
Spiralgalaxien in kosmologischen Simulationen

Felix Schulze



München 2012

Spiralgalaxien in kosmologischen Simulationen

Bachelor-Arbeit

an der

Ludwig–Maximilians–Universität München

eingereicht von

Felix Schulze

(Matr. Nr.: 10093383)

geboren am 21.02.1989 in Isny im Allgäu

betreut von

Prof. Dr. Andreas Burkert

und

Dr. Klaus Dolag

München, den 11. Oktober 2012

Evaluator: Prof. Dr. Andreas Burkert

Tag der mündlichen Prüfung: 20. September 2012

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1. Theoretische Grundlagen	4
1.1. Galaxientypen	4
1.1.1. Morphologische Klassifikation: Hubble-Sequenz	4
1.1.2. Weitere Galaxientypen	6
1.2. Spiralgalaxien	7
1.2.1. Komponenten	7
1.2.2. Die Spiralstruktur	9
1.2.3. Die Scheibenstruktur	11
1.3. Kosmologische Strukturbildung: Das Λ CDM-Modell	12
1.3.1. Die Expansion des Universums	12
1.3.2. Strukturbildung der Materie	14
1.3.3. Hierarchische Struktur des Universums	17
1.4. Die verwendete Magneticum-Simulation	18
2. Eigenschaften ausgewählter Scheibengalaxien	21
2.1. Detektion	21
2.2. Morphologie	26
2.3. Oberflächendichte	32
2.4. Rotationskurven	36
2.5. Stellare Komponente	39
3. Entwicklung von Scheibe drei	44
4. Statistische Auswertung	49
4.1. Häufigkeit von Gasscheiben	49
4.2. Entstehungsgebiete der Gasscheiben	50
4.3. Weitere Analyse der ϵ -Verteilung	51
Zusammenfassung	54
Danksagung	57
A. Anhang zu Kapitel 2	59
B. Anhang zu Kapitel 4	61

Literaturverzeichnis	70
Selbstständigkeitserklärung	76

Einleitung

Seit Menschen existieren, übt das Universum eine Faszination auf sie aus. War diese Faszination zunächst religiös motiviert, wandelte sich die Astronomie über Beobachtungen des Sternenhimmels bis hin zur modernen Astronomie, welche versucht, die Entstehung des heutigen Universums zu erklären.

Bevor im 20. Jahrhundert zwei fundamentale Mechanismen im Universum entdeckt wurden, war die Entstehung der heutigen Strukturen im Universum weitgehend unverstanden. Die Astrophysiker waren der Meinung, das Universum sei statisch und der Abstand der Erde zu anderen Himmelskörpern sei nahezu konstant. Eine erste Beschreibung des Universums mittels der allgemeinen Relativitätstheorie wurde 1917 von Albert Einstein vorgestellt (Luminet, 2007). Diese beruhte jedoch auf einem statischen, immer gleichbleibenden Universum, was sich später als falsch herausstellte.

Erst nachdem Georges Lemaître 1927 die durch Milton Lasell Humason nachgewiesene Rotverschiebung mit einer Expansion des Universums in Zusammenhang brachte, entwickelte sich ein besseres Verständnis für die sichtbaren Strukturen im Kosmos. Auf Grundlage dieser Resultate und seiner eigenen Distanzmessungen fand Edwin Hubble 1929 das Hubble-Gesetz:

$$v(r) = H_0 \cdot r \tag{0.1}$$

Dieses Gesetz beschreibt den linearen Zusammenhang zwischen der als Geschwindigkeit gedeuteten Rotverschiebung $v(r)$ und der Distanz r . Die konstante H_0 ist die Hubble-Konstante. Sie hat einen derzeitigen Wert von $74,3 \text{ km}(sMpc)^{-1}$ (Chávez et al., 2012).

Ein weiterer Meilenstein war die Entdeckung der dunklen Materie 1933 durch den Schweizer Physiker und Astronom Fritz Zwicky. Er beobachtete, dass der Coma-Haufen nicht durch die Gravitation der sichtbaren Materie allein zusammen gehalten werden konnte (Schneider, 2007). Er postulierte daher eine bis dahin unbekannte Materieform, welche nicht elektromagnetisch wechselwirkt und somit dunkle Materie genannt wurde. Durch Messungen von Rotationskurven in Galaxien wurde diese

Hypothese weiter bestätigt, da sich experimentell anstatt einer abfallenden Keppelkurve ein flache Kurve ergab, welche auf zusätzliche Materie hindeutete.

Diese beiden Entdeckungen bilden den Startpunkt zur Entwicklung des heutigen Standardmodells der Kosmologie oder auch Λ -CDM-Modell genannt. CDM steht hier für cold dark matter und stellt einen wesentlichen Bestandteil des Standardmodells dar. „Kalt“ bedeutet hierbei, dass sich die dunkle Materie Teilchen aufgrund ihrer großen Masse nicht relativistisch bewegen. Die physikalische Natur der dunklen Materie ist bis heute unbekannt. Ein Kandidat sind die sogenannten WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Sie besitzen sehr große Massen (100 bis 1000 *GeV*) und würden damit in die Theorie der CDM passen. Die Theorie der WIMPs ist jedoch noch spekulativ, da sie über das Standardmodell der Teilchenphysik hinausgeht (Primack, 2009). Das Λ steht hierbei für die von Albert Einstein zunächst fälschlicherweise eingeführte kosmologische Konstante. Das Λ -CDM-Modell wird in Abschnitt 1.3 genauer beschrieben.

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Standardmodells der Kosmologie ist die Inflationstheorie. Nach dieser Theorie setzte nach der Planck- und GUT-Ära, etwa $10^{-35}s$ nach dem Urknall, eine extreme Expansion ein, in welcher sich das Universum um einen Faktor zwischen 10^{40} und 10^{50} vergrößerte (Demptroeder, 2009). Während dieser Phase wurden kleinste Dichtefluktuationen auf makroskopische Größe vergrößert, was einen maßgeblichen Anteil an der Entstehung der heutigen Galaxien hat (siehe Abschnitt 1.3.2). Der amerikanische Physiker Brian Greene sagte einmal über diese Theorie:

„Laut Inflationstheorie sind die mehr als hundert Milliarden Galaxien, die im All wie himmlische Diamanten schimmern, nichts als Quantenmechanik, die in großen Buchstaben an den Himmel geschrieben wurde. Für mich ist diese Erkenntnis eines der größten Wunder des modernen wissenschaftlichen Zeitalters.“ (Guth, 1999)

Die Vorstellung, dass das scheinbar unendliche Universum aus einer einzigen Singularität und minimalen Quantenfluktuationen entstanden ist, ist ein faszinierender Gedanke und hat auch die folgende Arbeit motiviert.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird überprüft, inwiefern eine mit einer modifizierten Version des Simulationscodes GADGET erstellte Simulation mit Beobachtungen vergleichbare Spiralgalaxien bzw. kalte Gasscheiben produziert. Hierzu werden zunächst die theoretischen Grundlagen erörtert, welche zum Verständnis beitragen sollen. Im darauf folgenden Kapitel werden vier Gasscheiben, die gefunden wur-

den, analysiert und einige typische Eigenschaften wie Rotationskurven und Oberflächendichte mit Beobachtungen bzw. bestehenden Simulationsergebnissen verglichen. Ein weiteres Kapitel beschäftigt sich mit der zeitlichen Entwicklung einer der Spiralgalaxien, um der Frage nachzugehen, auf welchem Weg sich die Spiralgalaxie bildet. Das abschließende Kapitel zeigt eine Methode, um Gasverteilungen morphologisch zu unterscheiden und damit eine statistische Verteilung der morphologischen Häufigkeit zu ermöglichen. Des Weiteren wird in diesem Kapitel auf Grundlage dieser Methode die Position der Scheibengalaxien innerhalb der simulierten Box analysiert.

1. Theoretische Grundlagen

1.1. Galaxientypen

Die Erkenntnis, dass es im Universum Objekte außerhalb unserer Milchstraße gibt, ist jünger als 100 Jahre. Erst nach Abstandsmessungen im Jahre 1925 durch Edwin Hubble wurde allgemein anerkannt, dass die Galaxie M31 außerhalb der Milchstraße liegt. Diese Entdeckung bildete den Startpunkt der extragalaktischen Astronomie, im Zuge derer eine Vielzahl von Galaxientypen beobachtet wurden.

Die Klassifikation extragalaktischer Objekte hängt stark von der Beobachtungsmethode ab. Die erste zur Verfügung stehende Methode war die der optischen Photometrie, welche zur von Edwin Hubble entwickelten Hubble-Sequenz führte. Eine weitere Möglichkeit zur Klassifizierung bietet die Analyse des Emissionsspektrums von Galaxien. Dabei lassen sich Objekte zum Beispiel danach einteilen, ob sie im Radio- oder Röntgenbereich emittieren oder nicht.

1.1.1. Morphologische Klassifikation: Hubble-Sequenz

Die Hubble-Sequenz bot die erste Möglichkeit, um Galaxien zu klassifizieren. Hierzu werden ausschließlich morphologische Merkmale benutzt.

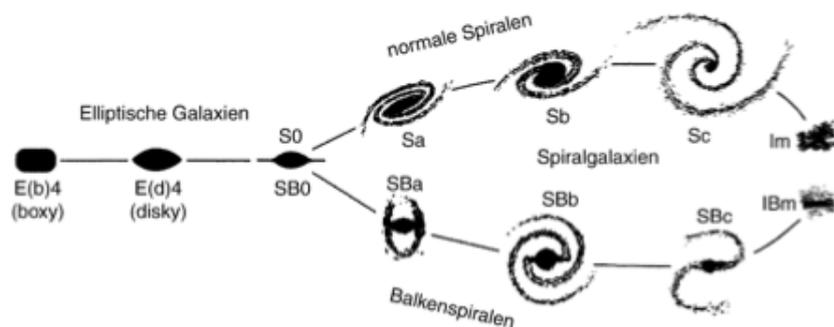


Abb. 1.1.: Hubble-Sequenz aus Schneider (2007)

In Abbildung 1.1 ist die Hubble-Sequenz zu sehen. Sie unterscheidet zwischen drei grundlegenden Arten von Galaxien:

- **Elliptische Galaxien:** Sie zeigen ein elliptisches Erscheinungsbild und werden untereinander nach ihrer Elliptizität $\epsilon = 1 - \frac{b}{a}$ unterteilt, wobei a die große und b die kleine Halbachse der Ellipse bezeichnen. Sie werden mit En bezeichnet, wobei $n = 10\epsilon$. Eine $E7$ -Galaxie ist also deutlich abgeplatteter als eine $E2$ -Galaxie. Das Helligkeitsprofil von Elliptischen Galaxien kann oftmals durch das de Vaucouleurs-Profil beschrieben werden:

$$I(R) = I_e \cdot e^{-7.669 \left[\left(\frac{R}{R_e} \right)^{1/4} - 1 \right]} \quad (\text{Binney and Tremaine, 1987}) \quad (1.1)$$

wobei R_e der Effektivradius ist, welcher dadurch definiert ist, dass die Hälfte der Leuchtkraft innerhalb von R_e emittiert wird. R_e ist also durch die Gleichung

$$\int_0^{R_e} RI(R) dR = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} RI(R) dR \quad (1.2)$$

gegeben. I_e ist die Helligkeit am gerade definierten Effektivradius.

- **Spiralgalaxien:** Diese Art von Galaxien bestehen aus einer ausgedehnten Scheibe und einer zentralen spheroidalen Verdickung, dem sogenannten Bulge. Dieser zeigt ähnliche Eigenschaften wie eine elliptische Galaxie. Des Weiteren zeichnet sie eine meist blau erscheinende Spiralstruktur innerhalb der Scheibe aus. Das Helligkeitsprofil der Scheibe folgt in guter Näherung einem Exponentialgesetz, welches nur von Radius r abhängt:

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-\frac{r}{r_d}} \quad (\text{Freeman, 1970}) \quad (1.3)$$

wobei I_0 und r_d Konstanten sind.

Innerhalb dieser Kategorie wird zwischen Spiralgalaxien ohne Balken S bzw. mit Balken SB unterschieden. Diese werden nochmals nach dem Helligkeitsverhältnis von Bulge und Scheibe unterteilt. Sa - bzw. SBa -Spiralen besitzen das größte Helligkeitsverhältnis. Dieses nimmt bis zu Sc - bzw. SBc -Spiralgalaxien ab. Spiralgalaxien werden oft als „late-type-Galaxien“ bezeichnet, was einen rein historischen Hintergrund hat und nichts über den Entstehungszeitpunkt aussagt. Prominentestes Mitglied dieser Kategorie ist die Milchstraße, in wel-

cher sich die Erde befindet. Weitere Eigenschaften von Spiralgalaxien werden in Abschnitt 1.2 genauer betrachtet.

- **Irreguläre Galaxien:** Irreguläre Galaxien lassen sich weder als elliptische noch als Spiralgalaxie klassifizieren. Sie enthalten keinerlei Symmetrien. Des Weiteren besitzen sie keinen Galaxiekern, sondern in der Galaxie verteilte Verdichtungen. Die beiden Magellanschen Wolken sind die bekanntesten Mitglieder dieser Kategorie.

Als Zwischenkategorie zwischen elliptischen und Spiralgalaxien liegen die *S0*-Galaxien, auch lentikuläre Galaxien genannt. Sie weisen einen zentralen Bulge auf, welcher von einem unstrukturierten Helligkeitsbereich umgeben ist. Dieser erscheint oft als Scheibe ohne Spiralstruktur. Auch diese werden danach unterschieden, ob ein Balken vorhanden ist (*SB0*) oder nicht (*S0*).

1.1.2. Weitere Galaxientypen

Da die Klassifizierung der Hubble-Sequenz nur auf morphologischen Merkmalen beruht und zudem nur für sehr nahegelegene Galaxien entwickelt wurde, gibt es weitere Galaxientypen, welche in der Hubble-Sequenz nicht erfasst sind. Diese werden hauptsächlich durch ihre spektrale Verteilung unterschieden.

- **Aktive Galaxien:** Charakteristisch für aktive Galaxien ist die spektrale Verteilung. Anders als für normale Galaxien, deren Spektrum sich hauptsächlich aus Überlagerungen von thermischen Planckspektren zusammensetzt, können diese Objekte im gesamten Radio- bis hin zum Röntgenbereich emittieren. Sie gehören zu den leuchtkräftigsten Objekten im Universum. Diese Strahlung stammt hauptsächlich aus einem kleinen zentralen Gebiet, dem sogenannten aktiven Galaxienkern (AGN). Aktive Galaxienkerne bestehen aus supermassiven Schwarzen Löchern. Diese akkreditieren umliegendes Gas, welches beschleunigt wird und durch verschiedene physikalische Mechanismen die charakteristische Strahlung emittiert. Zu dieser Kategorie gehören Radio-Galaxien, Seyfert-Galaxien und Quasare, welche sich in ihrer spektralen Verteilung unterscheiden.
- **Starburst-Galaxien:** Starburst-Galaxien zeichnen sich durch ihre extrem hohe Sternentstehungsrate aus. Dies liegt für derartige Objekte typischerweise

zwischen $10M_{\odot}yr^{-1}$ und $300M_{\odot}yr^{-1}$ (Schneider, 2007). Unsere Milchstraße besitzt im Vergleich eine Sternentstehungsrate von etwa $2M_{\odot}yr^{-1}$ (Schneider, 2007). Starburst-Galaxien emittieren im fernen Infrarotbereich. Dieses Spektrum entsteht durch Staubemission. Der in den Galaxien enthaltene Staub absorbiert die UV-Strahlung, welche bei der Sternentstehung entsteht und strahlt diese als thermische Strahlung wieder ab.

1.2. Spiralgalaxien

In diesem Abschnitt werden die Merkmale der in Abschnitt 1.1.1 beschriebenen Spiralgalaxien genauer betrachtet, da diese die Grundlage dieser Arbeit bilden.

1.2.1. Komponenten

- **Bulge:** Der Bulge liegt im Zentrum einer Spiralgalaxie und zeigt ähnliche Eigenschaften wie elliptische Galaxien. Er besteht hauptsächlich aus alten Sternen und enthält nur geringe Mengen an Gas, sodass in diesem Bereich nahezu keine Sterne entstehen. Durch seine hohe Dichte leuchtet der Bulge deutlich heller als die ihn umgebende Scheibe, was dazu führt, dass von weit entfernten Galaxien nur der Bulge sichtbar ist. Die Sterne innerhalb des Bulges gehören zur Population II und sind damit älter als die Sterne in der galaktischen Scheibe. Im Inneren vieler Bulges wird ein massives Schwarzes Loch vermutet (Kormendy and Richstone, 1995). Zwischen der Masse des Bulges und der des zentralen Schwarzen Lochs besteht ein Zusammenhang (Wandel, 1999).

Ein Merkmal zur Unterscheidung von Bulges ist der Sersic-Index. Er tritt im Sersic-Profil auf, welches das Helligkeitsprofil von Bulges beschreibt (Sérsic, 1963):

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-b\left[\frac{R}{R_e}\right]^{1/n} - 1} \quad (1.4)$$

wobei b und n Konstanten sind. n ist der Sersic-Index und hat typische Werte zwischen 0 und 3 (Weinzirl et al., 2009). Das Sersic-Profil stellt eine Verallgemeinerung des in Gleichung 1.1 angegebenen de Vaucouleurs-Profiles dar.

Bulges werden des Weiteren nach ihrer Form unterschieden. Zum einen gibt es den klassischen Bulge, welcher eine elliptische Form aufweist. Es wird vermu-

tet, dass diese klassischen Bulges aus major Merger ($M1/M2 > 1/4$) und der damit verbundenen violent relaxation der Sterne entstehen (Hopkins et al., 2008). Die Galaktische Scheibe entsteht danach um den Bulge durch Gasakkretion. Zum anderen gibt es Pseudobulges, welche sehr flach sind und eine scheibenähnliche Form aufweisen. Sie entstehen durch Gaseinfall in den zentralen Bereich eines dunkle Materie Halos und die anschließende Sternbildung (Kormendy, 2008).

- **Galaktische Scheibe:** Die Galaktische Scheibe umgibt den zentralen Bulge und ist deutlich ausgedehnter als dieser. Ihr Helligkeitsprofil wird, wie in Abschnitt 1.1.1 erwähnt, durch Gleichung 1.3 in guter Näherung beschrieben. Die Scheibe kann in zwei Komponenten unterteilt werden. Zum einen die dicke Scheibe, welche im Vergleich zur dünnen Scheibe aus älteren, metallärmeren Sternen besteht. Zum anderen die dünne Scheibe, in der sich die charakteristische Spiralstruktur befindet. In ihr werden Sterne gebildet, sodass diese jünger und metallreicher sind, als in der dicken Scheibe. Des Weiteren besteht die Galaktische Scheibe aus einer Gasscheibe, welche zum Großteil aus neutralem HI Wasserstoff besteht. Es befinden sich jedoch auch Regionen mit HII Wasserstoff innerhalb der Gasscheibe. Diese entstehen, wenn das umliegende HI durch Sternentstehung ionisiert wird. Die Gasscheibe ist deutlich weiter ausgedehnt, als die optisch sichtbare Sternscheibe. Eine sehr bedeutende Skalierungsrelation für Spiralgalaxien stellt die Tully-Fischer-Relation dar. Nach ihr gilt, dass die Leuchtkraft L einer Spiralgalaxie eng mit der maximalen Rotationsgeschwindigkeit v_{max} korreliert:

$$L \propto v_{max}^\alpha \quad (\text{Schneider, 2007}) \quad (1.5)$$

Der Exponent α hängt dabei von der Wellenlänge ab in der die Leuchtkraft gemessen wird. Mit steigender Wellenlänge vergrößert sich auch α . Gefunden wurde dieser Zusammenhang 1977 von R. Brent Tully und J. Richard Fisher bei der Beobachtung der 21cm-Linie des Wasserstoffs.

- **Galaktischer Halo:** Fast jede Spiralgalaxie ist umgeben von einem nahezu sphärischen galaktischen Halo. Nur Spiralgalaxien, welche sich innerhalb von Clustern befinden, besitzen keinen eigenen dunkle Materie Halo, sondern sind in einem globalen Halo eingebettet. Galaxien außerhalb von derartigen Clus-

tern werden Feldgalaxien genannt. Die sichtbare Materie des Halos besteht aus alten, metallarmen Sternen der Population II, welche nur einen sehr geringen Anteil der Gesamtmasse der Galaxie ausmachen. Des Weiteren beinhaltet der Halo eine große Menge an dunkler Materie, welche durch ihre gravitative Wirkung maßgeblich die Formation der sichtbaren Materie beeinflusst. Da dunkle Materie nicht elektromagnetisch wechselwirkt, ist es nicht möglich, sie optisch zu beobachten. Nur durch Analyse der Dynamik umliegender sichtbarer Materie kann auf ihre Verteilung geschlossen werden. In N-Body Simulationen hat sich jedoch gezeigt, dass der radiale Dichteverlauf der dunkle Materie Halo durch ein universelles Profil beschrieben werden kann, dem sogenannten NFW-Profil. Danach ist die radiale Dichte gegeben durch:

$$\frac{\rho(r)}{\rho_{crit}} = \frac{\delta_c}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (\text{Navarro, 1995}) \quad (1.6)$$

wobei $\rho_{crit} = 3H^2/8\pi G$ die kritische Dichte ist. $r_s = \frac{r_{200}}{c}$ ist der charakteristische Radius; r_{200} ist der Radius bei dem die durchschnittliche Dichte innerhalb einer Sphäre gerade $200 \cdot \rho_{crit}$ entspricht; δ_c und c sind zwei dimensionslose Parameter. Ihr Zusammenhang ergibt sich daraus, dass das Volumenintegral über die Dichte der Halomasse $M_{200} = 200\rho_{crit}(4/3)\pi r_{200}^3$ entsprechen muss.

1.2.2. Die Spiralstruktur

Das markanteste Merkmal von Spiralgalaxien sind die Spiralarme. Im sichtbaren Wellenlängenbereich erscheinen diese blau. Dies ist damit zu erklären, dass die Spiralarme hauptsächlich aus jungen Sternen und HII-Regionen bestehen. Bis heute ist die Entstehung und der Grund für die lange Lebensdauer der Spiralarme nicht vollkommen verstanden. Die womöglich naheliegendste Erklärung, dass die Spiralarme aus starren Strukturen aus Gas und Sternen bestehen, scheidet aufgrund der differentiellen Rotation aus. Aus Beobachtungen von Rotationskurven ist bekannt, dass die Rotationsgeschwindigkeiten im äußeren Bereich der Galaxie nahezu konstant sind. Dies bedeutet, dass sich die Spiralarme nach wenigen Umdrehungen viel enger winden würden, als dies beobachtet wird. Deshalb stellt sich die Frage, wie die für die Sternentstehung nötigen Bedingungen zustande kommen. Diese Bedingungen ergeben sich dadurch, dass der Gravitationsdruck einer Gaswolke aufgrund ihrer Eigengravitation größer ist, als der stabilisierende thermische Druck. In einem

einfachen Modell einer sphärischen Gaswolke mit homogener Massenverteilung ergibt sich als notwendige Bedingung für eine Sternbildung das Jeanskriterium für die Masse M der Gaswolke:

$$M \geq \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left(\frac{kT}{G\mu} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad (\text{Demtroeder, 2009}) \quad (1.7)$$

wobei k die Boltzmann-Konstante, μ die Masse eines Gasteilchens, T die Temperatur und ρ die Massendichte sind.

Eine Erklärung bietet die Theorie der quasi stationären Dichtewellen. Diese wurde 1964 von C.C. Lin und Frank H. Shu aufgestellt (Lin and Shu, 1964). In dieser Theorie ergibt sich die Spiralstruktur aus einer Gravitationsstörung, welche die differentiell rotierende Scheibe beeinflusst. Dabei können das rotierende Gas und die Sterne andere Geschwindigkeiten als die Dichtewelle haben. Dies bedeutet, dass die Spiralstruktur nicht immer aus denselben Teilchen besteht, sondern je nach Winkelgeschwindigkeit Teilchen überholt oder selbst von Teilchen überholt wird. Um durch eine solche Dynamik die Spiralstruktur über lange Zeit aufrecht zu halten, müssen die Teilchenbahnen und die Dichtewellen in Resonanz stehen. Eine solche Resonanz wurde bereits vor der Dichtewellentherie von Bertil Lindblad berechnet. Er fand, dass die Teilchenbahnen in einem nicht achssymmetrischen Potential genau dann mit einer Störung resonant sind, wenn gilt:

$$m(\Omega_0 - \Omega_b) = \pm \kappa_0 \quad (1.8)$$

wobei m eine natürliche Zahl ist, Ω_b die Winkelgeschwindigkeit der Störung, Ω_0 die Winkelgeschwindigkeit des Teilchens im ungestörten Potential am Radius R_0 . κ_0 ist die Epizykelfrequenz, welche die Frequenz beschreibt, mit der sich die Teilchen auf ihrer gestörten Bahn dem Zentrum nähern und davon entfernen (Binney and Tremaine, 1987).

Mathematisch wird in dieser Theorie von einem achsensymmetrischen Potential $\Phi_0(R)$ ausgegangen, welches durch ein winkelabhängiges Potential $\Phi_1(R, \phi)$ gestört wird. Dies führt zu Gleichungen, welche im Allgemeinen nur numerisch gelöst werden können (mathematische Behandlung siehe Binney and Tremaine (1987); Lin and Shu (1964)). Diese Berechnungen führen zu Lösungen, welche eine Spiralstruktur beschreiben.

Trotz der teilweise guten Übereinstimmung mit Beobachtungen (siehe Binney and

Tremaine (1987) Fig. 6-23) bleiben einige Fragen ungeklärt, wie z.B. der Einfluss von interstellaren Magnetfeldern und die unmittelbare Entstehung der Spiralstrukturen.

1.2.3. Die Scheibenstruktur

Die Mechanismen, welche zur Bildung einer Gasscheibe und infolgedessen von Spiralgalaxien führen, stellen ein aktuelles Forschungsgebiet dar. Da sich die Entstehung von Galaxien über mehrere Milliarden Jahre erstreckt, ist deren Analyse hauptsächlich durch Computersimulationen, wie sie auch in dieser Arbeit verwendet wird, möglich. Deshalb stammen die meisten bisherigen Erkenntnisse aus numerischen Simulationen (siehe Abschnitt 1.4).

Die Entwicklung der baryonischen Materie im Zentrum dunkler Materie Halos hängt zunächst von der Art der Gasakkretion ab. Hierfür gibt es zwei grundlegende Möglichkeiten: Zum einen die Akkretion von Materie durch Merger von bestehenden Galaxien. Zum anderen durch Materieakkretion in Form von Cold-Streams. Cold-Streams sind filamentartige Strukturen, durch die Materie aus dem kosmischen Netz (siehe Abschnitt 1.3.3) auf das Zentrum der Galaxien einfällt.

