i nedre vänstra hörn som en svart ellips. Varje simulation använde Briggs-viktning med robust = 0 och en uv -tapering som gav $1''$ applicerades (mer tillhörande information erhålls i Tabell 7).

Resultaten för de extraherade flödena från de två komponenterna visas i Tabell 8. Flödena extraherades genom användning av `imfit` (CASA V6.7.0.31), där två initialgissningar för

Tabell 7: Information tillhörande simulationerna som visas i Fig. 10.

Band	Obs. Tid	uv -taper (")	Maj. ax. (") [†]	Min. ax. (") [†]	RMS ($\mu\text{Jy}/\text{bm}$)	ν_{cen} (GHz)
4	2 h	0,7	1,00	0,89	6,64	150
4	4 h	0,7	1,01	0,89	4,70	150
4	6 h	0,65	1,01	0,86	3,80	150
6	2 h	0,8	1,01	0,93	8,70	260
6	4 h	0,8	1,02	0,93	6,2	260
6	6 h	0,75	1,01	0,90	5,20	260
8	2 h	0,85	0,99	0,94	28,3	405
8	4 h	0,85	1,00	0,94	20,0	405
8	6 h	0,8	0,99	0,91	16,4	405

Noteringar: Efter applicering av uv -taper. För band 4 användes konfiguration 7.3, band 6 använde 7.2 och band 8 simulerades med konfiguration 7.1.

komponenterna gavs. Samtliga körningar av `imfit` konvergerade. Notera att den konvolverade strålstorleken begränsades till samma storlek som den syntetiserade strålstorleken.

Tabell 8: Sammanställning av uppmätt flödesextrahering för de två komponenterna vid Band 4, 6 och 8 för observationstider på 2, 4 och 6 timmar. De insatta flödena var 8,4 och 3,9 μJy (band 4) för komponent. 1 respektive 2, 45 och 25 μJy (band 6) för komponent. 1 respektive 2, 105 och 82 μJy (band 8) för komponent. 1 respektive 2. En flödesnoggrannhet på 5% antogs för varje band. För band 4 visas en $3 \times \sigma$ övre gräns.

Band	Obs. tid (h)	Komponent	Uppmätt flöde (μJy)	Flödesextraktion (%)
Band 4	2	–	$< 3 \times \sigma_{2\text{h}} = 20$	–
	4	–	$< 3 \times \sigma_{4\text{h}} = 14$	–
	6	–	$< 3 \times \sigma_{6\text{h}} = 11$	–
Band 6	2	1	$44,5 \pm 5,9$	98,9
		2	$28,0 \pm 5,6$	112,0
	4	1	$42,2 \pm 5,3$	94,0
		2	$30,1 \pm 5,1$	121,4
	6	1	$37,0 \pm 4,8$	82,1
		2	$23,0 \pm 4,6$	92,1
Band 8	2	1	$98,5 \pm 18$	93,9
		2	$61,3 \pm 18$	74,8
	4	1	$89,9 \pm 16$	85,6
		2	$77,9 \pm 15$	95,0
	6	1	$68,0 \pm 12$	64,8
		2	$65,2 \pm 12$	79,5

5.4 Effekten av fyrfaldig antennuppsättning på stoftdetektion

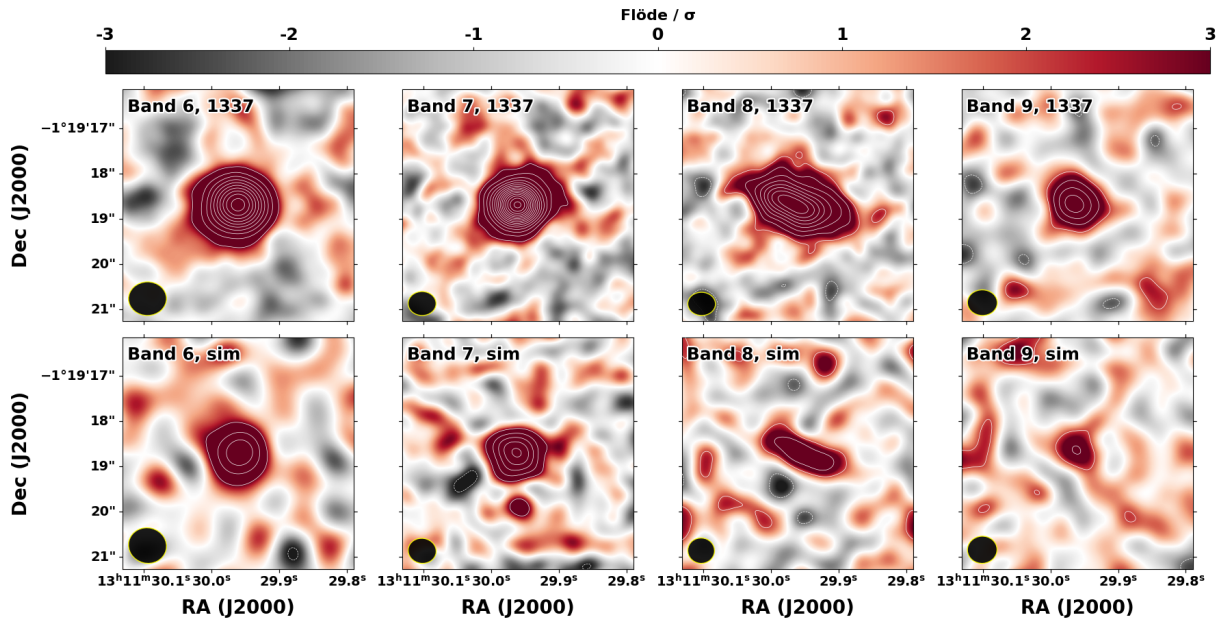
I den här delen visas resultaten för totalt 8 simulerade observationer. Fyra av dessa skapades med målet att efterlikna de verkliga observationerna som erhålls i Bakx m. fl., 2021. De andra fyra simulerades att observera samma galaxmodeller, men nu med halva observationstiden som de föregående, och med en konfiguration innehållande 175 stycken 12 m antenner. Tabell 9 sammanfattar de resulterande spektrala flödestätheterna, RMS-värdena, medelfrekvensen ν_{cen} , observationstiden samt strålens dimensioner för varje band i (a, 1337) respektive (b, *Sim. Bakx 2021 m. fl.*).

Resultaten för de simulerade stoftkontinuumen går att se i Fig. 11, där översta raden motsvarar simuleringarna med 1337-konfigurationen medan nedre raden är med den konfiguration som bäst motsvarade den som användes för respektive observation i (Bakx m. fl., 2021). På grund av att 1337-konfigurationen är väldigt förlängd, applicerades diverse uv -tapering på alla simulationer. De simulerade observationerna skapades med funktionen `tclean` i CASA V6.7.0.31, och samtliga observationer använde *natural*-viktning och behandlades till en flödestäthetströskel som motsvarade RMS-nivån för respektive observation.

Tabell 9: Simulerade observationer för A1689–zD1 med ALMA banden 6–9. (a) Resultaten för simulationerna med 1337-konfiguration, som har 175 stycken 12m-teleskop. (b) Resultaten för samtliga simulerade observationer i Bakx m. fl., 2021, där 35 – 43 stycken 12 m antenner användes.

