

Kapitel 5

Wechselwirkung mit Zwerggalaxien

In diesem Kapitel soll der Einfluß einer um das Milchstraßenzentrum kreisenden Zwerggalaxie auf die Bahnbewegung und interne Struktur von Kugelsternhaufen im galaktischen Feld untersucht werden. Dazu soll zunächst ein selbstkonsistentes Bild der Potentialverteilung in der Milchstraße beschrieben (Kap. 5.1) und im Anschluß daran (Kap. 5.2) das Verhalten von Satellitengalaxien in diesem Potential diskutiert werden. Teil 5.3 behandelt die dynamische Entwicklung einer Population von Kugelsternhaufen in diesem Modell und Teil 5.4 faßt die Ergebnisse dieses Kapitels zusammen.

5.1 Das Galaxienmodell

Entsprechend den in Kap. 2.1 kurz diskutierten Beobachtungsdaten von Spiralgalaxien, muß die Bewegung eines Teilchens in einem realistischen Modell unserer Milchstraße folgende Einflüsse berücksichtigen:

- den galaktischen Bulge, d.h. die Verdickung der galaktischen Scheibe im Milchstraßenzentrum,
- die Sterne der galaktischen Scheibe,
- den Gasanteil der galaktischen Scheibe,
- den Dunklen Halo, in den die gesamte Milchstraße eingebettet ist,
- und dynamische Reibung bezüglich der Hintergrunddichte der oben angeführten Komponenten der Milchstraße.

Wichtige Eichgrößen zur Bestimmung der absoluten Werte dieser vier Komponenten sind lokale Stern- und Gasdichte und der lokale Wert der Rotationsgeschwindigkeit von $v_c \simeq 220 \text{ km s}^{-1}$.

Der galaktische Bulge:

Die zentrale Verdickung in vielen Spiralgalaxien lässt sich betrachten, als eine kleine Elliptische Galaxie, die im Zentralbereich der Scheibe angesiedelt ist. Die Dichteverteilung entspricht in guter Näherung einem sphärischen de Vaucouleurs-Profil (wenn man die Hinweise außer acht lässt, die auf eine stark triaxiale Balkenstruktur deuten; siehe Kap. 2.1). Für das hier verwandte Modell ist die analytisch darstellbare Plummer-Dichteverteilung (Kap 2.3.3, Gl. (2.38)) ausreichend, mit Gesamtmasse $M_B = 1.5 \times 10^{10} M_\odot$ und Kernradius $r_B = 1.5$ kpc,

$$\rho(r) = \left(\frac{3M_B}{4\pi r_B^3} \right) \left(1 + \frac{r^2}{r_B^2} \right)^{-\frac{5}{2}}.$$

Das korrespondierende Potential ist demnach,

$$\Phi_B(\mathbf{r}) = -\frac{GM_B}{(r^2 + r_B^2)^{1/2}}, \quad (5.1)$$

und die Kraft, die auf einen Körper (Masse $m = 1$) wirkt ist,

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi_B(\mathbf{r}) = -\frac{GM_B\mathbf{r}}{(r^2 + r_B^2)^{3/2}}. \quad (5.2)$$

Bild 5.1 gibt eine Darstellung der Dichte (a) und des Potentials (b). Diese sind gegeben in den Einheiten $M_\odot \text{ pc}^{-3}$ für die Dichte und $\text{pc}^2 \text{ a}^{-2} \simeq 10^{12} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \simeq 2 \times 10^{55} \text{ erg } M_\odot^{-1}$ für das Potential.

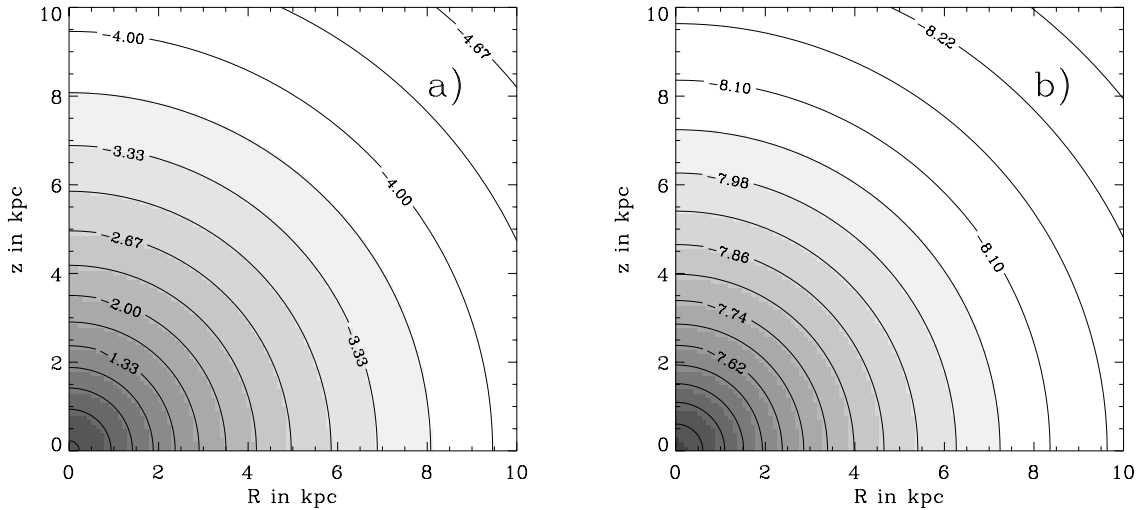


Abbildung 5.1: a) Dekadischer Logarithmus der Dichte des galaktischen Bulges des Modells. b) Dekadischer Logarithmus der Potentialverteilung. Die Abbildung zeigt einen Schnitt durch die Rz -Ebene. Das ganze ist rotationssymmetrisch um die z -Achse. Die zentrale Dichte beträgt $1.06 M_\odot \text{ pc}^{-3}$. Das Potential liegt in den Einheiten $\text{pc}^2 \text{ a}^{-2} \simeq 10^{12} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ vor.

Die Sternkomponente der Milchstraßenscheibe:

Beobachtungen von Spiralgalaxien zeigen, daß die Dichteverteilung in radialer Richtung sehr gut durch ein Exponentialgesetz beschrieben wird ($\rho_R(R) = \rho_S e^{-R/R_S}$), wobei im Falle der Milchstraße für die Sternkomponente alleine die Werte $R_S = 3.5$ kpc und $\rho_S = 0.82 \text{ M}_\odot \text{pc}^{-3}$ gelten (siehe Gl. (2.55), bzw. Allen 1973, §118). Der Verlauf der Sterndichte senkrecht zur galaktischen Scheibe wird in Abb. 2.6 zwar sehr gut durch ein Gesetz der Form $\rho_z(z) \propto (1 - e^{-z/z_S})/z$ wiedergegeben, siehe Gl. (2.53), doch sei hier der einfachere Ansatz eines exponentiellen Abfalles in z -Richtung bevorzugt: $\rho(z) = \rho_\odot e^{-z/z_S}$. Auch dieser beschreibt die globalen Eigenschaften des Potentials gut und hat den Vorteil, analytisch einfacher handhabbar zu sein. Es ist die Sterndichte in Sonnenumgebung $\rho_\odot = 0.072 \text{ M}_\odot \text{pc}^{-3}$ (Allen 1973, §118) und die Skalenhöhe $z_S = 250$ pc. Mit der Gesamtdichte $\rho(R, z) = \rho_R(R) \times \rho_z(z)$ läßt sich nun durch Inversion der Poisson-Gleichung (2.10) ein Ausdruck für das Potential gewinnen. Vermittels der Hankel-Transformierten[†] der Dichte bezüglich R , $\tilde{\rho}(k, z)$, ergibt sich das Potential zu (Kuijken & Gilmore 1989):

$$\begin{aligned} \Phi_S(R, z) &= -2\pi G \int_0^\infty dk J_0(kR) \int_{-\infty}^\infty d\zeta \tilde{\rho}(k, \zeta) e^{-|x-\zeta|} \\ &= -2\pi G \int_0^\infty dk J_0(kR) \int_0^\infty u du J_0(ku) \rho_R(u) \int_{-\infty}^\infty d\zeta \rho_z(\zeta) e^{-|x-\zeta|} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Setzt man die konkrete Form der doppelt exponentiellen Dichteverteilung ein, dann erhält man

$$\Phi_S(R, z) = -4\pi G \rho_S \kappa \int_0^\infty dk J_0(kR) (\kappa^2 + k^2)^{-3/2} \frac{\lambda e^{-k|z|} - k e^{-\lambda|z|}}{\lambda^2 - k^2}, \quad (5.4)$$

wobei $\kappa \equiv 1/R_S$ und $\lambda \equiv 1/z_S$ jeweils die inversen Skalenlängen sind. Abbildung 5.2 zeigt das Dichte-Potential-Paar der Sternkomponente der galaktischen Scheibe in logarithmischer Darstellung. Man erkennt in (a) gut den doppelt logarithmischen Verlauf der Dichte.

Die Kraft auf eine Einheitsmasse $m = 1$ ergibt sich durch Differentiation, $\mathbf{F} = -\nabla\Phi$. In zylindrischen Koordinaten ($\text{sign}(z)$ bezeichnet das Vorzeichen von z) erhält man:

$$F_R(R, z) = -4\pi G \rho_S \kappa \int_0^\infty k dk J_1(kR) (\kappa^2 + k^2)^{-3/2} \frac{\lambda e^{-k|z|} - k e^{-\lambda|z|}}{\lambda^2 - k^2} \quad (5.5.a)$$

$$F_z(R, z) = -4\pi G \rho_S \kappa \int_0^\infty dk J_0(kR) (\kappa^2 + k^2)^{-3/2} k \lambda \text{sign}(z) \frac{e^{-k|z|} - e^{-\lambda|z|}}{\lambda^2 - k^2} \quad (5.5.b)$$

Aufgrund der Rotationssymmetrie ist $F_\varphi = 0$.

Eine analytische Darstellung dieser beiden Integrale existiert nicht und so müssen sie numerisch gelöst werden. Dieses Kapitel behandelt die Wechselwirkung von Satellitengalaxien mit

[†]Die Hankel-Transformierte einer Funktion $f(x)$ ist $\tilde{f}(k) = \int_0^\infty x dx J_0(kx) f(x)$, mit J_0 , der Bessel-Funktion erster Gattung 0-ter Ordnung (Bronstein & Semendjajew 1979).