Die Fütterung der Gasscheibe durch Merger Ereignisse hängt stark vom Massenverhältnis der einfallenden Struktur zur bestehenden Galaxie ab. Liegt das Verhältnis etwa bei $1/4$ oder größer (major Merger), wird die bestehende Gasscheibe zerstört und es entsteht eine elliptische Galaxie (Naab and Burkert, 2003). Kollisionen mit kleineren Massenverhältnis (minor Merger) können die Gasscheibe erhalten und diese somit mit frischem Gas füttern.

Der Einfluss dieser Cold-Streams auf die Scheibenbildung wurde in vielen bisherigen Simulationen analysiert (Teklu, 2012; Dekel et al., 2009a,b). In den Cold-Streams umgeht die einfallende Materie die Erwärmung auf die Temperatur des heißen Halos und kann direkt ins Zentrum fallen (Dekel et al., 2009a). Die Streams unterscheiden sich in der Struktur der einfallenden Materie. Zum einen werden in Simulationen Streams beobachtet durch die Klumpen ins Zentrum einfallen, welche zu einem dominanten Bulge führen. Des Weiteren führen die Klumpen zu erhöhten Turbulenzen innerhalb der Gasscheibe und verhindern somit das Fragmentieren der Scheibe in Klumpen. Zum anderen ergeben sich glatte Streams, was bedeutet, dass nur sehr kleine Klumpen durch sie einfallen. Sie führen zu einer ausgedehnten Gasscheibe, welche durch erhöhte Sternentstehung eine klumpige Struktur bildet (Dekel et al., 2009b).

Ein wichtiger Prozess bei der Akkretion von Materie ist die sogenannte dynamische

sche Reibung zwischen der dunklen Materie und der einfallenden Materie. Dabei übt die bewegte Materie aufgrund ihrer Gravitation eine Anziehungskraft auf die dunkle Materie aus. Diese verdichtet sich hinter dem einfallenden Objekt und bremst dieses. Auf diesem Weg wird Drehimpuls vom einfallenden Objekt auf die dunkle Materie übertragen. Anders als die dunkle Materie, welche in einen stabilen Zustand relaxiert, verliert die baryonische Materie durch diesen Prozess an Drehimpuls und durch thermische Abstrahlung an Energie, wodurch sie weiter kühlen kann. Dadurch, dass baryonische Materie nicht stoßfrei ist, kann diese, im Gegensatz zur dunklen Materie, eine geringe Dispersion aufweisen und somit eine dünne Scheibe bilden.

In bisherigen Computersimulationen führt dies zu einem Drehimpulsproblem, aufgrund dessen zu kompakte Gasscheiben entstanden (Navarro et al., 1995; Katz and Gunn, 1991). Die Lösung des Problems bilden verschiedene Feedback-Mechanismen wie Feedback von Sternentstehung, Supernovae und AGN, welche die Gasdynamik maßgeblich beeinflussen (Piontek and Steinmetz, 2011).

1.3. Kosmologische Strukturbildung: Das Λ CDM-Modell

Um die Entwicklung der Strukturen auf kleinen Skalen, wie innerhalb von Galaxien, zu verstehen, ist es notwendig, zu verstehen, wie die heutigen Strukturen auf großen Skalen entstanden sind. Diese Entstehung wird durch das Λ CDM-Modell beschrieben.

Das heutige Standardmodell der Kosmologie beruht auf zwei grundlegenden Annahmen:

- Das Universum ist isotrop - das bedeutet, es erscheint einem Beobachter unabhängig von der Beobachtungsrichtung immer gleich.
- Das Universum ist auf großen Skalen homogen - das heißt, das Universum stellt sich seinem Beobachter, unabhängig von dessen Aufenthaltsort, gleich dar.

1.3.1. Die Expansion des Universums

Diese Annahmen stellen auch die grundlegenden Annahmen der mathematischen Behandlung des Friedmann-Lemaître-Modells dar. Dieses Modell beschreibt die Entwicklung des Universums als Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen. Die Expan-

sionsgleichung, welche diesem Modell zugrunde liegt, ist gegeben durch (Schneider, 2007):

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H^2(t) = H_0^2[a^{-4}(t)\Omega_r + a^{-3}(t)\Omega_m + a^{-2}(t)(1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda) + \Omega_\Lambda] \quad (1.9)$$

Die drei Konstanten Ω_r , Ω_m und Ω_Λ sind gegeben durch:

$$\Omega_r = \frac{\rho_{r,0}}{\rho_{crit}} \quad \Omega_m = \frac{\rho_{m,0}}{\rho_{crit}} \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2} \quad (1.10)$$

wobei ρ_{crit} die kritische Dichte wie in Abschnitt 1.2.1 ist. Die mit „0“ indizierten Symbole beschreiben die Energiedichte des Universums in Form von Strahlung ($\rho_{r,0}$), Materie ($\rho_{m,0}$) und Vakuumsenergie (Λ) zum heutigen Zeitpunkt. Dabei ist Λ die von Einstein eingeführte kosmologische Konstante. Dieser führte die Konstante jedoch ein, um ein statisches Universum zu beschreiben, was sich als falsch herausstellte. Heute wird Λ mit der sogenannten dunklen Energie oder Vakuumsenergie identifiziert, deren Ursprung noch nicht bekannt ist. Aus Beobachtungen ist bekannt, dass Ω_r sehr gering ist und somit oftmals vernachlässigt wird. Die Funktion $a(t)$ wird kosmischer Skalenfaktor genannt. Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen dem Ortsvektor \vec{x} zu einem bestimmten Zeitpunkt und dem auf Grund der Expansion veränderten Ortsvektor $\vec{r}(t)$. Sinnvollerweise wird \vec{x} zum heutigen Zeitpunkt t_0 gewählt, sodass gelten muss $a(t_0) = 1$.

$$\vec{r}(t) = a(t)\vec{x} \quad (1.11)$$

Obwohl hier auf eine mathematische Herleitung der Expansionsgleichung 1.9 verzichtet wurde, ist zu sehen, dass die Dynamik des Universum von der jeweiligen Form, in der die Energie vorliegt, bestimmt ist. Abhängig von den Dichteparametern ergeben sich verschiedene Szenarien. In Abbildung 1.2 sind drei mögliche Verläufe von $a(t)$ zu sehen. Die durchgezogene Kurve zeigt den Verlauf für die heute bekannten Werte der Dichteparameter ($\Omega_m = 0.268$, $\Omega_\Lambda = 0.728$), welche auch in der Magneticum-Simulation verwendet wurden (siehe Abschnitt 1.4). Nach diesem Modell beschleunigt sich die Expansion in Zukunft. Die gepunktete Linie zeigt das bis 1927 bevorzugte Modell, das Einstein-de-Sitter-Modell ($\Omega_m = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$). Nach diesem Modell ergibt sich eine einfache Expansionsgleichung, deren Lösung ein für alle Zeiten expandierendes Universum beschreibt.

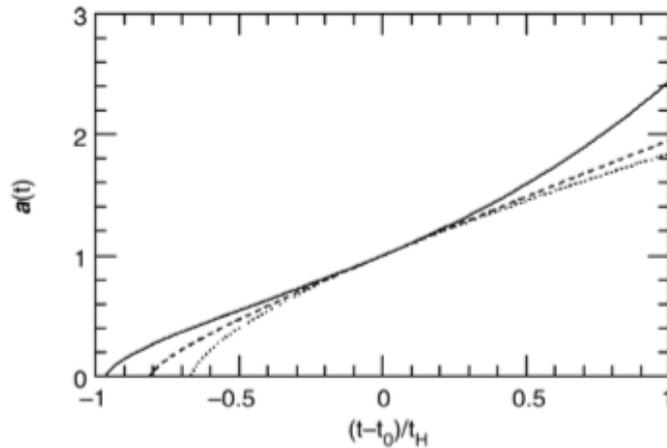


Abb. 1.2.: Verschiedene Verläufe für $a(t)$ aus Schneider (2007).

Die beschriebene Expansion des Universums ist ein wesentlicher Bestandteil der Strukturbildung der Materie, da der Kosmos aufgrund der Expansion abkühlte, wodurch baryonische Materie entstehen konnte.

1.3.2. Strukturbildung der Materie

Die Strukturbildung der Materie begann schon vor der in der Einleitung beschriebenen inflationären Phase. Schon vor dieser Phase gab es aufgrund der Quantenmechanik minimale Quantenfluktuationen der sogenannten Ursuppe, welche aus Strahlung und Materie bestand. Aufgrund der folgenden enormen Expansion während der inflationären Phase wurden diese Quantenfluktuationen von mikroskopischen auf makroskopische Skalen vergrößert. Nach etwa einer Sekunde entkoppelte sich die dunkle Materie, auch als WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) bezeichnet, von der restlichen Materie und Strahlung konnte sich daraufhin nahezu frei bewegen, da sie nicht elektromagnetisch wechselwirken (Hetznecker, 2009). Dies stellt einen wichtigen Zeitpunkt der Strukturbildung dar, da die dunkle Materie somit durch Eigengravitation beginnen konnte, tiefere Potentialtöpfe zu bilden. Nachdem die Primordiale Nukleosynthese abgeschlossen war, bestand das Universum aus drei Komponenten:

- Baryonische Materie (Atomkerne, Elektronen).
- Dunkle Materie (oder WIMPs).

- Strahlung (Neutrinos, Photonen)

Anders als die dunkle Materie wird, die baryonische Materie stark von der damals dominierenden Strahlung beeinflusst, welche verhindert, dass sich neutrale Atome bilden, die den Potentialtöpfen der dunklen Materie folgen können. Es wird von der strahlungsdominierten Epoche gesprochen. Der Übergang zur materiedominierten Epoche geschah nach etwa 30 000 Jahren (Hetznecker, 2009). Durch die fortwährende Expansion des Universums (siehe Abschnitt 1.3.1) wurden die Photonen ins Rote verschoben. Da die Energie eines Photons durch dessen Wellenlänge bzw. Frequenz bestimmt ist, hat dies zur Folge, dass deren Energie abnimmt.

Die nächste Phase lässt sich mit einer der bedeutendsten kosmologischen Beobachtungen erklären. 1964 entdeckten Arno Penzias und Robert Woodrow Wilson die kosmische Hintergrundstrahlung (CMBR). Sie entspricht einer thermischen Strahlung von etwa $3K$ und wird als rotverschobene Strahlung, welche 380 000 Jahre nach dem Urknall emittiert wurde, interpretiert. Eine genaue Vermessung der CMBR im Rahmen der COBE- (1989 bis 1993) und WMAP-Mission (2001 bis 2010) zeigt, dass der CMBR nicht isotrop ist, sondern leichte Fluktuationen aufweist.

Wie oben erwähnt, beginnt nach etwa 30 000 Jahren die materiedominierte Phase. In dieser Phase bildet die dunkle Materie größere Ansammlungen, welchen die baryonische Materie und die Strahlung folgen. Aufgrund der Kontraktion baut sich im Inneren der kollabierenden Gaswolke ab einer bestimmten Dichte und Temperatur ein Gegendruck auf. Dies führt dazu, dass die Gaswolke wieder expandiert, bis der Gegendruck abgebaut ist. So beginnt die Ausdehnung der Gaswolke periodisch zu schwingen. Dieser Vorgang ist von der anfänglichen Ausdehnung und Masse der Gaswolke abhängig, sodass nicht alle Dichtefluktuationen mit gleicher Periodendauer schwingen.

Diese Schwingungen lassen sich gut an einem einfachen Modell nachvollziehen. Es wird eine sphärische Dichtefluktuation betrachtet, in welcher die Masse homogen verteilt ist. Die Überdichte wird durch den Dichteparameter δ beschrieben. Er ist gegeben durch:

$$\delta = \frac{\rho_f - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (1.12)$$

wobei ρ_f die Dichte innerhalb der Fluktuation ist und $\bar{\rho}$ die mittlere Dichte des umgebenden Universums ist. Die Bewegungsgleichung der einschließenden Kugelschale ist gegeben durch:

$$m\ddot{r}(t) = -\frac{GMm}{r(t)} \quad (1.13)$$

wobei m die Masse der Kugelschale, M die Masse der Gaswolke und G die Gravitationskonstante ist. Werden beide Seiten der Gleichung mit $\dot{r}(t)$ multipliziert, ergibt sich:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{r}(t)^2}{2} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{GM}{r(t)} \right) \quad (1.14)$$

Integration liefert dann:

$$\dot{r}^2(t) = \frac{2GM}{r(t)} + K \quad (1.15)$$

wobei K eine Integrationskonstante ist.

Eine Lösung dieser Gleichung für ein gebundenes Modell ist in parametrisierter Form gegeben durch:

$$r(\theta) = a(1 - \cos(\theta)) \quad (1.16)$$

$$t(\theta) = b(\theta - \sin(\theta)) \quad (1.17)$$

wobei a und b Konstanten sind (Binney and Tremaine, 1987). Dies bedeutet, dass die Kugel für $\theta < \pi$ expandiert, bis sie bei $\theta = \pi$ ihren maximalen Radius $r_{max} = 2a$ erreicht. Nach diesem Maximum kollabiert die Gaswolke bis $\theta = 2\pi$. An diesem Punkt würde nach dem hier betrachteten Modell gelten $r = 0$, was in der Realität durch den sich aufbauenden Druck verhindert wird. Aus diesem einfachen Modell ergibt sich also eine periodische Ausdehnung bzw. Kontraktion. Die beiden Konstanten a und b sind von den Anfangsbedingungen der Fluktuation, wie ihrem Radius und ihrer Masse, abhängig, sodass, wie oben erwähnt, nicht alle Fluktuationen im gleichen Zustand sind.

Etwa 380 000 Jahre nach dem Urknall ereignete sich ein globaler Phasenübergang im Universum (Hetznecker, 2009). Der Kosmos war soweit abgekühlt, dass es für die Atomkerne (hauptsächlich Helium und Protonen) und Elektronen möglich war, neutrale Atome zu bilden. Nach diesem, als Rekombination bezeichneten Vorgang, konnte die Strahlung nicht mehr an die neutralen Atome koppeln und somit die Strukturbildung der baryonischen Materie nicht mehr behindern. Es wird von der Entkopplung von Strahlung und Materie gesprochen. Die zu diesem Zeitpunkt emittierte Strahlung entspricht dem heutigen CMBR. Da die Materie, wie eben beschrieben, nicht ganz homogen verteilt war, wurden Photonen aus dichteren Regionen aufgrund der Gravitation stärker rotverschoben, als in unterdichten Regionen. Auf diese Weise kommt die Anisotropie der CMBR zustande. Der kosmische Mikrowellenhintergrund spiegelt also die baryonische Materieverteilung zum Zeitpunkt der Rekombination wider.

In Abbildung 1.3 ist das Leistungsspektrum der CMBR gezeigt. Die verschiedenen Peaks in Abbildung 1.3 spiegeln dabei die Regionen wider, welche gerade in einem Dichtemaximum- oder minimum waren. Auf diesem Weg wurde der Grundstein zur Entwicklung der heutigen Galaxien gelegt.

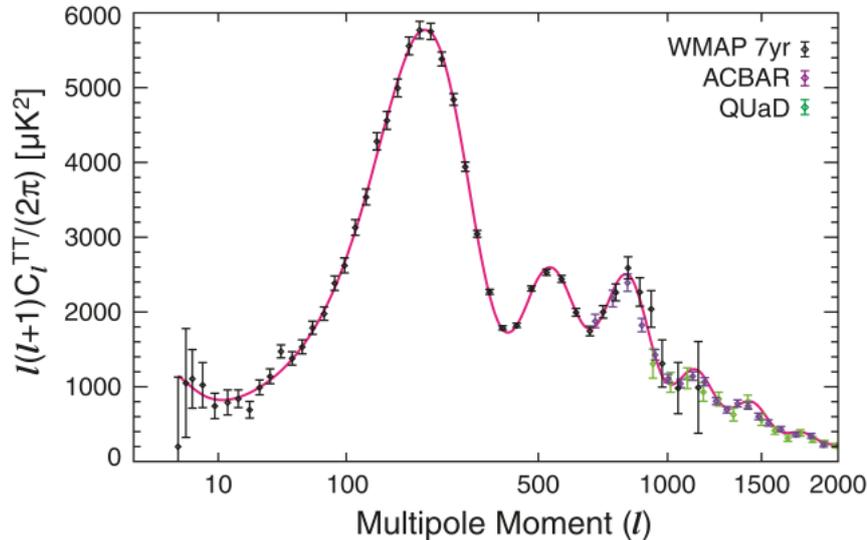


Abb. 1.3.: Das Leistungsspektrum der CMBR, aufgenommen durch WMAP aus Komatsu et al. (2011).

1.3.3. Hierarchische Struktur des Universums

Die weitere Strukturbildung wurde von der gravitativen Wirkung der dunklen Materie bestimmt. Die Formation der dunklen Materie erfolgt hierarchisch, d. h. es bildeten sich zunächst kleinere Strukturen, welche sich dann zu größeren Systemen wie Gruppen, Haufen und Superhaufen verbanden. Diese Entwicklung wird auch Bottom-Up-Szenario genannt. Die dunkle Materie Halos bildeten netzähnliche Strukturen, welche das kosmische Netz genannt werden. Entlang dieser Netzstruktur sammelte sich die baryonische Materie und kondensierte in den dunkle Materie Halos und bildete die heute sichtbaren Galaxien. Diese Verteilung der Galaxien wurde im 2d-Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) von 1997 bis 2002 untersucht (Schneider, 2007; Colless et al., 2001) (siehe Abbildung 1.4).

Abbildung 1.4 zeigt, dass die Galaxienhaufen durch kosmische Filamente verbunden sind, in denen Materie fließt (Jakabos, 2011). Diese Filamente umschließen Regionen geringerer Dichte, die sogenannten Voids. Die Voids entstehen aus unter-

dichten Regionen, welche aufgrund der geringeren Gravitation die Expansion des Universums weniger bremsen als Bereiche höherer Dichte. Dadurch verstärkt sich der Dichtekontrast gegenüber den Filamenten und Galaxienhaufen. In Abbildung 1.4 sind des Weiteren die Ergebnisse der Milleniums-Simulation zu sehen (Springel et al., 2005b). Es ist zu sehen, dass sich in der Simulation ebenfalls netzartige Strukturen bilden, welche den Beobachtungen sehr ähnlich sind.

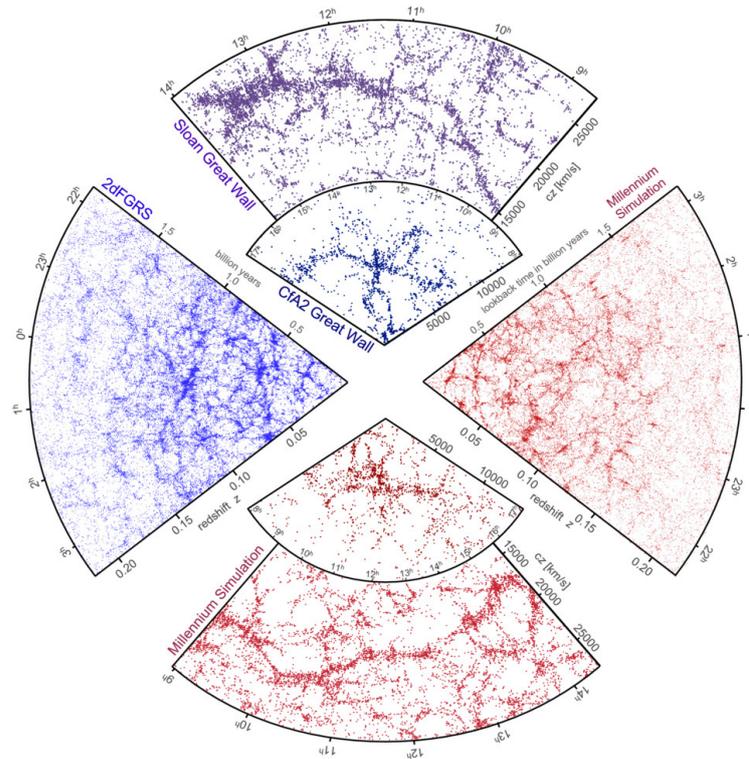


Abb. 1.4.: Galaxienverteilung aus den Beobachtungen des 2d-Galaxy Redshift Survey (links) bzw. der Sloan Great Wall (oben), beobachtet mit dem Sloan Digital Sky Survey. Ebenfalls zu sehen ist die CFA2 Great Wall, beobachtet mit dem CfA Redshift Survey (oben). Unten und rechts sind die Ergebnisse der Milleniums-Simulation zu sehen (Springel et al., 2005b). Die Abbildung stammt von der Internetseite <http://www.mpa-garching.mpg.de/millennium/>.

1.4. Die verwendete Magneticum-Simulation

Wie in Abschnitt 1.3.3 erwähnt, ist die Bildung der Strukturen auf großen Skalen hauptsächlich von der gravitativen Wirkung der dunklen Materie bestimmt. Die

Strukturbildung der dunklen Materie ist heute sehr gut verstanden und, im Gegensatz zur Formation der baryonischen Materie, in Simulationen bestätigt (Springel et al., 2005b). Ein Grund dafür ist, dass sich dunkle Materie sehr gut als nicht-relativistische, stoßfreie Flüssigkeit beschreiben lässt. Baryonische Materie hingegen kann nicht als stoßfrei angesehen werden und benötigt daher eine komplexere hydrodynamische Behandlung. Deshalb kommt es beim Vergleich von Simulationscodes, welche sich nur in der hydrodynamischen Behandlung unterscheiden, zu signifikanten Unterschieden (Scannapieco et al., 2012).

Zwei häufig verwendeten Simulationscodes sind modifizierte Versionen des SPH Codes GADGET (Springel, 2005; Springel et al., 2001) und des Moving-Mesh-Codes AREPO (Springel, 2010). Die beiden Codes unterscheiden sich hauptsächlich in der hydrodynamischen Behandlung der Gasdynamik und führen, wie bereits erwähnt, zu signifikant anderen Resultaten.

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten stammen aus einer kosmologischen, hydrodynamischen Simulation mit dem Tree/SPH Code P-Gadget3, welcher eine Weiterentwicklung des in Springel (2005) beschriebenen GADGET2-Codes darstellt. Eine Vielzahl an physikalischen Effekten, welche die baryonische Materie beeinflussen, wie Gaskühlung, Sternentstehung (Springel and Hernquist, 2003), Supernovaexplosionen, chemische Anreicherung (Tornatore et al., 2007, 2004) sowie Entwicklung Schwarzer Löcher und Feedback von AGN (Springel et al., 2005a; Fabjan et al., 2010), sind in diesem Code implementiert.

In diesen physikalischen Mechanismen liegen auch die hauptsächlichsten Unterschiede der Magneticum-Simulation zu bisherigen Versionen von GADGET, wie sie z.B. in Vogelsberger et al. (2011) verwendet wird. Eine verbesserte Kühlfunktion $\Lambda(v, \rho)$ wurde implementiert, welche den Energieverlust durch Strahlung (z.B. Bremsstrahlung bei hohen Temperaturen) berücksichtigt. Des Weiteren wurde das stellare Feedback verbessert und ein effektives Modell für Feedback von Schwarzen Löchern benutzt.

Die Simulation wurde in einem Standard Λ CDM-Universum mit den kosmologischen Parametern, $\Omega_0 = 0.268$, $\Omega_\Lambda = 0.728$, $\Omega_b = 0.044$, $\sigma_8 = 0.776$ und $h = 0.704$ durchgeführt (Komatsu et al., 2011). Die ausgewerteten Daten stammen aus Box 4 der uhr-Auflösung, welche eine Kantenlänge von $48 Mpc h^{-1}$ besitzt und $2 \cdot 576^3$ Teilchen enthält. Für Box 4 standen für diese Arbeit Rotverschiebungen im Bereich von $z = 0.47$ bis $z = 23.03$ zur Verfügung, wobei hier hauptsächlich bei $z = 1.04$ gearbeitet wurde. Die Massenauflösung ist durch die Massen der Gasteilchen von

$m_{gas} = 7.3 \cdot 10^6 M_{\odot} h^{-1}$ und die der dunklen Materie Teilchen $m_{DM} = 3.6 \cdot 10^7 M_{\odot} h^{-1}$ gegeben. Die Masse der Gasteilchen verändert sich im Laufe der Simulation, da es für ein Gasteilchen möglich ist, bis zu vier Sterne zu bilden und dabei an Masse zu verlieren.

2. Eigenschaften ausgewählter Scheibengalaxien

Eines der größten Ziele heutiger kosmologischer Simulationen ist es, die Vielzahl von Galaxien hinsichtlich ihrer Eigenschaften zu reproduzieren. Frühere Simulationen hatten ein ausgeprägtes Drehimpulsproblem. Im Laufe der hierarchischen Entwicklung kondensierte baryonische Materie mit zu geringem Drehimpuls im Zentrum der dunklen Materie Halos, was zu kompakten Strukturen im Vergleich zu Beobachtungen führte (Navarro et al., 1995; Katz and Gunn, 1991). Deshalb war es für das Gas nicht möglich, ausgedehnte rotierende Scheiben zu bilden, die charakteristisch für Spiralgalaxien sind (Navarro and Benz, 1991). Einige heutige Simulationen haben es geschafft, dieses Problem durch verschiedene Heizmechanismen wie z.B. Sternentstehung und Supernovafeedback zu lösen und realistische Spiralgalaxien zu produzieren (Guedes et al., 2011; Piontek and Steinmetz, 2011; Agertz et al., 2011). Im Vergleich zu der hier verwendeten Simulation betrachten diese Arbeiten die Entwicklung der baryonischen Materie in einem dunkle Materie Halo mit definierten Eigenschaften. Zwar wurden die Simulationen in kosmologischer Umgebung durchgeführt, berücksichtigen aber nicht den Einfluss der baryonischen Materie an der Verteilung der dunklen Materie. Die hier verwendete Simulation ist in Abschnitt 1.4 beschrieben. In den nächsten Kapiteln werden deshalb einige Eigenschaften der Simulation Magneticum (Abschnitt 1.4) wie z.B. Rotationskurven und Oberflächendichte analysiert und mit Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen.

2.1. Detektion

Um die Spiralgalaxien innerhalb der Simulation zu analysieren, war es zunächst nötig, diese im Zentrum der Halos zu finden. Dafür ist es sinnvoll, zunächst die Gasverteilung innerhalb der dunkle Materie Halos zu betrachten, da eine rotierende kalte Gasscheibe einen wesentlichen Bestandteil einer Spiralgalaxie darstellt.