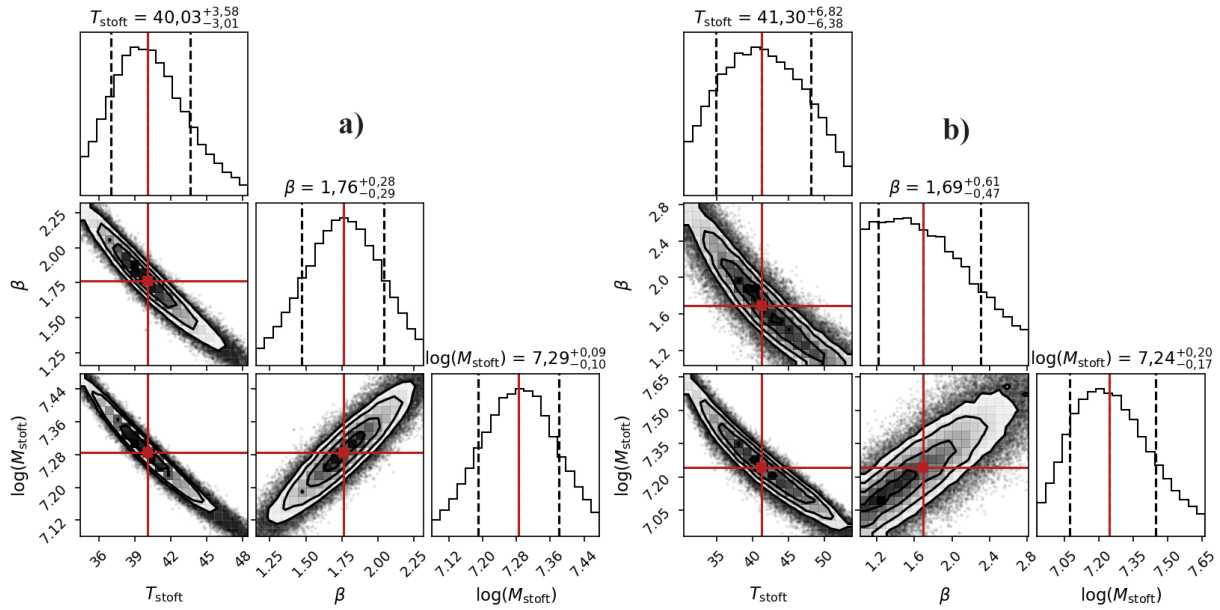
Band	F_ν (μJy) [†]	RMS ($\mu\text{Jy}/\text{bm}$) [†]	ν_{cen} (GHz)	Obs. tid (min) [‡]	θ_{major} (") ^a	θ_{minor} (") ^a
a)						
9	141 ± 8	7,4	694	47,5	0,66	0,57
8	180 ± 12	2,5	401,355	24	0,61	0,51
7	143 ± 7	1,5	343,5	16,65	0,62	0,53
6	59 ± 3	1,0	224	10,3	0,84	0,74
b)						
9	149 ± 24	22	694	95	0,65	0,60
8	183 ± 29	8,4	401,355	48	0,59	0,56
7	141 ± 16	4,7	343,5	33,3	0,62	0,55
6	$60 \pm 8,6$	3,3	224	20,6	0,85	0,78

Noteringar: [†] Spektrala flödestätheter och RMS har korrigerats för gravitationsförstoring med $\mu = 9,3$ (Knudsen m. fl., 2017). [‡] a) Simulerades med halva observationstiden av b).^a Strålstorleken, för 1337-konfigurationen användes den uv -taper som gav samma upplösning som de simulerade observerade värdena i Bakx m. fl., 2021, se Fig. 11.

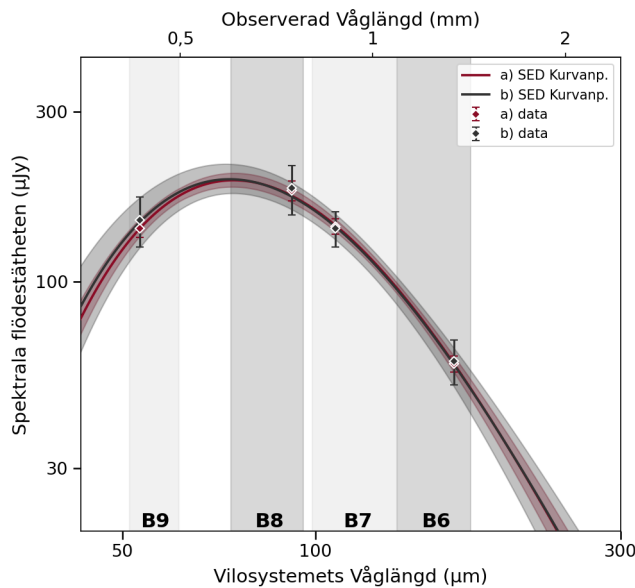


Figur 11: Det simulerade stoftkontinuumet för A1689-zD1 i band 6-9, med *1337-konfigurationen* (övre raden) och de simulerade observationerna från Bakx m. fl., 2021 (nedre raden). Alla behandlade bilder med *1337-konfigurationen* använde *natural*-viktning och en *uv*-tapering på 0,5, 0,325, 0,325 och 0,45 bågsekunder användes på respektive band 9, 8, 7, och 6, för att uppnå så nära upplösning som möjligt jämfört med de simulerade observationerna baserade på Bakx m. fl., 2021. Strålstorleken visas i nedre vänstra hörn som den svarta ellips. Vita konturer ritas vid nivåer motsvarande heltalsmultiplar av σ , där σ är RMS-brusnivån i bilden. För band 6 och 7 ökar konturerna i steg av 3, medan för band 8 och 9 som steg av 2.

Ekvation 5 anpassades till det simulerade stoftkontinuumets flödestätheter för A1689-zD1. MCMC-metoden som beskrevs i sektion 4.1.1 användes med hjälp av `emcee` Python paketet (Foreman-Mackey m. fl., 2013), och med uniforma a priorifördelningar på stoftets tre parametrar. Parametrarna tilläts utforska parameterutrymmen enligt $T_{\text{stoft}} \in [T_{\text{CMB},z}, 170]$ K, $\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot}) \in [4, 12]$ och $\beta \in [1, 3]$, där $T_{\text{CMB},z} \approx 22,16$ K för A1689-zD1. I Fig. 12 visas *corner*-plots för de två scenariona. De erhållna parametrarna för de båda scenariona visas i Tabell 10 och MBB kurvanpassningen visas i Fig. 13.



Figur 12: Corner plots som visar de 1D och 2D a posterioria sannolikhetsfördelningarna för parametrarna som användes för att anpassa den modifierade svartkroppen. De streckade linjerna indikerar 68% konfidensintervall, och de röda heldragna linjerna visar positionen för de bäst passande värdena. I a) visas 1337-simulationen medan b) visar de simulerade observationerna från Bakx m. fl., 2021. Parameteraxlarna är skalade så att endast de mittersta 95% av fördelningen visas för att öka visibiliteten.



Figur 13: SED plot för de extraherade flödena med (a) 1337-konfigurationen (röd kurva, röda felmarginaler och 1σ konfidensintervall). Den svarta kurvan (b), felmarginaler och 1σ konfidensintervall representerar simuleringarna av observationerna från (Bakx m. fl., 2021).

Tabell 10: Sammanfattning av parameterestimater från MBB-anpassningen som ses i Fig. 13. a) motsvarar 1337-konfigurationen medan b) representerar simuleringarna av observationerna från (Bakx m. fl., 2021).

