

Raphael Errani, *1990

Schule:
Athenaeum Stade

Eingang der Arbeit:
Dezember 2009

Zur Veröffentlichung angenommen:
Januar 2010

Opfer der Gravitation

Modell zur Entstehung eines Rings aus Dunkler Materie in der Milchstraßenebene

Die Verteilung von Wasserstoffgas sowie die Rotationskurve der Milchstraße deuten auf die Existenz eines Rings aus kalter Dunkler Materie innerhalb der Milchstraßenebene in einem Abstand von rund 14 Kiloparsec um das galaktische Zentrum. Es wird mit Hilfe eines semianalytischen Modells die Entstehung eines solchen Rings durch den Einfall von Zwerggalaxien in die Milchstraße simuliert.

1 Einleitung

Die unter Betrachtung der direkt beobachtbaren Materie zu hohen Geschwindigkeiten von Sternen in Galaxien und von Galaxien in Galaxienhaufen führten zur Annahme, dass sich in Galaxien und Galaxienhaufen mehr als nur die direkt beobachtbare Materie befinden muss [24], [3], [20]. Diese Materie wird als Dunkle Materie bezeichnet, die Komponente mit Geschwindigkeiten $v \ll c$ als kalte Dunkle Materie (CDM). Der Umstand, dass CDM nicht direkt beobachtet werden kann, wird dadurch erklärt, dass sie nicht elektromagnetisch wechselwirkt und dementsprechend keine elektromagnetischen Wellen aussendet. Diese Eigenschaft prägte den Namen der nur schwach wechselwirkenden, aber schweren Wimps (Weakly interacting massive particles). Das Standardmodell kennt keine Teilchen, die diesen Anforderungen entsprechen, es existiert jedoch eine Vielzahl an Theorien, welche die

Existenz solcher Teilchen postulieren. Die wohl populärste dieser Theorien ist die der Supersymmetrie.

Aus der Verteilung von Wasserstoffgas in der Milchstraße wurde auf die Massenverteilung in der Milchstraße geschlossen. In einem Abstand von 14kpc zum galaktischen Zentrum liegt diesen Daten nach eine ringförmige Ansammlung kalter Dunkler Materie mit einer Masse von bis zu $2,8 \cdot 10^{10} M_{\text{Sonne}}$ vor [14]. Auch die Rotationskurve der Milchstraße deutet auf eine Massenansammlung bei $R = 14\text{kpc}$, siehe zum Beispiel [10]. Zusätzlich wird bei $R = 14\text{kpc}$ eine Ansammlung von alten Sternen mit sich von anderen Milchstraßensternen unterscheidender Geschwindigkeitsverteilung beobachtet [11]. Eine häufig diskutierte mögliche Ursache für die Entstehung dieses CDM-Rings bei $R = 14\text{kpc}$ der Masse $2,8 \cdot 10^{10} M_{\text{Sonne}}$ ist, entsprechend dem Modell der hierarchischen

Galaxienentstehung, der Einfall einer einzelnen, massiven Zwerggalaxie [4].

Das Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines semianalytischen Computermodells, welches die Simulation der Entstehung des äußeren CDM-Rings durch den Einfall von Zwerggalaxien ermöglicht und nutzt, um Aussagen über physikalische Eigenschaften der Zwerggalaxien und deren Orbits machen zu können.

1.1 Modellbeschreibung

Semianalytische Modelle haben n-Teilchen-Simulationen gegenüber den Vorteil, dass das Verständnis der funktionalen Zusammenhänge des simulierten Systems leichter fällt. Um realistische und aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, müssen alle wesentlichen Prozesse des Modells einzeln beschrieben und in ihrer Wirkung verknüpft werden. Im Folgenden wird das dieser Arbeit zu Grunde liegende Modell erläutert.

Eine Zwerggalaxie befindet sich bei einem Radius r_i zur deutlich schwereren Milchstraße. Die Zwerggalaxie bewegt sich durch ein Gebiet der Dichte ρ im Gravitationspotential der Milchstraße mit der Anfangsgeschwindigkeit v_i . Die Modellierung der Dichteverteilung der Milchstraße ist in Abschnitt 2.1, die des Gravitationspotentials in Abschnitt 2.2 beschrieben. Bei der Bewegung im Gravitationspotential der Milchstraße verliert die Zwerggalaxie durch dynamische Reibung Drehimpuls und Bewegungsenergie. Diese Effekte der dynamischen Reibung im Halo werden in Abschnitt 2.3 behandelt. Bei jedem Durchgang der Zwerggalaxie durch die galaktische Scheibe kommt es zu Kollisionen zwischen den H1-Atomen des Wasserstoffgases der Zwerggalaxie und dem Wasserstoffgas innerhalb der galaktischen Scheibe der Milchstraße. Dadurch wird das Wasserstoffgas der Zwerggalaxie abgebremst und sammelt sich in der galaktischen Ebene der Milchstraße. Die Kollisionen werden in Abschnitt 2.4 beschrieben. Durch die dynamische Reibung spiralisiert die Zwerggalaxie in Richtung des galaktischen Zentrums der Milchstraße. Dabei steigen mit sinkendem Abstand zum galaktischen Zentrum die auf die Zwerggalaxie wirkenden Gezeitenkräfte, die bei einem Abstand r_i zum galaktischen Zentrum zum Zerreißens der Zwerggalaxie führen. Auf die Gezeitenkräfte wird in Abschnitt 2.5 näher eingegangen. Die zerrissene Zwerggalaxie bildet einen Sternstrom (sowohl aus Sternen als auch aus CDM und Wasserstoffgas bestehend), der sich zu einer ringförmigen Struktur um das galaktische Zentrum entwickelt. Dieser Sternstrom ist aufgrund der ringförmig und weitläufig verteilten Masse unanfällig für dynamische Reibung des Halos, ändert daher seinen Abstand zum galaktischen Zentrum nur noch wenig. Bei dem Einfall einer Zwerggalaxie mit geringer Inklination kann sich also im Laufe der Zeit eine innerhalb der galaktischen Ebene liegende, ringförmige Struktur aus Sternen und CDM bilden.

2 Simulation

In diesem Abschnitt wird die Modellierung der einzelnen in Abschnitt 1.1 erwähnten Prozesse beschrieben. Des Weiteren wird das verwendete Verfahren zur Zeitintegration der Flugbahn in

Abschnitt 2.6 vorgestellt. Die Implementierung der Simulation erfolgt objektorientiert in der Programmiersprache c++, auf diese wird allerdings in dieser Arbeit nicht näher eingegangen.

2.1 Dichteverteilung in der Milchstraße

Das verwendete Modell der Milchstraße lässt sich in drei Komponenten aufteilen: Die galaktische Scheibe und den zentralen Bulge, welche überwiegend aus Wasserstoffgas bestehen, sowie das Halo aus Dunkler Materie.

Die Dichteverteilung $\rho_h(r)$ des sphärisch symmetrischen Halos wird mit Hilfe des von [21] behandelten Dichteprofiles beschrieben, welches für $r \gg r_{c,h}$ dem NFW-Profil [17] entspricht:

$$\rho_h(r) = \rho_{0,h} \cdot \left[1 + \frac{r^2}{r_{c,h}^2} \right]^{-p} \quad (1)$$

Die ebenfalls sphärische Dichteverteilung $\rho_b(r)$ des Bulges wird wie von [6], allerdings ohne Exzentrizitäten, modelliert:

$$\rho_b(r) = \rho_{0,b} \cdot \left(\frac{r}{r_{0,b}} \right)^{-\gamma_b} \exp\left(\frac{-r^2}{r_{t,b}^2} \right) \quad (2)$$

Für $r \gg r_{t,b}$ ist damit $\rho_b(r)$ proportional zu $r^{-\gamma_b}$ und nimmt sobald $r \geq r_{t,b}$ stark ab. Die Dichte $\rho_{0,b}$, der Radius $r_{0,b}$ sowie der Exponent γ_b sind durch Beobachtungsdaten des COBE/DIRBE Satelliten bestimmt worden.

Die Dichte der galaktischen Scheibe (Disk) wird ebenfalls nach einem von [6] vorgestellten Modell beschrieben. In diesem Modell besteht die galaktische Scheibe aus dem Interstellaren Medium (ISM) sowie der dünnen und der dicken Sternscheibe. Die folgende Gleichung beschreibt die Dichte der Disk:

$$\rho_d(r, z) = \rho_{0,d} \cdot \exp\left(-\frac{R_{m,d} - r}{R_d} - \left| \frac{z}{\sigma_{z,d}} \right| \right) \quad (3)$$

Dabei sind $R_{m,d}$ und R_d Radien zur Skalierung der Scheibe, die aus Beobachtungsdaten gewonnen wurden. Ebenso sind von [6] die Ausdehnungen $\sigma_{z,d}$ bezüglich der galaktischen Ebene sowie die Dichten $\rho_{0,d}$ für die drei Komponenten der Scheibe ermittelt worden.