Da die bestehende Simulation mittels des FOF-Verfahrens die Suche nach virialisierten Halos automatisiert, war der nächste Schritt, die Gasverteilung innerhalb der Halos zu analysieren. Hierfür wurden zunächst einige Anfangsparameter für die Detektion gewählt, da es innerhalb dieser Arbeit nicht möglich war, alle Halos der simulierten Box zu überprüfen. Deshalb wurde ein Massebereich der Halos von $10^{12}M_{\odot}h^{-1}$ bis $10^{13}M_{\odot}h^{-1}$ gewählt, da diese Massen typische Werte für Halos mit Spiralgalaxien sind. Der Halo der Milchstraße hat zum Vergleich eine Masse von $1.26 \cdot 10^{12}M_{\odot}$ (McMillan, 2011). Des Weiteren wurde eine Rotverschiebung von $z = 1.04$ festgelegt, um die Suche zu beginnen. Diese Rotverschiebung stellt ca. die Mitte des verfügbaren Zeitintervalls der Simulation dar und ermöglicht es, sowohl die weitere als auch die vorangegangene Entwicklung zu betrachten.

Die Temperaturgrenze zwischen heißer und kalter Phase wurde bei $10^5 K$ gewählt. Bei der Definition der kalten Phase ist jedoch zu beachten, dass sich Gasteilchen im Multiphasenmodus befinden können, also gerade Sterne bilden. Ist dies der Fall, wird die Temperatur automatisch auf den heißen Anteil der Teilchenphase gesetzt (Springel and Hernquist, 2003), welcher über der Temperaturgrenze liegen kann. Innerhalb dieser Arbeit wurden deshalb Gasteilchen, welche sich gerade in der Sternbildung befinden, zur kalten Phase gezählt. Mit Hilfe dieser Parameter ergaben sich 288 Halos, welche auf kalte Gasscheiben überprüft wurden.

Die Identifikation innerhalb der Halos erfolgte zunächst durch visuelles Betrachten der Gasverteilung innerhalb einer Kugel mit zehn Prozent des Virialradius. Zu diesem Zweck wurde für jeden Halo ein Plot der drei Projektionsebenen (x-y-Ebene, x-z-Ebene und y-z-Ebene) erstellt, in welchen die Phasen heiß und kalt mittels zwei Farben dargestellt werden. Die roten Punkte markieren die Positionen der heißen Gasteilchen, wogegen das kalte Gas durch blaue Punkte dargestellt wird. In den Plots wurden die Koordinaten der Gasteilchen ins Schwerpunktsystem des Halos transformiert, um die Ausschnitte direkt miteinander vergleichen zu können. In Abbildung 2.1 sind exemplarisch zwei Plots dieser Art dargestellt. Die drei Plots pro Zeile zeigen jeweils die drei Projektionen derselben Gasverteilung.

In den oberen drei Abbildungen ist gut zu sehen, dass die Verteilung des kalten Gases im Zentrum aus den drei Richtungen nahezu spheroidal ist. Im Gegensatz dazu ist in der x-y-Projektion der unteren Verteilung eine abgeflachte Form zu sehen, welche auf eine Gasscheibe hindeutet.

Da bei diesem optischen Verfahren jedoch nur drei Projektionsrichtungen betrachtet werden, ist es möglich, dass eine Gasscheibe aufgrund ihrer Lage im Raum nicht

erkannt werden kann. Deshalb wurde im weiteren Verlauf der Analyse das Ergebnis der optischen Detektion quantitativ mittels der sogenannten Circularity bestätigt und erweitert.

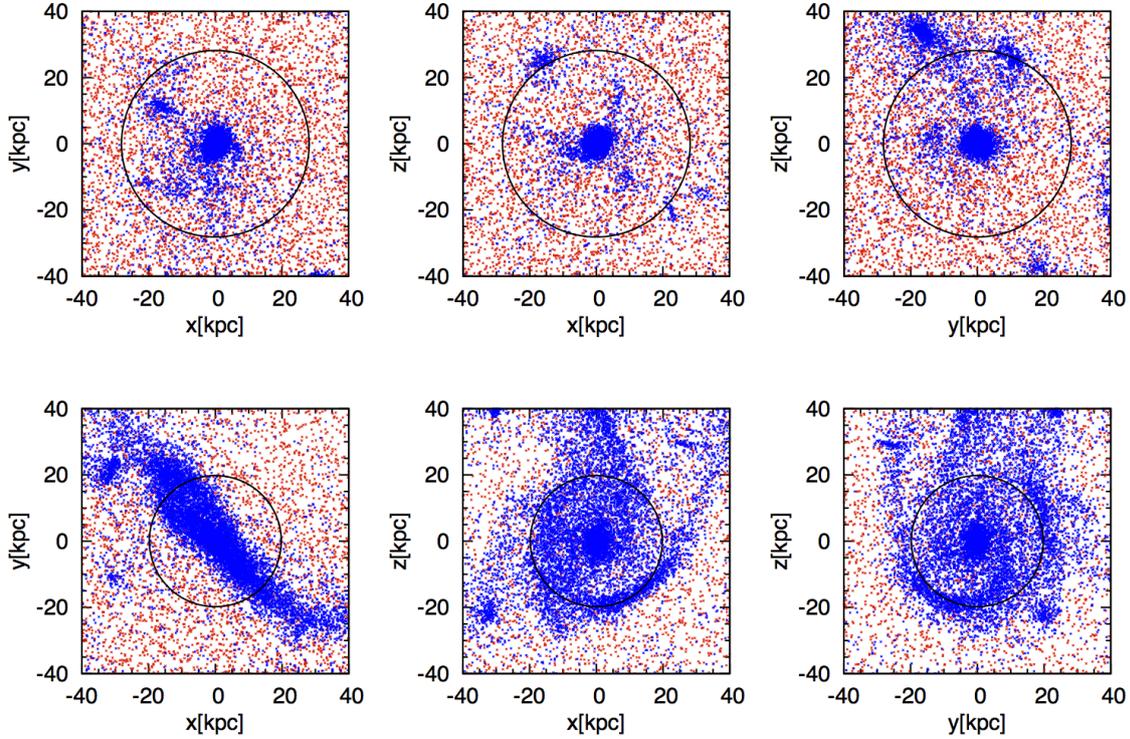


Abb. 2.1.: Gasverteilung im inneren Bereich zweier Beispiele überprüfter Halos. Die oberen bzw. unteren Plots zeigen jeweils die drei Projektionsebenen (x-y-Ebene, x- z-Ebene und y-z-Ebene) desselben Halos. Die oberen drei Bilder zeigen eine sphärische Verteilung, wogegen das untere eine Gas-scheibe enthält. Die Temperaturbereiche sind durch blaue (kalt) bzw. rote (heiß) Punkte illustriert. Der schwarze Kreis markiert zehn Prozent des Virialradius.

Die Circularity ϵ ist definiert als der Quotient aus der z-Komponente des Drehimpulses eines Gasteilchens und dem eines Teilchens auf einer Kreisbahn mit selbem Radius, welches nur durch die Gravitation beeinflusst wird:

$$\epsilon = \frac{j_z}{j_k(r)} = \frac{j_z}{rV_k(r)} \quad (2.1)$$

wobei sich $V_k(r)$ aus dem Kräftegleichgewicht von Zentrifugalkraft und Gravitationskraft ergibt. Daher gilt:

$$V_k(r) = \sqrt{\frac{GM(< r)}{r}} \quad (2.2)$$

Aus diesen für jedes Gasteilchen berechneten Werten wurde ein Diagramm mit dem Anteil $f = \frac{N_{\text{Intervall}}}{N_{\text{Gesamt}}}$ der Gesamteilchen innerhalb eines Intervalls der Breite $\Delta\epsilon = 0.1$ erstellt. Durch die Definition der Circularity wird eine rotierende Gasscheibe durch einen Peak bei $\epsilon \approx 1$ bzw. $\epsilon \approx -1$ sichtbar.

Die Verteilung der Circularity erlaubt es, eine quantitative Aussage über die Ähnlichkeit einer Gasverteilung zu einer rotierenden Gasscheibe zu treffen. Um diesen Parameter zu berechnen, wurden zunächst alle Gasverteilungen gedreht, sodass die z-Achse der Richtung des Gesamtdrehimpulses entspricht. Hierfür wurde der Gesamtdrehimpuls der Gasteilchen bestimmt und dessen Winkel zur x- und y-Achse berechnet. Mit diesen beiden Winkeln wurde die Drehmatrix bestimmt, welche die Ortsvektoren der Gasteilchen um die jeweiligen Achsen rotiert.

In Abbildung 2.2 sind zur Anschauung die Verteilung der Circularity der in Abbildung 2.1 gezeigten Gasverteilungen zu sehen. Der linke Plot zeigt das Resultat für die sphärische Gasverteilung. Es ist gut zu erkennen, dass sich eine Verteilung um $\epsilon \approx 0$ ergibt. Die rechte Verteilung zeigt hingegen einen klaren Peak bei $\epsilon \approx 1$, was konsistent mit den Beobachtungen aus Abbildung 2.1 ist.

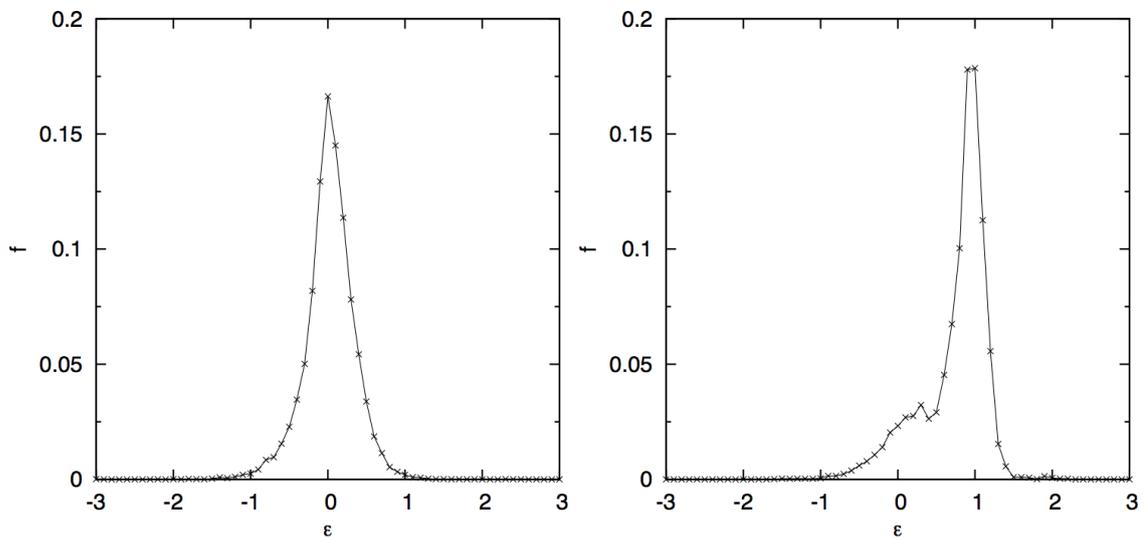


Abb. 2.2.: Circularity gegen den Anteil f der gesamten Gasteilchen in Intervallen der Breite $\Delta\epsilon = 0.1$. Der linke Plot zeigt die sphärische Gasverteilung, der rechte die Gasscheibe aus Abbildung 2.1.

Mittels dieser beiden Methoden ergab sich eine Vielzahl von Gasscheiben verschiedener Größen und Formen. Aus diesen wurden vier ausgewählt, welche im weiteren Verlauf dieser Arbeit genauer analysiert werden. Tabelle 2.1 enthält einige typische Größen der analysierten Halos.

Tab. 2.1.: Typische Größen der ausgewählten Halos.

	M_{Halo} (a)	M_{Sterne} (b)	M_{Gas} (c)	M_{DM} (d)	R_{Vir} (e)
Scheibe 1	5.322	3.685	4.967	4.456	268,887
Scheibe 2	4,136	2.751	3.730	3.488	247.224
Scheibe 3	2,121	0.989	2.472	1.774	197.881
Scheibe 4	1.940	1.254	2.179	1.597	192.106

(a) Gesamtmasse (Sterne+Gas+dunkle Materie) innerhalb des Virialradius in $10^{12}M_{\odot}$; (b) Sternmasse innerhalb des Virialradius in $10^{11}M_{\odot}$; (c) Gasmasse innerhalb des Virialradius in $10^{11}M_{\odot}$; (d) Masse der dunklen Materie innerhalb des Virialradius in $10^{12}M_{\odot}$; (e) Virialradius des Halos in kpc

Aus vielen Arbeiten ist bekannt, dass die Eigenschaften von Galaxien stark von der lokalen Umgebung abhängen (Oemler, 1974; Dressler, 1980; Postman and Geller, 1984). In Regionen höherer Dichte entstehen bevorzugt elliptische Galaxien, wogegen sich Spiralgalaxien in weniger dichten Gebieten bilden. Deshalb ist in Abbildung 2.3 die Verteilung der dunkle Materie Halos der gesamten Box zu sehen. Die roten Symbole repräsentieren die vier Halos, in denen sich die ausgewählten Gasscheiben befinden. Durch die orangenen Symbole werden die 288 dunkle Materie Halos markiert, welche auf Gasscheiben überprüft wurden.

Es ist gut zu erkennen, dass sich die vier roten Symbole außerhalb großer Galaxienhaufen befinden. Dies bestätigt den Trend der Beobachtungen, dass sich Feldspiralgalaxien bevorzugt in Regionen geringerer Dichte bilden. Feldspiralen bedeutet in diesem Zusammenhang, dass sie außerhalb von Clustern liegen. Die Identifikation von Spiralgalaxien innerhalb von Clustern mittels des FOF-Verfahrens ist problematisch, da Cluster einen globalen dunkle Materie Halo besitzen. Im Vergleich zu den anderen drei gewählten Halos, ergibt sich für Scheibe drei eine außergewöhnliche Lage. Der Halo befindet sich am Rand eines großen Voids (siehe Abbildung 2.3 rechts). Des Weiteren ist seine Position sehr isoliert von den massiven Halos des gewählten Massenbereichs.

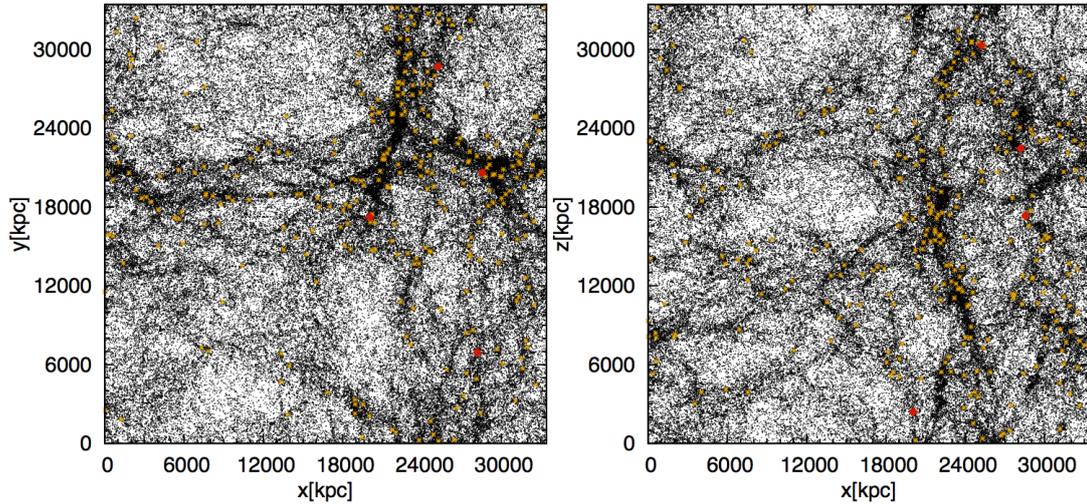


Abb. 2.3.: Verteilung der dunkle Materie Halos der gesamten Box. Die Bilder zeigen zwei Projektionsebenen der Verteilung, x-y-Ebene (links) und die x-z-Ebene (rechts). Die schwarzen Punkte repräsentieren dunkle Materie Halos aller Massenbereiche, wogegen die orangenen Symbole die 288 überprüften Halos markieren. Die vier ausgewählten Halos sind mit roten Symbolen markiert.

2.2. Morphologie

Da, wie bereits erwähnt, die Produktion von late-type-Spiralgalaxien mit realistischer Größe und Sprialstruktur in kosmologischen Simulationen bis heute ein Problem darstellt, werden diese Eigenschaften im folgenden Kapitel untersucht. Um einen ersten Eindruck der Gasscheiben zu erhalten, ist es sinnvoll, die Morphologie zu betrachten und, falls bei dieser Rotverschiebung möglich, nach der Hubble-Sequenz zu klassifizieren.

Hierfür sind in Abbildung 2.4 jeweils drei Plots der Gasverteilung jeder Scheibe zu sehen. Die kalte und heiße Phase werden wiederum durch rote (heiß) und blaue (kalt) Punkte unterschieden.

Die Bilder zeigen für jede Scheibe eine face-on Projektion (x-y-Ebene) und zwei edge-on (x-z- bzw. y-z-Ebene) Projektionen. Um diese Bilder zu erstellen, wurden die Gasverteilungen, wie zuvor beschrieben, gedreht, sodass die z-Achse der Richtung des Gesamtdrehimpulses entspricht. Des Weiteren wurden die Koordinaten wie in Abbildung 2.1 in das Schwerpunktsystem des Halos transformiert. Es ist gut zu erkennen, dass sich im Zentrum der vier Halos kalte Scheiben befinden, welche von heißem diffusem Gas umgeben sind. Jede Scheibe besteht aus einem dichten,

zentralen Bereich von dem aus die Dichte nach außen hin abnimmt.

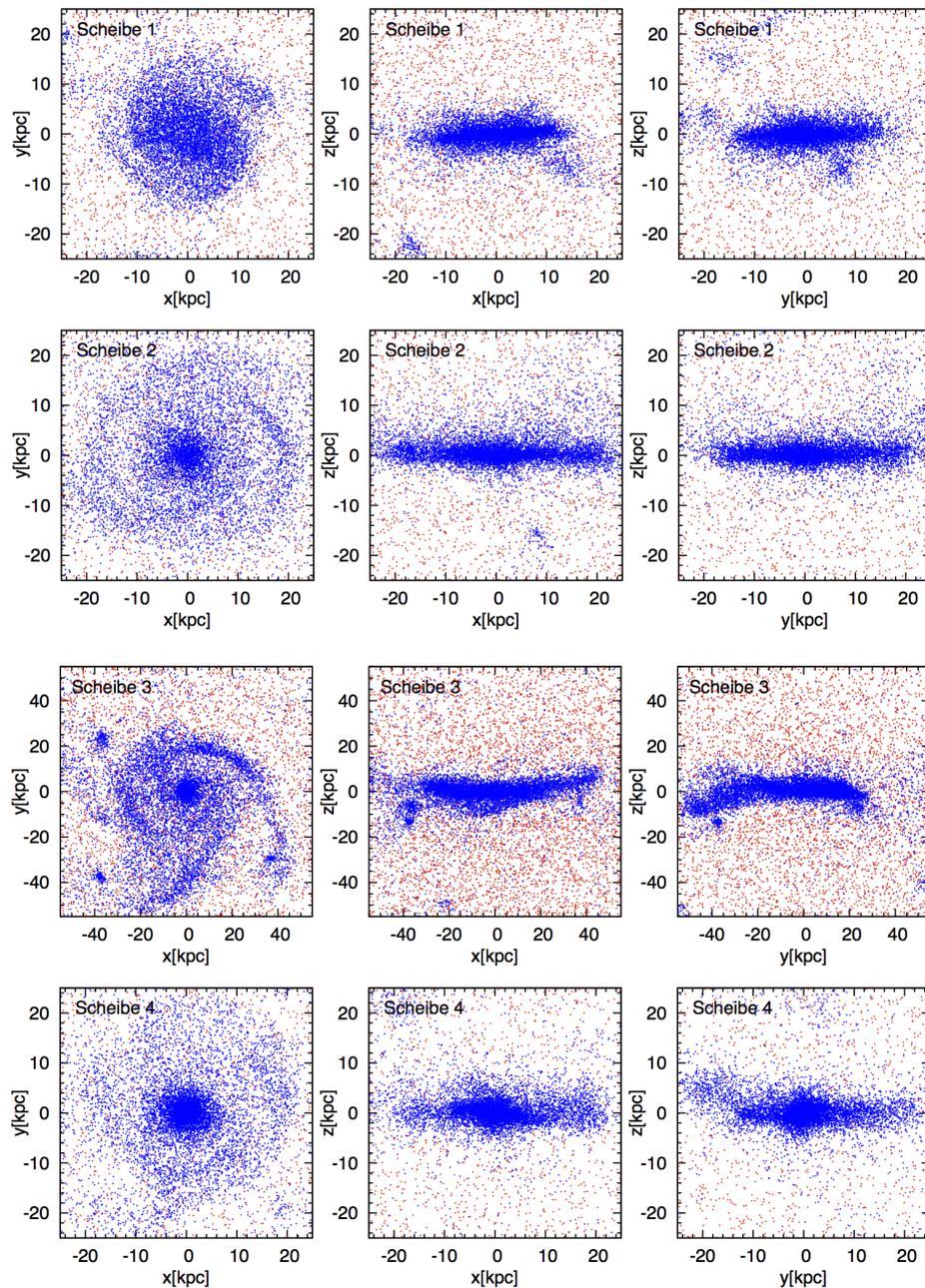


Abb. 2.4.: Gasverteilungen der vier analysierten Halos. Die Plots einer Zeile zeigen jeweils eine face-on (x - y -Ebene) und zwei edge-on (x - z - und y - z -Ebene) Projektionen derselben Scheibe. Die Phasengrenze wird wie in Abbildung 2.1 durch rote (heiß) und blaue (kalt) Punkte illustriert.

- **Scheibe eins:**

In der face-on Projektion von Scheibe eins ist sichtbar, dass diese aus einem im Vergleich zur Gesamtgröße großen zentralen Bereich besteht. In der oberen und unteren Region beginnen zwei sehr kurze, eng gewundene Arme. Da die Form nahezu kreisförmig ist, kann der Radius qualitativ mit $15kpc$ abgeschätzt werden. Die edge-on Plots zeigen im Vergleich zu Scheibe zwei eine relativ dicke Scheibe, wobei die Höhe optisch mit $8kpc$ genähert werden kann. Außerdem zeigen die Bilder keinerlei Warps oder andere Auffälligkeiten.

- **Scheibe zwei:**

Scheibe zwei zeigt eine sehr flache, weiter ausgedehnte Scheibe im Vergleich zu Scheibe eins. Auch hier ist es möglich, aus dem face-on Bild einen Radius von etwa $21kpc$ anzugeben. Innerhalb der kalten Scheibe sind deutliche Strukturen zu erkennen. Diese haben die Form zweier sehr eng gewundener Arme, die am oberen und unteren Ende beginnen. Der zentrale, dichte Bereich ist deutlich kleiner als bei Scheibe eins. In den edge-on Projektionen ist eine sehr flache Form zu sehen, die eine Höhe von etwa $5kpc$ aufweist. Auch hier sind keine Warps zu erkennen.

- **Scheibe drei:**

Die komplexeste Form ist in den Projektionen von Scheibe drei zu sehen. Es sind drei Arme höherer Dichte zu sehen, welche etwas außerhalb des zentralen Bereichs beginnen. Der untere Arm endet etwa bei einem Abstand von $50kpc$ vom Zentrum. Die beiden anderen Arme sind deutlich enger geschlungen.

Aufgrund der komplexen Form ist es schwierig, eine Abschätzung für den Radius zu machen. Wird das diffuse Ende des oberen und unteren Arms vernachlässigt, kann ein Radius von etwa $30kpc$ abgeschätzt werden. Scheibe drei ist deutlich ausgedehnter als die anderen betrachteten Scheiben.

In den beiden edge-on Bildern ist ebenfalls eine sehr komplexe Form zu erkennen. In der x-z-Projektion sind die Ränder der Gasscheibe nach oben gebogen, wobei diese in der y-z-Projektion nach unten zeigen. Da die Projektionen die gesamte Gasverteilung in eine Ebene projizieren, ist es nicht möglich, aus diesen Bildern die genaue Struktur von Warps zu erkennen, da die Teilchen im

Vorder- bzw. Hintergrund ebenfalls in der Ebene dargestellt werden. Deshalb sind in Abbildung 2.5 nochmals die beiden edge-on Plots zu sehen, wobei die gelben Punkte die Position aller Gasteilchen in einem Radius von $20kpc$ um das Zentrum markieren.

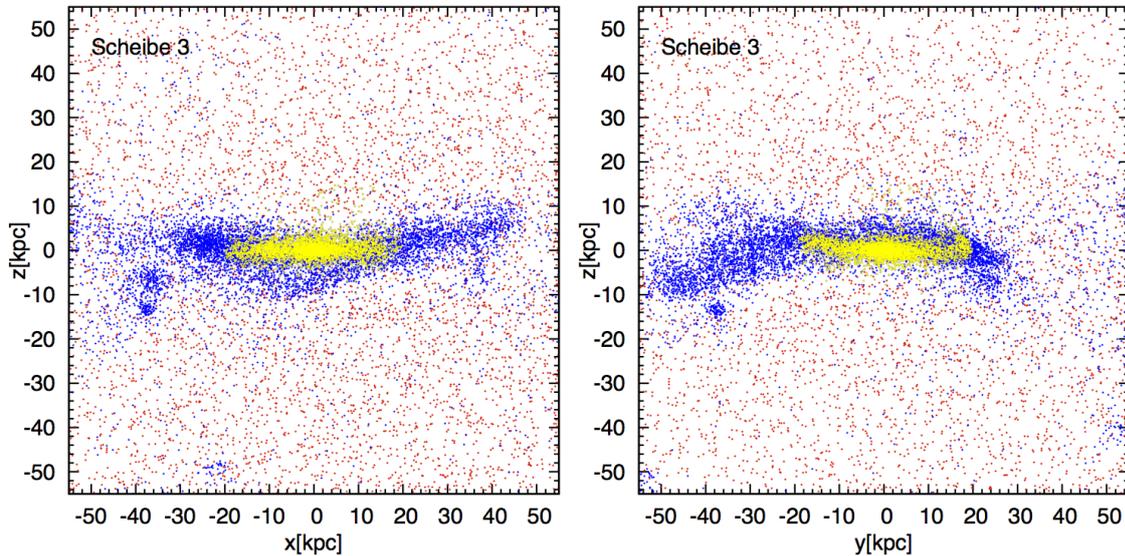


Abb. 2.5.: x-z-Ebene (links) und y-z-Ebene (rechts) von Scheibe drei. Die blauen bzw. roten Punkte markieren wie bisher das heiße und kalte Gas. Die gelben Punkte zeigen nur die kalten Gasteilchen im Radius von $20kpc$ um das Zentrum.