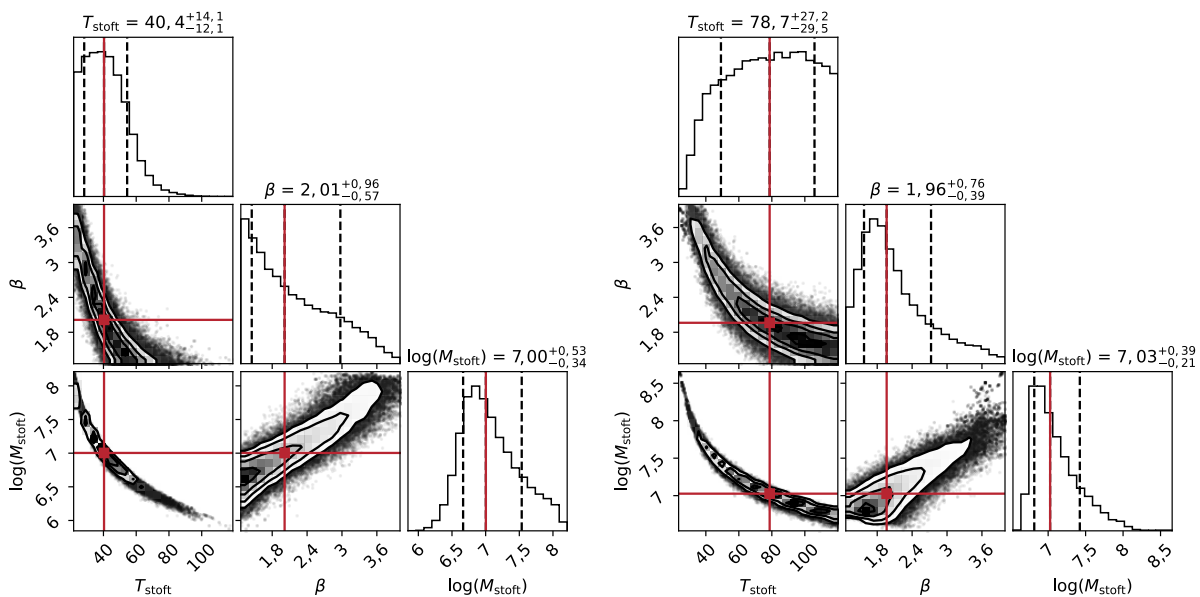
Parameter	a)	b)
$T_{\text{stoft}} \text{ (K)}$	$40,0^{+3,6}_{-3,0}$	$41,3^{+6,8}_{-6,4}$
β	$1,76^{+0,3}_{-0,3}$	$1,69^{+0,6}_{-0,5}$
$\log(M_{\text{stoft}}/M_{\odot})$	$7,29^{+0,1}_{-0,1}$	$7,24^{+0,2}_{-0,2}$

6 Diskussion

Diskussionskapitlet är uppbyggt kring de fyra huvudfrågorna, vars röda tråd är att detektering av stoft i tidiga galaxer är väldigt komplext. Först diskuteras SED-analyser av en modellgalax med stoftmassa $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$ där det visas att band 6, 7 och 8 inte är tillräckliga för att begränsa mätningarna av temperatur- och emissivitetsindex-parametern. Detta leder in i avsnitt 6.2 som är en djupare kartläggning av parameterutrymmet som behandlar vilka områden som faktiskt är detekterbara. Två oberoende metoder utvecklades för att säkerställa resultatets trovärdighet. Därefter görs en fördjupning i möjligheten att särskilja och extrahera spektralflödet för två nära liggande stoftkomponenter. I avsnitt 6.4 övergår diskussionen till hur antalet antenner påverkar känsligheten, där en fiktiv konfiguration med 175 stycken antenner jämförs mot en konfiguration på ungefär 39 antenner.

6.1 Strategi för detektion av galax med $z = 7$ och $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$

Från att studera sannolikhetsfördelningarna i corner-plotsen för simuleringarna av Cortana, Fig. 14, går det att dra slutsatser om de utgående parametrarnas trovärdighet. Värdena för M_{stoft} konvergerar mot värden kring $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$ för både 40 K och 80 K delen av galaxen vilket tyder på att resultaten är riktiga. Det framgår också från figurerna att konfigurationen av ALMA-banderna som användes för båda simuleringarna inte är nog för att utesluta mycket höga värden på T_{stoft} samt mycket låga värden på β . Dessa parametrar konvergerar inte mot ett värde vilket ses från att deras sannolikhetsfördelningar inte är begränsade inom de utforskade parameterområdet.



Figur 14: *Corner plots* som visar de 1D och 2D a posterioria sannolikhetsfördelningarna för parametrarna som användes för att anpassa den modifierade svartkroppen. De streckade linjerna indikerar 68% konfidensintervall, och de röda heldragna linjerna visar positionen för de bäst passande värdena. Corner-plotsen är för 40 K- och 80 K-gränsen för simuleringar av Cortana med samma band.

Från Fig. 7 är det tydligt att de valda frekvensbanden inte kan producera mätdata nära toppen på SED-anpassningen för $T_{\text{stoft}} = 80$ K-gränsen, vilket ger upphov till en stor felmarginal på temperaturvärdena då toppens placering beror av stofttemperaturen. Vid jämförelse av resultatet

och artiklarna (Bakx m. fl., 2021) och (Algera m. fl., 2024), där mätningar med band långt från toppen på SED-anpassningen gjorts, framgår det att liknande slutsats dragits och att djupare mätningar av frekvensband närmare SED-toppen krävs för att begränsa temperaturparametern mer.

På samma sätt som för temperaturen går det att säga att β för den låga temperaturgränsen inte konvergerar mot ett värde inom vårt parameterutrymme. Eventuellt hade en djup mätning i band 4 eller 5 bidragit till att begränsa värdena på β mer då dessa värden är starkt relaterade till kurvans lutning vid långa våglängder.

Eftersom band 1-5 och band 9-10 i samband med simuleringarna i samma band uteslöts kan inte djupare mätningar göras för att begränsa parametrarna. Istället hade en möjlighet varit att börja med en initial mätning på 5 timmar i band 8 för att få information om den studerade galaxen och kunna efter det välja de band som passar bäst. Om det skulle framkomma att galaxen har en stofttemperatur närmare 80 K kan band 9 eller 10 användas eller band 4 och 5 om temperaturen är 40 K. På detta sättet hade ett tydligare resultat kunnat erhållas med samma antal observationstid. Simuleringarna visar på att detta är det absolut bästa sättet att fördela observationstiden när vi studerar högt rödförskjutna galaxer med en stoftmassa på $M_{\text{stoft}} = 10^7 M_{\odot}$.

6.2 Variation i detektionsgränser för olika emissivitetsindex

I resultatet från metod 1 går det att observera variationer i 3σ -nivån för olika observationsfrekvenser och β_{stoft} -värden. Om känsligheterna (RMS-värden) fås direkt från ALMA Sensitivity Calculator är de konstanta för samma frekvens, observationstid och deklination. Detta mått på ALMAs känslighet beror inte på ljuskällan och ger en teoretisk lägsta gräns för bruset. Simuleringarna i CASA visade en variation i RMS-värdena som extraherades vilket återspeglas i att 3σ -konturerna i Fig. 8 varierar inom en och samma frekvens då β_{stoft} varierar. Värdet från simuleringarna kan alltså vara högre än känsligheten från ALMA Sensitivity Calculator. Anledningen till detta är att CLEAN-processen i `tclean` kan lämna residualer där bland annat rester av krusningar från den syntetiserade strålen kan kvarstå. Modellen av himlen som inkluderas i `simalma` representerar ALMAs avbildningsförmåga exakt men kan brista i dess känslighetsuppskattning. Det kan då vara fördelaktigt att istället uppskatta det totala bruset genom att basera det på analytiska formler.