Die Gesamtdichte ρ_g der Milchstraße berechnet sich aus der Summe der Dichten von Halo, Bulge und Disk:

$$\rho_g(r, z) = \rho_h(r) + \rho_b(r) + \rho_d(r, z) \quad (4)$$

Vereinfachend wird die Flächendichte $\rho_R(r)$ des durch den Einfall von Zwerggalaxien gebildeten Rings aus CDM der Masse M_R über die Breite $R_{max} - R_{min}$ des Rings in diesem Modell als normalverteilt angenommen, der mittlere Radius des Rings R stellt als Erwartungswert der Dichtefunktion den Radius höchster Dichte dar. Die Standardabweichung σ_R beschreibt die Größe des Bereichs hoher Dichte im CDM-Ring und berechnet sich über $d = 2\sigma_R$, wobei d den Durchmesser der verursachenden Zwerggalaxie

Halo	$\rho_{0,h}$	$r_{c,h}$	p	
	$3.50 \cdot 10^7$	8.0	1.5	
Bulge	$\rho_{0,b}$	$r_{0,b}$	$r_{t,b}$	γ_b
	$4.27 \cdot 10^8$	1.00	1.90	1.80
Disk	$\rho_{0,d}$	R_d	$R_{m,d}$	$\sigma_{z,d}$
ISM	$1.19 \cdot 10^{10}$	4.00	4.00	$4.00 \cdot 10^{-2}$
Dünne	$7.41 \cdot 10^9$	2.00	0.00	$1.80 \cdot 10^{-1}$
Dicke	$9.53 \cdot 10^7$	2.00	0.00	1.00

Tabelle 1: Parameter der Dichteverteilungen gemäß [6] (Disk und Bulge) sowie [21] (Halo). Dichten in $M_{\text{Sonne}}/\text{kpc}^3$, Strecken in kpc

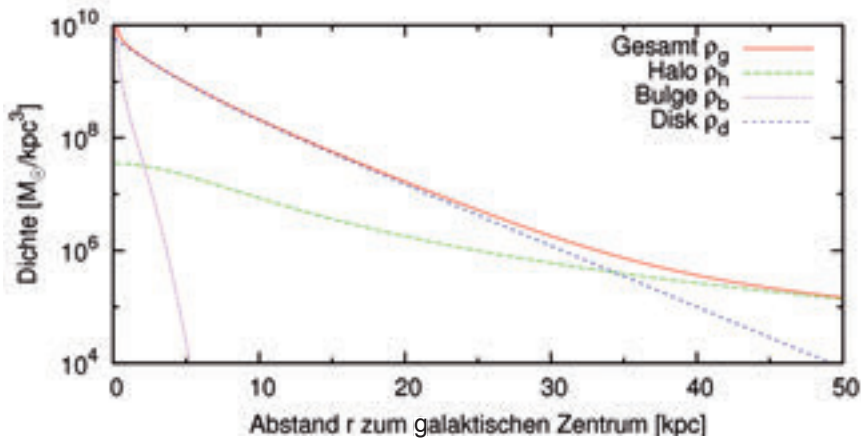


Abbildung 1: Dichteverteilung $\rho(r)$ in der galaktischen Ebene der Milchstraße in Abhängigkeit vom Abstand r zum galaktischen Zentrum

darstellt.

$$\rho_R(r) = \frac{M_R}{2\pi R} \cdot \frac{1}{\sigma_R \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(R-r)^2}{2\sigma_R^2}\right] \quad (5)$$

In Tabelle 1 sind die Parameter der verwendeten Modelle aufgelistet und Abbildung 1 zeigt die Dichteverteilung in der Ebene der Milchstraße ($z = 0$) in Abhängigkeit vom Abstand r zum galaktischen Zentrum.

2.2 Gravitationspotential

Die Orbits von in die Milchstraße einfallenden Zwerggalaxien hängen von ihrer Gesamtenergie E_{ges} ab, welche sich aus der kinetischen Energie E_{kin} und der potentiellen Energie E_{pot} zusammensetzt. Die potentielle Energie E_{pot} lässt sich aus dem Produkt der Masse der Zwerggalaxie m und dem Gravitationspotential $\Phi(r)$ berechnen. Dabei hängt $\Phi(r)$ vom Positionsvektor \mathbf{r} der Zwerggalaxie sowie von der in Abschnitt 2.1 beschriebenen

Dichteverteilung $\rho(\mathbf{r})$ ab. Für sphärisch symmetrische Dichteverteilungen wie die des Halos und die des Bulges ist Φ_{sph} nur von $|\mathbf{r}| = r$ abhängig:

$$\Phi_{\text{sph}}(r) = \int_0^r \frac{GM(s)}{s^2} ds \quad \text{mit} \quad M(s) = 4\pi \int_0^s a^2 \rho(a) da \quad (6)$$

Dabei beschreibt $M(r)$ die Masse innerhalb der Kugel mit dem Radius r , welche bei sphärischen Massenverteilungen gemäß dem newtonschen Theorem als Punktmasse bei $r = 0$ betrachtet werden kann.

Für ringförmige Massenverteilungen innerhalb der galaktischen Ebene um das Zentrum der Milchstraße ist das Gravitationspotential in einem Punkt P abhängig von der Position des Punktes bezüglich der galaktischen Ebene, siehe Abb. 2.

Der Abstand D_R vom Punkt P zu einem Punkt auf dem Ring mit Radius R , abhängig vom Winkel δ , berechnet sich wie folgt:

$$D_R(r, z, \delta) = (r^2 + z^2 + R^2 - 2Rr \cos(\delta))^{1/2} \quad (7)$$

Der CDM-Ring wird als Ring der Breite $R_{\text{max}} - R_{\text{min}}$ innerhalb der galaktischen Ebene modelliert. Es ergibt sich für das Gravitationspotential des Rings $\Phi_{\text{ring}} = -Gdm/D_R$ durch Integration über alle Radien R des Rings und den Winkel δ :

$$\Phi_{\text{ring}}(r, z) = -G \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \int_0^{2\pi} \frac{R \rho_R(R)}{D_R(r, z, \delta)} d\delta dR \quad (8)$$

Dabei beschreibt ρ_R die Masse pro Umfang des Rings bei einem bestimmten

Radius R . Um Rechenzeit zu sparen, wird aufgrund der im Vergleich zum CDM-Halo kleinen Masse der Disk die Masse der Disk als Näherung in ihrer gravitativen Auswirkung über das Potential des sphärisch symmetrischen Halos beschrieben.

2.3 Dynamische Reibung im Halo

Bewegt sich eine Zwerggalaxie mit der Geschwindigkeit v durch ein Gebiet der Milchstraße der Dichte $\rho(r)$, so übt diese eine Kraft proportional zu ihrer Masse m auf umliegende Körper, wie Sterne oder Gaswolken, aus. Diese Körper erfahren eine Beschleunigung in Richtung der Zwerggalaxie und führen damit im Bereich in Bewegungsrichtung hinter der Zwerggalaxie zu einem Dichteanstieg. Durch die Masse in diesem Bereich höherer Dichte wirkt nun eine Kraft auf die Zwerggalaxie, die entgegen ihrer Bewegungsrichtung gerichtet ist. Diese Kraft führt zu einer Abbremsung der Zwerggalaxie, welche daher Bewegungsenergie und Drehimpuls verliert. Erstmals beschrieben wurde die dynamische Reibung von [5]. Der Prozess ist besonders effektiv bei massiven, langsamen Zwerggalaxien, da diese für eine lange Zeit eine große Kraft auf umliegende Körper ausüben, welche eine große Kraft entgegen der Bewegungsrichtung der Zwerggalaxie bewirken.

In den äußeren Bereichen des sphärischen Halos der Milchstraße können die Neigungen der Orbits von Teilchen im Halo als zufällig verteilt angesehen werden. In diesem Bereich hat sich, aufgrund der zufälligen Orbitneigungen, die Modellierung der Geschwindigkeiten der Teilchen des Halos über eine Maxwellverteilung bewährt [23]. Unter

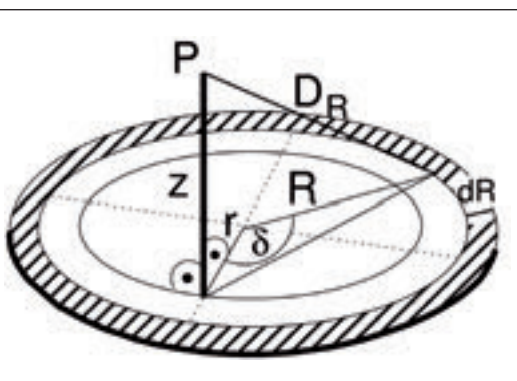


Abbildung 2: Ring um das galaktische Zentrum mit Radius R und Masse M_R innerhalb der galaktischen Ebene. Der Schnittpunkt der gestrichelten Linien beschreibt die Lage des galaktischen Zentrums.