Im linken Plot von 2.5 ist zu sehen, dass im inneren Bereich mit Radius $20kpc$ nahezu keine Warps vorhanden sind, erst der diffuse Rand krümmt sich nach oben. In der anderen Projektion zeigt sich, dass sich die linke Seite schon innerhalb der $20kpc$ leicht nach oben krümmt, bevor der diffuse Rand nach unten abfällt. Das bedeutet, dass die komplexe Form in Abbildung 2.4 durch die Enden der beiden ausgedehnten Arme zustande kommt. Innerhalb der $20kpc$ kann die Dicke der Scheibe mit $4kpc$ angegeben werden.

Plots dieser Art sind in Anhang A für jede Scheibe zu sehen, um die Analyse der Warps zu bestätigen.

- **Scheibe vier:**

Im face-on Plot von Scheibe vier sind nur wenige Strukturen zu erkennen. Es

fällt auf, dass die kalte Scheibe nicht symmetrisch um den zentralen, dichteren Bereich liegt. Wird etwas vom diffusen oberen Bereich vernachlässigt, kann man einen Radius von $20kpc$ abschätzen. In den weiteren beiden Bildern ist zu erkennen, dass die vierte Scheibe aus einem sphärischen Zentralbereich und einer dünneren, weiter ausgedehnten Gasscheibe besteht. Der sphärische Bereich weist eine Dicke von etwa $8kpc$ auf, wogegen die äußere Scheibe mit ungefähr $4kpc$ etwa halb so dick ist.

Einen guten visuellen Vergleich bieten die Temperatur- und Dichteplots aus Vogelsberger et al. (2011). Dort vergleichen die Autoren die beiden Simulationscodes GADGET und AREPO. Die beiden Codes unterscheiden sich in der hydrodynamischen Behandlung, wobei die in dieser Arbeit verwendete Simulation auf einer modifizierten Version von GADGET basiert und daher damit verglichen werden kann. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, dass die in AREPO gebildeten Gasscheiben deutlich weiter ausgedehnt sind als die in GADGET. Werden die Plots aus Abbildung 2.4 mit denen aus Vogelsberger et al. (2011) verglichen, zeigt sich, dass diese eher der Form und Größe der in AREPO entstandenen Gasscheiben entspricht und deutlich ausgedehnter sind als die in der unmodifizierten Version von GADGET.

Nachdem bisher die Form der Gasscheiben diskutiert wurde, werden nun die Bereiche, in denen sich Sterne bilden, betrachtet. Zu diesem Zweck sind in Abbildung 2.6 erneut face-on Projektionen der vier Scheiben zu sehen. Die roten und blauen Punkte kennzeichnen, wie in Abbildung 2.4, das heiße bzw. kalte Gas. Durch die grünen Punkte werden die Gasteilchen markiert, welche gerade an der Sternentstehung beteiligt sind.

Im Folgenden wird versucht, die Gasverteilungen nach der Hubblesequenz zu klassifizieren. Da die Hubblesequenz für deutlich niedrigere Rotverschiebungen entwickelt wurde und deshalb nur wenige Morphologien beschreibt, ist diese Klassifikation kritisch zu betrachten. Um eine Klassifizierung zu ermöglichen, wurden einige Störungen, wie nicht komplette Spiralarme, vernachlässigt.

Zu diesem Zweck wird zunächst nur die Struktur der Sternentstehung berücksichtigt, ohne überprüft zu haben, ob die stellare Komponente eine Scheibe bildet. Die stellaren Scheiben werden in Abschnitt 2.5 analysiert.

In Scheibe eins findet nahezu überall Sternentstehung statt. Die vorhin beschriebenen kurzen Arme, die ihren Ursprung am unteren und oberen Ende der Gasscheibe

haben, enthalten ebenso Gasteilchen in der Sternentstehung. Aufgrund dieser Beobachtung stellt diese Gasscheibe nach der Hubblesequenz eine Sa-Galaxie mit sehr kurzen Spiralarmen dar.

Im Vergleich zu Scheibe eins weist Scheibe zwei deutlich strukturiertere Sternentstehungsregionen auf. Um den zentralen Bereich der Sternentstehung winden sich zwei enge Spiralarme, welche am oberen und unteren Rand ansetzen. Aufgrund dieser langen, eng geschwungenen Spiralarme lässt sich diese Scheibe als Sb-Galaxie klassifizieren.

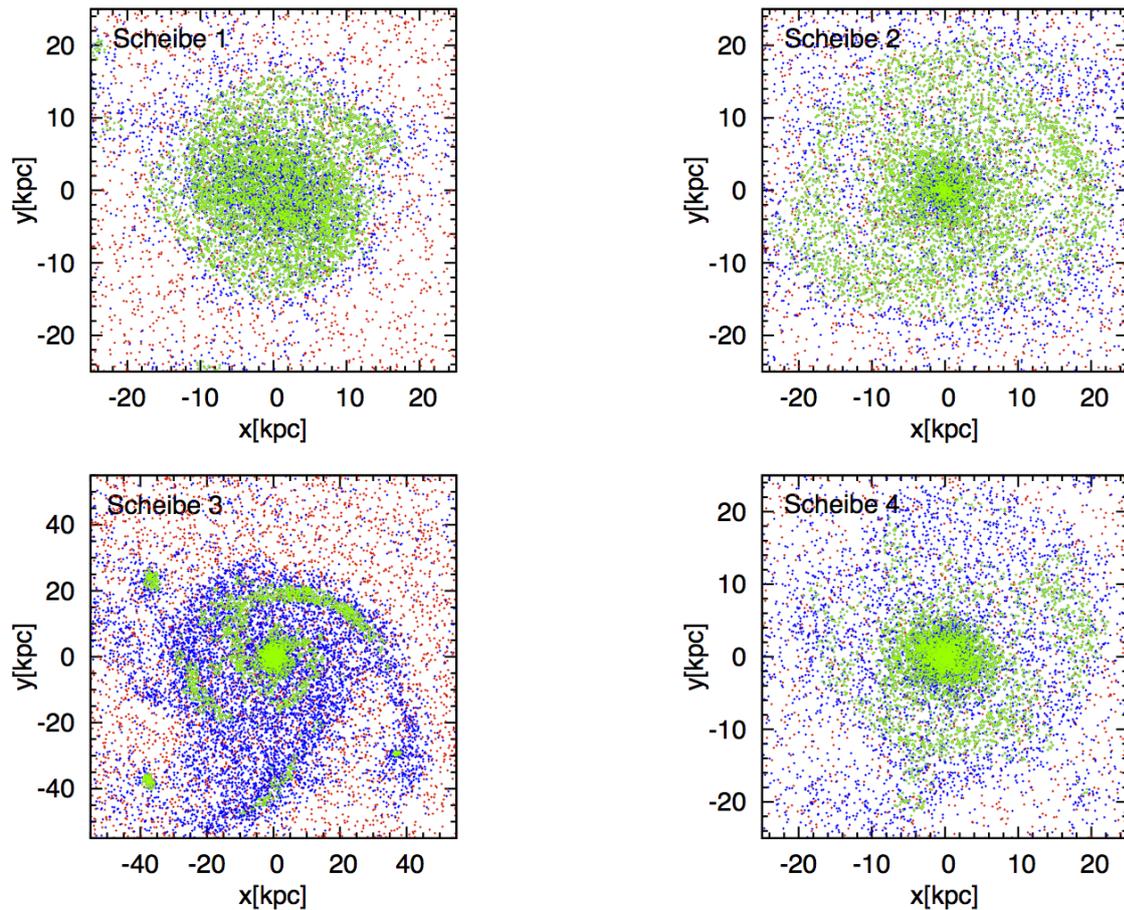


Abb. 2.6.: Sternentstehungsregionen der vier Gasscheiben. Für jede Scheibe ist ein face-on-Plot zu sehen. Die roten und blauen Punkte illustrieren die Temperaturbereiche wie bisher. Die grünen Punkte kennzeichnen Gasteilchen die an der Sternentstehung beteiligt sind.

Die strukturiertesten Regionen sind in dem Plot der dritten Scheibe zu sehen. Es ist gut zu erkennen, dass im Zentralbereich ein kurzer Balken liegt, an dessen

Enden zwei weit ausgedehnte Spiralarme beginnen. Der untere, eng geschwungene Spiralarm weist eine deutliche Unterbrechung auf. Dies könnte damit erklärt werden, dass dieser Bereich durch eine Störung, zum Beispiel durch den Einfall eines Satelliten, nach unten verschoben wurde, da auch in der unteren Struktur Sterne entstehen. Wird diese Störung vernachlässigt, kann Scheibe drei als SBb-Galaxie klassifiziert werden.

Die vierte Scheibe besitzt im unteren Bereich einen vollständigen Spiralarm, der etwa $14kpc$ vom Zentralbereich entfernt endet. In der rechten oberen Region befindet sich eine weitere Struktur der Sternentstehung. Bei genauerem Hinsehen ist eine dünne Verbindung zum inneren Bereich zu sehen, die aber keinen kompletten Spiralarm darstellt. Diese Scheibe kann als Sb-Galaxie klassifiziert werden.

In Dong et al. (2008) studieren die Autoren die Sternentstehung in der äußeren Scheibe von M83. Sie kommen zu dem Ergebnis, dass sich bei einem Abstand von ca. $25kpc$ Sternentstehungsregionen befinden, weit außerhalb des optischen Radius (R_{25}). Dies zeigt, dass Sternentstehungsregionen bei großen Radien, wie vor allem bei Scheibe drei, auch in Beobachtungen zu sehen sind. Hier darf jedoch die extrem weit vom Zentrum entfernte Struktur im unteren Bereich von Scheibe drei nicht mit berücksichtigt werden. Diese endet erst bei einem Abstand von etwa $45kpc$ und kann durch die Beobachtungen in Dong et al. (2008) nicht bestätigt werden.

2.3. Oberflächendichte

Eine charakteristische Größe für jede Gasscheibe ist die sogenannte Skalenlänge r_d . Sie ermöglicht es, eine quantitative Aussage über den Abfall der Oberflächendichte zu treffen, ohne vom absoluten Wert abzuhängen.

Für die Definition von r_d wird angenommen, dass die Oberflächendichte einem Exponentialgesetz folgt, welches nur vom Radius r abhängt,

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 e^{-\frac{r}{r_d}} \quad (2.3)$$

wobei Σ_0 und r_d Konstanten sind. Dies impliziert, dass r_d der Radius ist, an dem $\Sigma(r)$ auf Σ_0/e fällt. Dies entspricht einer Abnahme der Oberflächendichte von 63%.

Um die Oberflächendichte aus der Gasverteilung zu bestimmen, wird das wie in Abbildung 2.4 gedrehte Gas auf die x-y-Ebene projiziert und die mittlere Oberflächendichte innerhalb eines Kreisrings der Breite $\Delta r = 0.4kpc$ berechnet. Diese

Breite wurde gewählt, um einen möglichst guten Vergleich mit den Resultaten aus Torrey et al. (2011) zu ermöglichen. Für die Berechnung wird nur das kalte Gas berücksichtigt, welches sich wie in Abschnitt 2.1 beschrieben aus Gasteilchen mit einer Temperatur unter $10^5 K$ und denen im Multiphasenmodus zusammensetzt. Deshalb ergibt sich $\Sigma(r)$ zu:

$$\Sigma(r) = \frac{M_{cold}}{\pi(r_{au\beta en}^2 - (r_{au\beta en} - \Delta r)^2)} \quad (2.4)$$

wobei $r_{au\beta en}$ der Radius des äußeren Kreises ist, welcher den Kreisring begrenzt. Der zugehörige Radius, welchem die Oberflächendichte des Kreisrings zugeordnet wird, ist gegeben durch:

$$r = r_{au\beta en} - \frac{\Delta r}{2} \quad (2.5)$$

Um nun r_d zu bestimmen, wird ein Diagramm von r gegen $\ln(\Sigma(r))$ betrachtet. Folgt $\Sigma(r)$ einem Exponentialgesetz, so ergibt dies einen linearen Zusammenhang und die Steigung ist gegeben durch

$$m = -\frac{1}{r_d} \quad (2.6)$$

denn es gilt:

$$\ln(\Sigma) = \ln\left(\Sigma_0 e^{-\frac{r}{r_d}}\right) = \ln\left(e^{-\frac{r}{r_d}}\right) + \ln(\Sigma_0) = -\frac{r}{r_d} + \ln(\Sigma_0) \quad (2.7)$$

In linken Plot von Abbildung 2.7 ist das aus den Daten bestimmte $\Sigma(r)$ aufgetragen. Die Strich-Punkt-Linie kennzeichnet die inneren $4kpc$, welche aufgrund der schlechten Auflösung in diesem Bereich nicht aussagekräftig sind und deshalb bei der Analyse vernachlässigt wurden.

In der Verteilung ist zu sehen, dass Scheibe eins im Bereich von $4kpc$ bis $15kpc$ die höchste Dichte besitzt, wobei $15kpc$ gerade der Radius ist, bei dem die Scheibe nach der Abschätzung in Abschnitt 2.2 endet. Demnach ergibt sich eine sehr kompakte Struktur. Sehr ähnliche Verläufe weisen Scheibe zwei und vier auf. Erst bei einem Radius von ca. $19kpc$ beginnt der Verlauf von Scheibe zwei zu fallen, was mit dem optischen Eindruck für die Ausdehnung übereinstimmt. Für die dritte Scheibe ergibt sich ein flacher Verlauf, welcher bis etwa $18kpc$ unter den anderen Kurven bleibt. Es ist jedoch gut zu erkennen, dass der Verlauf ab etwa $22kpc$ oberhalb der anderen liegt.

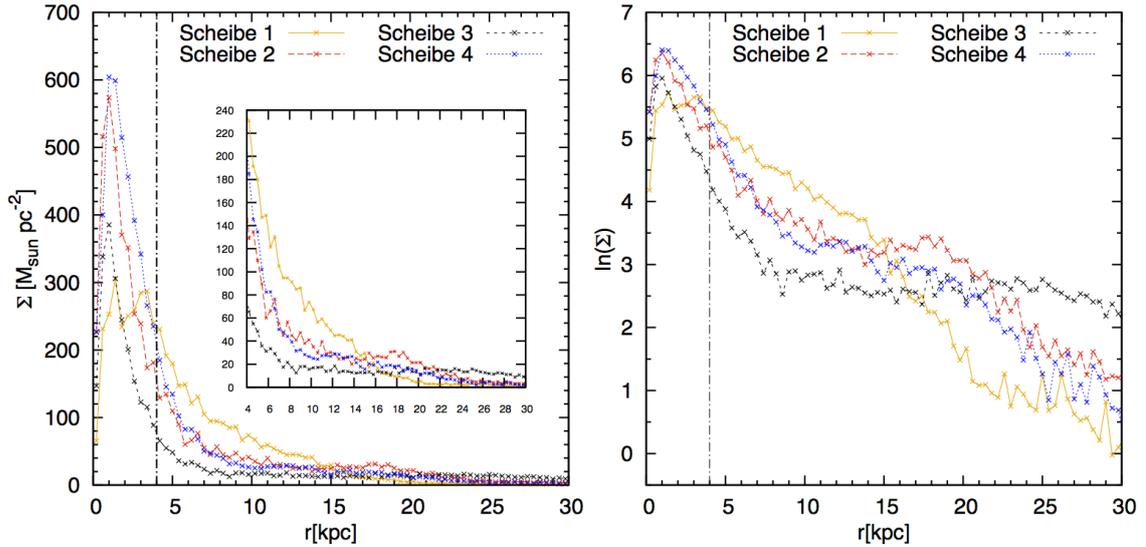


Abb. 2.7.: Mittlere Oberflächendichte für alle Scheiben (links). $\ln(\Sigma)$ gegen r (rechts). Die unterschiedlichen Farben und Linientypen repräsentieren die Scheiben wie in der Legende angegeben. Die Strich-Punkt-Linie markiert die inneren $4kpc$, welche aufgrund der schlechten Auflösung in diesem Bereich in den Fits vernachlässigt wurden. Der kleine Plot zeigt die äußere Verteilung ohne die inneren $4kpc$ genauer.

Aufgrund dessen bestätigt das Diagramm die Abschätzung, dass diese die am weitesten ausgedehnte Scheibe darstellt.

Für eine quantitative Betrachtung ist im rechten Plot von Abbildung 2.7 die $\ln(\Sigma(r))$ -Verteilung zu sehen. Um aus diesen Verläufen r_d zu erhalten, wird für jede Gasscheibe eine lineare Funktion gefittet. Aus der Steigung ergibt sich nach Gleichung 2.6 die Skalenlänge r_d . Durch den Verlauf der ln-normal Kurven ist für Scheibe eins das beste Ergebnis zu erwarten, da deren Verlauf den besten linearen Zusammenhang beschreibt. Des Weiteren zeigt der Plot, dass jede Scheibe bei den im Abschnitt 2.2 abgeschätzten Radien einen Knick nach unten aufweist. Dies bestätigt wiederum diese Abschätzungen. Die Fitintervalle wurden jeweils von $4kpc$ bis zum abgeschätzten Radius gewählt. Die Ergebnisse der Fits sind Tabelle 2.2 zu entnehmen.

Vergleichswerte aus Torrey et al. (2011), Fig. 3 und Vogelsberger et al. (2011), Fig. 21 bestätigen den Trend aus Abschnitt 2.2, dass die hier analysierten Gasscheiben weiter ausgedehnt sind als in bisherigen GADGET Simulationen. Auch in Torrey et al. (2011) wurden die beiden oben genannten Codes verglichen. Selbst die Ergebnisse für AREPO liegen unter den in Magneticum gefundenen Werten in Tabelle

2.2.

Tab. 2.2.: Ergebnisse der Fitts für jede Scheibe.

	Fitintervall(a)	r_d (b)	Σ_0 (c)	$M_{Integral}$ (d)	M_{Daten} (e)
Scheibe 1	[4,15]	5.667	400.903	4.722	4.728
Scheibe 2	[4,21]	11.091	109.835	4.115	4.176
Scheibe 3	[4,30]	27.302	29.111	3.965	4.021
Scheibe 4	[4,20]	7.769	145.818	3.130	3.219

(a) Fitintervall in kpc ; (b) Skalenlänge r_d in kpc ; (c) Σ_0 in $M_\odot pc^{-2}$; (d) Mittels Gleichung 2.8 bestimmte baryonische Masse im Fitintervall in $10^{10} M_\odot$; (e) Direkt aus den Daten bestimmte baryonische Masse im Fitintervall in $10^{10} M_\odot$

Eine bemerkenswert große Skalenlänge ergibt sich für Scheibe drei, mit einem Wert, der um einen Faktor von etwa vier größer ist als die Maximalwerte aus den Vergleichsarbeiten. Dies lässt darauf schließen, dass die Heizmechanismen in der analysierten Simulation effektiver verhindern, dass sich zu große Mengen baryonischer Materie im Zentrum der Halos ansammelt. Zu den Vergleichswerten ist zu sagen, dass diese bei anderen Rotverschiebungen als hier entstanden. Betrachtet man jedoch den Trend in Fig. 3 Torrey et al. (2011), zeigt sich, dass sich r_d im Bereich von $z = 2$ bis $z = 0$ nicht in den Größenordnungen ändert, dass es das grundlegende Resultat verändert.

In Thilker et al. (2005) werden die Sternentstehungsregionen von M83 in der äußeren Scheibe studiert. Im Zuge dessen wird erwähnt, dass bei Radien von etwa $26.4kpc$ H1 Strukturen gefunden wurden. Dies zeigt, dass die für Scheibe drei gefundenen Werte durchaus beobachtbar sind.

Um die Qualität der Fitts zu überprüfen, wird nun die Masse im Fitbereich auf zwei Wegen berechnet. Zum einen wird die Masse direkt aus den Daten bestimmt, zum anderen durch Integration der Oberflächendichte aus den Fitts. Es gilt:

$$\begin{aligned}
M(< R) &= \int_A \Sigma_0 e^{-\frac{r}{r_d}} dA \\
&= 2\pi \Sigma_0 \int_{R_1}^{R_2} r e^{-\frac{r}{r_d}} dr \\
&= 2\pi \Sigma_0 r_d \left(e^{-\frac{R_1}{r_d}} (r_d + R_1) - e^{-\frac{R_2}{r_d}} (r_d + R_2) \right) \quad (2.8)
\end{aligned}$$

Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 2.2 zu sehen. Die Abweichung zwischen $M_{Integral}$ und M_{Daten} liegt für alle Scheiben unter zwei Prozent. Dies zeigt, dass die aus den Fitts bestimmten Profile den Verlauf der Oberflächendichte sehr gut beschreiben.

2.4. Rotationskurven

Eine weitere wichtige Eigenschaft von Spiralgalaxien sind die sogenannten Rotationskurven. Sie beschreiben die Rotationsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des Abstandes zum Zentrum der Galaxie. Die Analyse der Umlaufgeschwindigkeiten von Sternen in Spiralgalaxien durch Vera Rubin seit 1960 hatte einen großen Anteil an der Akzeptanz der dunklen Materie (Rubin et al., 1978). Sie fand heraus, dass die Rotationskurven von Spiralgalaxien nach außen hin nicht, wie theoretisch erwartet, mit $V_k(r) \propto r^{-1}$ abfallen, sondern nahezu flach verlaufen. Dies war ein weiterer deutlicher Hinweis auf das Vorhandensein nicht sichtbarer Materie. Rotationskurven werden im äußeren Bereich hauptsächlich durch die Verteilung der dunklen Materie bestimmt.

In einem einfachen Model werden die Orbits durch Kreisbahnen genähert und wie in Gleichung 2.2 das Newtonsche Theorem verwendet. Daraus ergibt sich die Rotationsgeschwindigkeit wie in Gleichung 2.2 zu:

$$V_k(r) = \sqrt{\frac{GM(< r)}{r}} \quad (2.9)$$

Um diese aus der Massenverteilung zu berechnen, wurde die Gasverteilung wie bisher rotiert und auf die x-y-Ebene projiziert. Anschließend wurde die Masse innerhalb konzentrischer Kreise berechnet, deren Radius nach außen in Schritten von $\Delta r = 0.5kpc$ ansteigt. Die Rotationskurven der vier analysierten Scheiben sind in Abbildung 2.8 zu sehen. Zusätzlich zu den Geschwindigkeiten, die sich aus der gesamten Materie M_{Ges} ergeben (rot), sind die der dunklen Materie Verteilung M_{DM} (schwarz) und der baryonschen Materie M_{Bar} (Sterne und Gas, blau) aufgetragen.

Die generelle Form der drei Kurven pro Plot ist für alle Scheiben gleich. Wie aus den Beobachtungen zu erwarten, steigt die Kurve für M_{Bar} innerhalb der ersten $5kpc$ stark an und liegt deutlich über M_{DM} . Nach einem Maximum beginnt die Kurve, wie für das Dichteprofil aus Gleichung 2.3 zu erwarten, zu fallen. Im äußeren Bereich liegt M_{DM} über M_{Bar} , was zeigt, dass dort die dunkle Materie dominiert.

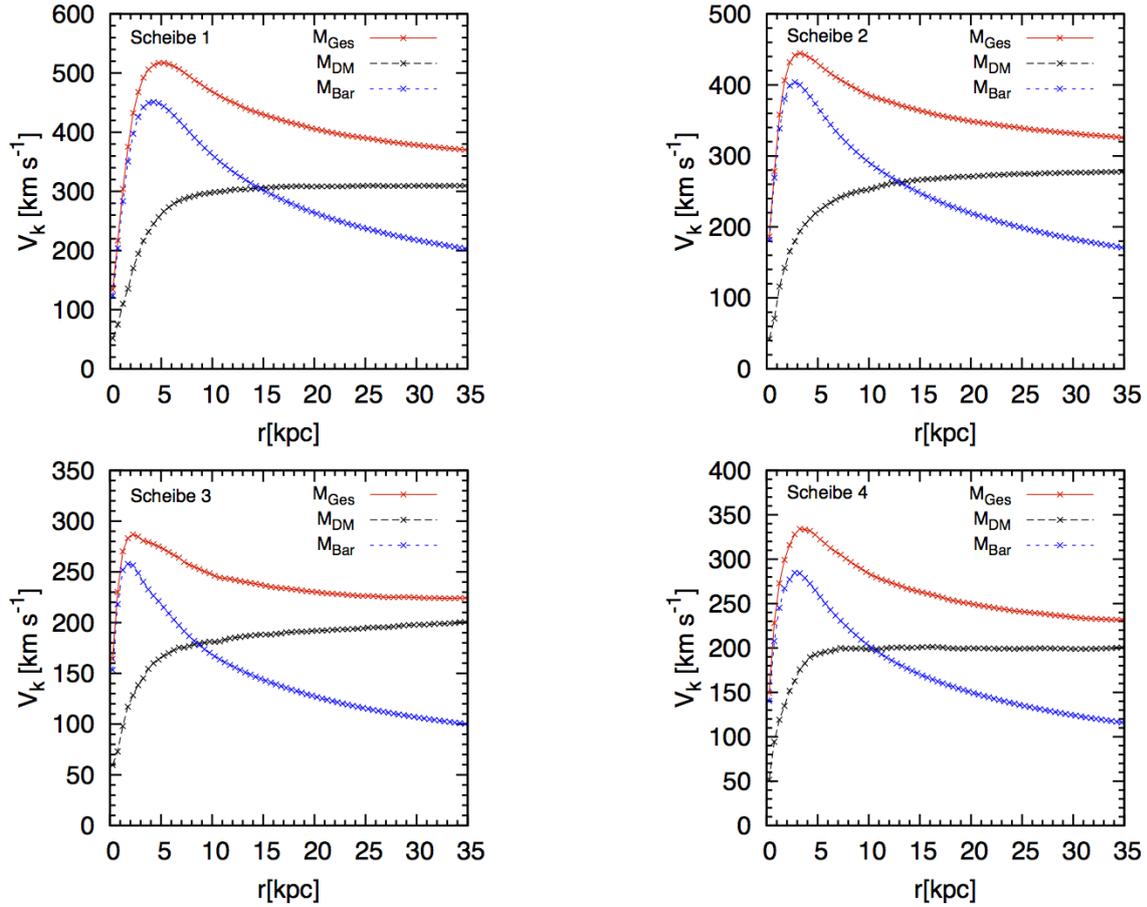


Abb. 2.8.: Mittels Gleichung 2.9 berechnete Rotationskurven. Die Farben und Linientypen unterscheiden die Rotationskurven der Gesamtmasse (rot), der dunklen Materie (schwarz) und der baryonischen Materie (blau) wie in der Legende angegeben.