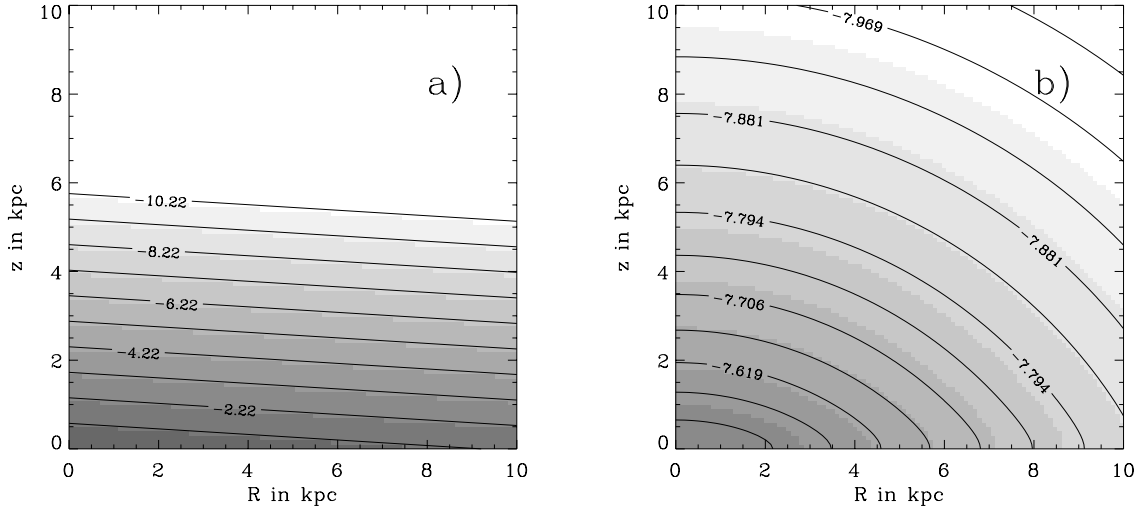


Abbildung 5.2: a) Dekadischer Logarithmus der Dichte der Sternkomponente der galaktischen Scheibe. b) Dekadischer Logarithmus der Potentialverteilung. Die Abb. zeigt einen Schnitt durch die Rz -Ebene. Das ganze ist rotationssymmetrisch um die z -Achse. Dichte in $M_\odot \text{pc}^{-3}$ und Potential in $\text{pc}^2 \text{a}^{-2} \simeq 10^{12} \text{km}^2 \text{s}^{-2}$.

Kugelsternhaufen der Milchstraße. Beide bewegen sich dabei im galaktischen Potential. Zur Berechnung der Trajektorie der Satellitengalaxie integriert man Gl.'n (5.5.a,b) jeweils numerisch. Für die Population der Kugelsternhaufen (um die statistische Aussagekraft zu vergrößern umfaßt diese in maximalen Rechnungen 25000 Objekte) wäre ein solches numerisches Lösungsverfahren viel zu zeitaufwendig. Darum wird die Kraft auf einen Kugelsternhaufen nach folgendem Schema quasianalytisch approximiert:

Bei der Berechnung der Kraft in radialer Richtung geht man zunächst von der Annahme aus, daß der Kugelsternhaufen sich nur in kleinen galaktischen Höhen aufhält (tatsächlich ist die Anfangsbedingung ja $z = 0$). Gleichung (5.5.a) wird für $z = 0$ integriert und als Tabelle abgelegt, so daß man F_R für jeden Kugelsternhaufen einfach durch Nachschlagen erhält.

Die Kraft in z -Richtung kann man wieder durch Betrachtung der Poisson-Gleichung (2.10),

$$4\pi G\rho = \nabla^2 \Phi = -\nabla \mathbf{F} = -\left[\frac{1}{R} \frac{\partial R F_R}{\partial R} + \frac{\partial F_z}{\partial z} \right], \quad (5.6)$$

gewinnen. Mit der Definition einer höhenabhängigen Oberflächendichte $\Sigma(z) \equiv \int_{-z}^z dz' \rho(z')$ ergibt sich,

$$|F_z(R, z)| = 2\pi G \Sigma(z) + \frac{1}{2} \int_{-z}^z dz' \frac{1}{R} \frac{\partial R F_R}{\partial R} \bigg|_R. \quad (5.7)$$

Der letzte Term läßt sich durch die Oort'schen Konstanten (siehe MB, Kap. 8-1) ausdrücken: $R^{-1} \partial_R (R F_R) = 2(A^2 - B^2)^\dagger$; er kann für Galaxien mit flachen Rotationskurven in kleinen Höhen

vernachlässigt werden. Für unsere Milchstraße gilt $A = 16 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ und $B = -12 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$ (MB, Kap. 8-1). Damit ist $2(A^2 - B^2) \simeq 10^2 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \ll \partial F_z / \partial z \simeq 10^6 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ für $M = 1$. Beim Einsetzen der doppelt exponentiellen Dichteverteilung $\rho(R, z) = \rho_S e^{-R/R_S} e^{-|z|/z_S}$ ergibt sich schließlich,

$$|F_z(R, z)| = 4\pi G z_S \rho_S e^{-R/R_S} \left[1 - e^{-|z|/z_S} \right]. \quad (5.8)$$

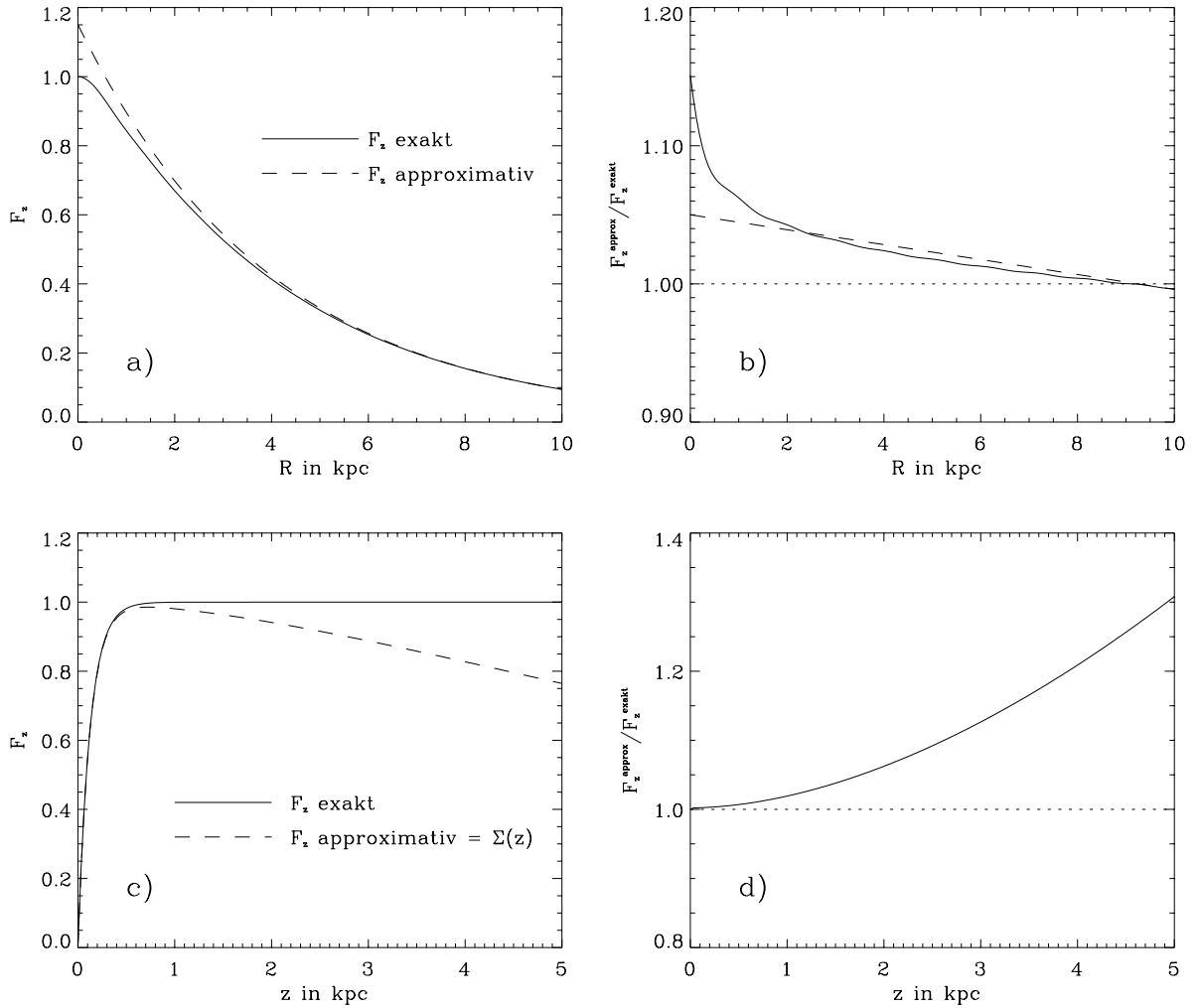


Abbildung 5.3: Vergleich der Kraft in z -Richtung der vollständigen Lösung (5.5.b) der Poisson-Gleichung und der approximativen Lösung (5.8). In a) und b) erkennt man die radiale Abhängigkeit. Die gestrichelte Linie in b) nähert das relative Verhältnis der beiden Lösungen als lineare Funktion. Diese kann als Korrekturfaktor der approximativen Lösung verwandt werden. In c) und d) ist die Abhängigkeit von der galaktischen Höhe dargestellt, bei $R = R_\odot$. Man erkennt deutlich den Fehler den man durch Vernachlässigung des Termes $2(A^2 - B^2)|z|$ in Gl. (5.7) macht.

Bild 5.3 zeigt einen Vergleich der Berechnung von F_z nach Gl. (5.5.b) und (5.8). In a) und b) sieht man, daß Gl. (5.8) eine ganz gute Approximation für den interessanten Bereich $R \gtrsim 3 \text{ kpc}$ darstellt. Die Güte der Näherung läßt sich erhöhen, wenn man den analytischen Ausdruck (5.8) mit der linearen Korrektur $f(R) = (1.05 - 0.005 R)^{-1}$ (gestrichelte Linie) multipliziert. Weiter erkennt man in c) und d), daß bei $R = R_\odot$ die tatsächliche Kraft bis in Höhen von $z \lesssim 500 \text{ pc}$ gut approximiert wird. Für größere z sieht man deutlich den Einfluß des Termes $2(A^2 - B^2)|z|$ in Gl. (5.7).