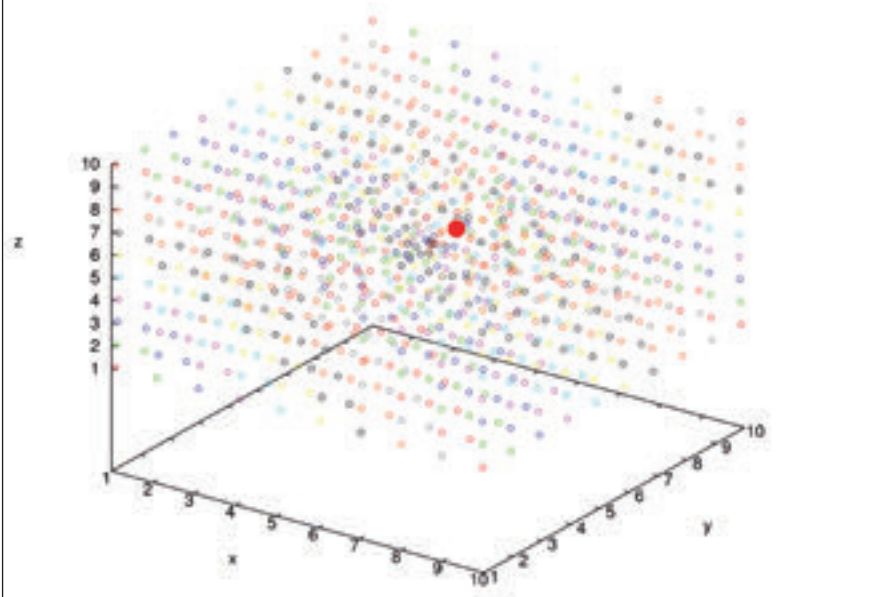


Abbildung 3: Probekörper (ausgefüllte Kugel) im Massenfild, wobei die Bewegungsrichtung des Probekörpers der Richtung der positiven y-Achse entspricht. In dem $(10\text{kpc})^3$ großen Volumen befinden sich 1000 Massenpunkte.

diesen Annahmen lässt sich mit der folgenden Gleichung die Änderung \dot{v} pro Zeit der Geschwindigkeit v der Zwerggalaxie bestimmen:

$$\dot{v} = -4\pi G^2 m \rho(R)$$

$$\ln \Lambda \frac{1}{v^2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{v}{v_c}\right) - \frac{v}{v_c} \operatorname{erf}'\left(\frac{v}{v_c}\right) \right] \quad (9)$$

Dabei ist G die Gravitationskonstante und $\ln \Lambda$ ist der Coulomb-Logarithmus, welcher die Reichweite der dynamischen Reibung festlegt. Dieser wird über eine Computersimulation abgeschätzt: Ein Probekörper bewegt sich durch einen das Milchstraßenhalo repräsentierenden Raum mit 1000 Massepunkten, die gra-

vitativ mit dem Probekörper wechselwirken und ihn durch dynamische Reibung abbremfen (Abb. 3). Aus der Simulation wird die Geschwindigkeitsänderung pro Zeit \dot{v} bestimmt und über Gleichung 9 auf den entsprechenden Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$ geschlossen. Die Simulation führt bei einem Massenfild der Dichte $\rho_{0,h}$ und einem Probekörper der Masse $m = 2,8 \cdot 10^{10} M_{\text{Sonne}}$ und der Geschwindigkeit $v_0 = 250\text{km/s}$ zum Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda = 3,01$. Dieser Wert liegt im Bereich der von [13] verwendeten Coulomb-Logarithmen für das Milchstraßenhalo.

Die Simulationen sind auf numerische Konvergenz getestet. Dazu wurde in

einem Simulationslauf die Schrittweite Δt zur numerischen Integration der Bewegung der Partikel um Faktor zehn verringert. In einem anderen Simulationslauf wurde die Anzahl der Massenpunkte um Faktor zehn erhöht. Der jeweils ermittelte Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$ weicht um weniger als 1 Prozent von $\ln \Lambda = 3,01$ ab.

2.4 Wechselwirkung von Baryonen und Disk

Während die Dunkle Materie beim Einfall der Zwerggalaxie nur über dynamische Reibung Bewegungsenergie verliert, kann die baryonische Materie aus der Zwerggalaxie durch Kollision mit der baryonischen Materie der Milchstraße abgebremst werden. Da Wasserstoff das Element mit der größten Häufigkeit in der Milchstraße ist und stark konzentriert in der Disk vorliegt, werden die Kollisionen als solche zwischen H1-Atomen simuliert. Die Stöße werden als elastisch und zwischen Kugeln des Durchmessers d mit harten Schalen beschrieben. Ziel ist es in diesem Abschnitt, eine Durchschnittsgeschwindigkeit eines H1-Atoms nach einer Kollision zu berechnen.

Die thermische Bewegung der H1-Atome von Zwerggalaxie und Milchstraßenscheibe führt, durch die geringe Dichte des Wasserstoffgases und damit durch die große freie Weglänge zwischen den H1-Atomen, zu Geschwindigkeitsunterschieden zwischen den einzelnen H1-Atomen. Die Geschwindigkeit eines Wasserstoffatoms in der folgenden Berechnung beschreibt stets die Durchschnittsgeschwindigkeit der Wasserstoffatome von Zwerggalaxie oder Milchstraßenscheibe, die thermischen Geschwindigkeiten mitteln sich damit zu null und werden in der Berechnung nicht beachtet.

In der folgenden Betrachtung wird ein H1-Atom als ruhend angenommen, das andere Atom bewegt sich mit der Relativgeschwindigkeit v . Die Richtung der x-Achse des genutzten Koordinatensystems entspricht jener von v , siehe Abbildung 4.

Entscheidend für die Kollision ist der Kollisionwinkel γ . Bei einer Kollision verliert das stoßende Atom die Geschwindigkeitskomponente v_{\parallel} parallel zur Verbindungslinie der beiden H1-Atome an das ruhende

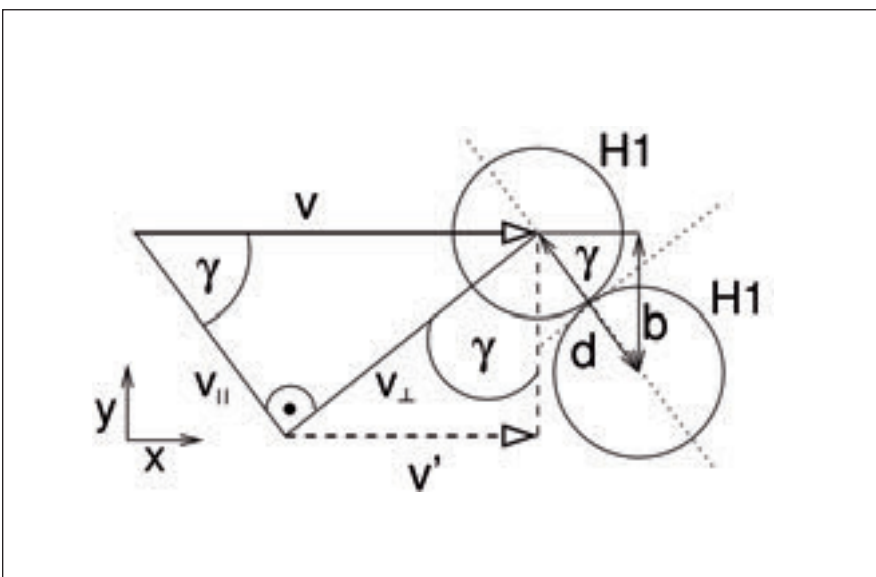


Abbildung 4: Koordinatensystem, in welchem die Kollision betrachtet wird. Die x-Achse ist so gewählt, dass ihre Richtung jener der Relativgeschwindigkeit v der H1-Atome entspricht.

Atom und behält selbst lediglich die Geschwindigkeitskomponente v_{\perp} senkrecht zur Verbindungslinie.

Der Winkel γ tritt um die x-Achse des verwendeten Koordinatensystems im Raum rotiert auf. Aus Symmetriegründen bleibt bei Betrachtung aller möglichen Rotationen von γ lediglich die x-Komponente v' von v_{\perp} erhalten, da sich die y-Komponenten bei hinreichend großer Stoßanzahl zu null mitteln. Ist der Winkel γ bekannt, so ergibt sich für v' (vergleiche Abbildung 4):

$$v'(\gamma) = v \sin^2 \gamma \quad (10)$$

Im nächsten Schritt wird die Wahrscheinlichkeit eines Stoßwinkels γ berechnet. Die Wahrscheinlichkeit einer Kollision hängt von der Größe des Stoßparameters b ab: Kleine Stoßparameter, die zu frontalen Kollisionen führen, haben kleine Wahrscheinlichkeiten; große Stoßparameter, die lediglich das gegenseitige Streifen der H1-Atome bewirken, haben höhere Wahrscheinlichkeiten. Abbildung 5 zeigt ein Stoßparameterintervall von b_1 bis b_2 . Die Wahrscheinlichkeit dieses Stoßparameterintervalls entspricht seinem Flächenverhältnis zum Wirkungsquerschnitt σ .

Bei bekanntem Wirkungsquerschnitt $\sigma = \pi d^2$ gilt für die kumulierte Wahrscheinlichkeit $p_{cum}(b)$ eines Stoßparameters b daher:

$$p_{cum}(b) = \left[\frac{\pi b^2}{\sigma} \right]_0^b \quad (11)$$

Aus Abbildung 4 ist zu erkennen, dass $b = dsin\gamma$. Setzt man dies in Gleichung

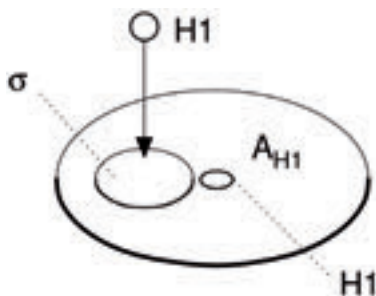


Abbildung 5: Wirkungsquerschnitt σ und Stoßparameterintervall zwischen b_1 und b_2 . Dem Radius d entspricht der Abstand der beiden H1-Atome zum Zeitpunkt der Kollision.

11 ein und leitet ab, um zur partiellen Wahrscheinlichkeit eines Winkels γ zu gelangen, erhält man:

$$p_{par}(\gamma) = \frac{d \sin^2 \gamma}{d\gamma} = 2 \sin \gamma \cos \gamma \quad (12)$$

Da nun die Wahrscheinlichkeit eines Stoßwinkels γ sowie die mit einem bestimmten γ resultierende Geschwindigkeit v' bekannt ist, lässt sich über Gewichtung von $v'(\gamma)$ mit $p_{par}(\gamma)$ und Integration über alle möglichen γ auf die durchschnittliche Geschwindigkeit \bar{v}' nach einem Stoß schließen:

$$\bar{v}' = 2v \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^3 \gamma \cos \gamma \, d\gamma = \frac{v}{2} \quad (13)$$

Für die Geschwindigkeit v_{trans} eines H1-Atoms des Wasserstoffgases der Zwerggalaxie nach Transit der Disk der Milchstraße muss die Flächendichte $\bar{\rho}_{H1}$ an H1-Atomen in der Disk bekannt sein. Aus $1/\bar{\rho}_{H1}$ ergibt sich die durchschnittliche jedes H1-Atom umgebende Fläche A_{H1} . Das Verhältnis von σ und dieser Fläche A_{H1} beschreibt die Wahrscheinlichkeit für eine Kollision, siehe Abbildung 6.