Diese bewirkt, dass die Kurve für M_{Ges} nach außen hin nur leicht und nicht $\propto r^{-1}$ abfällt. Obwohl sich die Form für alle Scheiben sehr ähnlich ist, unterscheiden sich die Werte enorm. Scheibe eins und zwei zeigen im Vergleich zu Beobachtungen unrealistisch hohe Geschwindigkeiten. Dies zeigt, dass die implementierten Feedback-Mechanismen es, trotz der Ergebnisse aus Abschnitt 2.2 und 2.3, nicht effektiv genug schaffen, baryonische Materie aus dem Zentrum zu entfernen (Scannapieco et al., 2012).

Scheibe drei weist hingegen deutlich realistischere Rotationsgeschwindigkeiten auf. Im äußeren Bereich zeigt die Kurve den geringsten Abfall. Dies bestätigt wieder das Ergebnis, dass Scheibe drei das flachste Dichteprofil der vier Scheiben aufweist (siehe Abschnitt 2.3). Verglichen mit den in Carignan et al. (2006) und Rubin et al.

(1978) bestimmten Geschwindigkeiten zeigen die Scheiben drei und vier durchaus realistische Werte.

Das oben betrachtete Modell berücksichtigt bei der Berechnung nur die Gravitation, was dazu führt, dass sich nur Aussagen über die Materieverteilung treffen lassen, jedoch nur bedingt über die wirklichen Geschwindigkeiten. Andere Mechanismen, wie Energieverlust durch Strahlung, welche die Geschwindigkeiten beeinflussen, werden nicht berücksichtigt. Deshalb sind in Abbildung 2.9 die direkt aus den Daten bestimmten Rotationsgeschwindigkeiten des Gases aufgetragen. Um diese zu bestimmen wurde der Geschwindigkeitsvektor jedes Gasteilchens auf den Tangentialvektor eines Kreises projiziert. Die Geschwindigkeiten wurden, wie bei der Berechnung der Oberflächendichte, innerhalb von Kreisringen der Breite $\Delta r = 0.5 \text{ kpc}$ gemittelt. Die verschiedenen Scheiben werden durch die Farben, wie in der Legende angegeben, unterschieden. Die grünen Datenpunkte zeigen die durch Carignan et al. (2006) bestimmten Werte von M31. Ein weiterer Vergleich mit den Beobachtungen ergibt sich aus der Rotationskurve von M83 (lila, Privatreferenz Peter Kamphuis und Baerbel Koribalski).

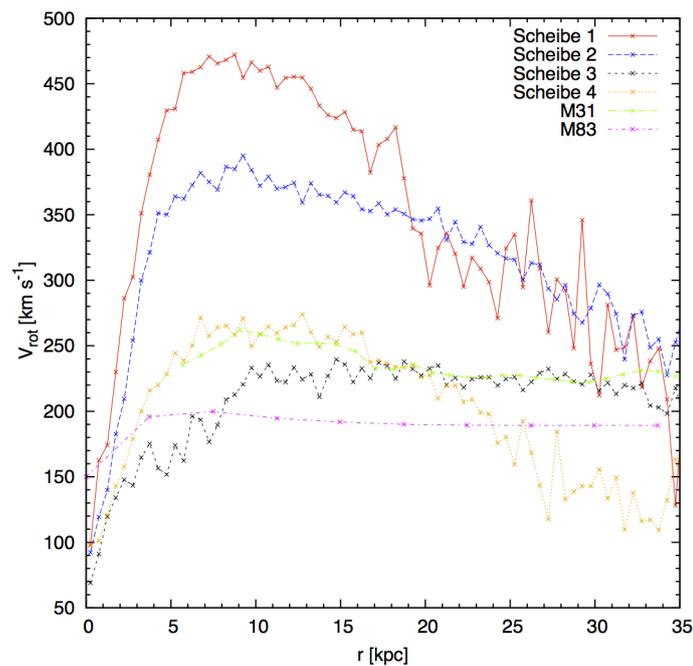


Abb. 2.9.: Rotationskurven direkt aus den Daten. Die Farben und Linientypen zeigen die vier Gasscheiben wie in der Legende beschrieben. Die grünen Datenpunkte zeigen die durch Carignan et al. (2006) bestimmten Werte von M31.

Der grundlegende Trend aus Abbildung 2.8 ist auch hier zu erkennen. Scheibe eins und zwei weisen wiederum die höchsten Rotationsgeschwindigkeiten auf, welche nicht mit Beobachtungen zu vereinbaren sind (Carignan et al., 2006; Rubin et al., 1978). Für Scheibe drei ergeben sich die niedrigsten Werte und erneut der flachste Verlauf. Auch in dieser Verteilung bestätigen sich die Abschätzungen aus Abschnitt 2.2 der Radien, da die Rotationskurven ab den dort bestimmten Radien beginnen, stärker zu streuen und abzufallen. Die Rotationskurve von M83 liegt im äußeren Bereich unterhalb der anderen Kurven. Der Verlauf ist am ehesten mit dem von Scheibe drei zu vergleichen, jedoch sind die Werte für Scheibe drei etwa $36\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ höher. Der Vergleich mit der Rotationskurve von M31 zeigt einen interessanten Zusammenhang. Im Bereich von 5kpc bis 20kpc zeigt Scheibe vier einen bemerkenswert ähnlichen Verlauf wie M31, bis die Scheibe endet und die Geschwindigkeiten abfallen. Ab 20kpc ist eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Rotationskurven von M31 und Scheibe drei zu erkennen. Beide Kurven beschreiben einen flachen Verlauf mit einer nahezu konstanten Rotationsgeschwindigkeit von etwa $226\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. Diese beiden Scheiben weisen also durchaus realistische Rotationsgeschwindigkeiten auf.

2.5. Stellare Komponente

Nachdem bisher nur das Gas der vier ausgewählten Scheiben analysiert wurde, wird nun die Verteilung der Sterne betrachtet. Wie in 1.2 erwähnt, ist eine stellare Scheibe ein grundlegender Bestandteil von Spiralgalaxien. Sie ist eine direkte Konsequenz aus der Gasscheibe, da sich das Gas in dieser verdichtet und Sterne bildet.

Die Betrachtung der stellaren Komponente wird nicht so ausführlich wie die des Gases sein, soll aber zeigen, dass alle vier Halos eine stellare Scheibe aufweisen. Hierfür ist in Abbildung 2.10 die Circularity, wie in Abschnitt 2.1 definiert, für die Sterne aufgetragen. Wiederum ist auf der y-Achse der Anteil der gesamten Sterne in Intervallen von $\Delta\epsilon = 0.1$ zu sehen. Zur Berechnung wurden die inneren 20% des Virialradius des jeweiligen Halos berücksichtigt.

Für eine übliche Spiralgalaxie sind zwei Peaks zu erwarten. Einer bei $\epsilon \approx 1$, welcher den rotierenden Anteil repräsentiert, und ein weiterer bei $\epsilon \approx 0$ für die nicht rotierende, sphärische Komponente im Zentrum der Galaxie (Scannapieco et al., 2009; Abadi et al., 2003). Es ist gut zu sehen, dass drei der vier Scheiben zwei gut zu unterscheidende Peaks aufweisen. Lediglich Scheibe vier zeigt keinen klaren Peak bei null.

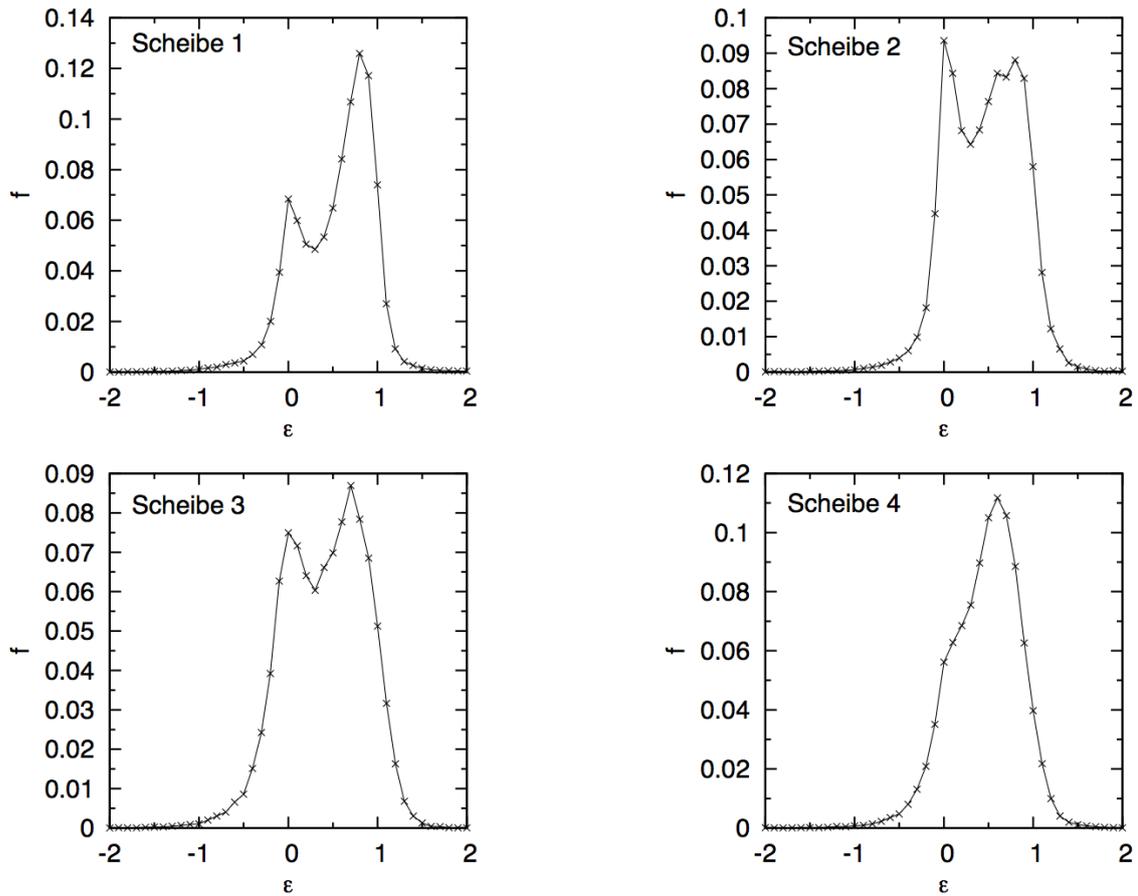


Abb. 2.10.: Verteilung der wie in Abschnitt 2.1 definierten Circularity der Sterne. Für die Berechnung wurden alle Sterne innerhalb von 20% des Virialradius berücksichtigt.

In der Abbildung für Scheibe eins zeigt sich, dass der Peak um $\epsilon \approx 1$ deutlich höher ist als bei $\epsilon \approx 0$. Das Verhältnis beträgt etwa:

$$\frac{f(\epsilon \approx 1)}{f(\epsilon \approx 0)} \approx 2 \quad (2.10)$$

Das bedeutet, dass Scheibe eins am rotationsdominiertesten ist. Auch für Scheibe vier zeigt sich ein ähnliches Verhältnis für $\frac{f(\epsilon \approx 1)}{f(\epsilon \approx 0)}$. Es befinden sich jedoch mehr Teilchen im Bereich zwischen $\epsilon \approx 0$ und $\epsilon \approx 1$ als bei Scheibe eins. Das Gegenteil im Bezug auf die Peakhöhe zeigt die Verteilung von Scheibe zwei. Hier ist der Peak bei $\epsilon \approx 0$ höher als der bei $\epsilon \approx 1$ und deutet somit auf einen größeren sphärischen Anteil hin.

Um die Interpretation von Abbildung 2.10 besser zu illustrieren, ist in Abbil-

dung 2.11 die Verteilung einer repräsentativen Menge von Sternteilchen zu sehen. Die roten Punkte markieren die Sterne, welche ein ϵ zwischen -0.1 und 0.1 haben, repräsentieren also den sphärischen Anteil der Verteilung. Die blauen Punkte hingegen zeigen die Sterne mit einem ϵ zwischen 0.9 und 1.1 , was der rotierenden Komponente entspricht. Die Plots zeigen jeweils eine x-y- und eine x-z-Projektion der Sterne. Auch hier wurden die Ortsvektoren gedreht, sodass die z-Achse dem Gesamtdrehimpuls des Gases entspricht. Dies verdeutlicht, dass die stellare Scheibe, wie zu erwarten, in derselben Ebene wie die Gasscheibe liegt.

Für alle Sternverteilungen zeigt sich, dass sich der Großteil der roten Punkte in einem sphärischen System im Zentrum konzentriert (edge-on). Dies entspricht dem Bulge, welcher charakteristisch für eine Spiralgalaxie ist (siehe Abschnitt 1.2). Die Größe des Bulges variiert in den Bildern deutlich. Scheibe eins und zwei weisen einen deutlich ausgedehnteren Bulge als die anderen Scheiben auf. Der Bulgeradius von Scheibe eins kann mit ca. $8kpc$ angegeben werden. Auf den Plots für Scheibe zwei ist zu sehen, dass der Bulge leicht abgeflacht ist. Deshalb wird der Radius hier mit $7kpc$ etwas größer abgeschätzt. In den unteren beiden Abbildungen kann ein Bulgeradius optisch mit etwa $4kpc$ abgeschätzt werden. Für die ausgedehnteste Gasscheibe ergibt sich also einer der kleinsten Bulgeradien.

Aus den Abschätzungen für den Radius lassen sich einige interessante Massen berechnen und vergleichen. Die bestimmten Massen sind Tabelle 2.3 zu entnehmen. Zur Berechnung der baryonischen Scheibenmasse $M_{Scheibe}$ (Sterne+Gas) und Sternmasse $M_{S,Sterne}$ in der Scheibe wurden die in Abschnitt 2.2 angegebenen Radien verwendet. Die Höhe wurde für alle Scheiben so gewählt, dass sowohl die Gasscheibe als auch die stellare Scheibe innerhalb liegen. Die Massen hängen jedoch nur sehr schwach von der Wahl der Höhe ab, da sich innerhalb der Scheibe im Vergleich zu außerhalb deutlich mehr Masse befindet.

Die Ergebnisse in Tabelle 2.3 (c) und (e) zeigen, dass die Masse innerhalb des Bulges durch die stellare Komponente bestimmt wird. Das in Tabelle 2.3 (g) definierte B/T-Verhältnis ist ein gutes Maß dafür, wie stark eine Galaxie vom zentralen Bulge dominiert wird. Scheibe eins weist ein sehr großes B/T-Verhältnis auf, was der ϵ -Verteilung in Abbildung 2.10 zu widersprechen scheint. Dies kann nur dadurch erklärt werden, dass sich ein großer Anteil der stellaren Scheibe innerhalb des Buges befindet. Die anderen drei Scheiben bestätigen den Trend aus Abbildung 2.10. Scheibe zwei zeigt das zweithöchste B/T-Verhältnis, was konsistent mit den Peakhöhen ist.

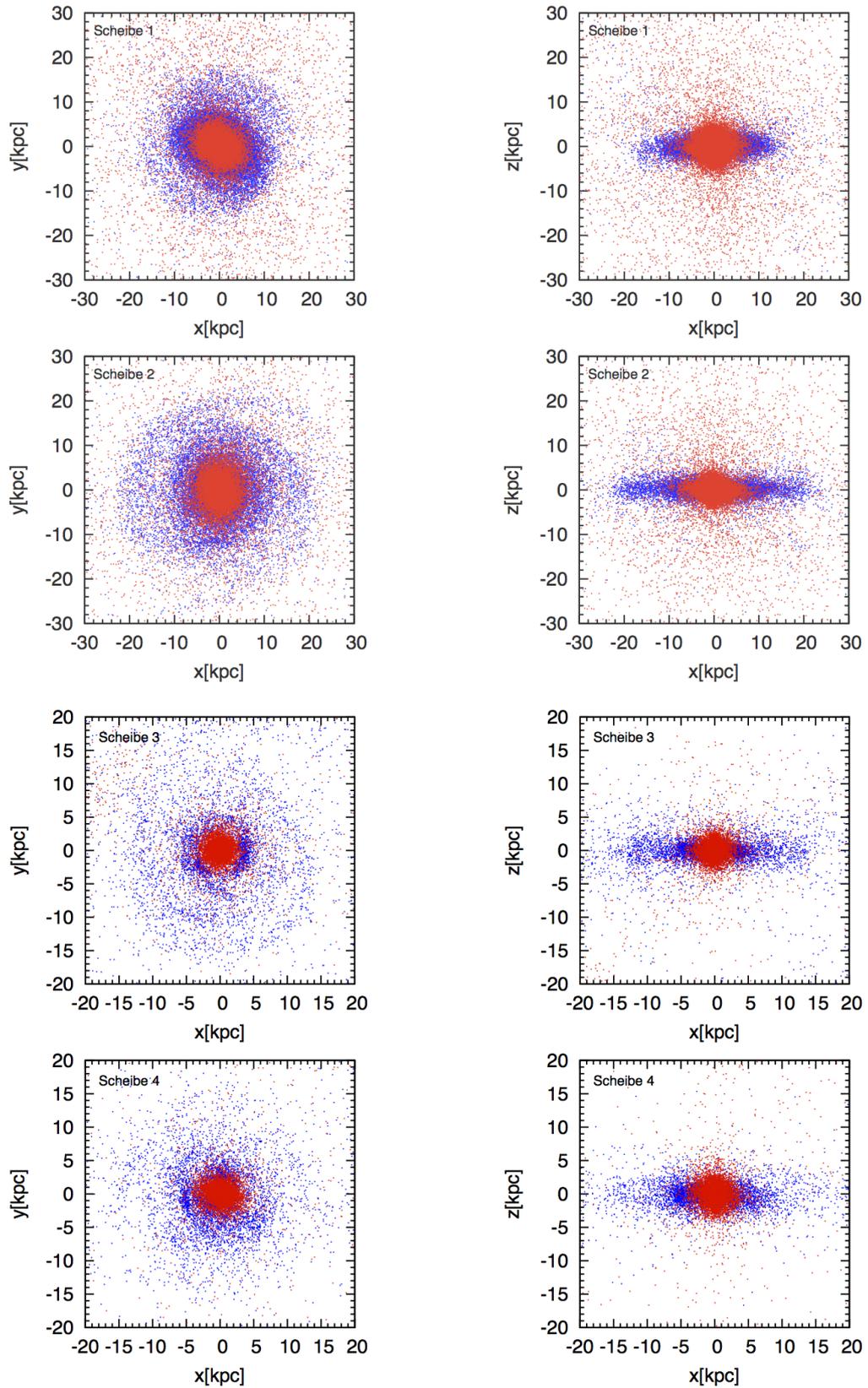


Abb. 2.11.: Verteilung der Sternteilchen mit einer Circularity im Bereich von $\epsilon = -0.1$ bis $\epsilon = 0.1$ (rot) und im Bereich von $\epsilon = 0.9$ bis $\epsilon = 1.1$ (blau). Es ist jeweils eine face-on- (links) und eine edge-on-Projektion (rechts) dargestellt.

Ebenso konsistent damit ist, dass Scheibe drei und vier die kleinsten B/T-Verhältnisse zeigen. Ebenfalls zu bemerken ist, dass die Masse der stellaren Komponente innerhalb von Scheibe drei kleiner ist als die von Scheibe zwei und Scheibe vier. Dies deutet auf eine deutlich geringere Sterndichte von Scheibe drei hin.

Tab. 2.3.: Verschiedene Massen der ausgewählten Scheiben.

	Scheibe 1	Scheibe 2	Scheibe 3	Scheibe 4
r_{Bulge} (a)	8	7	4	4
$r_{Scheibe}$ (b)	15	21	30	20
M_{Bulge} (c)	32.260	19.983	5.583	8.660
$M_{Scheibe}$ (d)	4.979	7.609	7.098	6.661
$M_{B,Sterne}$ (e)	28.873	17.625	4.722	6.773
$M_{S,Sterne}$ (f)	2.449	4.254	3.084	3.364
B/T (g)	0.92	0.80	0.60	0.66

- (a) abgeschätzter Bulgradius in kpc ; (b) Scheibenradius aus Abschnitt 2.2 in kpc ;
(c) Baryonische Masse (Sterne+Gas) im Bulge in $10^{10}M_{\odot}$; (d) Baryonische Masse (Sterne+Gas) in der Scheibe ohne Bulge in $10^{10}M_{\odot}$; (e) Sternmasse im Bulge in $10^{10}M_{\odot}$; (f) Sternmasse in der Scheibe ohne Bulge in $10^{10}M_{\odot}$;
(g) $M_{B,Star}/(M_{B,Star} + M_{S,Star})$

Vergleichswerte aus Beobachtungen für das B/T-Verhältnis liefert Weinzirl et al. (2009). Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, dass Galaxien mit $B/T > 0.4$ Sternmassen von $M_{*} > 6 \cdot 10^{10}M_{\odot}$ aufweisen, was von den hier bestimmten Werten (Tabelle 2.3 (e) und (f)) bestätigt wird. Aufgrund der Massenauflösung der Magneticum-Simulation sind Galaxien geringerer Sternmassen statistisch nicht mehr aussagekräftig, sodass diese nur schlecht zu überprüfen wären. Die Scheiben drei und vier liegen im Bereich von $0.4 < B/T \leq 0.75$. Dies sind Werte, welche auch in den Beobachtungen erreicht werden, jedoch nur von 8% der Galaxien (Tabelle 11 (Weinzirl et al., 2009)). Die beiden anderen Scheiben zeigen B/T-Verhältnisse von über 0.75. So große Werte werden in der Vergleichsarbeit nicht erreicht. Dort wird jedoch erwähnt, dass ihre Resultate sich um einen Faktor von ≥ 2 verändern können, falls die stellare Scheibe deutlich jünger als der Bulge ist. Dies bedeutet, dass die Werte aus Tabelle 2.3, abhängig von der zeitlichen Entwicklung, durchaus beobachtbar sind. Auch major Merger haben einen Einfluss auf das B/T-Verhältnis. Wie in Weinzirl et al. (2009) beschrieben, ergeben sich $B/T \geq 0.2$ nur für Galaxien, welche keine major Merger seit $z \geq 2$ hatten. Für eine noch genauere Analyse von B/T müsste in einer weiteren Studie die zeitliche Entwicklung der vier Scheiben betrachtet werden.

3. Entwicklung von Scheibe drei

Bisher wurden die Scheiben bei einer Rotverschiebung von $z = 1.04$ betrachtet. In diesem Kapitel wird nun die Entwicklung von Scheibe drei zeitlich verfolgt. Diese Scheibe wurde gewählt, da, wie in Abschnitt 2 gezeigt, deren Eigenschaften am besten mit Beobachtungen übereinstimmen. Die zentrale Frage dieses Kapitels ist, ob die Entwicklung die Theorie aus Dekel et al. (2009a) bestätigt, dass Gasscheiben durch cold-streams und klumpigen Einfall gefüttert werden oder durch andere Ereignisse, wie major Merger entstehen.

Um die Scheibe zu verfolgen wurde ein Programm entwickelt, welches einen Halo durch die Position in den Snapshots identifiziert. Mittels der Position des zu verfolgenden Halos in einem beliebigen Snapshot selektiert das Programm im darauffolgenden Zeitschritt den Halo, der am nächsten an dieser Position liegt. Außerdem wird der Massenbereich sinnvoll angepasst, was verhindern soll, dass ein falscher Halo selektiert wird. Dieses Verfahren stellte sich als sehr effizient heraus, sodass es möglich war, die Scheibe von $z = 2.792$ bis $z = 0.471$ automatisch zu verfolgen.

In Abbildung 3.1 ist die Entwicklung der stellaren Masse M_{Star} (blau) und der Gasmasse M_{Gas} (rot) innerhalb einer Sphäre mit $40kpc$ um das Zentrum aufgetragen.

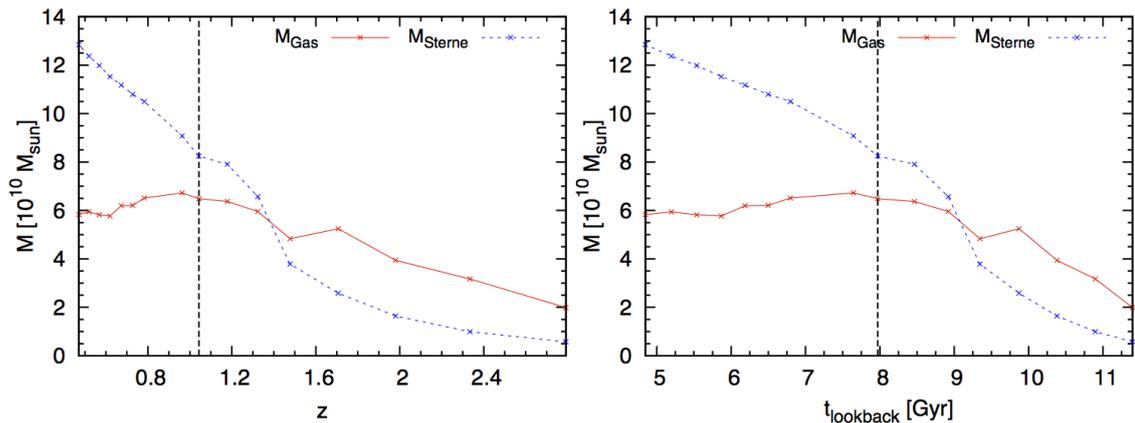


Abb. 3.1.: Massenverlauf innerhalb einer Sphäre mit Radius $40kpc$ um das Zentrum in Abhängigkeit der Rotverschiebung z (links) bzw. von $t_{lookback}$ (rechts)

Der linke Plot zeigt die Entwicklung in Abhängigkeit der Rotverschiebung z . In der rechten Abbildung ist auf der x-Achse anstatt der Rotverschiebung die Rückblickzeit $t_{lookback}$ aufgetragen. Die vertikale Linie markiert die im vorherigen Kapitel betrachtete Rotverschiebung. Im Bereich von $z = 2.7$ bis $z = 1.65$ steigen die Kurven für M_{Star} und M_{Gas} nahezu konstant an. Da die Akkretion von Sternen, mit Ausnahme von Mergern, sehr gering ist, bleibt die Sternentstehungsrate (SER) in diesem Bereich konstant, es wird jedoch mehr Gas akkretiert, als in Sterne umgewandelt. Im weiteren Verlauf fällt M_{Gas} um $0.43 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, was bedeutet, dass mehr Sterne entstehen, als Gas akkretiert wird. Der nächste Bereich von $z = 1.477$ bis $z = 1.323$ weist einen ungewöhnlich starken Anstieg sowohl von M_{Gas} als auch von M_{Star} auf. Die stellare Masse steigt um $2.78 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Dies entspricht einer durchschnittlichen SER von $65.74 M_{\odot} yr^{-1}$.