För frekvenserna i band 4 och 8 går det att observera större variationer i 3σ -nivåerna mellan de olika β_{stoft} -värdena än frekvensen i band 6. En av anledningarna till detta kan vara att frekvenser i band 4 och 8 har större känslighet för förändring i β_{stoft} än frekvenser i band 6. Band 4 är i regionen för Rayleigh-Jeans-änden ($h\nu \ll k_{\text{B}}T_{\text{stoft}}$) och band 8 är närmare Wien-delen för SED. Vid Rayleigh-Jeans-änden kan ekvation 1 skrivas om (genom att expandera exponentialtermen) sådan att $B_{\nu}(T) \propto \nu^2$. Detta ger att $S_{\nu} \propto \nu^{\beta_{\text{stoft}}+2}$. I band 8, nära Wien-delen av SED gäller istället att ekvation 2 kan skrivas $S_{\nu} \propto \nu^{\beta_{\text{stoft}}+3} e^{-h\nu/k_{\text{B}}T_{\text{stoft}}}$. En förändring av β_{stoft} kan därför ge stora effekter i dessa områden. I band 6 kan SED beskrivas med ekvation 2 och förändringar i β_{stoft} påverkar alltså värdet men inte lika mycket som i band 4 eller 8. Detta medför att parameterrummet för frekvensen i band 6 också påverkas mindre eftersom mätningarna vid denna frekvens är mer konsistenta med varandra oavsett emissivitetsindexets värde.

I Fig. 8 är det detekterbara parameterrummet begränsat till att tillåta antingen höga massor och medellåga temperaturer eller låga temperaturer och medelstora massor. För att mäta varma men stoftfattiga galaxer och även kalla men stofrika galaxer måste därmed flera olika frekvenser

i olika band användas för att kunna mäta större delar av parameterrummet. Om detta inte görs riskerar det att påverka uppfattningen om galaxer i det tidiga universum sådant att endast medelvarma och medelstofrika galaxer framstår som vanligt förekommande. I det fall då varma men stofffattiga galaxer inte kan mätas kan galaxer som är i tidiga stadier missas. I det motsatta fallet kan en underskattning av stoftmängden riskeras och därmed kan en del utvecklade galaxer också missförstås.

I tidigare studier där en relativt kall men stoftrik galax observerats understryker Algera m. fl. vikten av att genomföra mätningar av galaxer i flera olika ALMA-band för att kunna karaktärisera stoftets fysikaliska egenskaper (Algera m. fl., 2024, s. 1). Studier av andra typer av galaxer så som den varmare men stofffattigare galaxen som detekterades av Bakx m. fl., 2021 möjliggörs också genom användning av flera ALMA-band.

Eftersom endast tre diskreta värden på emissivitetsindexet användes i metod 1 saknas flera värden, speciellt höga värden på β_{stoft} . Det höga emissivitetsindexet $\beta_{\text{stoft}} = 2.5 \pm 0.4$ som bestäms för REBELS-25 (Algera m. fl., 2024) är ett exempel på varför dessa höga värden också bör undersökas i större utsträckning för en heltäckande bild av det detekterbara parameterrummet.

Givet att denna metoden ger en övre nivå för RMS-nivåerna än väntat bör 3σ -nivåerna tolkas som konservativa. Konsekvensen blir att resultatet i Fig. 8 representerar de lägre gränserna för det detekterbara parameterrummet. Sammanfattningsvis är det alltså viktigt att använda flera olika frekvensband för att studera galaxer i det tidiga universum. Detta för att kunna göra detektioner i olika delar av parameterrummet. Risker med att ignorera detta innebär bland annat att förståelsen kring bland annat stjärnbildning och universums tidiga utveckling kan bli snedvriden eller på andra sätt inkorrekt eftersom helhetsbilden saknas.

Modellen som beskrivs i delkapitel 4.4.2.1 är simpel av sin natur och eftersom den endast visar vad som är möjligt att mäta vid specifika frekvenser saknar metoden större delar av varje band. Den andra metoden undersöker blindpunkterna som uppstår ifrån att uteslutande förhålla sig till dessa centerfrekvenser. Genom att svepa igenom hela frekvensspektrumet för samtliga band blir det möjligt att inkludera ändarna av banden och därmed deras potentiella utvidgning av parameterrummet. Frekvenssvepet från den andra metoden visar att nästan alla $(T_{\text{stoft}}, \beta_{\text{stoft}})$ -kombinationer konvergerar mot tre diskreta frekvenssteg (med upplösningen 0,1 GHz). Dessa var 162,9 GHz för band 4, 274,9 GHz för band 6 och 410,0 GHz för band 8. Utöver dessa toppar uppenbarades andra optimala frekvenser men för betydligt färre $(T_{\text{stoft}}, \beta_{\text{stoft}})$ -kombinationer.

6.3 Två oupplösta stoftkomponenter

Resultaten i avsnitt 5.3 visar att två stoftkomponenter med en separation på cirka $\approx 1''$ kan särskiljas visuellt efter lämplig viktning och *uv-tapering* (åtminstone i band 6 och 8, ingen detektion i band 4). Trots att komponenternas utbredning bara är $0,5'' \times 0,5''$, alltså hälften av strålstorleken, uppvisar Fig. 10 tydliga dubbeltoppar i samtliga simulationer utom i band 4.

Vid anpassning med `imfit` låstes Gauss-FWHM till den syntetiserade strålen (FWHM = $1''$), vilket innebär att båda källorna behandlades som oupplösta punktkällor. Detta val motiveras av flera skäl: När en källa är mindre än strålstorleken blir det fysikaliskt omöjligt att direkt mäta en intern utbredning. Om FWHM tillåts variera fritt tenderar algoritmen att kompensera bristande signalstyrka mellan två källor genom att artificiellt ändra storleken, vilket leder till felaktiga flödesvärden. Genom att FWHM till strålstorleken reducerade vi antal fria parametrar från tre (flöde, position och storlek) till två (flöde och position), vilket gav stabilare estimat.

Slutligen indikerar simuleringarna att framtida studier som vill karaktärisera mycket små

eller svaga stoffkomponenter i högrödförskjutna galaxer måste säkerställa att den syntetiserade strålen är mindre än själva källan. Det går att extrahera information så som position och flöde ändå, men ingen inre utbredning om källan går att få reda på. Om en sådan galax däremot ligger bakom en gravitationslins, som fallet är för A1689-zD1, förstärks bilden, vilket i praktiken ger högre effektiv upplösning och öppnar möjligheten att studera interna stoffstrukturer även om den syntetiserade strålen är samma eller något större än källan (Knudsen m. fl., 2017).

6.4 Hur påverkar antalet antenner observationsförmågan?

Om antalet antenner som används vid observation ökas med en faktor på 4,5, minskar bakgrundsbruset markant. Även om bara hälften av den tänkta observationstiden används, blir minskandet av bakgrundsbruset betydande. Referenssimulationer skapades av de fyra observationerna i (Bakx m. fl., 2021), vars ursprungliga observationer använde 35 till 43 stycken 12 m antenner (beroende på observation). Därefter simulerades samma observationer återigen med *1337-konfigurationen* som istället består av 175 stycken 12 m antenner och halva observationstiden.