Der Gasanteil der galaktischen Scheibe:

Analog zu der Sternkomponente der Scheibe geht man auch beim Gas von einer doppelt exponentiellen Dichteverteilung aus, $\rho(R, z) = \rho_G e^{-R/R_G} e^{-|z|/z_G}$. Allerdings ist die Massendichte geringer: $\rho_G = 0.48 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$, was bei $R_G = R_S = 3.5 \text{ kpc}$ in Sonnenumgebung zu einer Gasdichte von $\rho(R_\odot, 0) = 0.042 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$ führt (Allen 1973, §118). Das Gas der Milchstraße ist stark in der galaktischen Ebene konzentriert, so daß die vertikale Skalenhöhe klein ist, $z_G = 0.125 \text{ kpc}$. Bei der Berechnung der Kräfte verfährt man wie bei den Sternen. Für die Kugelsternhaufen wird F_R tabelliert und F_z analytisch approximiert, für die Zwerggalaxie werden Gl.'n (5.5.a,b) vollständig integriert.

In Abb.5.4 findet man wieder Dichte und Potential des Gases der galaktischen Scheibe dargestellt.

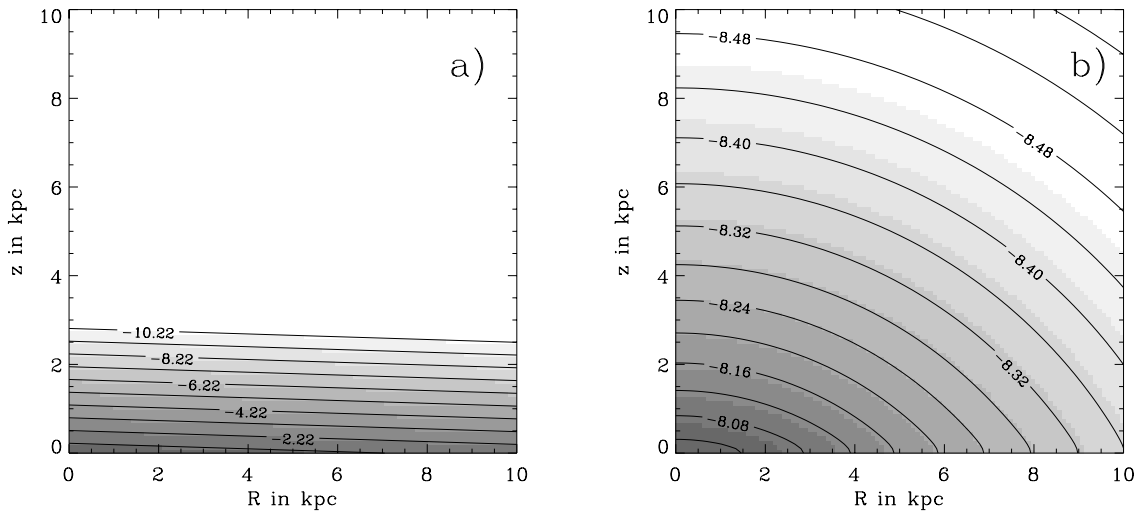


Abbildung 5.4: a) Dekadischer Logarithmus der Dichte der Gaskomponente der galaktischen Scheibe. b) Dekadischer Logarithmus der Potentialverteilung. Die Abb. zeigt einen Schnitt durch die Rz -Ebene. Das ganze ist rotationssymmetrisch um die z -Achse. (ρ in $\text{M}_\odot \text{ pc}^{-3}$ und Φ in $\text{pc}^2 \text{ a}^{-2} \simeq 10^{12} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$)

Der Dunkle Halo:

Mit den bisherigen drei Komponenten hat man die wichtigsten sichtbaren Bestandteile der Milchstraße berücksichtigt. Berechnet man daraus die Rotationskurve, so stellt man fest, daß die sich ergebende Rotationsgeschwindigkeit viel zu klein ist, verglichen mit der beobachteten. Es muß also noch weitere Materie in der Milchstraße geben. Da diese nicht leuchtet (sonst wäre sie schon

beobachtet worden), nennt man sie Dunkle Materie. Aus der Konstanz der Kreisgeschwindigkeit, $v_c^2 = r d\Phi/dr = GM(r)/r = \text{const.}$, folgt $M(r) \propto r$ und damit für die Dichte, $\rho(r) \propto r^{-2}$. Der Dunkle Halo hat also eine ähnliche Dichteverteilung wie eine isotherme Kugel (Kap. 2.3.4). Vernachlässigt man eine eventuelle Abflachung des Halos, d.h. nimmt man sphärische Symmetrie an, dann erhält man folgendes Dichte-Potential-Paar:

$$\rho_H(R, z) = \left(\frac{v_H^2}{4\pi G} \right) (R^2 + z^2 + R_H^2)^{-1} \quad (5.9.a)$$

$$\Phi_H(R, z) = \frac{1}{2} v_H^2 \ln (R^2 + z^2 + R_H^2) \quad (5.9.b)$$

Die Größe v_H hängt mit dem Beitrag des Halos zur Rotationsgeschwindigkeit in Sonnenumgebung v_{cH} zusammen, $v_H^2 = v_{cH}^2 (R_\odot^2 + R_H^2)/R_\odot^2$. Die Wahl des Kernradius ist $R_H = 2.5 \text{ kpc}$. Mit $v_{cH} = 170 \text{ km s}^{-1}$ folgen als Massendichte im Zentrum und in Sonnennähe, $\rho_H(0) = 0.09 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$, bzw. $\rho_H(R_\odot) = 0.013 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$. Der Wert $v_{cH} = 170 \text{ km s}^{-1}$ ergibt sich, will man in Sonnennähe die gemessene Rotationsgeschwindigkeit von $v_c = 220 \text{ km s}^{-1}$ reproduzieren. Die Anpassung der so erzeugten Rotationsgeschwindigkeit an die gemessene ist das einzige Bindeglied zwischen Beobachtung und Modell.

Abbildung 5.5 gibt wieder das Dichte-Potential-Paar an.

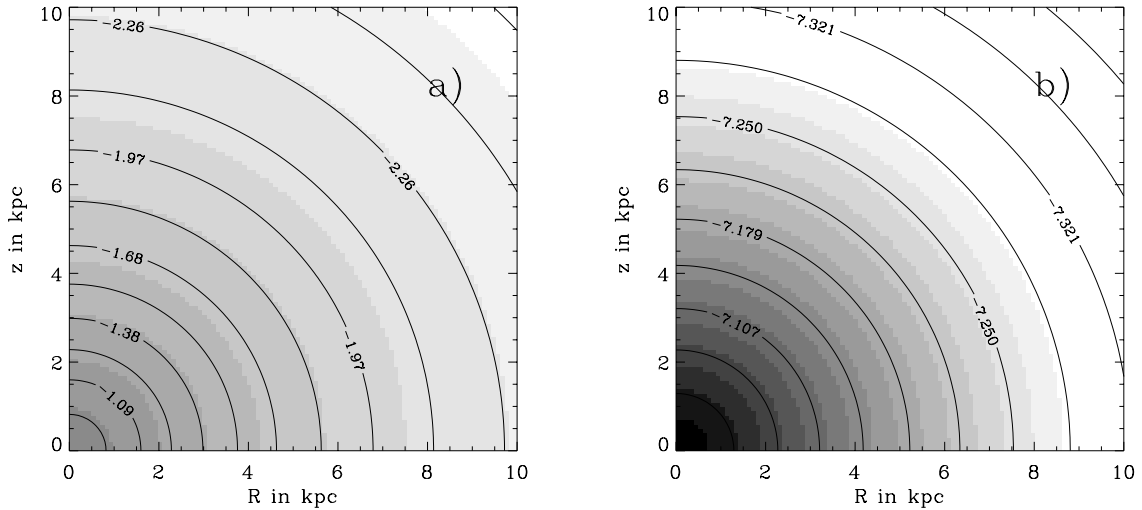


Abbildung 5.5: a) Dekadischer Logarithmus der Dichteverteilung des Dunklen Halos. b) Dekadischer Logarithmus der dazugehörigen Potentialverteilung. Die Abb. zeigt einen Schnitt durch die Rz -Ebene. Das ganze ist rotationssymmetrisch um die z -Achse. (ρ in $\text{M}_\odot \text{ pc}^{-3}$ und Φ in $\text{pc}^2 \text{ a}^{-2} \simeq 10^{12} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$)

In Abb. 5.6 sei für die vier Hauptbestandteile des Modells (Bulge, Gas- und Sternscheibe und Halo) der Verlauf der radialen Kraft F_R als Funktion von R (a), der Verlauf der vertikalen Kraft F_z als Funktion der galaktischen Höhe z (b) und die Rotationskurve $v_c^2 = R F_R$ (c) dargestellt. Abb. 5.7 schließlich ermöglicht einen direkten Vergleich des Dichte- und Potentialverlaufes entlang der Achse vom galaktischen Zentrum zur Sonne (also für $z = 0$).