Es ergibt sich aus diesen Überlegungen die Geschwindigkeit v_{trans} eines H1-Atoms nach Transit der galaktischen Scheibe über:

$$v_{trans} = v \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{\sigma}{A_{H1}}} \quad (14)$$

Dabei ist v die Relativgeschwindigkeit des H1-Atoms der Zwerggalaxie zu den H1-Atomen der Disk bei Eintritt in die Disk.



Abbildung 6: Fläche A_{H1} um ein H1-Atom sowie Wirkungsquerschnitt σ . Die Wahrscheinlichkeit einer Kollision ist durch das Flächenverhältnis von σ und A_{H1} gegeben.

2.5 Gezeitenkräfte

Fällt eine Zwerggalaxie in die Milchstraße ein, so steigen mit abnehmendem Abstand zum galaktischen Zentrum die auf die Zwerggalaxie wirkenden Gezeitenkräfte. Ist die Differenz $F_{M,1} - F_{M,2} = \Delta F_M$ der auf die Zwerggalaxie wirkenden Kräfte im Gravitationspotential der Milchstraße größer als jene die Zwerggalaxie zusammen haltende Kraft F_{zw} , wird die Zwerggalaxie zu einem Sternstrom zerrissen.

Die Kraft F_{zw} wird vereinfachend als jene Gravitationskraft beschrieben, die zwischen zwei Körpern der Masse $M_{zw}/2$ im Abstand d wirkt, wobei M_{zw} die Masse und d den Durchmesser der Zwerggalaxie darstellt. Um ΔF_M zu berechnen, wird die Differenz der Kräfte zwischen der Milchstraße und der Masse $M_{zw}/2$ in einem Abstand R und $R + d$ zum galaktischen Zentrum bestimmt. Dabei ist R der Abstand des galaktischen Zentrums zur dem galaktischen Zentrum zugewandten Seite der Zwerggalaxie. Es folgt nach einigem Umformen, dass die Zwerggalaxie stabil ist, so lange gilt:

$$\frac{M_{zw}}{2d^2} > \frac{M(r)}{r^2} - \frac{M(r+d)}{(r+d)^2} \quad (15)$$

Dabei ist $M(r)$ die Masse der Milchstraße innerhalb des Radius r . Für Radien kleiner als r , ist die oben genannte Bedingung nicht mehr erfüllt und die Zwerggalaxie wird zu einem Sternstrom zerrissen.

2.6 Numerische Integration

Die Bewegung der Zwerggalaxie wird durch das Gravitationspotential $\Phi(r)$ der Milchstraße, siehe Abschnitt 2.2, bestimmt. Die von der Zwerggalaxie erfahrene Beschleunigung \ddot{r} ergibt sich aus der Ableitung des Gravitationspotentials nach dem Positionsvektor und führt zur folgenden Differentialgleichung 2. Ordnung:

$$\ddot{r} = - \frac{d\Phi(r)}{dr} \quad (16)$$

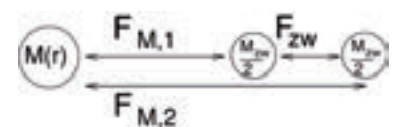


Abbildung 7: Kräfte zwischen zwei Massen $\frac{M_{zw}}{2}$ im Gravitationspotential der Milchstraße

Diese wird durch zweifaches Anwenden des vierstufigen Runge Kutta-Verfahrens (siehe zum Beispiel [8]) numerisch integriert. Um aus der Beschleunigung $\ddot{\mathbf{r}}$ auf die Geschwindigkeit $\dot{\mathbf{r}}$ zu schließen, werden vier Steigungen k_r benötigt:

$$k_{1\dot{r}} = -\frac{d\Phi}{d\mathbf{r}}(\mathbf{r}) \quad (17)$$

$$k_{2\dot{r}} = -\frac{d\Phi}{d\mathbf{r}}\left(\mathbf{r} + k_{1r} \frac{\Delta t}{2}\right) \quad (18)$$

$$k_{3\dot{r}} = -\frac{d\Phi}{d\mathbf{r}}\left(\mathbf{r} + k_{2r} \frac{\Delta t}{2}\right) \quad (19)$$

$$k_{4\dot{r}} = -\frac{d\Phi}{d\mathbf{r}}(\mathbf{r} + k_{3r} \Delta t) \quad (20)$$

Dabei ist Δt die für die Genauigkeit der Integration entscheidende Schrittweite. Die Geschwindigkeit $\dot{\mathbf{r}}$ ergibt sich aus dem gewichteten Mittel der 4 Steigungen nach Multiplikation mit der Schrittweite:

$$\dot{\mathbf{r}}_{t+1} = \dot{\mathbf{r}}_t + \frac{k_{1\dot{r}} + 2k_{2\dot{r}} + 2k_{3\dot{r}} + k_{4\dot{r}}}{6} \Delta t \quad (21)$$

Die Steigungen $k_{\dot{r}}$ müssen abwechselnd mit den Steigungen k_r berechnet werden:

$$k_{1r} = \dot{\mathbf{r}} \quad (22)$$

$$k_{2r} = \dot{\mathbf{r}} + k_{1\dot{r}} \frac{\Delta t}{2} \quad (23)$$

$$k_{3r} = \dot{\mathbf{r}} + k_{2\dot{r}} \frac{\Delta t}{2} \quad (24)$$

$$k_{4r} = \dot{\mathbf{r}} + k_{3\dot{r}} \Delta t \quad (25)$$

Der neue Positionsvektor \mathbf{r} ergibt sich aus:

$$\mathbf{r}_{t+1} = \mathbf{r}_t + \frac{k_{1r} + 2k_{2r} + 2k_{3r} + k_{4r}}{6} \Delta t \quad (26)$$

Da \mathbf{r} eine vektorielle Größe ist, muss die eben beschriebene Zeitintegration für jede Komponente einzeln ausgeführt werden.

3 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der in Abschnitt 2 beschriebenen Simulation dargestellt.

Das sphärisch symmetrische Dichteprofil von Halo $\rho_h(r)$ und Bulge $\rho_b(r)$ wird mit

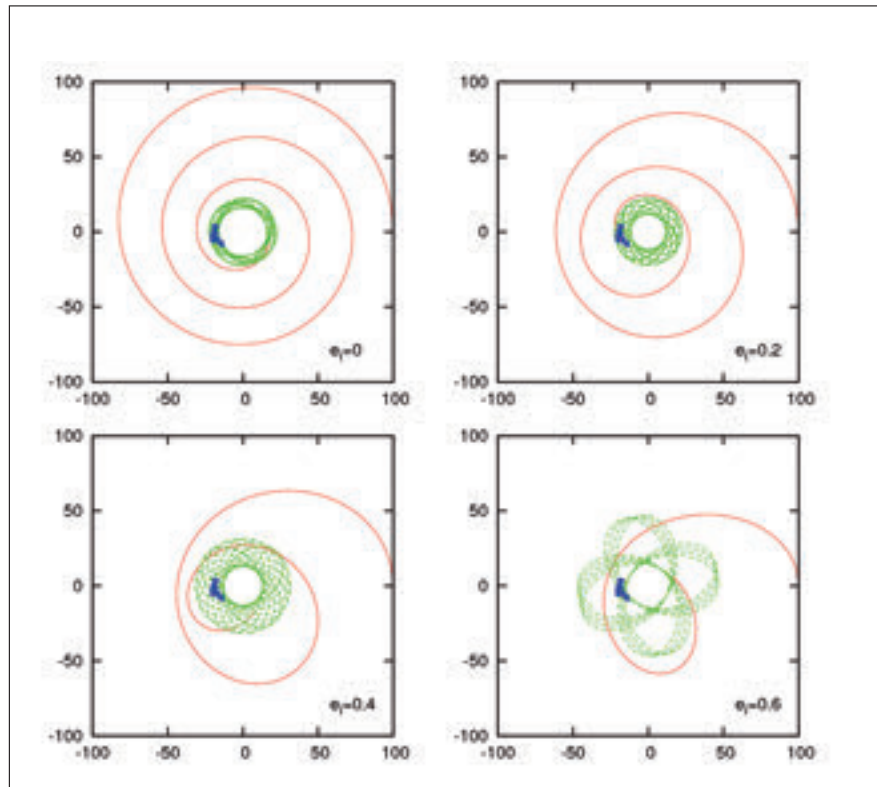


Abbildung 8: Orbits einer Zwerggalaxie mit der Masse $m = 2,8 \cdot 10^{10} M_{\text{Sonne}}$ im Gravitationspotential der Milchstraße. Es sind Orbits mit verschiedenen Exzentrizitäten e_i zu Beginn der Simulation dargestellt. Die Inklination ist bei allen Orbits mit $i = 0$ gewählt.