Enligt ALMA technical handbook avsnitt 9.2.1 relateras punktkällskänsligheten (*point source sensitivity*), σ_s , med antalet antenner och observationstid genom $\sigma_s = 1/\sqrt{N(N-1)t_{\text{obs}}}$, där N är antalet antenner och t_{obs} är observationstiden (ALMA Observatory, 2024, s. 146). Detta ger följande förhållande mellan *1337-konfigurationen* (a) och referenssimulationen (b)

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_b} = \sqrt{\frac{N_b(N_b-1)t_b}{N_a(N_a-1)t_a}} = \sqrt{\frac{39 \cdot 38 \cdot 1}{175 \cdot 174 \cdot 0,5}} \approx 0,312,$$

där $N_b = 39$, $t_b = 1$ (normaliserad), $N_a = 1$ och $t_a = 0,5$. I Tabell 11 visas både de empiriskt uppmätta RMS kvoterna för varje band samt den procentuella brusminskningen.

Tabell 11: Förhållande mellan RMS i 1337-konfigurationen och Bakx-simulationen för ALMA banden 6–9.

Band	σ_b (μJy)	σ_a (μJy)	σ_a/σ_b	Minskning (%)
9	22,4	7,36	0,329	67,1
8	8,42	2,5	0,297	70,2
7	4,7	1,47	0,313	68,7
6	3,3	1,04	0,315	69,1
Medel	—	—	0,314	68,6

Denna brusreduktion ($\approx 69\%$) vi ser när antalet antenner ökas med en faktor på ungefär 4,5 samtidigt som observationstiden halveras har flera viktiga konsekvenser. I sämre atmosfäriska förhållanden är det svårt att få tillräcklig känslighet i höga frekvensband med enbart längre observationstid. Med fler antenner kan man kompensera detta genom att få ner RMS. De högre frekvensbanden är oftast väsentliga för att få ner osäkerheterna på de extraherade parametrarna, se till exempel Bakx m. fl., 2021, där osäkerheten på stofftemperaturen minskade med 50% när band 9 användes. I praktiken är det idag svårt att få tid i de allra högsta banden, eftersom de kräver optimala väderförhållanden och ofta längre observationstider än lägre frekvensband. Resultaten i del 5.4 visar dock att en utökning av antalet antenner kan i många fall kompensera för dessa begränsningar och därmed öppna för effektivare och mer precisa stoffstudier, även i de högsta ALMA-banden, vilka verkar vara de mest väsentliga (Bakx m. fl., 2021). Detta skulle inte

bara möjliggöra kortare observationer utan även ge tillräcklig känslighet för att direkt avbilda interna komponenter i enskilda $z \approx 7$ -galaxer utan att de behöver ligga bakom en gravitationslins (se avsnitt 6.3).

6.5 Framtida arbete

I detta arbete har samtliga simuleringar modellerat galaxer som enkla Gauss-komponenter, men verkliga stofffördelningar i tidiga galaxer är ofta mycket mer komplexa, med klumpar, asymmetrier- och temperaturgradienter. I framtida studier bör mer realistiska galaxmodeller och modeller av stoffproduktion beaktas, exempelvis genom hydrodynamiska simulationer som i Esmerian och Gnedin, 2024. Hydrodynamiska simuleringar löser numeriskt gas- och stoffflödets rörelseekvationer i tre dimensioner, inklusive tryck, gravitation och energiövergång, vilket låter komplexa strukturer som klumpar och trådliknande strukturer växa fram på ett självorganiserat sätt. Detta ger en fysikaliskt motiverad fördelning av stoffet, till skillnad från enkla förutbestämda Gaussiska profiler.

En ytterligare viktig fördjupning är att undersöka hur valet av stoffkomposition påverkar SED-anpassning och tolkningarna. I detta arbete har vi antagit en fast massabsorptionskoefficient $\kappa_* = 10,41 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ vid referensfrekvensen $\nu_* = 1900 \text{ GHz}$, vilket motsvarar en enhetlig stoffkomposition. I verkligheten kan κ_* variera mellan olika stoffkorns-typer (till exempel silikater, grafit, med mera) och kornstorlekar. Genom att upprepa simuleringar och MCMC-anpassning med olika kombinationer av κ_* och ν_* , baserade på experimentella eller teoretiska korn-modeller, kan man kvantifiera hur känsliga de extraherade stoffmassorna och temperaturerna är för dessa antaganden.

Ett naturligt nästa steg är att ta de enskilda insikterna från 6.1 och 6.2 och applicera dem på en bredare population av högrödförskjutna galaxer med varierande stoffmassa, temperatur och emissivitetsindex. På så sätt kan vi inte bara pröva hur väl våra slutsatser håller över olika stoftegenskaper, utan också kartlägga exakt vilka ALMA-band och observationstider som ger optimal känslighet respektive upplösning i varje del av parameterrummet.

Det vore även möjligt att kombinera de två olika metoderna som användes för utforskningen av parameterrummet i delkapitel (4.4.2), genom att utföra ett så kallat frekvenssvep i enlighet med den andra metoden och sedan beräkna RMS-värden i enlighet med den första metoden för varje frekvenssteg. RMS-beräkningen gick ut på visuell lokalisering av ljuskällan i `imview`. För att göra simuleringar i större skala kan det vara av intresse att utforska andra alternativ för identifiering av källan, däribland algoritmer för bildbehandling som kan skapa regionfiler (`.crtf`) efter `tclean`.

En intressant förlängning är att utvärdera ALMA-uppgraderingar bortom fler 12 m-antennar. Genom att exempelvis simulera 15 m-antennar kan man undersöka hur en ökad diameter påverkar både strålförhållande, systemtemperatur och uv -täckning. En jämförelse mellan olika antennstorlekar och konfigurationer gör det möjligt att både maximera brus känsligheten och optimera upplösningen. Vidare bör man undersöka synergier med stora enkel-disk-antennar som AtLAST-konceptet (Atacama Large Aperture Submillimeter Telescope). AtLAST är ett koncept för ett 50 m-klass submillimeterteleskop som skulle leverera djupgående ”total power”-kartor över stora fält (Mroczkowski, Tony m. fl., 2025). Sådana resultat blir avgörande när nästa generations interferometeruppgraderingar ska utformas och prioriteras.

7 Slutsats

I denna studie har CASA-baserade simuleringar och MCMC-driven SED-anpassning använts för att undersöka den praktiska gränsen för detektion och karakterisering av stoft i galaxer vid hög rödförskjutning.

För att kunna begränsa stoftparametrarnas värden måste mätningar nära SED-maximumet göras. I denna studie gjordes simulationer på en modellerad galax, *Cortana*, och för denna var band 8 det optimala bandet att göra mätningar inom, eftersom band 8 bäst begränsade stoftparametrarna jämfört med de andra studerade banden.

Delarna av parameterrummet som går att mäta beror mycket på observationsfrekvenserna. Det går att välja frekvenser som maximerar det detekterbara parameterrummet (exempelvis en representativ centerfrekvens för hela bandet). Degenerationen mellan stoftparametrarna bidrar till vikten av att studera stoft i galaxer med olika frekvensband eftersom det annars finns bias-risker som kan skapa en skev bild av bland annat stjärnbildning i det tidiga universum.

Sammanfattningsvis visar simuleringarna och de efterföljande analyserna i 6.4 att en fyrfaldig ökning (4,5 för att vara exakt) av antalet 12 m-antennar kan sänka RMS-bruset med nästan 70% även då observationstiden halveras.