Teklu (2012) zeigt in Fig. 3.26 die Entwicklung der SER für vier Halos derselben Simulation, die hier verwendet wurde. Halo vier in Fig. 3.26 entspricht der hier analysierten Scheibe drei. Es ist gut zu sehen, dass die SER bei $z = 1.477$ und $z = 1.323$ deutlich unter $65.74 M_{\odot} yr^{-1}$ liegt, obwohl die SER dort in einer Sphäre mit einem Radius von über $500 kpc$ bestimmt wurde. Das bedeutet, der Anstieg von $2.78 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ kann nicht durch natürliche Sternentstehung erklärt werden. Somit ergibt sich ein deutlicher Hinweis auf ein Merger Ereignis. Auch die Zunahme der Gasmasse von $1.12 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ ist überdurchschnittlich. Der Anstieg entspricht einer durchschnittlichen Gasakkretionsrate von $26.49 M_{\odot} yr^{-1}$.

Der weitere Verlauf von M_{Gas} zeigt nur geringfügige Schwankungen. Dies bedeutet, es wird gleich viel Gas akkretiert, wie in Sterne umgewandelt wird. Die stellare Masse steigt in diesem Bereich konstant an. Dies zeigt, dass die Sternentstehung und Gasakkretion in der Scheibe nahezu ein Gleichgewicht erreicht haben.

Um den starken Anstieg im Bereich von $z = 1.477$ bis $z = 1.323$ genauer zu analysieren, ist in Abbildung 3.2 die Gasverteilung für vier Rotverschiebungen um diese Werte zu sehen. Für jedes z ist jeweils ein face-on bzw. edge-on Plot zu sehen. Die z-Achse entspricht in allen Bildern der Richtung des Gesamtdrehimpulses des Gases bei der bisher betrachteten Rotverschiebung $z = 1.043$. Die Farben illustrieren wie bisher das kalte (blau), heiße (rot) und das Multiphasengas (grün).

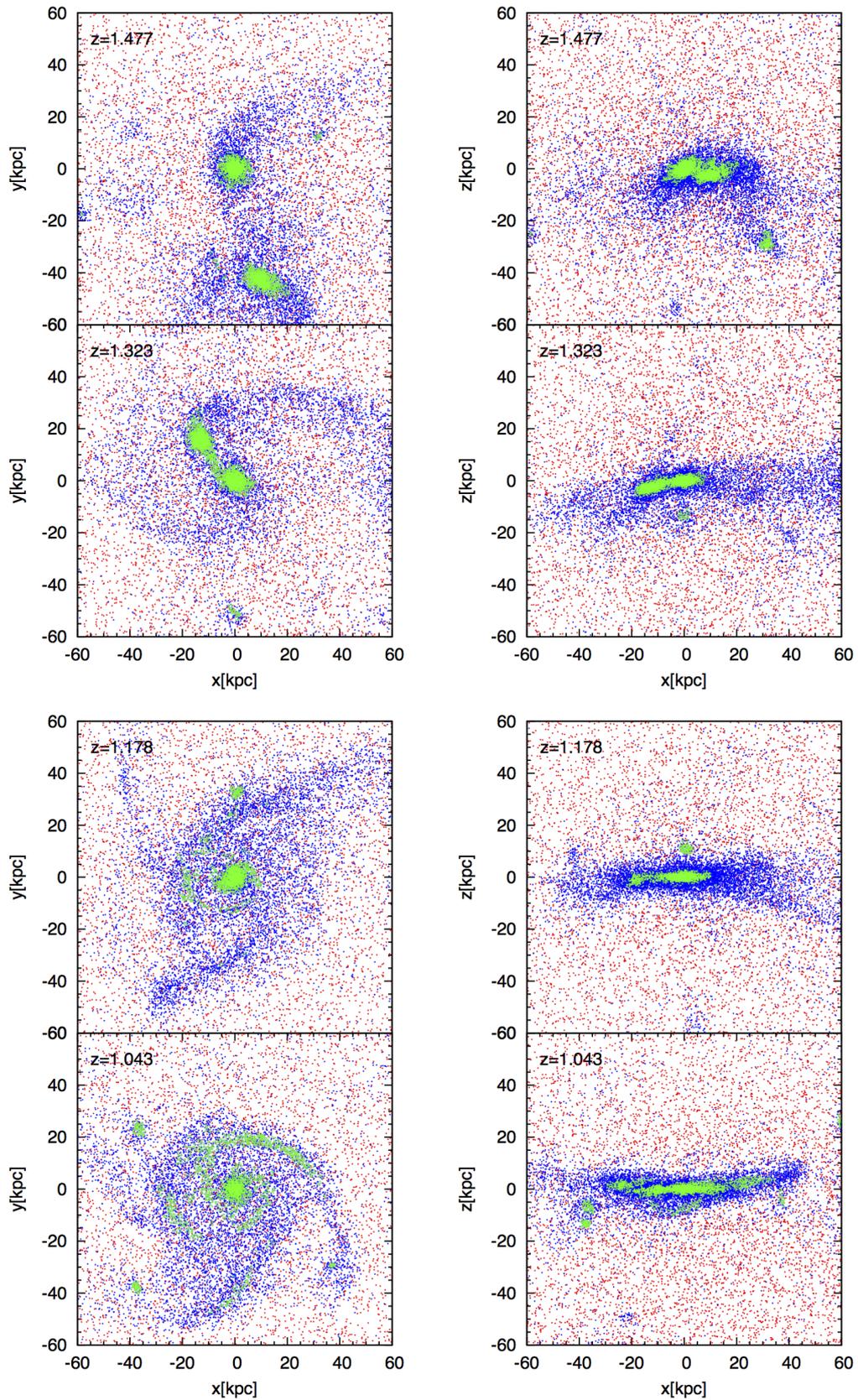


Abb. 3.2.: Detailansichten des Mergers zwischen $z = 1.477$ und $z = 1.323$ und die weitere Scheibenbildung. Für die im Plot angegebene Rotverschiebung zeigt die Abbildung jeweils eine face-on- und eine edge-on-Projektion. Die Farben unterscheiden die heißen, kalten und sternbildenden Gaspartikel wie bisher.

Die Plots bestätigen den Hinweis aus der Massenbetrachtung. In den face-on Projektionen ist ein deutlicher Merger mit einem massiven Halo zu sehen. Die Scheibenbildung wird also durch ein massives gasreiches Merger Ereignis ausgelöst. Steinmetz and Navarro (2002) haben gezeigt, dass es durchaus möglich ist, nach einem derartigen Merger durch Gasakkretion eine Scheibe zu bilden. Die Entwicklung nach einem solchen Ereignis hängt stark von den berücksichtigten hydrodynamischen Prozessen wie Feedback von Sternentstehung und Gasakkretion ab (Governato et al., 2009).

Ebenfalls gut zu erkennen ist, dass die Einfallsebene des zweiten Halos der Ebene entspricht, in der sich im weiteren Verlauf die Gasscheibe bildet. Als erste optische Verbindung zwischen den Gasverteilungen bildet sich eine Brücke, in welcher Sterne entstehen.

Die weitere Entwicklung der Gasscheibe ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Abbildung 3.3 zeigt face-on Plots der Gasverteilung im Bereich von $z = 0.963$ bis $z = 0.471$. Die z-Achse entspricht wiederum dem Gesamtdrehimpuls für $z = 1.04$.

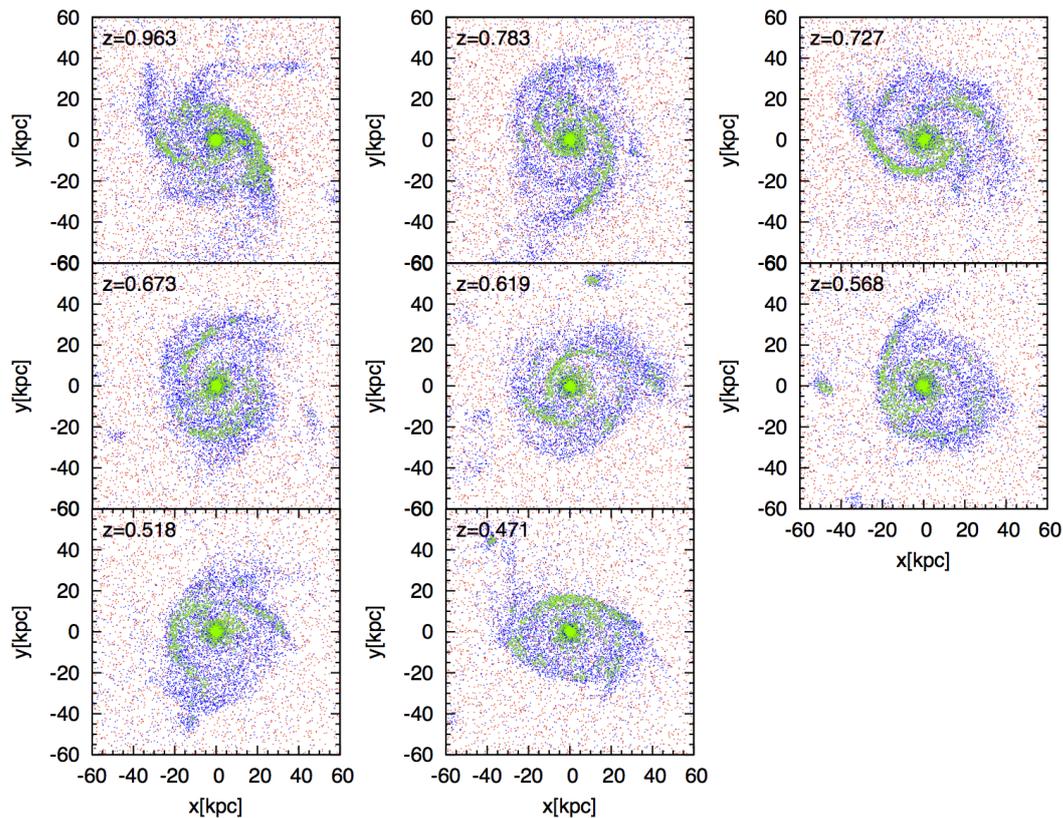


Abb. 3.3.: Face-on-Plots der weiteren Entwicklung der Scheibe nach Abbildung 3.2. Die Farben unterscheiden die heißen, kalten und sternbildenden Gasteilchen wie bisher.

Es ist zu sehen, dass die Form der Spiralarme sich deutlich verändert. Sie winden sich immer enger, bis sie sich zwischen $z = 0.619$ und $z = 0.568$ extrem verformen und in der weiteren Entwicklung keine Spiralstruktur mehr zu erkennen ist. Auch die Form der gesamten Gasscheibe verändert sich mit der Zeit. Sind bei $z = 0.963$ noch kalte Armstrukturen zu sehen, welche über die Scheibe hinausragen, hat sich die Scheibe bei $z = 0.471$ kontrahiert. Grund für diese Instabilität könnte ein massives Objekt sein, dessen Gravitation die Scheibendynamik stört.

4. Statistische Auswertung

4.1. Häufigkeit von Gasscheiben

Wie im Abschnitt 2.5 gezeigt, stellt die Verteilung der Circularity eine gute Möglichkeit dar, sphärische und scheibenartige Teilchenstrukturen zu identifizieren. Dies wird im folgenden Kapitel ausgenutzt, um eine statistische Auswertung über die Häufigkeit von kalten Gasscheiben anzustellen. Das betrachtete Ensemble besteht aus den 288 Halos, welche sich aus den in Abschnitt 2.1 gewählten Suchparametern ergaben. Für die Berechnung von ϵ wurden wiederum die Gasteilchen innerhalb einer Kugel mit einem Radius von 20% des Virialradius berücksichtigt. Um nun Gasscheiben zu identifizieren, muss ein Kriterium an die Verteilung der Circularity definiert werden. In dieser Arbeit lautete dieses Kriterium:

$$f(\epsilon \geq 0.7) \geq 0.40 \quad (4.1)$$

Diese Definition ergibt sich aus der visuellen Betrachtung von Gasverteilungen mit einem $f(\epsilon \geq 0.7)$ im Bereich von 0.3 bis 0.4. Hier zeigt sich, dass die Gasverteilungen ab $f(\epsilon > 0.7) = 0.40$ scheibenähnlich sind. Um diese Grenze besser einordnen zu können, sind die Ergebnisse von $f(\epsilon \geq 0.7)$ für die vier im ersten Kapitel betrachteten Scheiben ein guter Anhaltspunkt. Für diese Scheiben gilt: $f(\epsilon \geq 0.7)_1 = 0.70$, $f(\epsilon \geq 0.7)_2 = 0.71$, $f(\epsilon \geq 0.7)_3 = 0.71$ und $f(\epsilon \geq 0.7)_4 = 0.52$.

In Abbildung 4.1 sind edge-on Projektionen von Gasverteilungen aus diesem Bereich zu sehen. Es ist zu sehen, dass die Gasverteilungen mit $f(\epsilon > 0.7) = 0.31$ und $f(\epsilon > 0.7) = 0.38$ eher einer Ellipse entsprechen. Hingegen zeigt der Plot mit $f(\epsilon \geq 0.7) = 0.41$ eine scheibenartige Verteilung.

Mit dieser Methode ergeben sich 97 Halos, welche das Kriterium 4.1 erfüllen. Dies entspricht 33.7% aller betrachteten Halos. Zu diesem Resultat ist jedoch zu sagen, dass die verwendete Methode die Ausdehnung der Scheiben nicht berücksichtigt. Es lässt also keine Aussage darüber zu, ob die identifizierten Gasscheiben zu kompakte

Strukturen im Vergleich mit Beobachtungen bilden (Navarro and Benz, 1991).

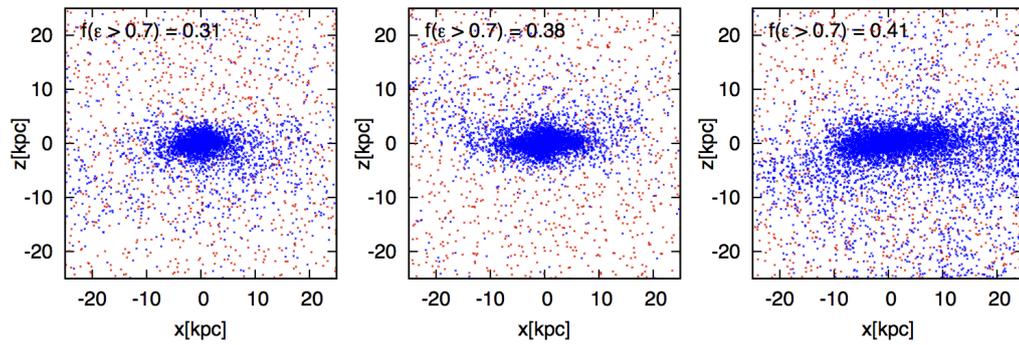


Abb. 4.1.: Edge-on Projektionen der Gasverteilung für unterschiedliche $f(\epsilon > 0.7)$. Die beiden Farben illustrieren die Temperaturgrenze wie in den bisherigen Plots.

4.2. Entstehungsgebiete der Gasscheiben

In Abschnitt 2.1 wurde kurz auf die Lage der vier gewählten Halos in der gesamten Box eingegangen. Mit den nun identifizierten Gasscheiben ergibt sich eine statistisch deutlich aussagekräftigere Menge, um die Theorie, dass sich Spiralgalaxien in weniger dichten Regionen bilden, zu überprüfen (Oemler, 1974; Dressler, 1980; Postman and Geller, 1984). In Abbildung 4.2 ist deshalb, wie in Abbildung 2.3, die Haloverteilung der gesamten Box zu sehen.

Die schwarzen Punkte markieren die gesamten dunkle Materie Halos, wobei die 97 Halos mit den hier gefundenen Gasscheiben durch rote Symbole illustriert werden. Die beiden Plots zeigen wiederum eine x-y-Projektion und eine x-z-Projektion. In Abbildung 4.2 ist deutlich zu sehen, dass sich die Halos mit Gasscheiben in Regionen geringerer Dichte bzw. an den Rändern von Filamenten befinden. Der Trend aus Abschnitt 2.1 der vier Halos wird also hier durch eine deutlich größere Menge an Halos bestätigt.

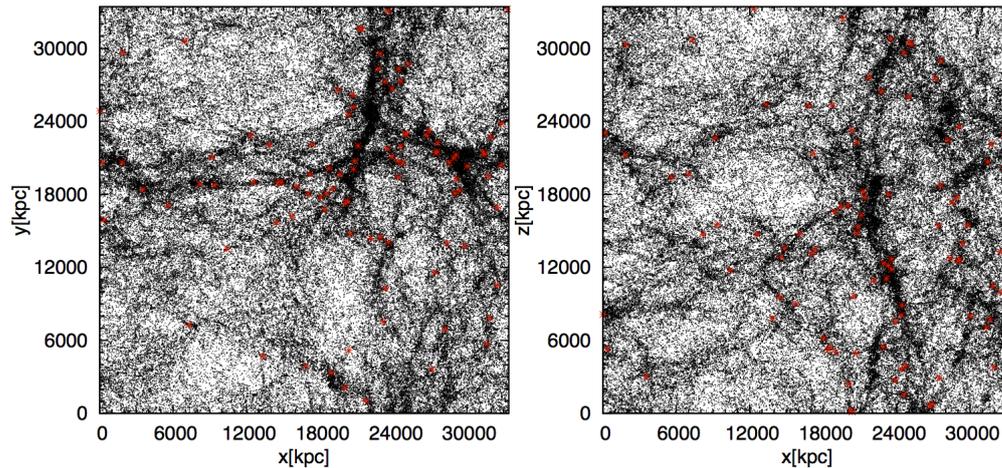


Abb. 4.2.: Haloverteilung der gesamten Box. Der linke Plot zeigt die x-y-Projektion, der rechte die x-z-Projektion. Die schwarzen Punkte markieren die Position der gesamten Halos. Die roten Symbole repräsentieren die Halos, in denen die 97 Gasscheiben identifiziert wurden.

4.3. Weitere Analyse der ϵ -Verteilung

Da es mittels der Analyse der ϵ -Verteilung sehr effizient möglich ist, Objekte morphologisch zu unterscheiden, werden in diesem Abschnitt weitere Verteilungen qualitativ betrachtet.

Elliptische Galaxien:

Elliptische Galaxien werden durch ihre hohe Dispersion und die elliptische Form charakterisiert. Sie besitzen im Allgemeinen keine rotierende Gas- oder Sternscheibe. Da diese Art von Galaxien kaum Gas enthalten und von der stellaren Komponente dominiert werden, wird für die Identifikation ein starkes Kriterium an die Sternverteilung gestellt:

$$f_{\text{Sterne}}(0.3 \geq \epsilon \geq -0.3) \geq 0.6 \quad (4.2)$$

Diese Grenze ergab sich wie in Abschnitt 4.1 aus der optischen Betrachtung von Sternverteilungen. Abbildung 4.3 zeigt exemplarisch zwei ϵ -Histogramme, welche dieses Kriterium erfüllen. Der Plot beinhaltet sowohl das Gas (rot), als auch die Sterne (schwarz).

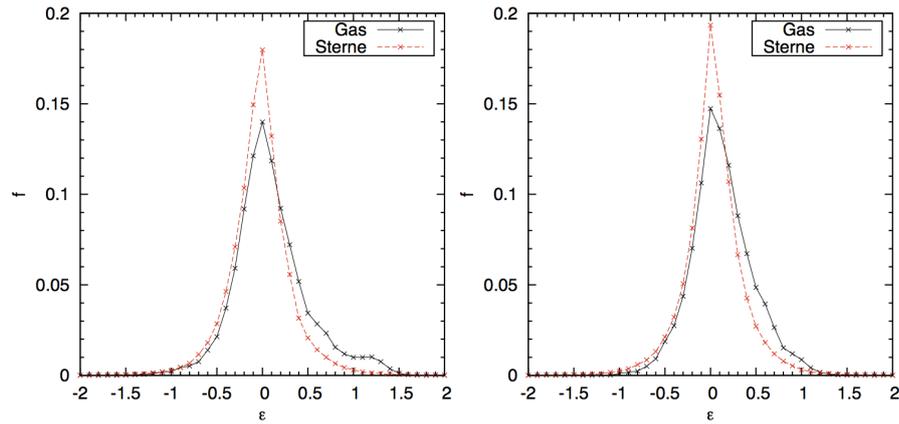


Abb. 4.3.: ϵ -Verteilung zweier Sternverteilungen, welche das Kriterium in Gleichung 4.2 erfüllen.

In beiden Bildern ist für die stellare Komponente ein deutlicher Peak bei $\epsilon \approx 0$. Das Gas weist keinen, für eine Gasscheibe charakteristischen, Peak bei eins auf. Dies sind gute Indikatoren für eine elliptische Galaxie ohne rotierende Gasscheibe.

Mit diesem Kriterium ergaben sich 107 Halos, welche dieses erfüllen. Dies entspricht 37.2% aller untersuchten Halos.

Elliptische Galaxien mit Gasscheibe:

Um zu untersuchen, ob es elliptische Sternverteilungen gibt, welche ebenso eine wie in Abschnitt 4.1 definierte Gasscheibe aufweisen, wird zusätzlich zu Gleichung 4.2 auch Gleichung 4.1 als Kriterium gestellt. Dies ergab eine geringe Anzahl von 10 Halos, was 3.5% aller Halos entspricht.

In Abbildung 4.4 sind zwei ϵ -Verteilungen zu sehen, welche die beiden Kriterien erfüllen. Die Farben unterscheiden das Gas und die Sterne wie in den Histogrammen zuvor. Die beiden Plots zeigen jeweils den, für eine elliptische Sternverteilung charakteristischen Peak bei $\epsilon \approx 0$ bzw. den, für eine Gasscheibe zu erwartenden Peak bei $\epsilon \approx 1$. Trotz der geringen Anzahl haben Oosterloo et al. (2002) gezeigt, dass elliptische Galaxien mit scheibenartigen Gasstrukturen in Beobachtungen nicht ungewöhnlich sind. Einige Studien haben gezeigt, dass der späte Einfall von Gas in Form eines major Merger zu ausgedehnten, langlebigen und gasreichen Strukturen in elliptischen Galaxien führen kann (Hibbard and van Gorkom, 1996; Hibbard and Mihos, 1995).

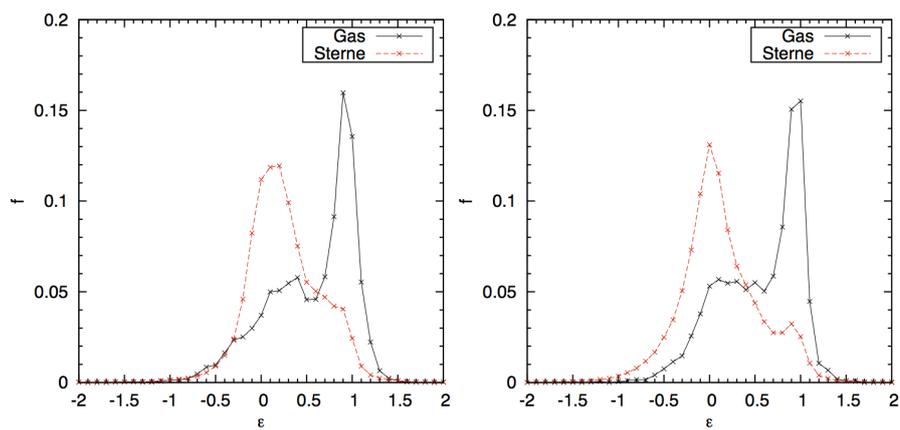


Abb. 4.4.: ϵ -Verteilung zweier Stern- bzw. Gasverteilungen, welche die Kriterien in Gleichung 4.1 und 4.2 erfüllen.

Zusammenfassung

Die Produktion realistischer late-type-Spiralgalaxien in kosmologischen Λ CDM- Simulationen stellt bis heute ein ungelöstes Problem dar (Navarro et al., 1995; Katz and Gunn, 1991). Obwohl die Entstehung der dunklen Materie Strukturen sehr gut simuliert werden kann (Springel et al., 2005b), stellt die Entwicklung der baryonischen Materie in der Galaxienentstehung eine große Herausforderung dar.

In dieser Arbeit wurde dieses Problem im Hinblick auf die Eigenschaften entstandener Spiralgalaxien betrachtet.

Dabei stellte sich heraus, dass einzelne Gasscheiben Eigenschaften aufweisen, welche besser mit Beobachtungen übereinstimmen als in vergleichbaren bisherigen Arbeiten. Die Morphologie der analysierten Scheiben zeigt deutlich ausgedehntere Gasscheiben als in Vogelsberger et al. (2011), was sich auch in der Analyse der Oberflächendichte zeigt. Diese ergibt Skalenlängen, welche tendenziell größer als die in bestehenden Arbeiten sind (Torrey et al., 2011; Vogelsberger et al., 2011). In diesem Zusammenhang muss Scheibe drei hervorgehoben werden, welche sowohl beim optischen Vergleich der Gasverteilung als auch bei der quantitativen Analyse der Skalenlänge bisher noch in keiner Simulation beobachtete Eigenschaften zeigt. Die Skalenlänge liegt deutlich über den Werten aus Torrey et al. (2011) und Vogelsberger et al. (2011). Ebenfalls bemerkenswert für diese Scheibe ist die strukturierte Spiralstruktur. Auch bei dem Vergleich mit Beobachtungen von M83 zeigt Scheibe drei Übereinstimmungen was die Ausdehnung der Gasscheibe und der Sternentstehungsregionen angeht.

Bei der Analyse der Rotationskurven zeigt sich trotz der vorherigen Ergebnisse das grundlegende Problem kosmologischer Simulationen. Scheibe eins und zwei zeigen extrem hohe Rotationsgeschwindigkeiten, welche nicht mit Beobachtungen zu vereinbaren sind. Dies zeigt, dass die implementierten Mechanismen, wie Feedback von Sternentstehung und Supernovae, es nicht effizient genug schaffen, Materie aus dem Zentrum zu entfernen (Navarro et al., 1995; Katz and Gunn, 1991). Für Scheibe drei und vier ergeben sich hingegen flache Rotationskurven, deren Geschwindigkeiten

mit Beobachtungen von M31 zu vergleichen sind (Carignan et al., 2006).

In der Analyse der stellaren Komponente zeigten alle Scheiben sowohl einen rotierenden als auch einen sphärischen Anteil, welcher mit dem Bulge identifiziert werden kann. Das B/T-Verhältnis der stellaren Komponente ist für alle Scheiben sehr groß und weist auf bulgedominierte Galaxien hin. Der Vergleich mit Beobachtungen aus Weinzirl et al. (2009) zeigt, dass nur Scheibe drei und vier beobachtbare Werte für das B/T-Verhältnis aufweisen. Die in der Vergleichsarbeit bestimmten Werte sind jedoch vom Alter der Scheibe bzw. des Bulges anhängig, sodass diese sich um einen Faktor ≤ 2 verändern können.