Die Galaxie startet beim Radius $r_i = 100$ kpc und bewegt sich in Richtung des galaktischen Zentrums (durchgängige Linie). Bei Erreichen von r_i wird sie durch Gezeitenkräfte zerrissen. Das Orbit ist von dort an mit gestrichelter Linie weitergeführt, entlang dieser Bahn werden sich Sterne, Wasserstoffgas und CDM der Zwerggalaxie ansammeln. Die Punkte markieren die in [4] beobachteten Sterne der Ringstruktur.

einer räumlichen Auflösung von $1/30$ kpc diskretisiert. Mit Gleichung 6 und numerischer Berechnung von $M(r)$ wird damit das sphärisch symmetrische Gravitationspotential beschrieben, aus Gleichung 8 wird auf das Gravitationspotential des Rings aus CDM geschlossen.

Die Schrittweite Δt der Zeitintegration beträgt $1,0 \cdot 10^6$ Jahre. Es wird ein Zeitraum dem Alter des Universums entsprechend von $13,7 \cdot 10^9$ Jahren simuliert [22]).

3.1 Exzentrizität des Orbits

Die bei 14 kpc Entfernung zum galaktischen Zentrum beobachtete Ansammlung von kalter Dunkler Materie, Sternen und Wasserstoffgas wird als annähernd ringförmig angenommen [14], [11], somit kann von einer kleinen numerischen Exzentrizität e des Rings ausgegangen werden.

Es soll nun geklärt werden, in wie weit die Exzentrizität des Orbits der Zwerggalaxie sich auf den entstehenden Ring auswirkt. Die Exzentrizität des Orbits der

Zwerggalaxie lässt sich, da aufgrund der wirksamen dynamischen Reibung und der Massenverteilung $M(r) \neq \text{const}$ die Zwerggalaxie keine reinen Keplerellipsen beschreibt, nicht über die herkömmliche numerische Exzentrizität einer Ellipse darstellen. In Anlehnung an die Exzentrizität einer Ellipse e wird hier die Exzentrizität ϵ_i wie folgt definiert:

$$\epsilon_i = \frac{r_{t,\text{max}} - r_{t,\text{min}}}{r_{t,\text{max}} + r_{t,\text{min}}} \quad (27)$$

Dabei entsprechen die Radien $r_{t,\text{max}}$ und $r_{t,\text{min}}$ dem jeweils zeitlich letzten maximalen und minimalen Abstand der Zwerggalaxie zum galaktischen Zentrum.

Um das Verhalten von ϵ_i in Abhängigkeit der Zeit t zu untersuchen, wird eine Zwerggalaxie beim Radius $r_i = 100$ kpc mit der Geschwindigkeit v_i gestartet und bei jedem Erreichen des Perizenters die jeweilige Exzentrizität ϵ_i bestimmt. Dabei stellt r_i den größten Abstand zum galaktischen Zentrum dar. Für diesen Punkt wird für verschiedene numerische Exzentrizitäten e_i einer Keplerellipse die jewei-

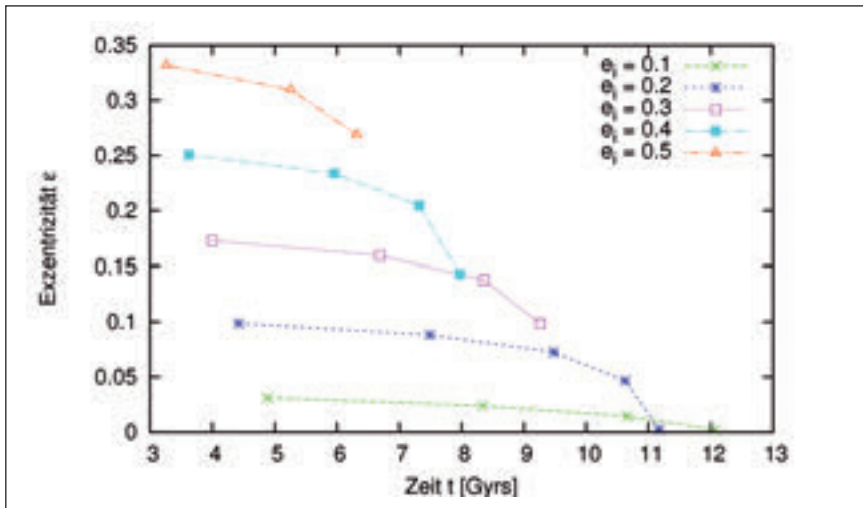


Abbildung 9: Entwicklung der Exzentrizität ϵ des Orbits einer Zwerggalaxie in Abhängigkeit der Zeit t . Der Zusammenhang ist für unterschiedliche Werte der numerischen Exzentrizität e_i am Anfang der Simulation dargestellt. Das Ende einer Linie entspricht dem Zeitpunkt der Zerstörung der Galaxie durch Gezeitenkräfte, nach welchem ϵ_i nahezu konstant bleibt.

lige Apoapsisgeschwindigkeit berechnet (siehe dazu zum Beispiel [15]), welche als Anfangsgeschwindigkeit $v_i = v_c \sqrt{1 - e_i}$ der Zwerggalaxie verwendet wird. Dabei ist v_c die stabile Kreisbahngeschwindigkeit für r_i . Abbildung 9 zeigt die Entwicklung der Exzentrizität ϵ in Abhängigkeit der Zeit t für verschiedene numerische Exzentrizitäten e_i , die zum Berechnen der Startgeschwindigkeit verwendet wurden.

Nach der Zerstörung der Zwerggalaxie durch Gezeitenkräfte liegt diese als Sternstrom vor und erfährt aus diesem Grund weniger dynamische Reibung. Dieser Sternstrom behält daher die Exzentrizität des Orbits der ihn verursachenden Zwerggalaxie weitgehend bei und führt auch zu einem Ring entsprechend der Exzentrizität ϵ des Orbits der Zwerggalaxie.

Die Exzentrizität ϵ des Orbits nimmt im Laufe der Zeit durch Effekte dynamischer Reibung ab, der Orbit wird also kreisförmiger. Das ist ein häufig beobachteter Prozess bei Simulationen mit konstantem Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$ [7]. Dieser ist jedoch zu langsam, um Orbits mit numerischen Exzentrizitäten $e_i > 0,2$ so weit kreisförmig zu machen, als dass die Masse der Zwerggalaxie in der beobachteten Weise um das galaktische Zentrum verteilt würde, siehe Abbildung 8. Daher kann die anfängliche numerische Exzentrizität e_i des Orbits einer eingefallenen und an der Ringentstehung beteiligten Zwerggalaxie nicht größer als etwa 0,2 gewesen sein.

3.2 Inklination des Orbits

Kreuzt die Zwerggalaxie auf ihrem Orbit die galaktische Scheibe der Milchstraße, kommt es zu Kollisionen zwischen dem interstellaren Wasserstoffgas der Milchstraßenscheibe und dem Wasserstoffgas der Zwerggalaxie, siehe Abschnitt 2.4. Je dichter die Zwerggalaxie dabei dem galaktischen Zentrum ist, desto höher ist die Dichte des Wasserstoffgases an der Stelle, an welcher die Zwerggalaxie die

Milchstraßenscheibe durchkreuzt, siehe Gleichung 3. Damit steigt mit sinkendem Abstand zum galaktischen Zentrum die Wahrscheinlichkeit einer Kollision zwischen Wasserstoff aus der Milchstraße und Wasserstoff aus der Zwerggalaxie. Abbildung 10 zeigt für drei Zwerggalaxien der Masse $2,8 \cdot 10^{10} M_{\text{Sonne}}$ die Entwicklung der Inklination i im Laufe der Simulation für verschiedene anfängliche Inklinationen i_i und verschiedene Startradien r_i des Orbits, die anfängliche Exzentrizität e_i beträgt 0,1. Die Abbildung zeigt, dass bereits nach wenigen Umläufen um das galaktische Zentrum die Bewegungsenergie der Geschwindigkeitskomponente der Zwerggalaxie senkrecht zur galaktischen Scheibe vom Wasserstoffgas der Milchstraße aufgenommen wurde. Dadurch sinkt die Inklination des Wasserstoffgases der Zwerggalaxie schnell. Die vom Wasserstoffgas der Milchstraße aufgenommene Bewegungsenergie kann durch weitere Kollisionen innerhalb der galaktischen Scheibe in Wärmeenergie umgewandelt werden.

Die Dunkle Materie wechselwirkt nicht elektromagnetisch, siehe Abschnitt 1. Deshalb kann die Inklination der Dunklen Materie der Zwerggalaxie nicht wie die Inklination des Wasserstoffgases

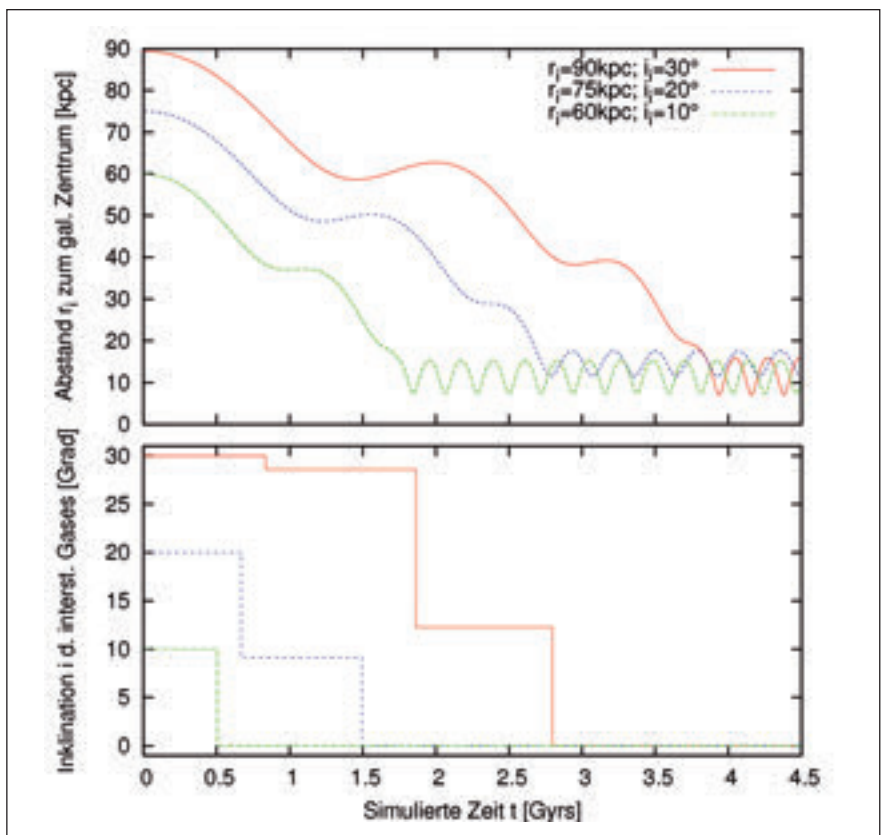


Abbildung 10: Zeitliche Entwicklung des Abstands r_i der Zwerggalaxie zum galaktischen Zentrum (oberes Diagramm) sowie der Inklination i des interstellaren Wasserstoffgases der Zwerggalaxie beim mehrmaligen Durchkreuzen der galaktischen Scheibe (unteres Diagramm).