Referenser

- Algera, H. S. B., Inami, H., De Looze, I., Ferrara, A., Hirashita, H., Aravena, M., Bakx, T., Bouwens, R., Bowler, R. A. A., Da Cunha, E., Dayal, P., Fudamoto, Y., Hodge, J., Hygate, A., van Leeuwen, I., Nanayakkara, T., Palla, M., Pallottini, A., Rowland, L., . . . van der Werf, P. (2024). Accurate simultaneous constraints on the dust mass, temperature, and emissivity index of a galaxy at redshift 7.31. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 533(3), 3098–3113. <https://doi.org/10.1093/mnras/stae1994>
- ALMA Observatory. (u. å-a). *Configuration Schedule* [Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), ESO/NAOJ/NRAO]. Hämtad 10 maj 2025, från <https://almascience.eso.org/observing/observing-configuration-schedule>
- ALMA Observatory. (u. å-b). *The ALMA Sensitivity Calculator*. Hämtad 13 maj 2025, från <https://almascience.eso.org/proposing/sensitivity-calculator>
- ALMA Observatory. (u. å-c). *The ALMA Site*. <https://almascience.eso.org/about-almal/almal-site>
- ALMA Observatory. (2021a). *Receivers*. Hämtad 10 mars 2025, från <https://www.almaobservatory.org/en/about-almal/how-almal-works/technologies/receivers/>
- ALMA Observatory. (2021b). *Technologies*. Hämtad 10 mars 2025, från <https://www.almaobservatory.org/en/about-almal/how-almal-works/technologies/>
- ALMA Observatory. (2024). *ALMA Technical Handbook (Cycle 10)*. Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), ESO/NAOJ/NRAO. <https://almascience.eso.org/documents-and-tools/cycle10/almal-technical-handbook>
- Bakx, T. J. L. C., Sommovigo, L., Carniani, S., Ferrara, A., Akins, H. B., Fujimoto, S., Hagimoto, M., Knudsen, K. K., Pallottini, A., Tamura, Y., & Watson, D. (2021). Accurate dust temperature determination in a $z = 7.13$ galaxy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 508(1), L58–L63. <https://doi.org/10.1093/mnrasl/slab104>
- Blain, A., & Natarajan, P. (2000). Gamma-ray bursts and the history of star formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312(3), L35–L38. <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03318.x>
- Burrill, B. P., Ricci, L., Harter, S. K., Zhang, S., & Zhu, Z. (2022). Investigating the Future Potential of an Upgraded ALMA to Image Planet-forming Disks at Sub-astronomical-unit Scales. *Astrophysical Journal*, 928, 40. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac5592>
- Carpenter, J., Iono, D., Kemper, F., & Wootten, A. (2020). The ALMA Development Program: Roadmap to 2030. <https://arxiv.org/abs/2001.11076>
- Carpenter, J., Iono, D., Testi, L., Whyborn, N., Wootten, A., & Evans, N. (2018 juni). *The ALMA Development Roadmap* (tekn. rapport) (Approved by the ALMA Board June 28, 2018). ALMA Development Working Group. <https://science.nrao.edu/facilities/almal/almal-develop/20180712-almal-development-roadmap.pdf>
- CASA Documentation. (u. å). *tclean*. Hämtad 10 maj 2025, från <https://casadocs.readthedocs.io/en/stable/api/tt/casatasks.imaging.tclean.html>
- CASA Team. (2022). CASA, the Common Astronomy Software Applications for Radio Astronomy. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 134(1041), 114501. <https://doi.org/10.1088/1538-3873/ac9642>
- Casey, C. M. (2012). Far-infrared spectral energy distribution fitting for galaxies near and far: Far-infrared SED fitting. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425(4), 3094–3103. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21455.x>
- Casey, C. M., Narayanan, D., & Cooray, A. (2014). Dusty star-forming galaxies at high redshift. *Physics Reports*, 541(2), 45–161. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2014.02.009>

- Cortes, P. C., Carpenter, J., Kameno, S., Loomis, R., Vila-Vilaro, B., Immer, K., Vlahakis, C., Law, J., Stoehr, F., Saini, K., & Hales, A. (2025). *ALMA Technical Handbook, ALMA Doc. 12.3, ver. 1.5*. ALMA. <https://doi.org/10.5281/zenodo.14933753>
- da Cunha, E., Groves, B., Walter, F., Decarli, R., Weiss, A., Bertoldi, F., Carilli, C., Daddi, E., Elbaz, D., Ivison, R., Maiolino, R., Riechers, D., Rix, H.-W., Sargent, M., & Smail, I. (2013). On the Effect of the Cosmic Microwave Background in High-Redshift (Sub-)Millimeter Observations. *The Astrophysical Journal*, *766*(1), 13. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/766/1/13>
- Draine, B. T., & Li, A. (2001). Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains. *Astronomical Journal*, *551*(2), 807–824. <https://doi.org/10.1086/320227>
- Esmerian, C., & Gnedin, N. Y. (2024). Modeling Dust Production, Growth, and Destruction in Reionization-era Galaxies with the CROC Simulations. II. Predicting the Dust Content of High-redshift Galaxies. *The Astrophysical Journal*, *968*(2), ad410f. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad410f>
- European Southern Observatory. (2025). *Interferometri*. Hämtad 18 mars 2025, från <https://www.eso.org/public/sweden/teles-instr/technology/interferometry/>
- Fixsen, D. J. (2009). THE TEMPERATURE OF THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND. *The Astrophysical Journal*, *707*(2), 916. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916>
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. (2013). emcee: The MCMC Hammer. *Communications in Computational Physics*, *125*(925), 306. <https://doi.org/10.1086/670067>
- Fudamoto, Y., Smit, R., Bowler, R. A. A., Oesch, P. A., Bouwens, R., Stefanon, M., Inami, H., Endsley, R., Gonzalez, V., Schouws, S., Stark, D., Algera, H. S. B., Aravena, M., Barrufet, L., da Cunha, E., Dayal, P., Ferrara, A., Graziani, L., Hodge, J. A., ... Schaerer, D. (2022). The ALMA REBELS Survey: Average [C II] 158 m Sizes of Star-forming Galaxies from $z \sim 7$ to $z \sim 4$. *Astrophysical Journal*, *934*(2), 144. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7a47>
- Inami, H., Algera, H. S. B., Schouws, S., Sommovigo, L., Bouwens, R., Smit, R., Stefanon, M., Bowler, R. A. A., Endsley, R., Ferrara, A., Oesch, P., Stark, D., Aravena, M., Barrufet, L., da Cunha, E., Dayal, P., De Looze, I., Fudamoto, Y., Gonzalez, V., ... van der Werf, P. (2022). The ALMA REBELS Survey: dust continuum detections at $z > 6.5$. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *515*(3), 3126–3143. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac1779>
- Knudsen, K. K., Watson, D., Frayer, D., Christensen, L., Gallazzi, A., Michałowski, M. J., Richard, J., & Zavala, J. (2017). A merger in the dusty, $z = 7.5$ galaxy A1689-zD1? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *466*(1), 138–146. <https://doi.org/10.1093/mnras/stw3066>
- Marín, J. C., Pozo, D., & Curé, M. (2015). Estimating and forecasting the precipitable water vapor from GOES satellite data at high altitude sites. *Astronomy & Astrophysics*, *573*(41), 10. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424460>
- Marshall, D., Robin, A., Reylé, C., Schultheis, M., & Picaud, S. (2006). Modelling the Galactic interstellar extinction distribution in three dimensions. *Astronomy and Astrophysics*, *453*(2), 635–651. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053842>
- Mroczkowski, Tony, Gallardo, Patricio A., Timpe, Martin, Kiselev, Aleksej, Groh, Manuel, Kaercher, Hans, Reichert, Matthias, Cicone, Claudia, Puddu, Roberto, Dubois-dit-Bonclaud, Pierre, Bok, Daniel, Dahl, Erik, Macintosh, Mike, Dicker, Simon, Viole, Isabelle, Sartori, Sabrina, Valenzuela Venegas, Guillermo Andrés, Zeyringer, Marianne, Niemack, Michael, ... Zimmerer, Thomas. (2025). The conceptual design of the 50-meter Atacama Large Aperture Submillimeter Telescope (AtLAST). *Astronomical Journal*, *694*, A142. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202449786>
- National Radio Astronomy Observatory. (2025). *What are Radio Telescopes?* Hämtad 10 mars 2025, från <https://public.nrao.edu/telescopes/radio-telescopes/>