Die Entwicklung von Scheibe drei zeigt, dass die Scheibenbildung durch einen gasreichen major Merger zwischen $z = 1.5$ und $z = 1.1$ ausgelöst wird. Dies bedeutet, dass eine ruhige Gasakkretion keine Voraussetzung für die Bildung einer Gasscheibe darstellt. Teklu (2012) bestätigt dieses Resultat durch eine detaillierte Analyse der Cold Streams desselben Halos (Halos vier).

Des Weiteren hat die statistische Analyse gezeigt, dass 33.7% der 288 betrachteten Halos eine Gasscheibe aufweisen. Dies zeigt, dass es im gewählten Massenbereich durchaus genug Gasscheiben für eine weitere statistische Analyse ihrer Eigenschaften gibt. Mittels der identifizierten Gasscheiben konnte ebenfalls eine gute statistische Aussage über die Entstehungsregionen der Gasscheiben getroffen werden. Die Gasscheiben entstehen bevorzugt in Regionen geringerer Dichte, was konsistent mit den Beobachtungen von Oemler (1974); Dressler (1980); Postman and Geller (1984) ist. Eine außergewöhnliche Lage zeigt hierbei Scheibe drei, welche sich, isoliert von anderen massiven Objekten, am Rand eines großen Voids befindet. Durch die entwickelte Methode konnten des Weiteren auch elliptische Sternverteilungen gefunden werden. Diese machen 37.2% aller Halos im gewählten Massenbereich aus. Auch die Menge macht eine statistisch aussagekräftige Analyse dieser Objekte möglich.

Insgesamt ergibt sich mit Scheibe drei eine Spiralgalaxie, wie sie in bisherigen kosmologischen Simulationen noch nicht beobachtet wurde. Des Weiteren zeigen drei weitere Gasscheiben bessere Ergebnisse als in bisherigen Arbeiten bezüglich der Ausdehnung und Skalenlänge.

Da in dieser Arbeit nur wenige Gasscheiben bezüglich ihrer Eigenschaften überprüft wurden, muss in einer weiteren Studie eine statistisch aussagekräftigere Menge betrachtet werden, um die hier gewonnenen Ergebnisse zu verallgemeinern.

Gil de Paz et al. (2007) hat gezeigt, dass die Metallizität der HII Regionen in der äußeren Scheibe von M83 niedrig ist, jedoch die N/O-Rate hoch ist. Da mit Scheibe

drei nun eine Gasscheibe mit ausgedehnten Sternentstehungsregionen zur Verfügung steht, könnte ein weiterer Schritt sein, deren Metallizität im Detail zu studieren.

Ein ebenfalls interessantes Folgeprojekt wäre, den Zusammenhang zwischen den Eigenschaften von Gasscheiben und deren lokalen Umgebung zu analysieren; gerade mit Hinblick auf die isolierte Position von Scheibe drei.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich im Laufe meiner Bachelorarbeit unterstützt haben.

Insbesondere möchte ich mich bei Prof. Dr. Andreas Burkert für das sehr interessante Bachelorarbeitsthema und für die Möglichkeit, diese Arbeit in der CAST-Gruppe durchführen zu können, bedanken. Die von ihm initiierten, wöchentlichen Bachelortreffen haben mir sehr geholfen und viel zur Erstellung meiner Bachelorarbeit beigetragen. In diesem Zusammenhang möchte ich auch allen anderen Personen danken, die an diesen Treffen teilgenommen haben.

Des Weiteren möchte ich mich bei meinen Betreuern Dr. Klaus Dolag und Rhea-Silvia Remus bedanken. Beide haben sich stets die Zeit genommen, mir bei Problemen zu helfen und mit ihren Ideen und Hinweisen ganz entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ganz besonders möchte ich mich auch bei meiner Freundin Lena bedanken, die mich über das gesamte Studium hinweg unterstützt hat und auch in schwierigen Phasen an mich geglaubt hat.

Ebenfalls gilt mein Dank meinen Eltern und meinem Bruder, ohne die ein Studium hier in München nicht möglich gewesen wäre.

A. Anhang zu Kapitel 2

Die Abbildungen A.1, A.2 und A.3 zeigen die Analyse der Warps für die Scheiben eins, zwei und vier. Die Farben unterscheiden dieselben Komponenten wie Abbildung 2.5. Die Radien, innerhalb denen die gelben Punkte liegen, wurden für jede Scheibe angepasst. Die Abbildungen bestätigen, dass die Scheiben eins, zwei und vier keine Warps aufweisen.

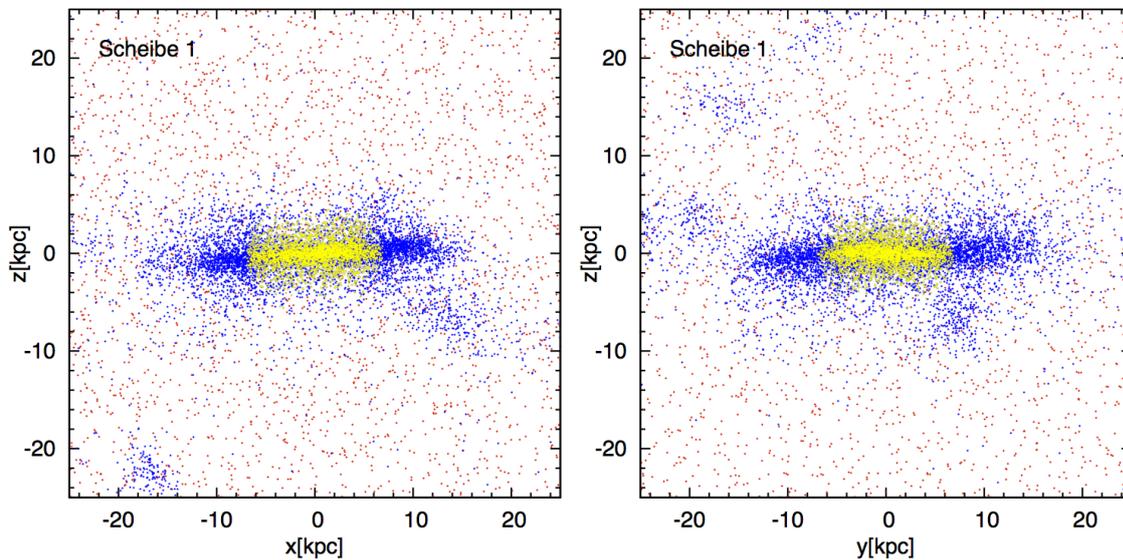


Abb. A.1.: x-z-Ebene (links) und y-z-Ebene (rechts) von Scheibe eins. Die blauen bzw. roten Punkte markieren wie bisher das heiße und kalte Gas. Die gelben Punkte zeigen nur die kalten Gasteilchen im Radius von $7kpc$ um das Zentrum.

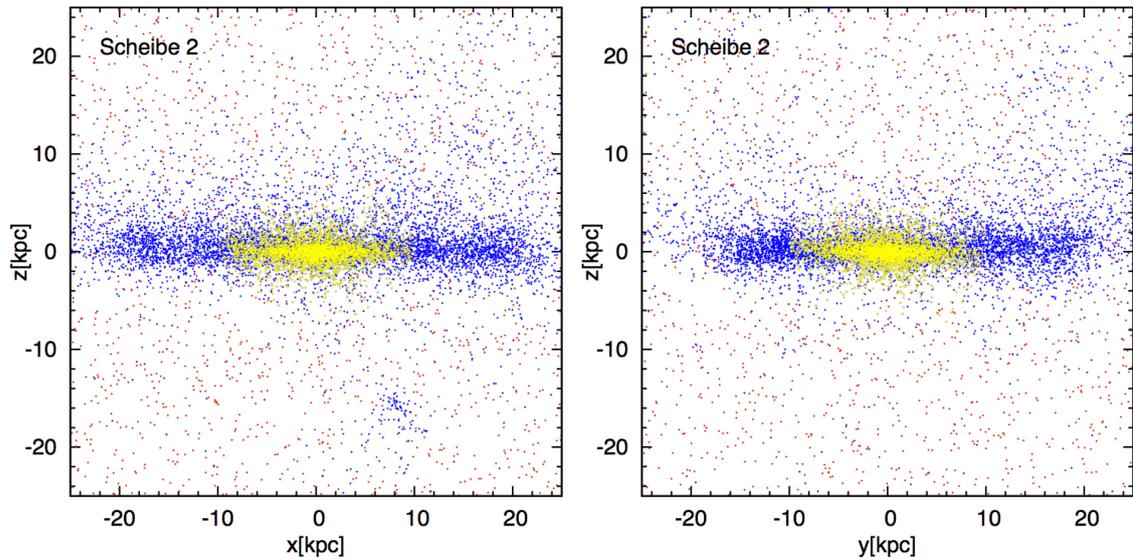


Abb. A.2.: x - z -Ebene (links) und y - z -Ebene (rechts) von Scheibe zwei. Die blauen bzw. roten Punkte markieren wie bisher das heiße und kalte Gas. Die gelben Punkte zeigen nur die kalten Gasteilchen im Radius von 10kpc um das Zentrum.

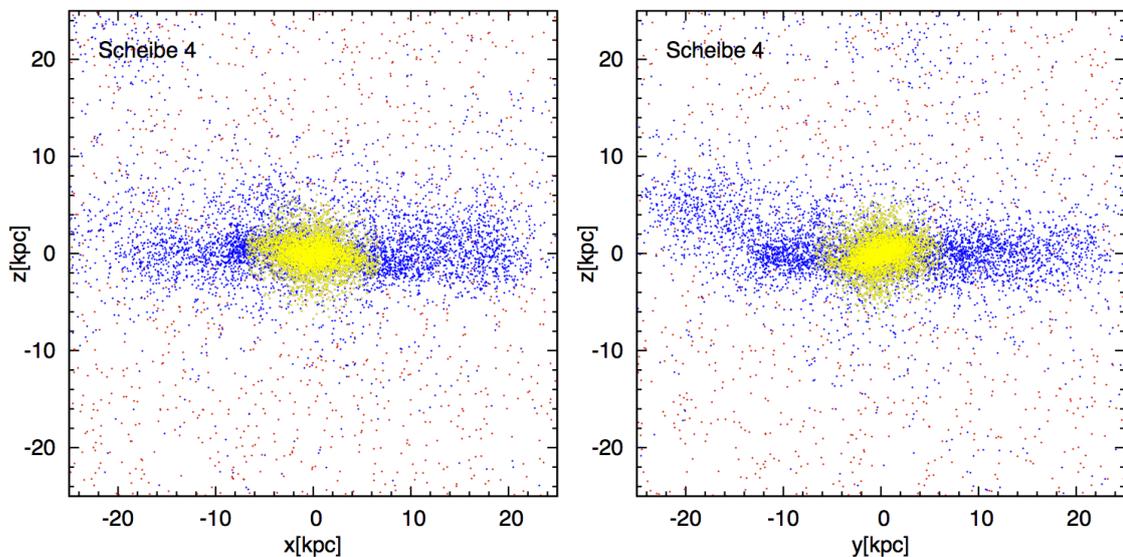


Abb. A.3.: x - z -Ebene (links) und y - z -Ebene (rechts) von Scheibe vier. Die blauen bzw. roten Punkte markieren wie bisher das heiße und kalte Gas. Die gelben Punkte zeigen nur die kalten Gasteilchen im Radius von 7kpc um das Zentrum.

B. Anhang zu Kapitel 4

Die Abbildungen B.2 bis B.9 zeigen die Circularity-Verteilung der gesamten 288 analysierten Halos. Die Farben unterscheiden die Sterne und das Gas wie in Abschnitt 4. Zusätzlich zu den in Abschnitt 4 analysierten Verteilungen ergeben sich auch breite, komplexere Histogramme wie z. B. für Halo 12 und Halo 89. Diese Verteilungen kommen zustande, da sich innerhalb des betrachteten Bereichs (20% des Virialradius) mehrere große Strukturen befinden, welche gerade einen Merger vollziehen. Die Gasverteilung von Halo 12 und Halo 89 sind in B.1 zu sehen. In den Plots wurde nicht zwischen heißem und kaltem Gas unterschieden. Die schwarzen Kreise markieren jeweils 20% des Virialradius. Es ist, vor allem für Halo 12, deutlich die Vielzahl an Strukturen zu sehen.

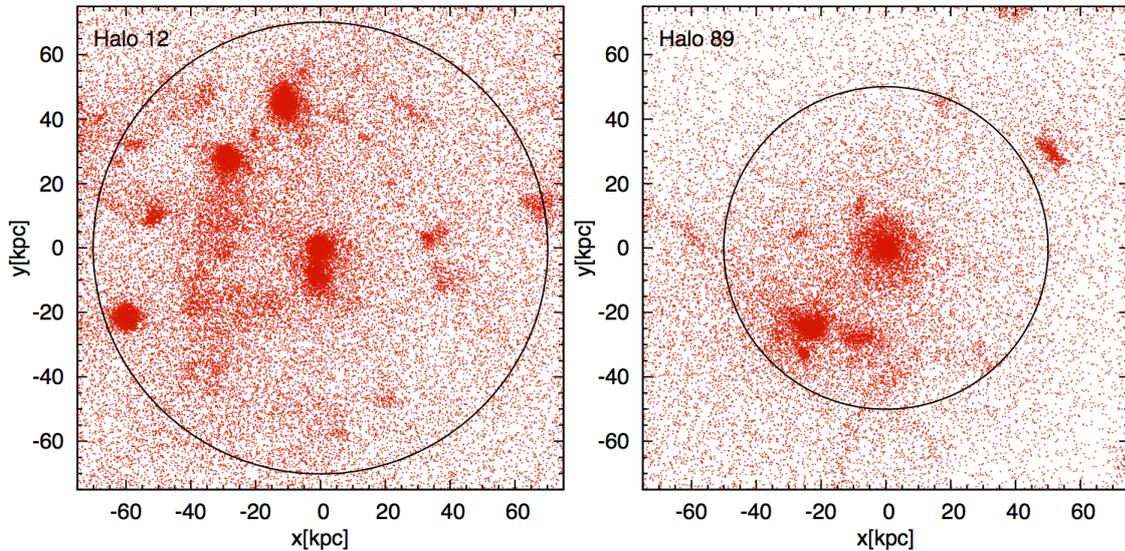


Abb. B.1.: Gasverteilung von Halo 12 und Halo 89. Die Schwarzen Kreise markieren jeweils den Bereich, welcher bei der Berechnung der ϵ -Verteilungen berücksichtigt wurde (20% des Virialradius).

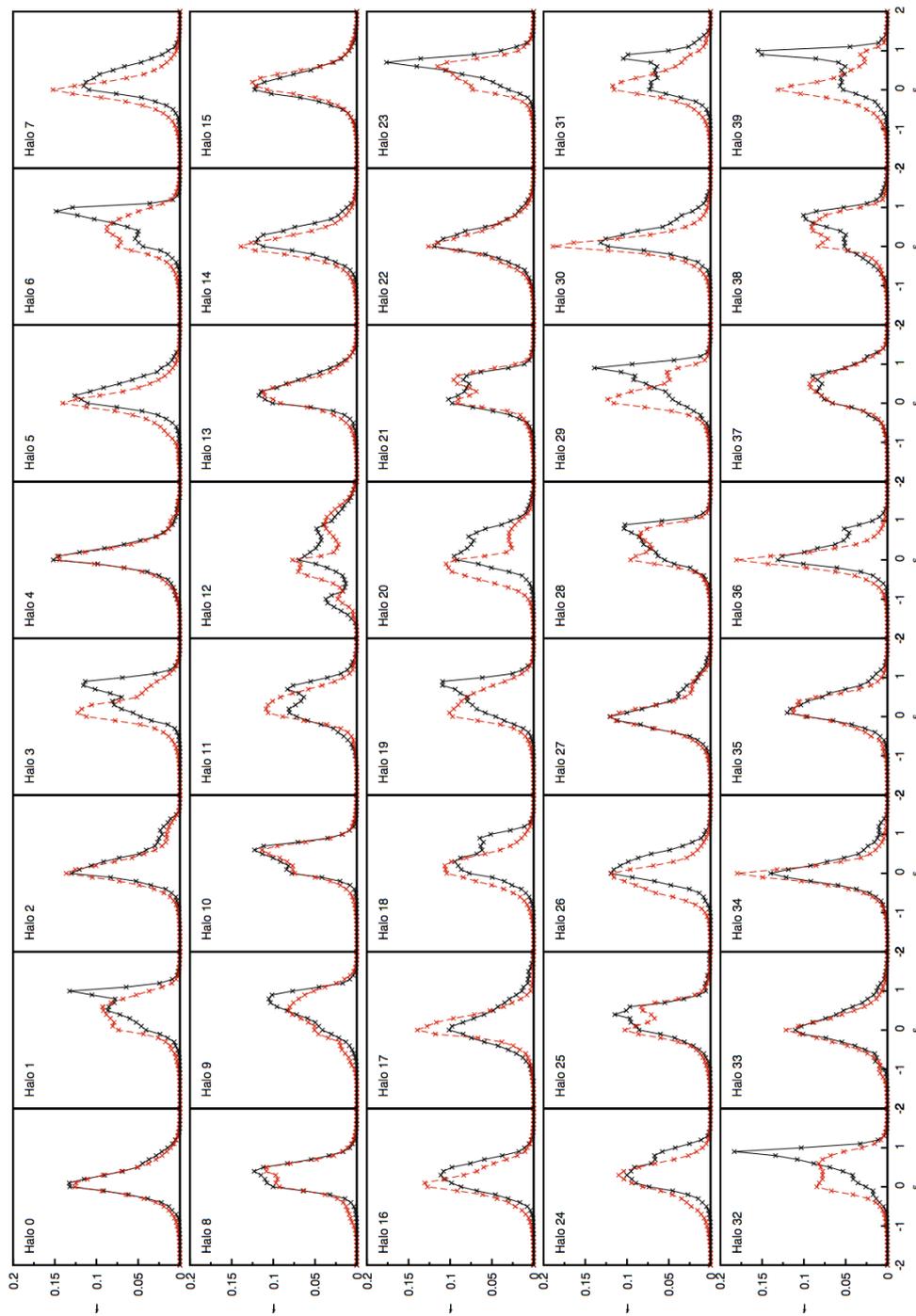


Abb. B.2.: Diese und die folgenden Abbildungen zeigen die ϵ -Verteilungen der gesamten analysierten Halos.

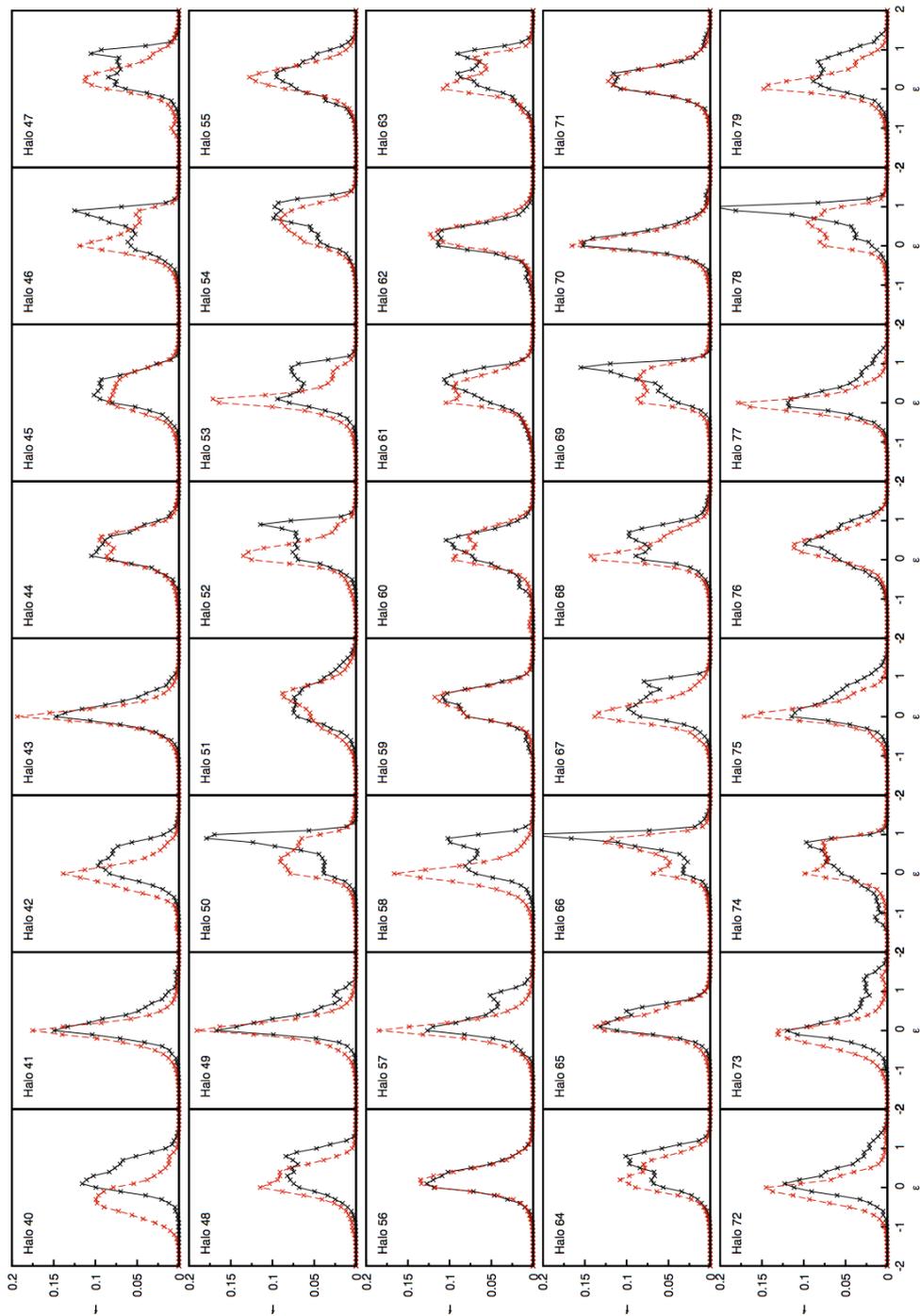
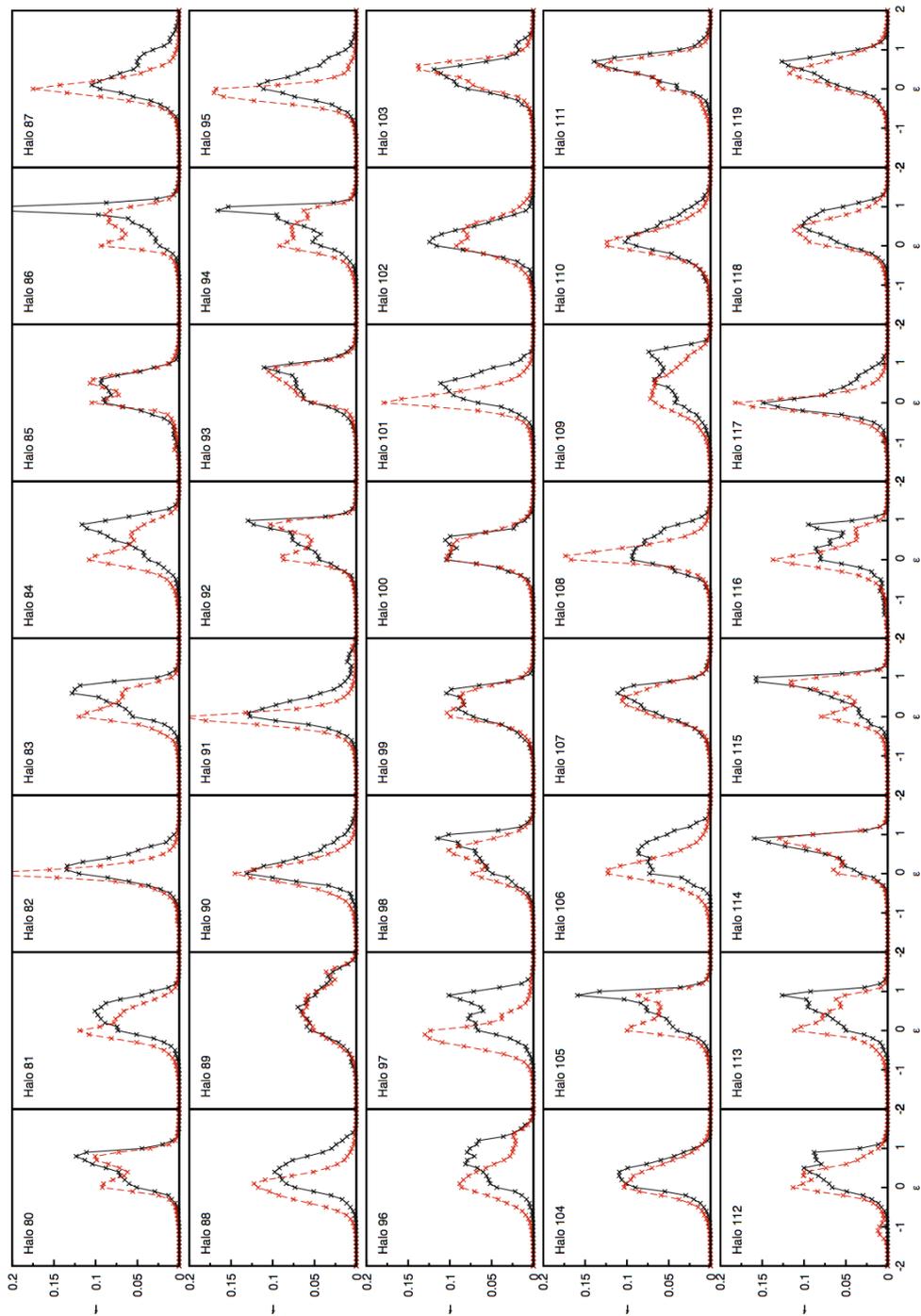


Abb. B.3.: Weitere ϵ -Verteilungen.

Abb. B.4.: Weitere ϵ -Verteilungen.