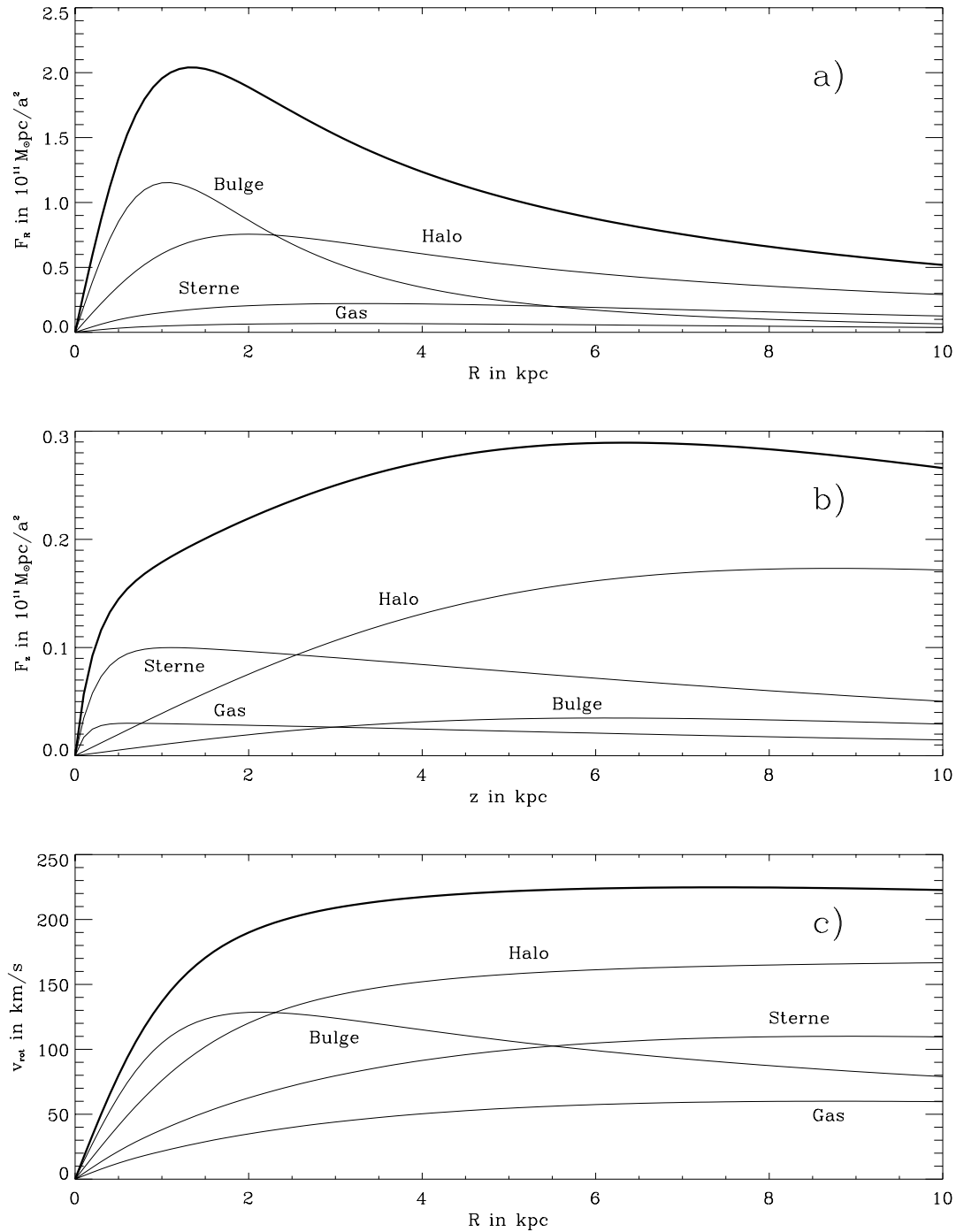


Abbildung 5.6: Verlauf F_R (a) und F_z (b) als Funktion des Radius (bei $z = 0$), bzw. der galaktischen Höhe (bei $R = R_{\odot}$), für die vier Hauptbestandteile des Galaxienmodells. Die Rotationskurve ist in (c) wiedergegeben. Die dicke Linie stellt jeweils die Summe der vier Komponenten dar.

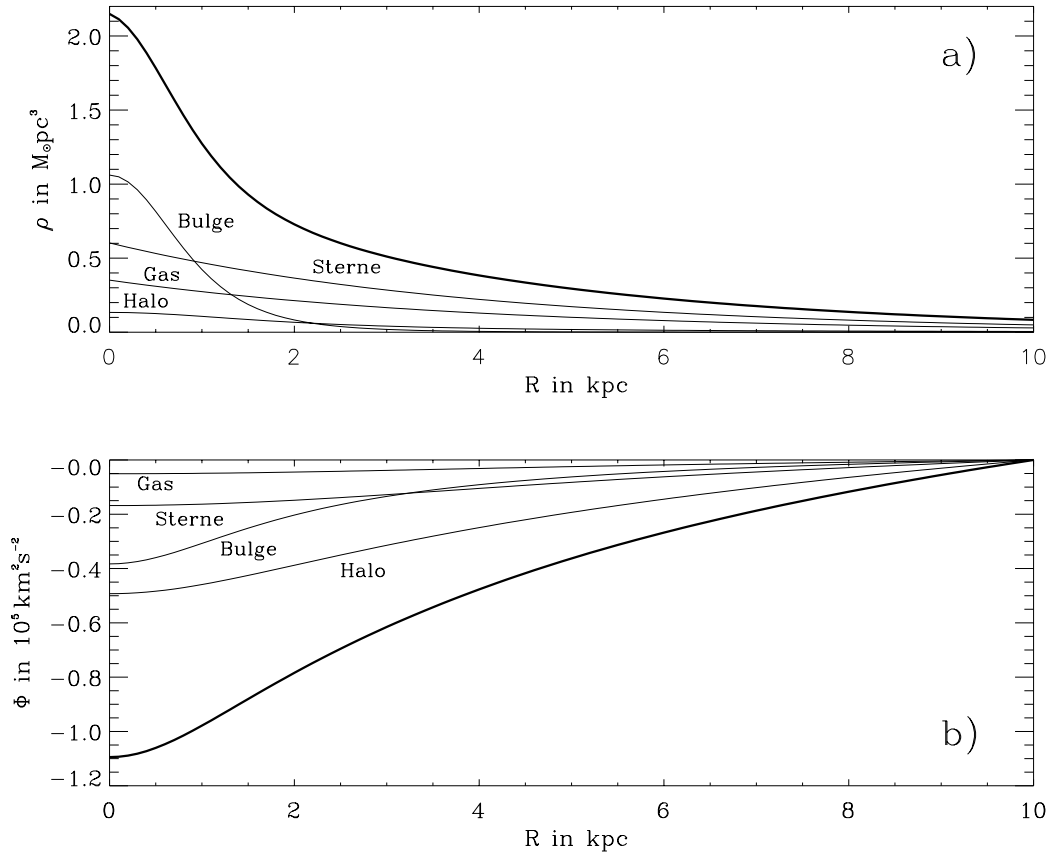


Abbildung 5.7: a) Vergleich der Dichten der vier Bestandteile des Galaxienmodells entlang der R -Achse für $z = 0$. b) Dasselbe für die Potentialverteilung, normiert auf den Wert $\Phi = 0$ für $R = 10 \text{ kpc}$. Die Dicke Linie ist jeweils die Summe der vier Komponenten.

Die dynamische Reibung:

Eine realistische Beschreibung der Bewegung von Objekten in der Milchstraße muß den Effekt der dynamischen Reibung gegen die Hintergrunddichte der galaktischen Materieverteilung berücksichtigen. Chandrasekhar (1942) war der erste, der die Kraft auf einen Körper berechnete, der sich durch ein Medium der homogenen Dichte ρ bewegt. Sind die Geschwindigkeiten der Hintergrundteilchen mit Masse m Maxwell-verteilt (Gl (2.42)) mit Dispersion σ , dann ergibt sich die Reibungskraft auf den Körper M als,

$$\mathbf{F}_R(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -\frac{4\pi \ln \Lambda G^2 \rho M^2}{v^3} \left[\text{erf}(\chi) - \frac{2\chi}{\sqrt{\pi}} e^{-\chi^2} \right] \mathbf{v}. \quad (5.10)$$

Die Gleichung gilt im Limes $M \gg m$ und die räumliche Verteilung der Hintergrundteilchen ist in der Dichte ρ zusammengefaßt. Der dimensionslose Parameter $\chi \equiv v/(\sqrt{2}\sigma)$ gibt das Verhältnis von Objektgeschwindigkeit v zur typischen Geschwindigkeit der Hintergrundteilchen $\sqrt{2}\sigma$ an. Die Funktion $\text{erf}(z)$ ist das Gauß'sche Fehlerintegral: $\text{erf}(z) \equiv 2/\sqrt{\pi} \int_0^z e^{-t^2} dt$ (Grad-

shteyn & Rzyzik 1965, §8.25). Die Größe $\ln \Lambda$ ist der Coulomb-Logarithmus. Er beinhaltet die Grenzen, bei denen die in Gl. (5.10) verwandten Näherungen zusammenbrechen. Es ist

$$\Lambda \equiv \frac{b_{max}}{b_{min}} = \frac{b_{max} v^2}{GM}, \quad (5.11)$$

wobei der maximale Stoßparameter b_{max} durch die Dimension des Systems bestimmt ist und der minimale Stoßparameter b_{min} erreicht wird, wenn die Geschwindigkeitsänderung Δv (errechnet sich nach den Formeln (3.9.a,b)) des gestreuten Hintergrundteilchens $m \ll M$ in die Größenordnung der Geschwindigkeit v kommt, $b_{min} = GM/v^2$. Die Kraft auf den Körper ist proportional zum Quadrat der Masse, d.h. je massiver das Objekt, desto schneller verliert es Drehimpuls und desto schneller fällt es dem galaktischen Zentrum zu.

Mit diesen fünf Anteilen zur Kraft sind die wichtigsten Einflüsse auf die Bewegung eines Teilchens im galaktischen Feld erfaßt. Das hier vorgestellte Potentialmodell der Milchstraße beruht im wesentlichen auf den Ergebnissen einer Semesterarbeit an der University of Illinois (Klessen 1991). Das Modell beschreibt unsere Galaxie, wie sie sich zum heutigen Zeitpunkt darstellt. Zur Zeit der Entstehung der Kugelsternhaufen waren die Verhältnisse sicher verschieden, speziell die Relation von Gas zu Sternen war anders, da sich im Laufe der Sternentstehungsgeschichte der Milchstraße viel Gas in Sterne umwandelte. Auch kann ein Teil der heute beobachteten Materie erst durch Akkretion erworben worden sein, viele Indizien sprechen für dieses Bild (z.B. Harris 1994 für eine Untersuchung der Halosterne, Zinn). Dennoch sollte das grobe Bild der Materieverteilung in der Milchstraße innerhalb der letzten 10^{10} Jahren gleich geblieben und hier adäquat erfaßt worden sein.

5.2 Verhalten einer Zwerggalaxie im galaktischen Potential

Um den Einfluß einer Zwerggalaxie auf die Kugelsternhaufenpopulation der Milchstraße sinnvoll diskutieren zu können, ist es ratsam zunächst die dynamische Entwicklung der Satellitengalaxie im galaktischen Feld alleine zu untersuchen. Abbildung 5.8 zeigt diese Entwicklung für eine Zwerggalaxie mit $M = 10^{10} M_{\odot}$, was grob einem zwanzigsten Teil der Masse der Milchstraße entspricht. Sie ist dargestellt durch ein Plummer-Dichteprofil (Gl. (2.38)) mit Kernradius $r_0 = 500$ pc und einem anfänglichen Abschneideradius von $r_c = 5$ kpc. Die Zwerggalaxie besteht in dieser N-Körper-Simulation aus 10 000 Teilchen. Die Anfangsposition ist bei $R = 14$ kpc und $z = 0$ kpc, also in der galaktischen Ebene, mit Anfangsgeschwindigkeit $\mathbf{v} = 200 \text{ km s}^{-1} \mathbf{e}_z$ senkrecht zur Scheibenebene. Man erkennt deutlich, daß der Satellit durch die Gezeitenkräfte der Galaxie in hohem Maße Sterne verliert, die filamentartige Strukturen bilden. Diese lösen sich aufgrund der differentiellen Rotation immer mehr auf und bilden schließlich einen diffusen, ausgedehnten Halo scheibenförmiger Gestalt. Der Massenverlust des Satelliten erfolgt vorwiegend über dessen Außenbereiche, da hier der relative Einfluß der Galaxie am größten ist. Man kann seinen Kernbereich bis etwa 1.5×10^9 a verfolgen. Dann löst auch er sich innerhalb kurzer Zeit auf, weil er den zentralen Gebieten der Milchstraße zu nahe gekommen ist. Nach 1.2×10^9 Jahren hatte er bereits etwa 50 % seiner Masse verloren. Die Sterne der Zwerggalaxie bilden schließlich eine ausgedehnte scheibenförmige Struktur, wie sie typischerweise in dieser Art von Rechnungen