- Origins Space Telescope Study Team. (2019 augusti). *Origins Space Telescope Mission Concept Study Report, Volume 1: From first light to life* (Mission Concept Study Report) (Available at <https://origins.ipac.caltech.edu>). NASA.
- Pardo, J. R., Cernicharo, J., & Serabyn, E. (2001). Atmospheric transmission at microwaves (ATM): An improved model for millimeter/submillimeter applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 49(12), 1683–1694. <https://doi.org/10.1109/8.982447>
- Patil, M., Pandey, S., Sahu, D., & Kembhavi, A. (2007). Properties of dust in early-type galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 461(1), 103–113. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053512>
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. (1986). *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley-VCH.
- Sacek, V. (2006). *AMATEUR TELESCOPE OPTICS*. Hämtad 14 mars 2025, från https://www.telescope-optics.net/telescope_resolution.htm
- Schlafly, E. F., Meisner, A. M., Stutz, A. M., Kainulainen, J., Peek, J. E. G., Tchernyshyov, K., Rix, H.-W., Finkbeiner, D. P., Covey, K. R., Green, G. M., Bell, E. F., Burgett, W. S., Chambers, K. C., Draper, P. W., Flewelling, H., Hodapp, K. W., Kaiser, N., Magnier, E. A., Martin, N. F., . . . Waters, C. (2016). THE OPTICAL–INFRARED EXTINCTION CURVE AND ITS VARIATION IN THE MILKY WAY. *The Astrophysical Journal*, 821(2), 78. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/2/78>
- Schneider, P. (2015). *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction* (2. utg.). Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-54083-7>
- Trumpler, R. J. (1930). ABSORPTION OF LIGHT IN THE GALACTIC SYSTEM. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 42(248), 214. <https://doi.org/10.1086/124039>
- Wang, S., Li, A., & Jiang, B. (2015). VERY LARGE INTERSTELLAR GRAINS AS EVIDENCED by the MID-INFRARED EXTINCTION. *Astrophysical Journal*, 811(1). <https://doi.org/10.1088/0004-637X/811/1/38>
- Watson, D., Christensen, L., Knudsen, K. K., Richard, J., Gallazzi, A., & Michałowski, M. J. (2015). A dusty, normal galaxy in the epoch of reionization. *Nature*, 519(7543), 327–330. <https://doi.org/10.1038/nature14164>
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. (2001). Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. *The Astrophysical Journal*, 548(1), 296. <https://doi.org/10.1086/318651>
- Williams, J. P. (2021). *Introduction to the Interstellar Medium*. Cambridge University Press.
- Xie, Y., Ho, L. C., Li, A., & Shangquan, J. (2018). The Widespread Presence of Nanometer-size Dust Grains in the Interstellar Medium of Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 867(2), 91. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aae2b0>
- Ysard, N., Koehler, M., Jimenez-Serra, I., Jones, A. P. & Verstraete, L. (2019). From grains to pebbles: the influence of size distribution and chemical composition on dust emission properties. *AA*, 631, A88. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936089>
- Zavala, J. A., Casey, C. M., Manning, S. M., Aravena, M., Bethermin, M., Caputi, K. I., Clements, D. L., Cunha, E. d., Drew, P., Finkelstein, S. L., Fujimoto, S., Hayward, C., Hodge, J., Kartaltepe, J. S., Knudsen, K., Koekemoer, A. M., Long, A. S., Magdis, G. E., Man, A. W. S., . . . Yun, M. S. (2021). The Evolution of the IR Luminosity Function and Dust-obscured Star Formation over the Past 13 Billion Years. *The Astrophysical Journal*, 909(2), 165. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/abdb27>

A Appendix A

A.1 Optiskt djup

Allmän referens för detta avsnitt: (Rybicki & Lightman, 1986).

I denna del av appendixen beskrivs begreppet *optiskt djup* (τ_ν) vid en frekvens ν mer ingående. Optiskt djup är ett dimensionslöst mått på hur mycket strålning reduceras när den passerar genom ett material. Matematiskt definieras det som

$$\tau_\nu = \int_0^s \alpha_\nu(s') ds' = \int_0^s \kappa_\nu(s') \rho(s') ds', \quad (12)$$

där κ_ν är massabsorptionskoefficienten, ρ är massdensiteten och s är banlängden genom mediet (Rybicki & Lightman, 1986, s. 10-13).

Ett medium sägs vara transparent eller *optiskt tunn* när $\tau_\nu \ll 1$, vilket innebär att en foton med frekvens ν inte absorberas när den korsar mediet. Om $\tau_\nu \gg 1$ så sägs mediet istället vara opak eller *optiskt tjock*, vilket innebär att en foton med frekvens ν inte kan korsa ett medium utan att absorberas.

I hela detta arbete har stoftet antagits vara optiskt tunt. Den mer generella formen för det observerade spektralflödet av ekvation 5 är

$$F_\nu^{\text{Obs}} = \frac{1+z}{d_L^2} \left(\frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \right) M_{\text{stoft}} \kappa_\nu (B_\nu [T_{\text{stoft}}(z)] - B_\nu [T_{\text{CMB}}(z)]), \quad (13)$$

där skillnaden från Ekv. 5 är att den nu innehåller termen $(1 - e^{-\tau_\nu})/\tau_\nu$.

Vid det optiskt tunna fallet, $\tau_\nu \ll 1$, blir $e^{-\tau_\nu} \approx 1 - \tau_\nu$, vilket gör att