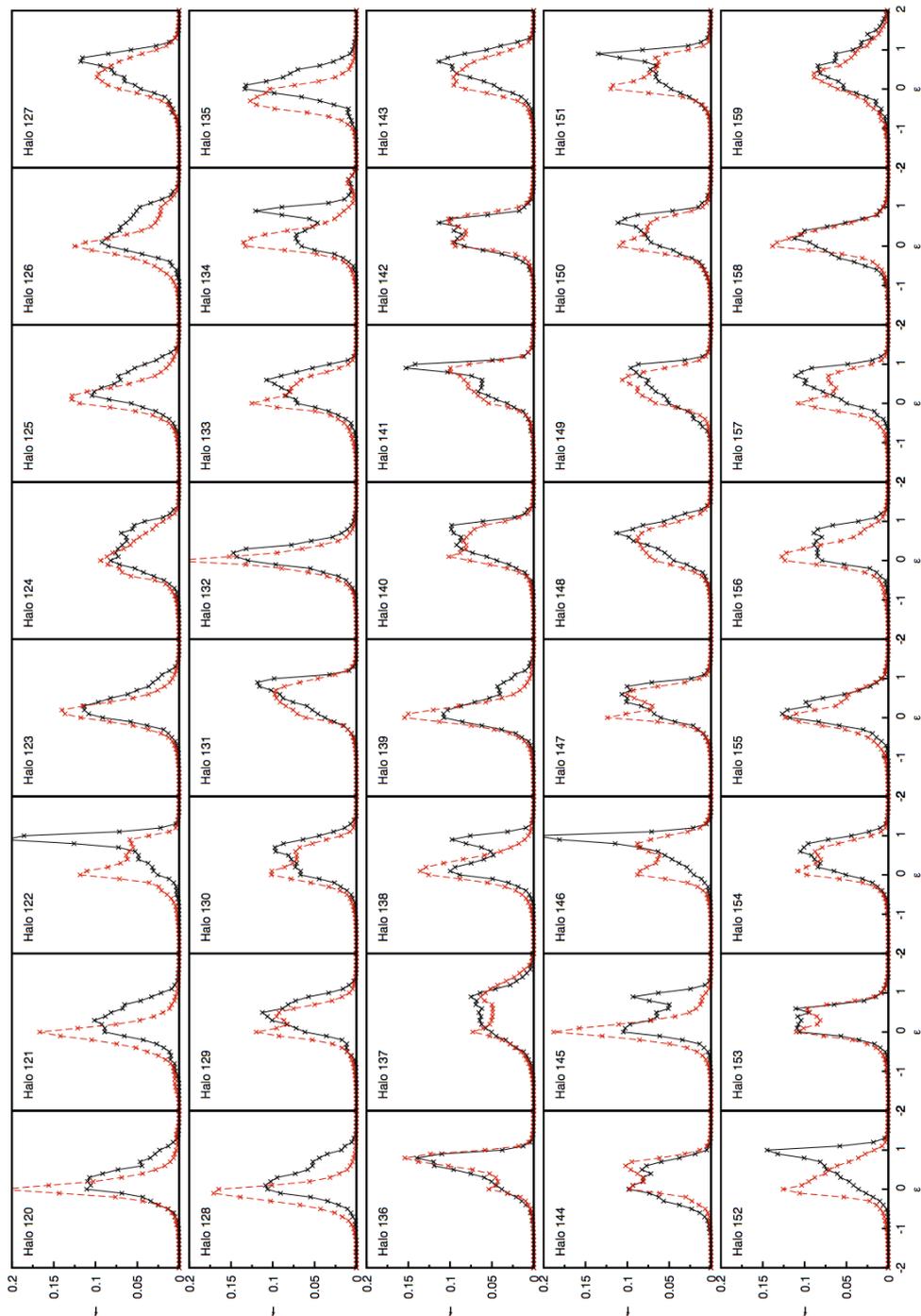
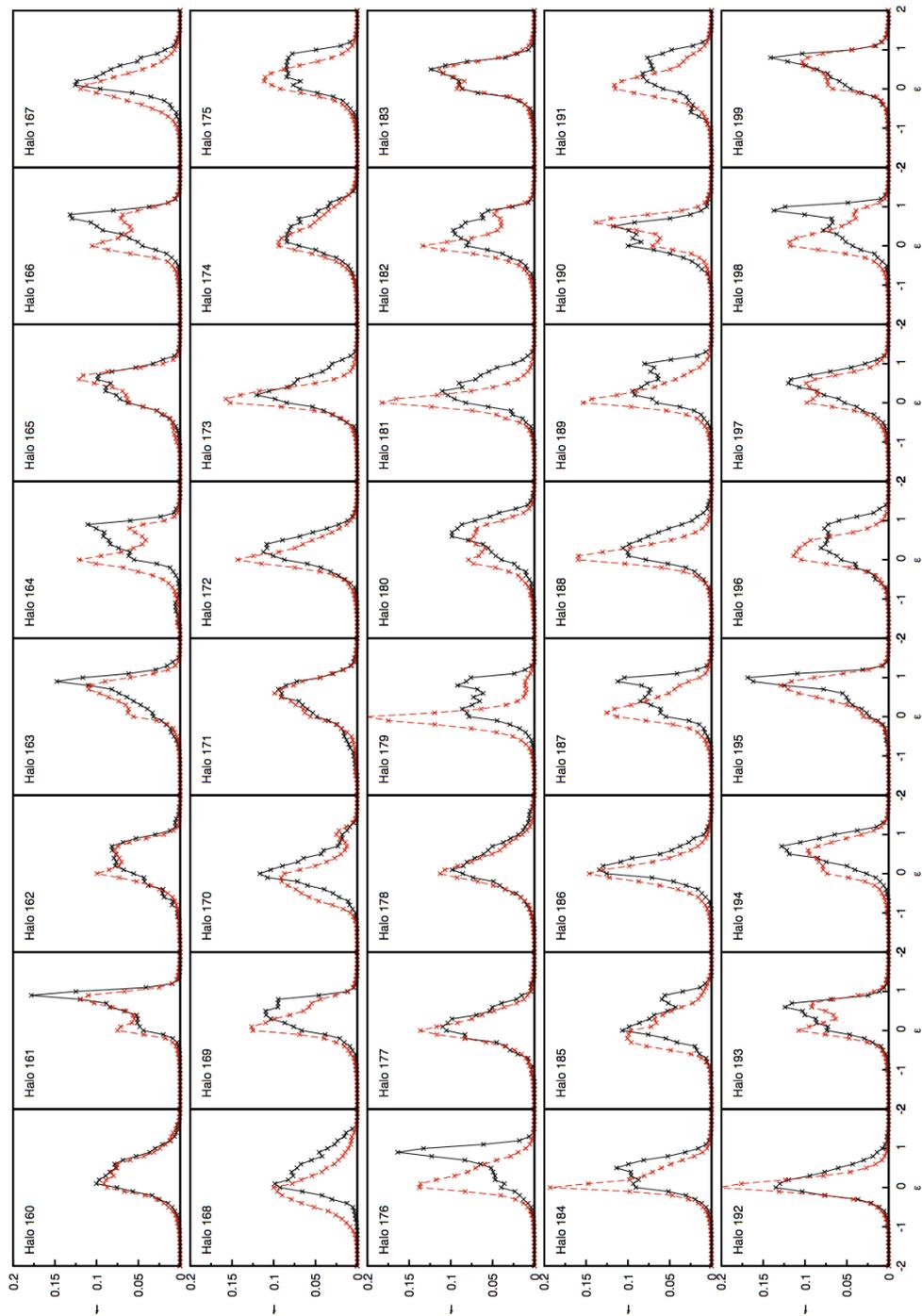


Abb. B.5.: Weitere ϵ -Verteilungen.

Abb. B.6.: Weitere ϵ -Verteilungen.

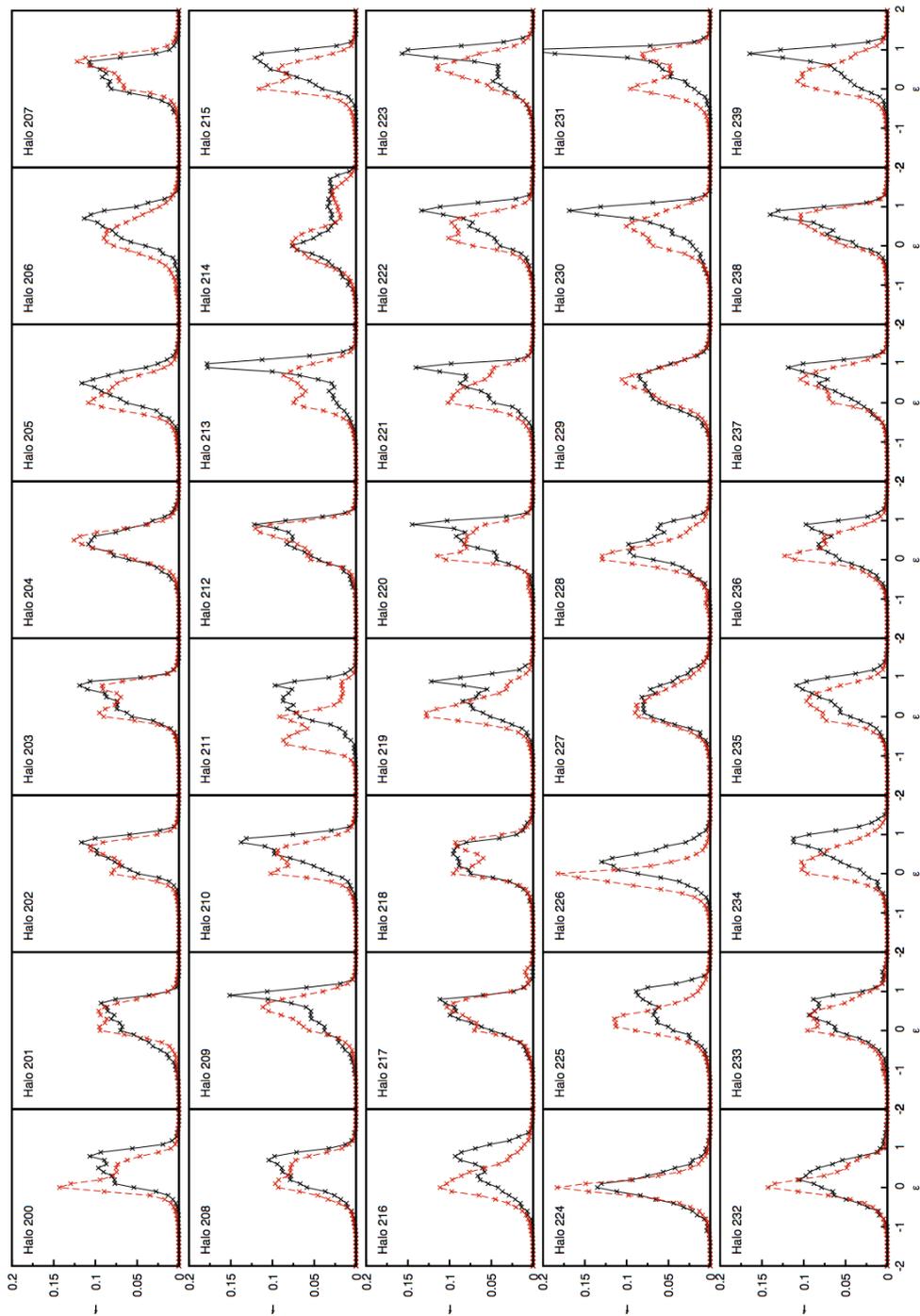
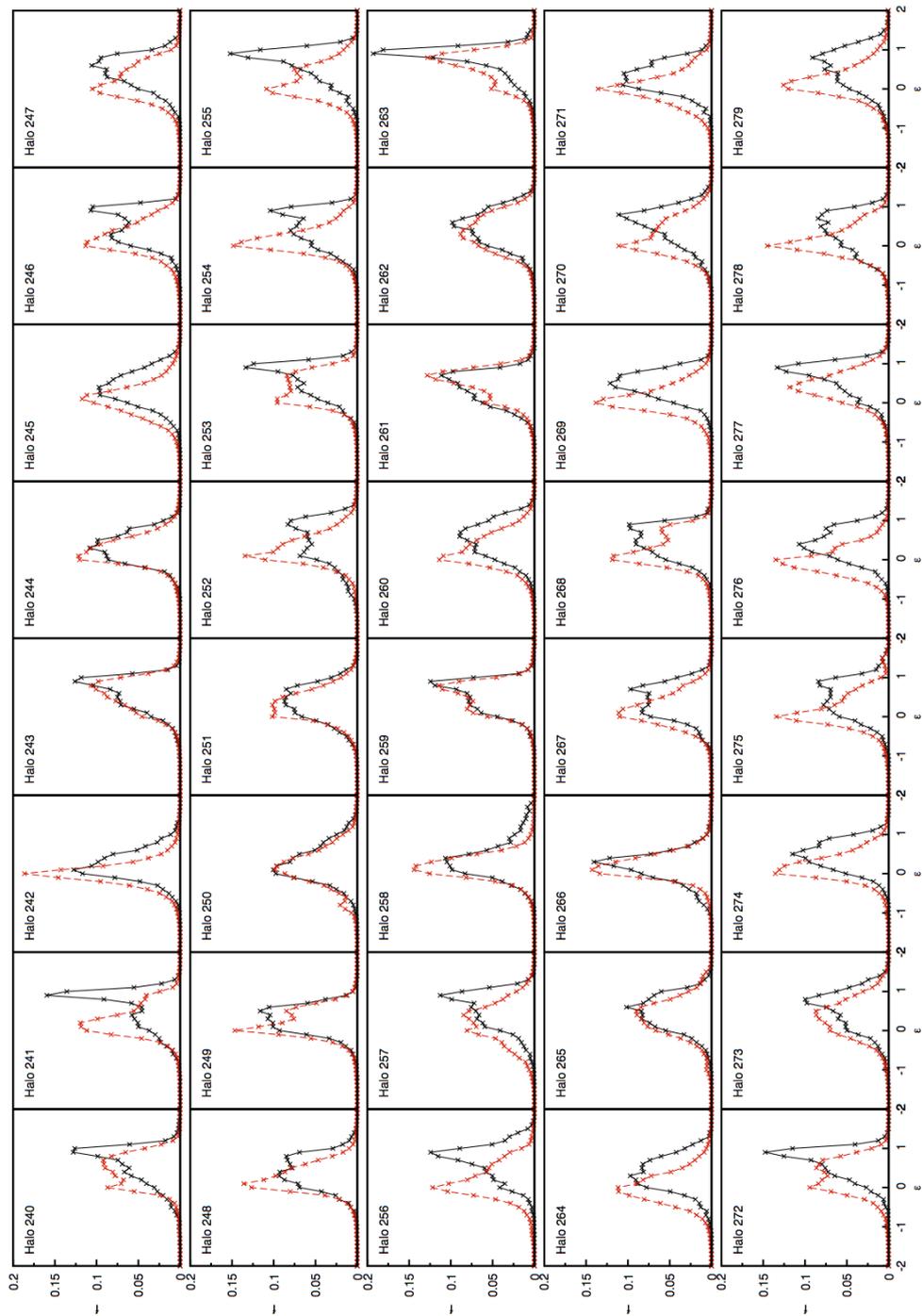


Abb. B.7.: Weitere ϵ -Verteilungen.

Abb. B.8.: Weitere ϵ -Verteilungen.

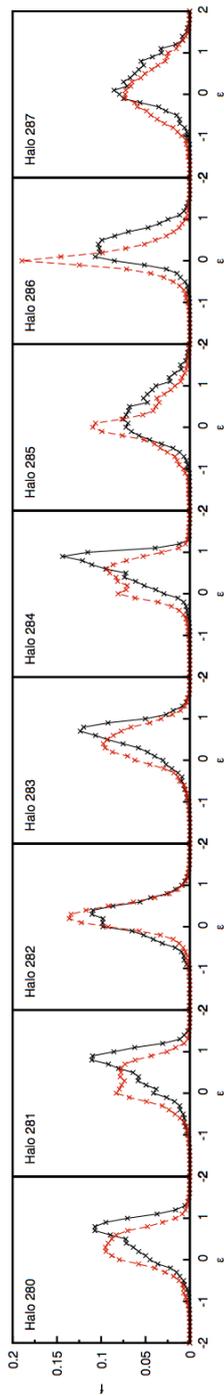


Abb. B.9.: Weitere ϵ -Verteilungen.

Literaturverzeichnis

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., and Eke, V. R. (2003). Simulations of Galaxy Formation in a Λ Cold Dark Matter Universe. II. The Fine Structure of Simulated Galactic Disks. *The Astrophysical Journal*, 597:21–34.
- Agertz, O., Teyssier, R., and Moore, B. (2011). The formation of disc galaxies in a Λ CDM universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410:1391–1408.
- Binney, J. and Tremaine, S. (1987). *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, first edition.
- Carignan, C., Chemin, L., Huchtmeier, W. K., and Lockman, F. J. (2006). The Extended H I Rotation Curve and Mass Distribution of M31. *The Astrophysical Journal*, 641:L109–L112.
- Chávez, R., Terlevich, E., Terlevich, R., Plionis, M., Bresolin, F., Basilakos, S., and Melnick, J. (2012). Determining the Hubble constant using giant extragalactic H II regions and H II galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, page L484.
- Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., Sutherland, W., Norberg, P., Cole, S., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Collins, C., Couch, W., Cross, N., Deeley, K., De Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Madgwick, D., Peacock, J. A., Peterson, B. A., Price, I., Seaborne, M., and Taylor, K. (2001). The 2dF Galaxy Redshift Survey: spectra and redshifts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 328:1039–1063.
- Dekel, A., Birnboim, Y., Engel, G., Freundlich, J., Goerdt, T., Mumcuoglu, M., Neistein, E., Pichon, C., Teyssier, R., and Zinger, E. (2009a). Cold streams in early massive hot haloes as the main mode of galaxy formation. *Nature*, 457:451–454.

- Dekel, A., Sari, R., and Ceverino, D. (2009b). Formation of Massive Galaxies at High Redshift: Cold Streams, Clumpy Disks, and Compact Spheroids. *The Astrophysical Journal*, 703:785–801.
- Demtroeder, W. (2009). *Experimentalphysik 4: Kerne-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, second edition.
- Dong, H., Calzetti, D., Regan, M., Thilker, D., Bianchi, L., Meurer, G. R., and Walter, F. (2008). Spitzer Observations of Star Formation in the Extreme Outer Disk of M83 (NGC5236). *Astronomical Journal*, 136:479–497.
- Dressler, A. (1980). Galaxy morphology in rich clusters - Implications for the formation and evolution of galaxies. *The Astrophysical Journal*, 236:351–365.
- Fabjan, D., Borgani, S., Tornatore, L., Saro, A., Murante, G., and Dolag, K. (2010). Simulating the effect of active galactic nuclei feedback on the metal enrichment of galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401:1670–1690.
- Freeman, K. C. (1970). On the Disks of Spiral and so Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 160:811.
- Gil de Paz, A., Madore, B. F., Boissier, S., Thilker, D., Bianchi, L., Sánchez Contreras, C., Barlow, T. A., Conrow, T., Forster, K., Friedman, P. G., Martin, D. C., Morrissey, P., Neff, S. G., Rich, R. M., Schiminovich, D., Seibert, M., Small, T., Donas, J., Heckman, T. M., Lee, Y.-W., Milliard, B., Szalay, A. S., Wyder, T. K., and Yi, S. (2007). Chemical and Photometric Evolution of Extended Ultraviolet Disks: Optical Spectroscopy of M83 (NGC 5236) and NGC 4625. *The Astrophysical Journal*, 661:115–134.
- Governato, F., Brook, C. B., Brooks, A. M., Mayer, L., Willman, B., Jonsson, P., Stilp, A. M., Pope, L., Christensen, C., Wadsley, J., and Quinn, T. (2009). Forming a large disc galaxy from a $z \gtrsim 1$ major merger. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398:312–320.
- Guedes, J., Callegari, S., Madau, P., and Mayer, L. (2011). Forming Realistic Late-type Spirals in a Λ CDM Universe: The Eris Simulation. *The Astrophysical Journal*, 742:76.

- Guth, A. (1999). *Die Geburt des Kosmos aus dem Nichts â Die Theorie des inflationären Universums*. Knauer Verlag, first edition.
- Hetznecker, H. (2009). *Kosmologische Strukturbildung: Von der Quantenfluktuation zur Galaxie*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, first edition.
- Hibbard, J. E. and Mihos, J. C. (1995). Dynamical Modeling of NGC 7252 and the Return of Tidal Material. *Astronomical Journal*, 110:140.
- Hibbard, J. E. and van Gorkom, J. H. (1996). HI, HII, and R-Band Observations of a Galactic Merger Sequence. *Astronomical Journal*, 111:655.
- Hopkins, P., Cox, T., Dutta, S., Hernquist, L., Kormendy, J., and Lauer, T. (2008). Dissipation and Extra Light in Galactic Nuclei: II. 'Cusp' Ellipticals. *Astrophys.J.Suppl.* 181:135-182 (2009).
- Jakobos, K. (2011). Massenfluss in kosmischen filamenten.
- Katz, N. and Gunn, J. E. (1991). Dissipational galaxy formation. I - Effects of gasdynamics. *The Astrophysical Journal*, 377:365–381.
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Nolta, M. R., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., and Wright, E. L. (2011). Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 192:18.
- Kormendy, J. (2008). Internal secular evolution in disk galaxies: the growth of pseudobulges. In Bureau, M., Athanassoula, E., and Barbuy, B., editors, *IAU Symposium*, volume 245 of *IAU Symposium*, pages 107–112.
- Kormendy, J. and Richstone, D. (1995). Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 33:581.
- Lin, C. C. and Shu, F. H. (1964). On the Spiral Structure of Disk Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 140:646.
- Luminet, J.-P. (2007). The Rise of Big Bang Models, from Myth to Theory and Observations. *ArXiv e-prints*.

- McMillan, P. J. (2011). Mass models of the Milky Way. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414:2446–2457.
- Naab, T. and Burkert, A. (2003). Statistical Properties of Collisionless Equal- and Unequal-Mass Merger Remnants of Disk Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 597:893–906.
- Navarro, J. F. (1995). The Structure of CDM Halos. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Navarro, J. F. and Benz, W. (1991). Dynamics of cooling gas in galactic dark halos. *The Astrophysical Journal*, 380:320–329.
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., and White, S. D. M. (1995). The assembly of galaxies in a hierarchically clustering universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 275:56–66.
- Oemler, Jr., A. (1974). The Systematic Properties of Clusters of Galaxies. Photometry of 15 Clusters. *The Astrophysical Journal*, 194:1–20.
- Oosterloo, T. A., Morganti, R., Sadler, E. M., Vergani, D., and Caldwell, N. (2002). Extended H I Disks in Dust Lane Elliptical Galaxies. *Astronomical Journal*, 123:729–744.
- Piontek, F. and Steinmetz, M. (2011). The modelling of feedback processes in cosmological simulations of disc galaxy formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410:2625–2642.
- Postman, M. and Geller, M. J. (1984). The morphology-density relation - The group connection. *The Astrophysical Journal*, 281:95–99.
- Primack, J. R. (2009). Dark Matter and Galaxy Formation. In Roig, F., Lopes, D., de La Reza, R., and Ortega, V., editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1192 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 101–137.
- Rubin, V. C., Thonnard, N., and Ford, Jr., W. K. (1978). Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC. *The Astrophysical Journal*, 225:L107–L111.

- Scannapieco, C., Wadepuhl, M., Parry, O. H., Navarro, J. F., Jenkins, A., Springel, V., Teyssier, R., Carlson, E., Couchman, H. M. P., Crain, R. A., Vecchia, C. D., Frenk, C. S., Kobayashi, C., Monaco, P., Murante, G., Okamoto, T., Quinn, T., Schaye, J., Stinson, G. S., Theuns, T., Wadsley, J., White, S. D. M., and Woods, R. (2012). The Aquila comparison project: the effects of feedback and numerical methods on simulations of galaxy formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423:1726–1749.
- Scannapieco, C., White, S. D. M., Springel, V., and Tissera, P. B. (2009). The formation and survival of discs in a Λ CDM universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 396:696–708.
- Schneider, P. (2007). *Einfuehrung in die Extragalaktische Astronomie und Kosmologie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, first edition.
- Sérsic, J. L. (1963). Influence of the atmospheric and instrumental dispersion on the brightness distribution in a galaxy. *Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina*, 6:41.
- Springel, V. (2005). The cosmological simulation code GADGET-2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364:1105–1134.
- Springel, V. (2010). E pur si muove: Galilean-invariant cosmological hydrodynamical simulations on a moving mesh. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401:791–851.
- Springel, V., Di Matteo, T., and Hernquist, L. (2005a). Modelling feedback from stars and black holes in galaxy mergers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 361:776–794.
- Springel, V. and Hernquist, L. (2003). Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 339:289–311.
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J. A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J., and Pearce, F. (2005b). Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435:629–636.

- Springel, V., Yoshida, N., and White, S. D. M. (2001). GADGET: a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations. , 6:79–117.
- Steinmetz, M. and Navarro, J. F. (2002). The hierarchical origin of galaxy morphologies. , 7:155–160.
- Teklu, A. (2012). Cold streams in high-redshift-galaxies.
- Thilker, D. A., Bianchi, L., Boissier, S., Gil de Paz, A., Madore, B. F., Martin, D. C., Meurer, G. R., Neff, S. G., Rich, R. M., Schiminovich, D., Seibert, M., Wyder, T. K., Barlow, T. A., Byun, Y.-I., Donas, J., Forster, K., Friedman, P. G., Heckman, T. M., Jelinsky, P. N., Lee, Y.-W., Malina, R. F., Milliard, B., Morrissey, P., Siegmund, O. H. W., Small, T., Szalay, A. S., and Welsh, B. Y. (2005). Recent Star Formation in the Extreme Outer Disk of M83. *The Astrophysical Journal*, 619:L79–L82.
- Tornatore, L., Borgani, S., Dolag, K., and Matteucci, F. (2007). Chemical enrichment of galaxy clusters from hydrodynamical simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 382:1050–1072.
- Tornatore, L., Borgani, S., Matteucci, F., Recchi, S., and Tozzi, P. (2004). Simulating the metal enrichment of the intracluster medium. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 349:L19–L24.
- Torrey, P., Vogelsberger, M., Sijacki, D., Springel, V., and Hernquist, L. (2011). Moving Mesh Cosmology: Properties of Gas Disks. *ArXiv e-prints*.
- Vogelsberger, M., Sijacki, D., Keres, D., Springel, V., and Hernquist, L. (2011). Moving mesh cosmology: numerical techniques and global statistics. *ArXiv e-prints*.
- Wandel, A. (1999). The Black Hole-to-Bulge Mass Relation in Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 519:L39–L42.
- Weinzirl, T., Jogee, S., Khochfar, S., Burkert, A., and Kormendy, J. (2009). Bulge n and B/T in High-Mass Galaxies: Constraints on the Origin of Bulges in Hierarchical Models. *The Astrophysical Journal*, 696:411–447.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich,

dass ich diese Bachelorarbeit zum Thema: „Spiralgalaxien in kosmologischen Simulationen“ selbstständig verfasst habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht.

Mir ist bekannt, dass Zuwiderhandlung auch nachträglich zur Aberkennung des Abschlusses führen kann.

München, 10. September 2012

Ort, Datum

Unterschrift