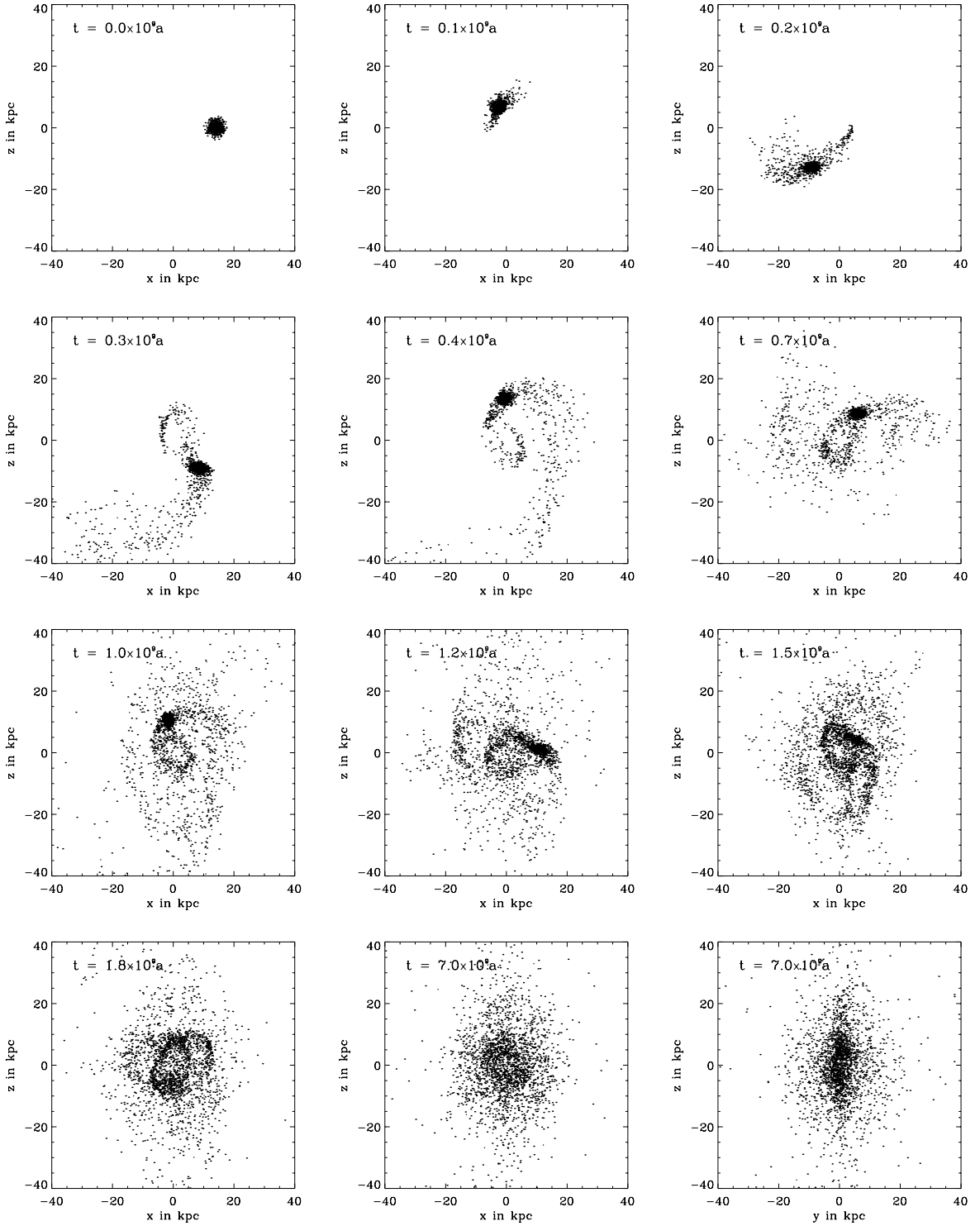


Abbildung 5.8: Entwicklung einer Satellitengalaxie im galaktischen Feld. Die Zwerggalaxie ist zu Beginn dargestellt als Plummer-Sphäre mit Masse $M = 10^{10} M_{\odot}$, Kernradius $r_0 = 500$ pc und Abschneideradius von $r_c = 5$ kpc, ist also relativ massiv und kompakt. Anfangsposition und -geschwindigkeit sind $\mathbf{x}_{init} = (14 \text{ kpc}, 0, 0)$ und $\mathbf{v}_{init} = (0, 0, +200 \text{ km s}^{-1})$.

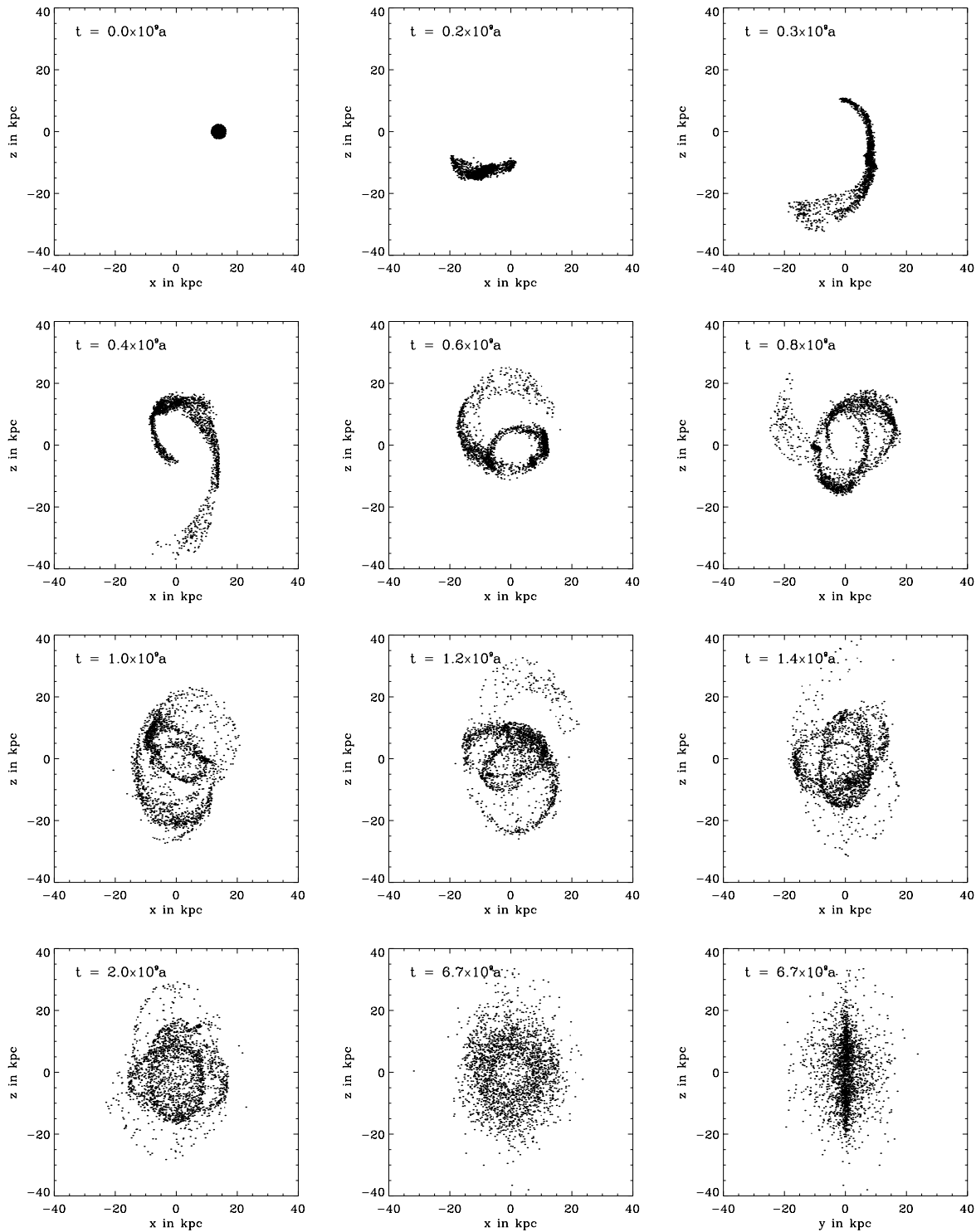


Abbildung 5.9: Entwicklung einer Satellitengalaxie im galaktischen Feld. Die Zwerggalaxie ist nun anfänglich dargestellt als Plummer-Sphäre mit Masse $M = 10^9 M_\odot$ bei Kernradius $r_0 = 500$ pc und Abscheideradius von $r_c = 5$ kpc. Damit ist sie verhältnismäßig klein und diffus. Anfangsposition und -geschwindigkeit sind wieder $\mathbf{x}_{init} = (14 \text{ kpc}, 0, 0)$ und $\mathbf{v}_{init} = (0, 0, +200 \text{ km s}^{-1})$.

erhalten wird (z.B. Hernquist & Quinn 1993), von etwa 20 kpc Länge in radialer und 5 kpc in vertikaler Richtung. Diese Scheibe steht aufgrund der Wahl der Anfangsgeschwindigkeit senkrecht auf der eigentlichen Ebene der Milchstraße. Die verschiedenen Teile der Abbildung zeigen die Entwicklung der Zwerggalaxie in der Sicht auf deren Bahnebene. Die letzten beiden Bilder stellen den sich einstellenden stationären Zustand nach 7×10^9 a dar, einmal mit Blick auf die Scheibe und dann von der Seite.

Die nächste Abbildung (5.9) behandelt bei sonst gleichen Anfangsbedingungen die Akkretion einer um den Faktor zehn kleineren Satellitengalaxie. Sie hat Masse $10^9 M_\odot$, ist also bei gleichem Kernradius $r_0 = 500$ pc relativ diffus und störanfällig. Die gesamte Zwerggalaxie wird von den Gezeitenkräften immer mehr in die Länge gezogen und bildet eine schleifenartige Struktur, die sich über mehrere Bahnperioden erstreckt, bevor sie durch die differentielle Rotation immer mehr verwaschen wird und schließlich eine diffuse toroidale Struktur bildet. Die Stärke der dynamischen Reibung skaliert mit dem Quadrat der Masse. Dadurch ist der Abstand der Zwerggalaxie zum Milchstraßenzentrum noch sehr groß, wenn sie sich vollständig aufgelöst hat und die sich einstellende Sternverteilung besitzt dort nur geringe Dichte, sie ähnelt einem flachgedrückten, diffusen Torus. Ein weiterer Unterschied zum Endzustand im vorherigen Beispiel ist die geringere Skalenlänge dieser Struktur. Der Zustand hier ist dynamisch kälter.