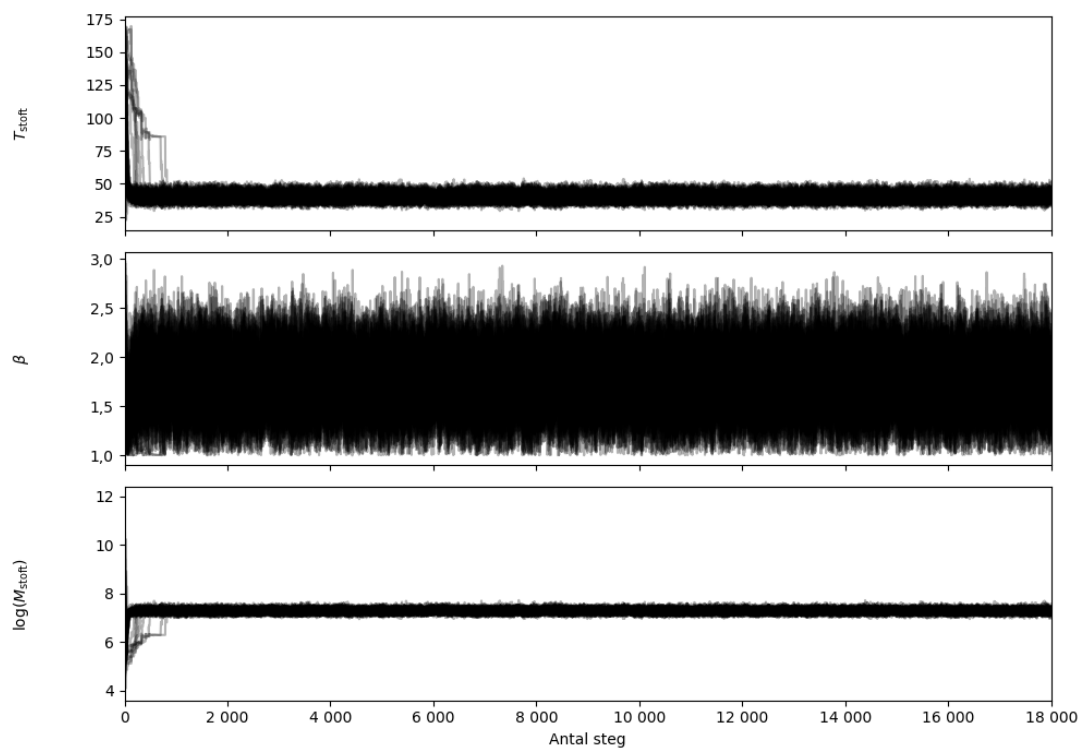
$$\frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \approx \frac{\tau_\nu}{\tau_\nu} = 1,$$

och därmed reduceras Ekv. 13 till Ekv. 5 (da Cunha m. fl., 2013).

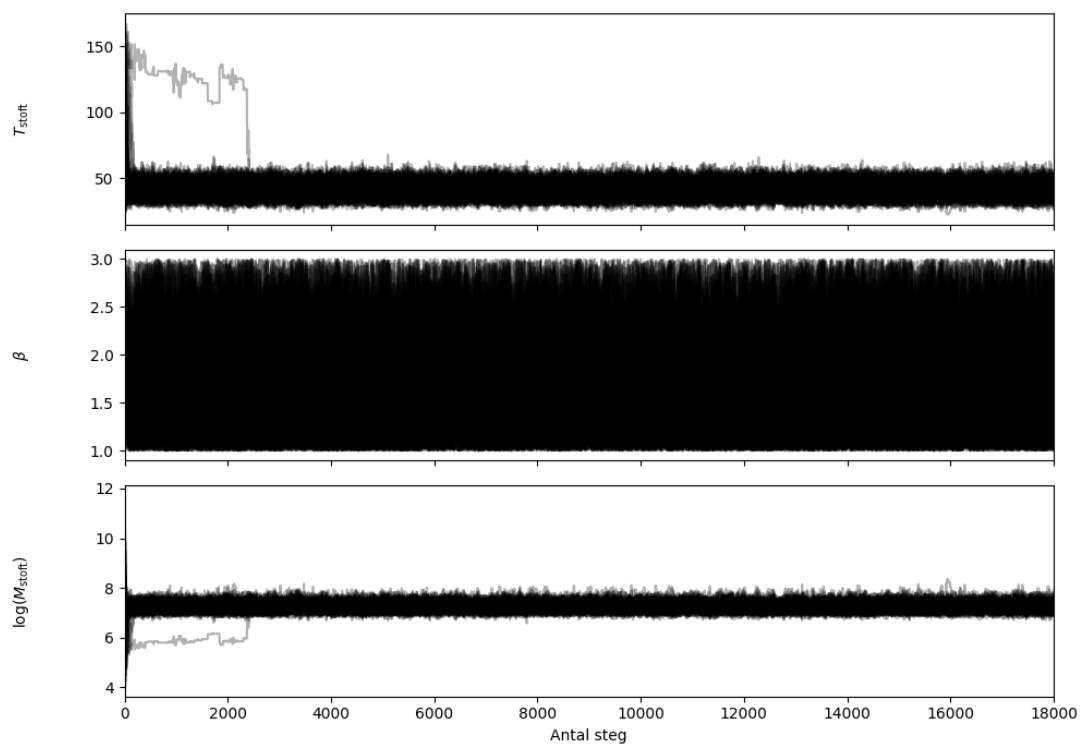
A.2 Kompletterande material till 5.4

Här presenteras tillhörande kompletterande figurer för kapitel 5.4.

A Appendix A



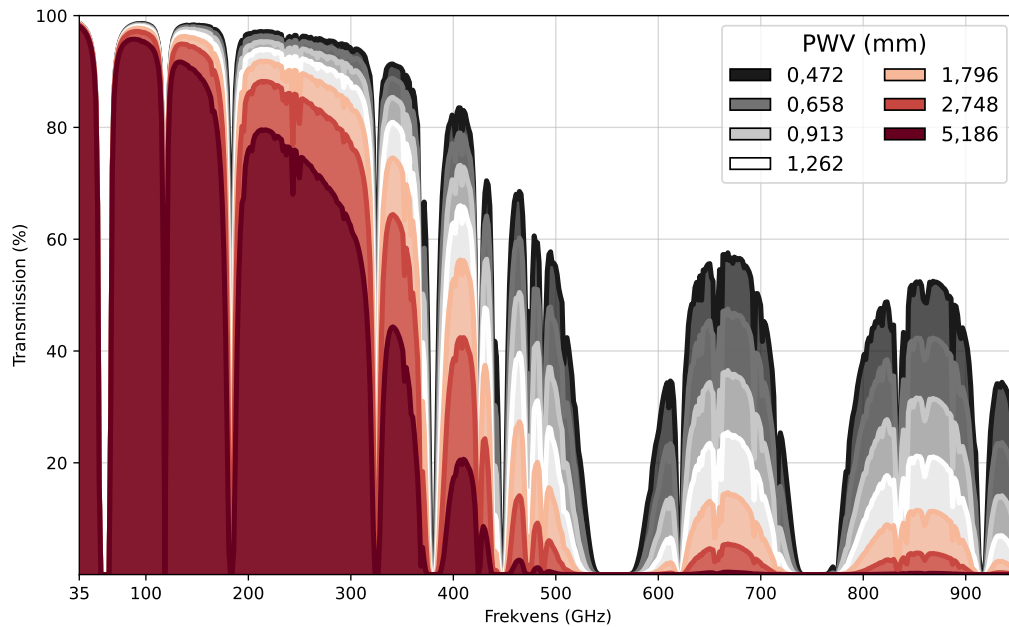
Figur 15: Trace-plots för 1337-konfigurationen (a) i resultat för Q5.



Figur 16: Trace-plots för Bakx m. fl. 2021 sim. (b) i resultat för Q5.

A.3 Transmissionsfigur

Här presenteras transmissionsfiguren som användes för att verifiera korrektheten för metoden som beskrivs i delkapitel 4.4.2.2.



Figur 17: Atmosfärisk transmission (hur mycket av det infallande ljuset som tar sig igenom atmosfären) som en funktion av de olika PWV-oktilerna som anges i tabell 9.1 i (ALMA Observatory, 2024).

INSTITUTIONEN FÖR RYMD- GEO- OCH MILJÖVETENSKAP
Chalmers Tekniska Högskola & Göteborgs Universitet
Göteborg, Sverige
www.chalmers.se



GÖTEBORGS
UNIVERSITET



CHALMERS