Galaxie	m	d	r_i	i_i	e_i
G_1	$9 \cdot 10^9$	4.2	80.0	14	0
G_2	$1.3 \cdot 10^{10}$	5.0	70.0	12	0.1
G_3	$6 \cdot 10^9$	3.6	60.0	10	0

Tabelle 2: Parameter der Simulation des Einfalls mehrerer Galaxien. Masse m in M_{Sonne} , Durchmesser d und Startradius r_i in kpc, Inklination i_i in Grad und numerische Exzentrizität e_i . Die Durchmesser d werden so gewählt, dass die Zwerggalaxie um den Radius $r_i \approx 14\text{kpc}$ durch Gezeitenkräfte zerrissen wird, siehe Gleichung 15. Diese liegen im Bereich der für Zwerggalaxien dieser Größenordnung verwendeten und durch Beobachtung bestätigten Durchmesser, siehe z. B. [1].

durch Kollision abnehmen. Durch dynamische Reibung in abgeflachten CDM-Halos ist ein Prozess bekannt, welcher beschreibt, wie sich rein gravitativ beeinflusst die Inklination des Orbits einer Zwerggalaxie ändern kann [19]. Dieser findet in dem hier verwendeten Modell jedoch keine Anwendung, da das simulierte CDM-Halo sphärisch symmetrisch ist, siehe Gleichung 1. Fällt eine Zwerggalaxie in die Milchstraße mit einem Orbit deutlich außerhalb der galaktischen Ebene ein, kommt es zu einer Trennung von Wasserstoffgas und Dunkler Materie der Zwerggalaxie, da das Wasserstoffgas Bewegungsenergie an die Milchstraßenscheibe abgeben und dabei die Inklination verringern kann, die Dunkle Materie hingegen nicht.

3.3 Masse der Galaxie

Damit eine Zwerggalaxie vom Startradius r_i bis zum Radius r_r , an welchem sie durch Gezeitenkräfte zerrissen wird, gelangt, muss sie über dynamische Reibung (siehe Abschnitt 2.3) Bewegungsenergie abgeben. Die in der simulierten Zeit über dynamische Reibung maximal abzugebende Bewegungsenergie hängt von der Masse der Zwerggalaxie, dem Startradius r_i sowie von der ursprünglichen Exzentrizität e_i ihres Orbits ab.

Die Simulation wird in dieser Untersuchung genutzt, um die minimal nötige Masse m_{min} der Zwerggalaxie zu bestimmen, welche erforderlich ist, um sie vom Startradius r_i über dynamische Reibung auf den Radius $r_r = 14\text{kpc}$ innerhalb der simulierten Zeit von $13.7 \cdot 10^9$ Jahren zu bringen. Die ursprüngliche Exzentrizität e_i des Orbits muss berücksichtigt werden, da mit steigender Exzentrizität e_i die Zwerggalaxie auf ihrem Orbit in Bereiche höherer Dichte gelangt, welche die dynamische Reibung begünstigen. Dies ist auch aus Abbildung 8 ersichtlich: Je

größer e_i , desto dichter kommt die Zwerggalaxie auf ihrem Orbit dem galaktischen Zentrum und daher den Bereichen hoher Dichte. In Abbildung 11 ist die nötige Mindestmasse m_{min} in Abhängigkeit des Startradius r_i für verschiedene e_i aufgetragen.

Mit dem Startradius r_i steigt die Mindestmasse m_{min} . Bei $e_i = 0$ ist zu erkennen, dass der maximale Startradius r_i im Bereich von 150 kpc liegt, da für größere Radien die Masse der Zwerggalaxie die des beobachteten Rings dunkler Materie übersteige. Bei kleinen Startradien und höheren Exzentrizitäten e_i reichen allerdings bereits Zwerggalaxien mit Massen um Faktor 5 kleiner als der Ringmasse, um bis zu r_i innerhalb der simulierten Zeit zu gelangen.

3.4 Einfall mehrerer Galaxien

Wie in Abschnitt 3.3 gezeigt, können auch Zwerggalaxien mit deutlich kleineren Massen als der Ringmasse bis zum Abstand von 14 kpc zum galaktischen

Zentrum durch dynamische Reibung abgebremst werden. Dies ermöglicht die Vermutung, dass der Ring nicht aus einer großen, sondern aus mehreren kleinen Zwerggalaxien entstanden sein könnte. An einem Beispiel soll nun konkret gezeigt werden, dass der Einfall mehrerer Zwerggalaxien ebenfalls zu einer ringförmigen Ansammlung kalter Dunkler Materie bei $r = 14\text{kpc}$ führen kann.

Dabei wird der Einfall von drei Zwerggalaxien G_n mit Massen m zwischen $6 \cdot 10^9 M_{\text{Sonne}}$ und $1,3 \cdot 10^{10} M_{\text{Sonne}}$ simuliert. Die Parameter der Galaxien sind in Tabelle 2 aufgelistet. Bei mehreren einfallenden Zwerggalaxien erhöhen jene, die den jeweiligen Abstand zum galaktischen Zentrum r_i erreichen, an welchem sie durch Gezeitenkräfte zerrissen werden, die relative Dichte der Milchstraße um diesen Radius (siehe Abschnitt 2.5). Durch die gestiegene Dichte bei r_i wird das Zerreißen einer weiteren einfallenden Zwerggalaxie an diesem Radius begünstigt. Dieser Prozess erschwert, dass Zwerggalaxien geringer Dichte weiter als bis zum Radius r_i in die Milchstraße hinein geraten und trägt dabei sich selbst mit jeder zerrissenen Zwerggalaxie verstärkend zu einer Ringbildung um den Radius r_i bei. Damit wird deutlich, dass der Einfall mehrerer Zwerggalaxien nicht zwingend mehrere Ringe mit sich bringt sondern, wie beobachtet, das Zerreißen der Zwerggalaxien an einem bestimmten Radius und damit die Bildung eines einzelnen Rings begünstigt wird.

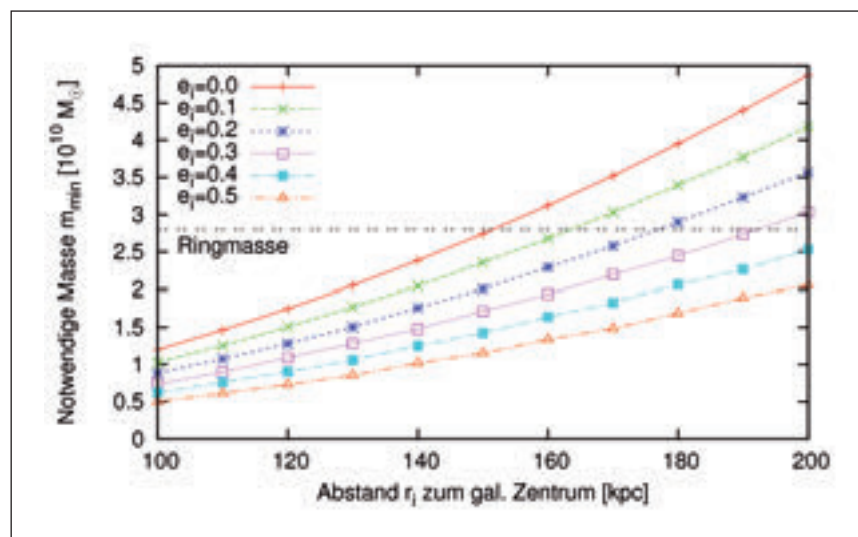


Abbildung 11: Mindestmasse m_{min} einer Zwerggalaxie, um vom Startradius r_i über dynamische Reibung innerhalb der simulierten Zeit t_i zu erreichen. Der Zusammenhang von m_{min} und r_i ist für verschiedene Exzentrizitäten e_i dargestellt.