Es stellt sich die Frage, wie astrophysikalisch relevant die hier betrachteten Anfangsbedingungen $\mathbf{x}_{init} = (14 \text{ kpc}, 0, 0)$ und $\mathbf{v}_{init} = (0, 0, +200 \text{ km s}^{-1})$ sind. Die Anfangsbedingungen sind so gewählt, daß der Satellit auf seinen ersten Durchgängen durch die galaktische Ebene die Randbereiche der optischen Scheibe trifft. Sehr diffuse Systeme hätten sich auf ihrer Spiralbahn dem galaktischen Zentrum entgegen bereits vorher aufgelöst und könnten zur Scheibenheizung nichts beitragen. Man beobachtet in der Milchstraße einen solchen Fall, bei dem sich eine Satellitengalaxie am Rande der optischen Scheibe im letzten Stadium ihrer Auflösung befindet (Ibata et al. 1994). Nur sehr massenreiche und kompakte Objekte können bis in die inneren Bereiche der galaktischen Scheibe vordringen und dort effektiv heizen.

5.3 Einfluß einer Satellitengalaxie auf die Kugelsternhaufenpopulation der Milchstraße

Dieses Kapitel untersucht nun den Einfluß einer akkretierenden Satellitengalaxie auf das dynamische Verhalten von Kugelsternhaufen. Ziel ist es, den Anstieg der kinematischen Dispersion in z -Richtung der Gesamtheit der Kugelsternhaufen zu berechnen, gleichzeitig mit dem Zuwachs der inneren Energie jedes einzelnen Haufens, sprich der internen Geschwindigkeitsdispersion. Aus dem Vergleich der Ergebnisse dieser Rechnungen mit den Beobachtungsdaten, kann man Grenzwerte für die Masse der akkretierten Satelliten gewinnen und Aussagen über deren Kompaktheit ableiten.

5.3.1 Vorgehensweise

Um statistisch signifikante Werte zu erhalten, wird die betrachtete Population von Kugelsternhaufen der Milchstraße von den 140 beobachteten auf die astrophysikalisch völlig unrealistische Zahl von 25 000 Mitgliedern erhöht. Diese 25 000 Testhaufen werden in den Simulationsrechnungen jeweils durch ein Punktteilchen der Masse des Standardkugelsternhaufens ($M = 1.03 \times 10^5 M_\odot$) dargestellt und zufällig über die galaktische Ebene verteilt. Ihr minimaler Abstand zum Zentrum beträgt dabei 2 kpc – Kugelsternhaufen, die bei geringeren Radien entstehen, würden innerhalb von weniger als 10^{10} Jahren durch die starken Gezeitenkräfte zerstört werden (Chernoff & Shapiro 1987, Chernoff & Weinberg 1990) – und der maximale 10 kpc – was etwas weniger ist als der Rand der optischen beobachtbaren Scheibe. Sie bewegen sich in dem Modellpotential der Milchstraße, das in Kap 5.1 beschrieben ist anfänglich auf exakten Kreisbahnen ($v_c \simeq 220 \text{ km s}^{-1}$). Auf die Kugelsternhaufen wirkt neben den Kräften der Muttergalaxie der Einfluß des Störpotentials einer Satellitengalaxie, die sich ebenfalls in dem Modellpotential bewegt. Auf diese wirkt zusätzlich noch dynamische Reibung, die sie im Laufe der Zeit auf Spiralbahnen ins galaktische Zentrum fallen läßt. Die Zwerggalaxie ist dargestellt als starrer Körper mit einem Plummer’schen Dichteprofil. Das Störpotential wird somit nach Gl. (2.37) beschrieben; der Kernradius ist auf $R_0 = 500 \text{ pc}$ fixiert und die Masse beträgt $10^9 M_\odot$, bzw. $10^{10} M_\odot$, je nachdem ob man einen massiven und kompakten oder einen leichten und diffusen Satelliten betrachtet.[†] Die sich ergebenden Trajektorien von Satellit und Testteilchen werden nach einem Leap-Frog-ähnlichem Schema (siehe Anhang C.2.3) mit variablen Zeitschritten integriert. Um eine Abschätzung für das Anwachsen der internen Geschwindigkeitsdispersion der Haufen zu gewinnen, werden bei jedem nahen Vorbeiflug des Satelliten an einem Kugelsternhaufen zum Zeitpunkt des geringsten Abstandes Stoßparameter b und Stoßgeschwindigkeit v_0 bestimmt und aus einer Tabelle der entsprechende Wert von $\Delta\sigma/\sigma$ entnommen. So kann man das Anwachsen der inneren Energie jedes Haufens verfolgen. Nahe bedeutet hier Stoßparameter b kleiner als $100 r_t = 3370 \text{ pc}$.

Mit diesem Vorgehen läßt sich das Aufheizen einer anfänglich dünnen Scheibe (alle Kugelsternhaufen haben $z = 0$ als Anfangswert) gut studieren. Aufgrund der großen Zahl an Testteilchen lassen sich Veränderungen in der Dispersion sowohl räumlich als auch zeitlich gut auflösen.

5.3.2 Impulsapproximation bei massiven ausdehnten Störern

Um den Parameterraum möglichst vollständig zu erfassen, verwendet man wie in Kap. 4 die Impulsapproximation. Abbildung 5.10 zeigt die Werte für die relative Dispersionsänderung $(\sigma_{final} - \sigma_{init})/\sigma_{init}$ und die Erhöhung der Schwerpunktsgeschwindigkeit Δv_{SP} für den Fall einer massiven Satellitengalaxie, also für $M = 10^{10} M_\odot$. Die Parameter sind dieselben wie in Abb. 4.16, bzw. Abb. 4.17, bis auf die geänderte Masse und Ausdehnung des Störkörpers. Dieser ist nun

[†]Die Beschreibung des Satelliten als starren Körper mit konstanter Masse ist angesichts seines Massenverlustes im Gezeitenfeld der Milchstraße (siehe Kap. 5.2) sicherlich zunächst unzureichend und führt zu einem zu starken Anstieg der Geschwindigkeitsdispersion der Population der Kugelsternhaufen. Innerhalb des für diese Diplomarbeit angesetzten Zeitrahmens konnte eine entsprechende Korrektur der effektiv zur Scheibenheizung beitragenden Masse nicht mehr vorgenommen werden und bleibt weiterführenden Studien vorbehalten.

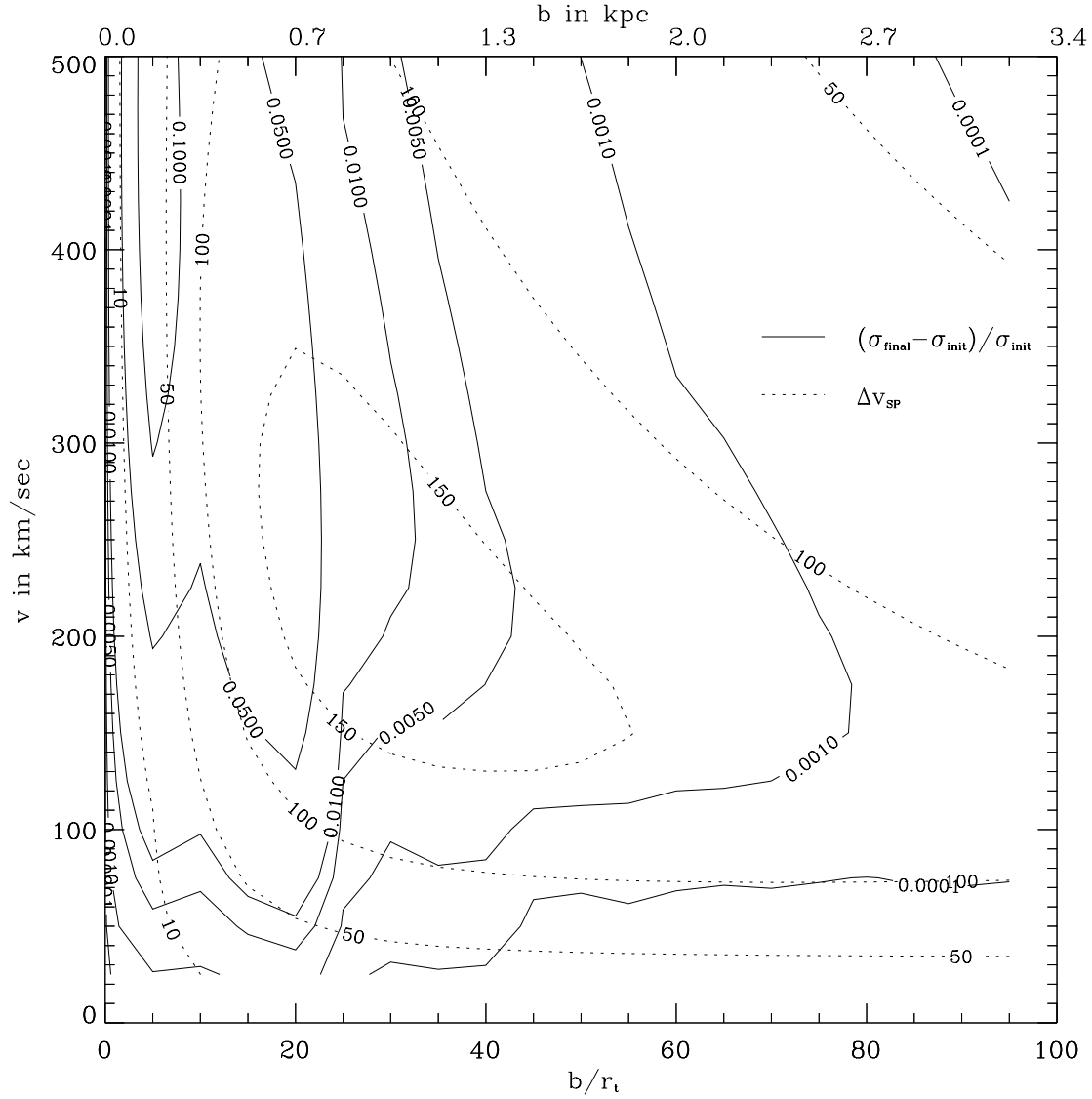


Abbildung 5.10: Relativer Zuwachs der Geschwindigkeitsdispersion $(\sigma_{final} - \sigma_{init})/\sigma_{init}$ (durchgezogene Linie) und Anstieg der Schwerpunktgeschwindigkeit Δv_{SP} im Stoß (gepunktete Linie, Angaben in km s^{-1}). Berechnung erfolgt mit der Impulsapproximation (Kap. 3.2). b ist der Stoßparameter, normiert auf den Gezeitenradius r_t des Kugelsternhaufens und v_0 die Relativgeschwindigkeit des schwarzen Loches. Der Störkörper entspricht einer Plummersphäre mit Gesamtmasse $M = 10^{10} M_{\odot}$ und Kernradius $r_0 = 500$ pc.