3.5 Rotationskurve

In Abbildung 12 sind zwei Rotationskurven dargestellt. Die linke Rotationskurve ergibt sich aus der Simulation des Einfalls nur einer den Ring kalter Dunkler Materie verursachenden Zwerggalaxie mit der Masse $m = 2,8 \cdot 10^{10} M_{\text{Sonne}}$, dem Durchmesser $d = 6,48 \text{ kpc}$ und einem Orbit mit $e_i = 0$ und $i_i = 0$. Die rechte Rotationskurve stellt die Rotationskurve der Simulation des Einfalls dreier Zwerggalaxien dar, deren Eigenschaften in Tabelle 2 aufgelistet sind. Als Vergleichswerte sind von [9] zusammengestellte Messwerte für $v_{\text{Sonne}} = 220 \text{ km/s}$ und $v_{\text{Sonne}} = 200 \text{ km/s}$ eingetragen, wobei v_{Sonne} die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne um das galaktische Zentrum bei $r_{\text{Sonne}} = 8,3 \text{ kpc}$ beschreibt. Die Fehlerbalken der Messung mit $v_{\text{Sonne}} = 200 \text{ km/s}$ entsprechen im Wesentlichen denen der Messwerte mit $v_{\text{Sonne}} = 220 \text{ km/s}$ und sind der Übersicht halber nicht mit eingezeichnet.

Befindet sich ein Körper zwischen dem CDM-Ring und dem galaktischen Zentrum, wirkt auf diesen eine Kraft in Richtung des galaktischen Zentrums, welche sich aus dem Gravitationspotential der sphärisch symmetrischen Dichteverteilung berechnen lässt, siehe Gleichung 6. In entgegen gesetzte Richtung wirkt auf den Körper eine Kraft, welche sich aus dem Gravitationspotential des CDM-Rings ergibt, siehe Gleichung 8. Deshalb können Körper zwischen Ring und galaktischem Zentrum langsamer rotieren als sie es ohne den Ring könnten. Dieser Einfluss des Rings ist in den negativen Geschwindigkeiten in Abbildung 12 ausgedrückt.

Sowohl die Rotationskurve gemäß dem Modell des Einzeleinfalls einer Zwerggalaxie, als auch jene nach dem Modell des Einfalls mehrerer Zwerggalaxien liegen innerhalb der Fehlerbalken der in [9] zusammengestellten Messwerte der Rotationsgeschwindigkeit. Beide Modelle können den leichten Einbruch der Rotationsgeschwindigkeit bei $r \approx 10 \text{ kpc}$ reproduzieren, steigen jedoch darauf etwas flacher an als die gemessenen Rotationsgeschwindigkeiten. Auch für große r liegen die Simulationsergebnisse noch innerhalb der Fehlerbalken. Letztere sind jedoch deutlich größer als im Bereich kleiner Abstände zum galaktischen Zentrum.

4 Diskussion

An dieser Stelle werden die in Abschnitt 3 vorgestellten Ergebnisse der Simulation auf Bedeutung und Aussagekraft hin überprüft. Dazu werden zuerst die Aussagekraft der Ergebnisse einschränkende Fehlerquellen bewertet.

4.1 Fehlerquellen

Die Ergebnisse entstammen einem semianalytischen Modell des Einfalls einer und mehrerer Zwerggalaxien in die Milchstraße. Bezeichnend für ein semianalytisches Modell ist, dass sich die Ergebnisse lediglich aus den explizit modellierten Prozessen und derer Zusammenwirkung ergeben. Wichtig für aussagekräftige Ergebnisse ist also eine umfassende Vorstellung aller für das zu simulierende System entscheidenden Prozesse. Modelliert wurde die gravitative Wechselwirkung zwischen der Zwerggalaxie und der Milchstraße mit durch Beobachtungsdaten gestützten Dichteverteilungen der Milchstraße [17],[6].

Das verwendete Gravitationspotential (siehe Abschnitt 2.2) stellt zwar eine Näherungslösung dar, führt allerdings zu Rotationskurven innerhalb der Fehlerbalken von Messungen der Rotationsgeschwindigkeit [9]. Dies spricht für die Zulässigkeit der Näherungen.

Das Modell zum Zerreißen der Zwerggalaxie durch Gezeitenkräfte berücksichtigt weder den Massenverlust der Zwerggalaxie auf ihrem Orbit, noch beschreibt es den Prozess des Zerreißen. Das Berechnen des Abstands r_t zum galaktischen Zentrum, an welchem die Zwerggalaxie durch Gezeitenkräfte zerrissen wird, ist jedoch am Zerreißen der großen Magellanschen Wolke ge-

testet. Der in [23] publizierte Radius r_t ist knapp Faktor 2 größer als der selbst berechnete, allerdings berücksichtigt das hier verwendete Modell im Gegensatz zu dem in [23] verwendeten die Auswirkungen des Gravitationspotentials der Disk.

Die Reichweite der dynamischen Reibung wird über den Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$ festgelegt. Dieser wurde mit Hilfe einer Computersimulation abgeschätzt, siehe Abschnitt 2.3. Je nach Geometrie des Halos und Position der Zwerggalaxie im Halo ändert sich mit dem für die dynamische Reibung wirksamen Bereich auch $\ln \Lambda$, in diesem Modell wird jedoch vereinfachend ein konstanter Coulomb-Logarithmus verwendet. Dieser konstante $\ln \Lambda$ liegt im Bereich der in [13] publizierten Coulomb-Logarithmen für das Milchstraßenhalo.

Die durch Kollision abgebremste baryonische Materie der Zwerggalaxie befindet sich gemeinsam mit der CDM im Potential der Zwerggalaxie und führt daher durch gravitative Wechselwirkung auch zu einer Abbremsung der CDM. Allerdings ist die Masse der baryonischen Materie klein im Vergleich zu der Masse der CDM, weshalb diese Form der Abbremsung der CDM nicht berücksichtigt wurde.

Das Verfahren zur numerischen Zeitintegration des Orbits wurde auf numerische Konvergenz getestet. Dazu wurden Orbits mit einer zwei Größenordnungen kleineren Schrittweite Δt als der sonst verwendeten simuliert. Es ließen sich numerisch keine Unterschiede feststellen.

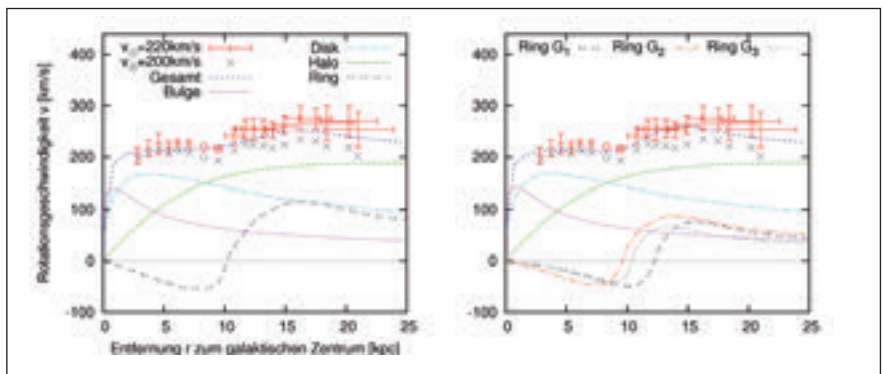


Abbildung 12: Rotationskurve der Milchstraße mit Ring dunkler Materie als Ergebnis des Einfalls von einer (links) und drei (rechts) Zwerggalaxien. Die Beiträge der einzelnen Komponenten der Milchstraße zur Gesamtgeschwindigkeit sind dargestellt. Als Vergleichswerte (Messreihen mit $v_{\text{Sonne}} = 220 \text{ km/s}$ und $v_{\text{Sonne}} = 200 \text{ km/s}$) sind in [9] zusammengestellte Messwerte eingetragen. Beide Rotationskurven liegen im Wesentlichen innerhalb der Fehlerbalken dieser Messwerte.

4.2 Bedeutung der Ergebnisse

Die Simulationen können für physikalische Eigenschaften der Zwerggalaxie und ihres Orbits Ausschlussgrenzen setzen. Die maximale anfängliche Exzentrizität e_i des Orbits der Zwerggalaxie kann auf einen Wert von $\approx 0,2$ begrenzt werden, siehe Abschnitt 3.1.

Die notwendige Masse der Zwerggalaxie, um vom Startradius r_i bis zum Ringradius bei $R = 14$ kpc über dynamische Reibung zu gelangen, ist für $r_i < 150$ kpc deutlich geringer als die Ringmasse, siehe Abbildung 11. Dies führt zur Annahme, dass der CDM-Ring möglicherweise nicht aus einem Einzeleinfall entstanden ist, sondern ebenso gut aus dem Einfall mehrerer Zwerggalaxien herrühren könnte. Sowohl das Modell des Einzeleinfalls als auch ein Modell des Einfalls dreier Zwerggalaxien kann die Rotationskurve der Milchstraße gut reproduzieren, siehe Abbildung 12.

Ergebnisse wie die eben vorgestellten wurden bereits in anderen Arbeiten über andere Methoden und andere Modelle versucht zu erhalten. Es gibt n -Teilchen Simulationen und semianalytische Modelle, welche die Entstehung eines CDM-Rings durch einen Einzeleinfall einer Zwerggalaxie modellieren, vergleiche zum Beispiel [16] und [18]. Auch diese Modelle gehen von Orbits kleiner Inklination und kleiner numerischer Exzentrizität aus. Allerdings wird in diesen Modellen nicht auf die mögliche Entstehung des Rings aus mehreren einfallenden Zwerggalaxien eingegangen.

Das in dieser Arbeit vorgestellte semianalytische Modell ist also in der Lage, Aussagen über die Entstehung des CDM-Rings bei $R = 14$ kpc in der Milchstraße zu machen, die sich mit den Ergebnissen von n -Teilchen-Simulationen und anderer semianalytischer Modelle decken und diese, trotz der Einfachheit des hier vorgestellten Modells, ergänzen.