keine Punktmasse mehr, deshalb wandert das Maximum des Zuwachses der inneren Energie des Kugelsternhaufens von kleinen Stoßparametern $b/r_t \simeq 0$ in den Bereich $5 \lesssim b/r_t \lesssim 20$. Der Kernradius der Plummersphäre $r_0 = 500$ pc entspricht dabei dem Wert $b/r_t \simeq 15$. Insgesamt sind die Energieüberträge im überwiegenden Teil des Parameterbereiches größer als im Fall von schwarzen Löchern, was aus der erheblich größeren Masse des Zwerggalaxie resultiert. Jedoch ist der maximale Wert von $(\sigma_{final} - \sigma_{init})/\sigma_{init}$ in dem Streifen $5 \lesssim b/r_t \lesssim 20$ mit ~ 0.1 wesentlich kleiner das Maximum in Abb. 4.16, das bei ~ 2 liegt. Dies ist eine Folge der großen Ausdehnung

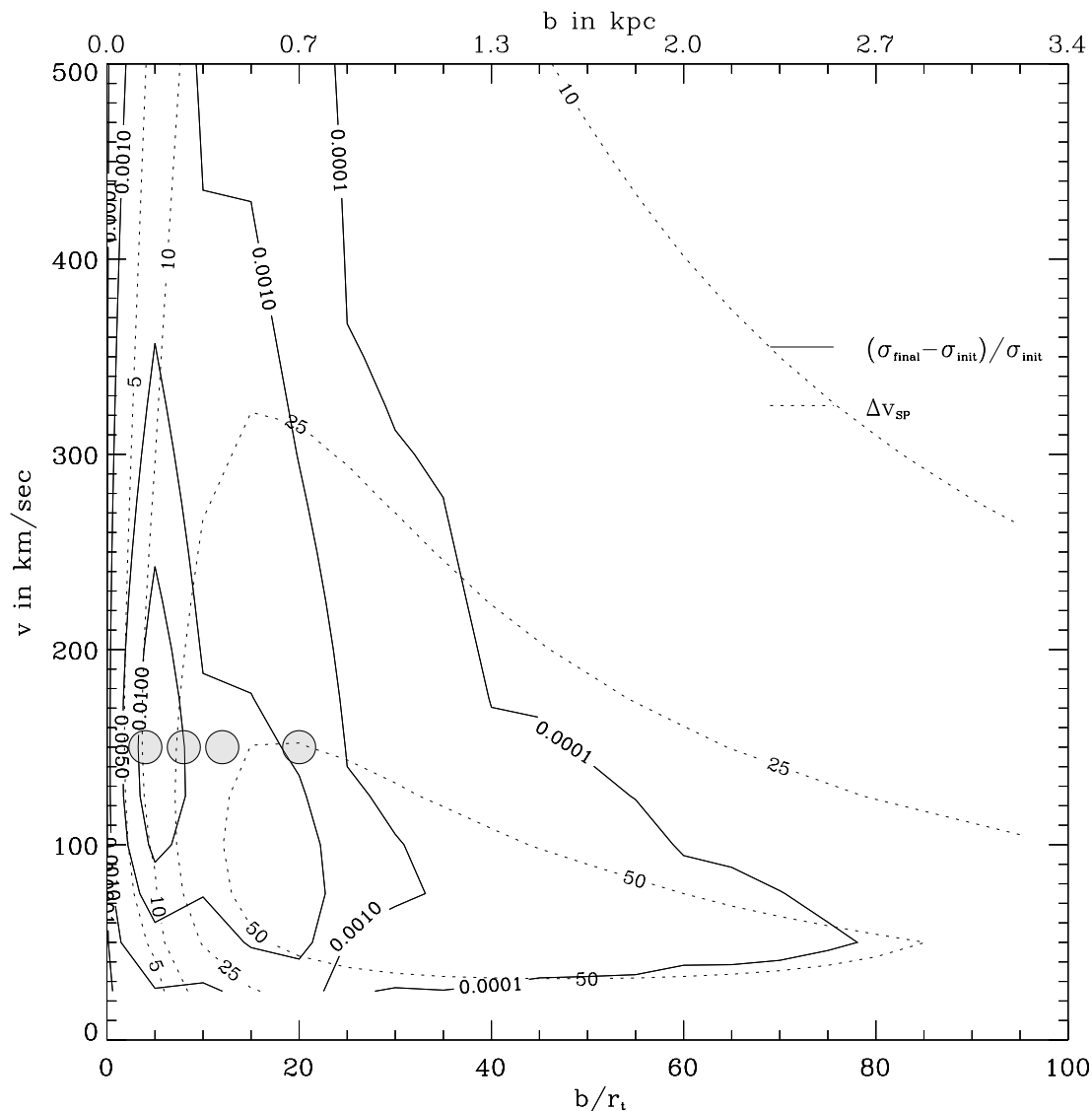


Abbildung 5.11: Relativer Zuwachs der Geschwindigkeitsdispersion $(\sigma_{final} - \sigma_{init})/\sigma_{init}$ (durchgezogene Linie) und Anstieg der Schwerpunktgeschwindigkeit Δv_{SP} im Stoß (gepunktete Linie, Angaben in km s^{-1}). Alle Parameter sind gewählt wie in Abb. 5.10, nur die Masse der Satellitengalaxie beträgt $M = 10^9 M_{\odot}$. Die schraffierten Kreise stellen die Parameterpaare dar, für die N-Körper-Rechnungen durchgeführt wurden.

der Satellitengalaxie im Vergleich zum Kugelsternhaufen. Wie in Kap. 4.4 gezeigt wurde, sind es gerade diese nahen Stoßprozesse mit $b \simeq 0$, die den Hauptteil des Energiezuwachses eines Kugelsternhaufens auf seiner Bahn durch die Milchstraße ausmachen. Man kann hier schon erkennen, daß sich insgesamt die innere Energie des Haufens durch die Wechselwirkung mit akkretierenden Satelliten nicht so effektiv erhöhen läßt. Sehr effektiv ist hingegen die Beschleunigung des Schwerpunkts des Haufens, diese kann in einem einzigen Stoß einen Geschwindigkeitszuwachs von $\Delta v_{SP} \gtrsim 150 \text{ km s}^{-1}$ bewirken, ohne großen Einfluß auf die innere Entwicklung zu nehmen.

Abbildung 5.11 stellt die analoge Parameterstudie für eine Satellitengalaxie mit Masse $M = 10^9 M_\odot$ dar. Man erkennt, der Energieübertrag ist verglichen mit Abb. 5.10 bedeutend kleiner; ansonsten gleichen sich die Verteilungen von $(\sigma_{final} - \sigma_{init})/\sigma_{init}$ und Δv_{SP} in beiden Fällen sehr. Die schraffierten Kreise stellen die Parameterpaare dar, für die eine entsprechende N-Körper-Simulation erfolgte. Die Gegenüberstellung beider Methoden zeigt Abb. 5.12. Beide stimmen innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Somit kann die Impulsapproximation auch den Fall ausgedehnter Störobjekte adäquat beschreiben.

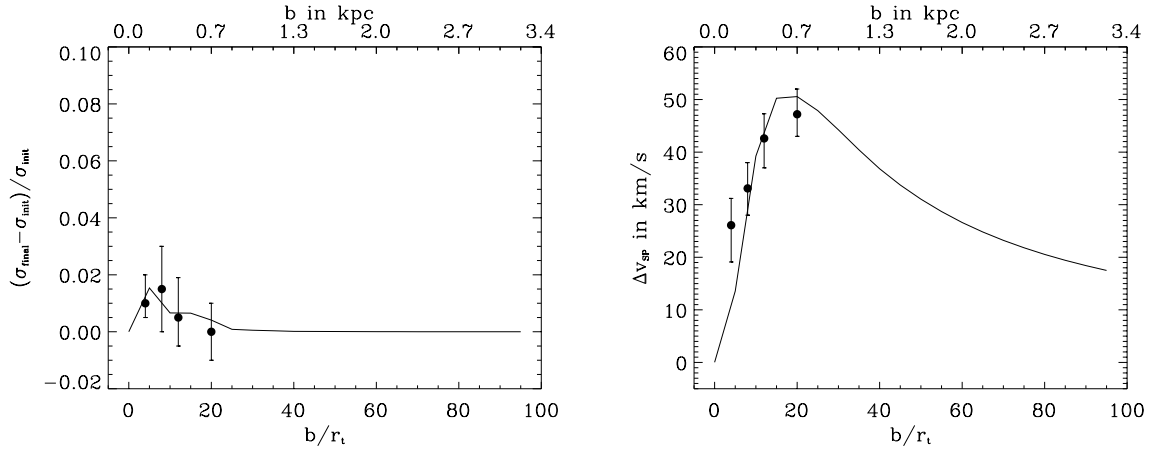


Abbildung 5.12: Vergleich von Impulsapproximation und N-Körper-Rechnungen für die Wechselwirkung einer Zwerggalaxie mit Masse $10^9 M_\odot$ und dem Standardkugelsternhaufen bei einer Relativgeschwindigkeit von $v = 150 \text{ km s}^{-1}$. Links ist der relative Zuwachs der Geschwindigkeitsdispersion dargestellt und rechts die Änderung der Schwerpunktgeschwindigkeit. Die Werte der N-Körper-Simulation sind als ausgefüllte Kreise dargestellt; durchgezogene Linien zeigen die Impulsapproximation.

5.3.3 Simulationsrechnungen

Die in Kap. 5.3.1 beschriebene Vorgehensweise soll nun angewandt werden auf eine Satellitengalaxie der Masse $M = 10^{10} M_\odot$ und eine statistische Population von 25 000 Testhaufen. Die Zwerggalaxie startet in der galaktischen Ebene ($z = 0$) bei einem Abstand von $R = 14 \text{ kpc}$ von galaktischen Zentrum auf einen prograden Orbit mit 45° Inklination zur Ebene. Der Bahnverlauf ist in Abb. 5.13 wiedergegeben. Durch die Wirkung der dynamischen Reibung fällt die Galaxie innerhalb von 2×10^{10} Jahren in das Milchstraßenzentrum. Sie wird sich allerdings schon vorher, bei $t \simeq 1.5 \times 10^{10} \text{ a}$, aufgrund der starken Gezeitenkräfte in Zentrumsnähe aufgelöst haben (vergl. dazu Abb. 5.8). Nachdem diese Effekte in den hier vorgestellten Simulationsrechnungen nicht berücksichtigt werden, sind die Ergebnisse für Zeiten größer als $1.0 - 1.2 \times 10^9 \text{ a}$ nicht glaubwürdig. Innerhalb dieser Zeit hat die Satellitengalaxie bereits 50 % ihrer Masse verloren.