4.3 Bezug zu anderen Galaxien

Auch in Rotationskurven anderer Galaxien finden sich, wie bei der Milchstraße, Einbrüche der Rotationsgeschwindigkeit bei bestimmten Abständen zum galaktischen Zentrum. So zeigt NGC 660 (Hubble-Typ Sc) bei einem Abstand von etwa 10kpc zum galaktischen Zentrum einen Einbruch der Rotationsgeschwindigkeit, welcher verbunden mit einem Ring

aus Sternen großer Inklination bezüglich der galaktischen Ebene ist [10].

Auch eine solche Struktur lässt sich mit dem hier vorgestellten Modell erklären, setzt jedoch einen Orbit der eingefallenen Zwerggalaxie hoher Inklination voraus. Auch NGC 1808 (Sbc) und NGC 4258 (Sb) zeigen niedrigere Rotationsgeschwindigkeit um einen Abstand von 10kpc zum galaktischen Zentrum, allerdings wird kein Sternring bei diesem Radius beobachtet. Auch hier können eingefallene Zwerggalaxien für die Einbrüche der Rotationsgeschwindigkeit verantwortlich sein, bei diesen Galaxien allerdings mit Orbits geringer Inklination, so dass die Sternströme innerhalb der galaktischen Ebene liegen. Das Finden ähnlicher Strukturen bei verschiedenen Galaxien deutet auf eine ähnliche Entstehungsgeschichte und bekräftigt das hier vorgestellte Modell nach dem Prinzip der hierarchischen Galaxienentstehung.

5 Zusammenfassung

Um die Bildung eines Rings aus kalter Dunkler Materie (CDM) innerhalb der Ebene der Milchstraße bei einem Abstand von $R = 14$ kpc zum galaktischen Zentrum zu erklären, wurde ein semianalytisches Computermodell entwickelt. Dieses Modell beschreibt die Entstehung des CDM-Rings gemäß dem Prinzip der hierarchischen Galaxienentstehung durch den Einfall von Zwerggalaxien in die Milchstraße.

Eine Zwerggalaxie befindet sich zu Beginn der Simulation bei einem Abstand r_i zum galaktischen Zentrum der Milchstraße und besitzt ein Orbit mit der Anfangsgeschwindigkeit v_i , der Inklination i_i und der numerischen Exzentrizität e_i . Durch dynamische Reibung verliert die Zwerggalaxie an Drehimpuls und Bewegungsenergie und bewegt sich im Gravitationspotential der Milchstraße in Richtung des galaktischen Zentrums. Erreicht die Zwerggalaxie den Abstand r_i zum galaktischen Zentrum, übersteigen die durch das Gravitationspotential der Milchstraße wirksamen Gezeitenkräfte die Kräfte, welche die Zwerggalaxie zusammen halten.

Die Zwerggalaxie wird daher am Radius r_i zu einem Sternstrom (bestehend sowohl aus Sternen als auch aus CDM und Wasserstoffgas) zerrissen, der aufgrund der Ringform und der auf ein große-

res Gebiet verteilten Materie unanfällig für dynamische Reibung des Halos ist. Daher behält der Sternstrom seinen Abstand zum galaktischen Zentrum in etwa bei. Ist die Inklination des Orbits der eingefallenen Zwerggalaxie klein, so kann wie beschrieben die Bildung eines Rings aus CDM innerhalb der Ebene der Milchstraße erklärt werden. Bei größeren Inklinationen können sich Sternströme außerhalb der galaktischen Ebene bilden. Das vorgestellte Modell ermöglicht außerdem, Aussagen über die physikalischen Eigenschaften der Zwerggalaxie sowie ihres Orbits zu erhalten. Um in einer Zeit von maximal $13,7 \cdot 10^9$ Jahren einen Ring aus CDM innerhalb der galaktischen Scheibe und mit geringer Exzentrizität zu erhalten, kann, so zeigen die Simulationen, die anfängliche Exzentrizität e_i des Orbits der eingefallenen Zwerggalaxie nicht größer als $\approx 0,2$ gewesen sein. Bei einer Masse des CDM-Rings von $9 \cdot 10^{10}$ Sonnenmassen ist die Mindestmasse, um von kleinen $r_i < 100$ kpc bis zum Radius von $R = 14$ kpc zu gelangen, deutlich geringer als die Ringmasse. Dies ermöglicht die Annahme, dass der CDM-Ring nicht aus einer großen sondern aus mehreren kleinen Zwerggalaxien entstanden ist. Die Computersimulationen zeigen, dass sowohl ein Einzeleinfall als auch der Einfall mehrerer Zwerggalaxien die beobachtete Rotationskurve der Milchstraße gut reproduzieren kann.

6 Fazit

Das in dieser Arbeit vorgestellte semianalytische Computermodell ermöglicht Aussagen über die physikalischen Eigenschaften von Zwerggalaxien, die einen Ring aus kalter Dunkler Materie in der Milchstraße nach ihrer Zerstörung durch Gezeitenkräfte gebildet haben. Die Ergebnisse des vorgestellten Modells decken sich mit denen anderer Publikationen und ergänzen diese um die Möglichkeit der Ringbildung durch den Einfall mehrerer kleiner Zwerggalaxien.

Danksagung

Besonderer Dank gilt Dr. Hans-Otto Carmesin als Leiter der AG für Astronomie & Jugendforscht am Athenaeum Stade für die vielen anregenden Diskussionen, seine stets hilfreichen Hinweise sowie seine konstruktiv kritischen Anmerkungen, welche für diese Arbeit richtungweisend waren.

Literatur:

- [1] Bekki, K. 2008: A possible common halo of the Magellanic Clouds, *ApJ* 684:87, arXiv:0807.1956v1
- [2] Bontekoe, Tj. R. & van Albada, T.S. 1987: Decay of galaxy satellite orbits by dynamical friction , *MNRAS* 224:349
- [3] Bosma, A. 1981: 21-cm line studies of spiral galaxies. I - Observations of the galaxies NGC 5033, 3198, 5055, 2841, and 7331. II - The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types, *AJ* 86:1791
- [4] Crane, J.D., Majewski, S.R., Rocha-Pinto H.J. et al. 2003,: Exploring Halo Substructure With Giant Stars: Spectroscopy Of Stars In The Galactic Anticenter Stellar Structure, *ApJ* 594:119, arXiv:astro-ph/0307505v2
- [5] Chandrasekhar, S. 1943: Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction., *ApJ* , 97:255
- [6] Dehnen, W. & Binney, J. 1998: Mass models of the Milky Way, *MNRAS* 294:429, arXiv:astro-ph/9612059v2
- [7] Hashimoto, Y., Funato, Y., Makino, J. 2002: To Circularize or Not to Circularize? – Orbital Evolution of Satellite Galaxies, *ApJ* 582:196, arXiv:astro-ph/0208452v1
- [8] Hellings, P. 1994: Astrophysics with a PC, Willmann-Bell Richmond
- [9] Honma, M. & Sofue, Y. 1997a: Mass of the Galaxy Inferred from Outer Rotation Curve, *PASJ* 48:103, arXiv:astro-ph/9611156v1
- [10] Honma, M. & Sofue, Y. 1997b: Nuclear-to-Outer Rotation Curves of Galaxies in the CO and HI Lines, *PASJ* 49:17, arXiv:astro-ph/9611144v1
- [11] Ibata, R.A., Irwin, M.J., Lewis, G.F. et al. 2003: One Ring to Encompass them All: A giant stellar structure that surrounds the Galaxy, *MNRAS* 340:21, arXiv:astro-ph/0301067v2
- [12] Jimenez, R., Verde, L. & Oh, S.P. 2003: Dark halo properties from rotation curves, *MNRAS* 339:243, arXiv:astro-ph/0201352v1
- [13] Just, A. & Penarrubia, J. 2005: Large scale inhomogeneity and local dynamical friction, *A&A* 431:861, arXiv:astro-ph/0410740v1
- [14] Kalberla, P. M. W., Dedes, L. et al. 2007: Dark matter in the Milky Way. II. The HI gas distribution as a tracer of the gravitational potential, *A&A* 469:511, arXiv:0704.3925v1
- [15] Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H. et al. 2007: *Fundamental Astronomy*, Springer Berlin
- [16] Kazantzidis, S., Bullock, J.S., Zentner, A.R. et al. 2008: Cold Dark Matter Substructure and Galactic Disks I: Morphological Signatures of Hierarchical Satellite Accretion, *ApJ* 688:254, arXiv:0708.1949v2
- [17] Navarro, J.F., Frenk, C.S., White, S.D.M. 1996: The Structure of Cold Dark Matter Halos, *ApJ* 462:563
- [18] Penarrubia, J., Martinez-Delgado, D., Rix, H.W. 2005: A comprehensive model for the Monoceros tidal stream, *ApJ* 626:128, arXiv:astro-ph/0410448v1
- [19] Penarrubia, J., Just, A., Kroupa, P. 2004: Dynamical friction in flattened systems: A numerical test of Binney's approach, *MNRAS* 349:747, arXiv:astro-ph/0401159v1
- [20] Rubin, V. et al. 1985: Rotation velocities of 16 SA galaxies and a comparison of Sa, Sb, and SC rotation properties, *ApJ* 289:81
- [21] Saha, K., Levine, E.S., Jog, C.J., Blitz, L. 2009: The Milky Way's dark matter halo appears to be lopsided, *ApJ* 697:2015, arXiv:0903.3802v1
- [22] Spergel, D.N., Verde, L., Komatsu, E. et al. 2003: First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters , *ApJS* 148:175, arXiv:astro-ph/0302209v3
- [23] Tremaine, S.D. 1976: The effect of dynamical friction on the orbits of the Magellanic clouds, *ApJ* 203:72
- [24] Zwicky, F. 1937: On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae, *ApJ* 86:217