Die nächste Abbildung zeigt die zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeitsdispersion der Kugelsternhaufenpopulation in vertikaler Richtung und in radialer Richtung (Abb. 5.14), jeweils für verschiedene Radien aufgetragen. Der schraffierte Bereich gibt das Zeitintervall an, innerhalb dessen die dargestellten Werte akzeptabel sind. Für größere Zeiten wird der Massenverlust zu groß und die Simulationsrechnung liefert zu hohe Ergebnisse. Das Verhältnis der beiden Ge-

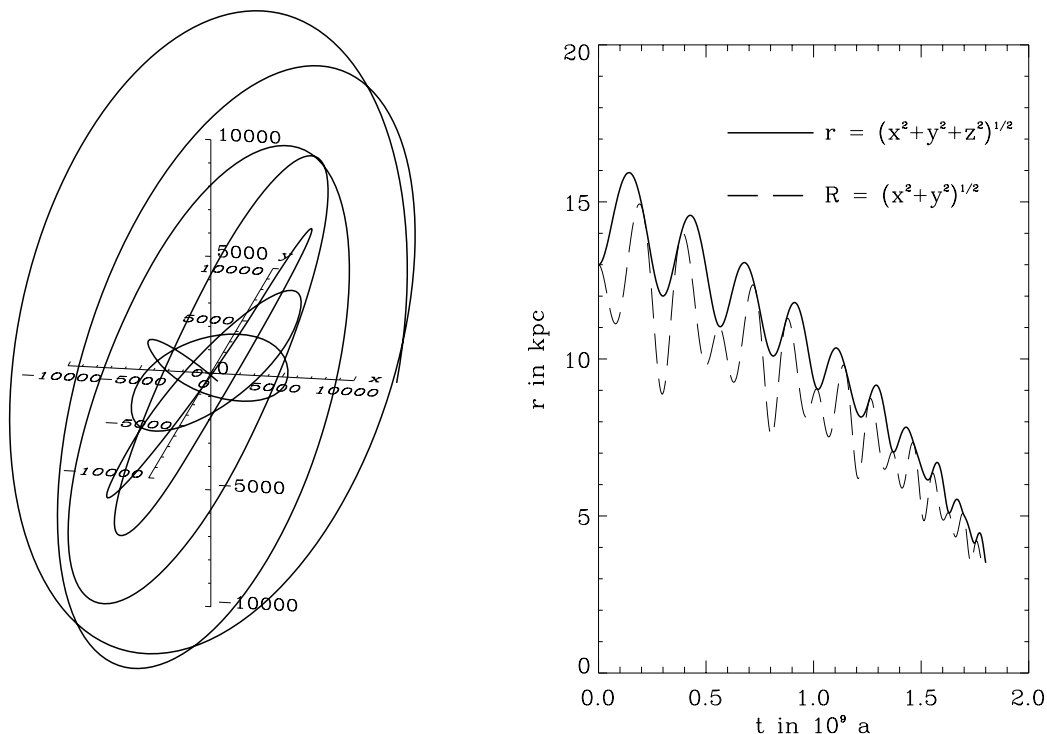


Abbildung 5.13: a) Trajektorie des Schwerpunkts der Satellitengalaxie. b) Abstand zum Milchstraßenzentrum als Funktion der Zeit. Anfangsposition und -geschwindigkeit sind $\mathbf{x}_{init} = (14\text{kpc}, 0, 0)$ und $\mathbf{v}_{init} = (0, 0, +200\text{ km s}^{-1})$. Bei $t = 2 \times 10^{10}$ a hat die Galaxie das Zentrum erreicht.

schwindigkeitsdispersionen ist in Abb. 5.15 dargestellt. Man erkennt, daß dieses über einen großen Zeitraum hinweg im Bereich um 0.5 herum liegt, was sich mit den Beobachtungsdaten deckt (z. B. MB §8-2). Wie die Abbildungen zeigen, vermag eine akkretierende Galaxie der Masse $M = 10^{10} M_{\odot}$ eine anfänglich kinematisch kalte, also dünne Scheibe sehr effektiv aufzuheizen. Zum Zeitpunkt $t = 10^9$ a stellt sich in Sonnenumgebung eine Dispersion in z -Richtung von $\sigma_z \simeq 50\text{ km s}^{-1}$ ein, was etwas zu hoch ist, verglichen mit den Daten für unsere Milchstraße (siehe Kap. 2.4). Man erkennt weiter, daß der Anstieg der Dispersion bei kleineren Radien erst verzögert eintritt, da die Zwerggalaxie eine gewisse Zeit benötigt, bis sie durch dynamische Reibung so viel Drehimpuls verloren hat, daß sie bis dorthin vordringen kann. Um einen Vergleich mit der beobachteten Sternverteilung in Richtung der galaktischen Pole ziehen zu können, zeigt Abb. 5.16 das sich einstellende Dichteprofil für die sechs betrachteten Radienbereiche zu drei verschiedenen Zeiten. Der Dichteverlauf kann anfänglich durch eine Exponentialfunktion genähert werden. Auch hier sind die sich einstellenden Skalenhöhen zu groß für die Werte unserer Milchstraße. Die Reduzierung der Masse der akkretierenden Satellitengalaxie kann diese Diskrepanz beseitigen. Es bleibt allerdings noch abzuschätzen, in welcher Größenordnung der Massenverlust während der Akkretion das Ergebnis beeinflusst.

Schließlich sei in Abb. 5.17 die Verteilung der internen Geschwindigkeitsdispersion (und damit der inneren Energie) der Kugelsternhaufen vor dem endgültigen Auseinanderbrechen der Zwerggalaxie dargestellt. Die Angaben sind auf den ursprünglichen Wert σ_{init} normiert. Liegt σ_{final}

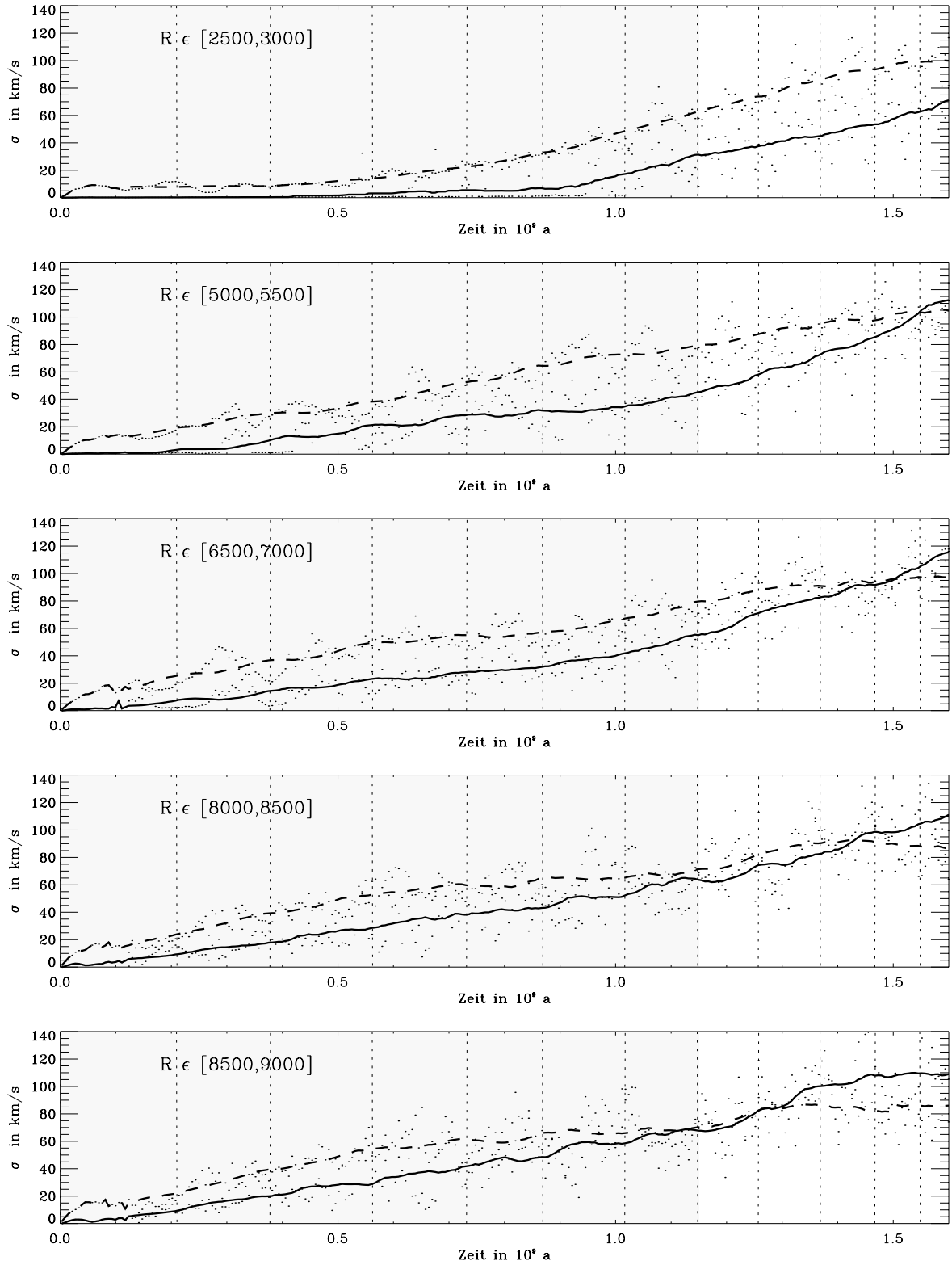


Abbildung 5.14: Zeitentwicklung der Geschwindigkeitsdispersion in z -Richtung σ_z (durchgezogene Linie) und in R -Richtung σ_R (gestrichelt) als Funktion der Zeit, für eine Satellitengalaxie der Masse $M = 10^{10} M_\odot$. Dargestellt für sechs verschiedene Radienbereiche der Breite 500 pc. Die gestrichelten senkrechten Linien geben die Zeitpunkte an, bei denen die Zwerggalaxie die galaktische Ebene durchtritt.

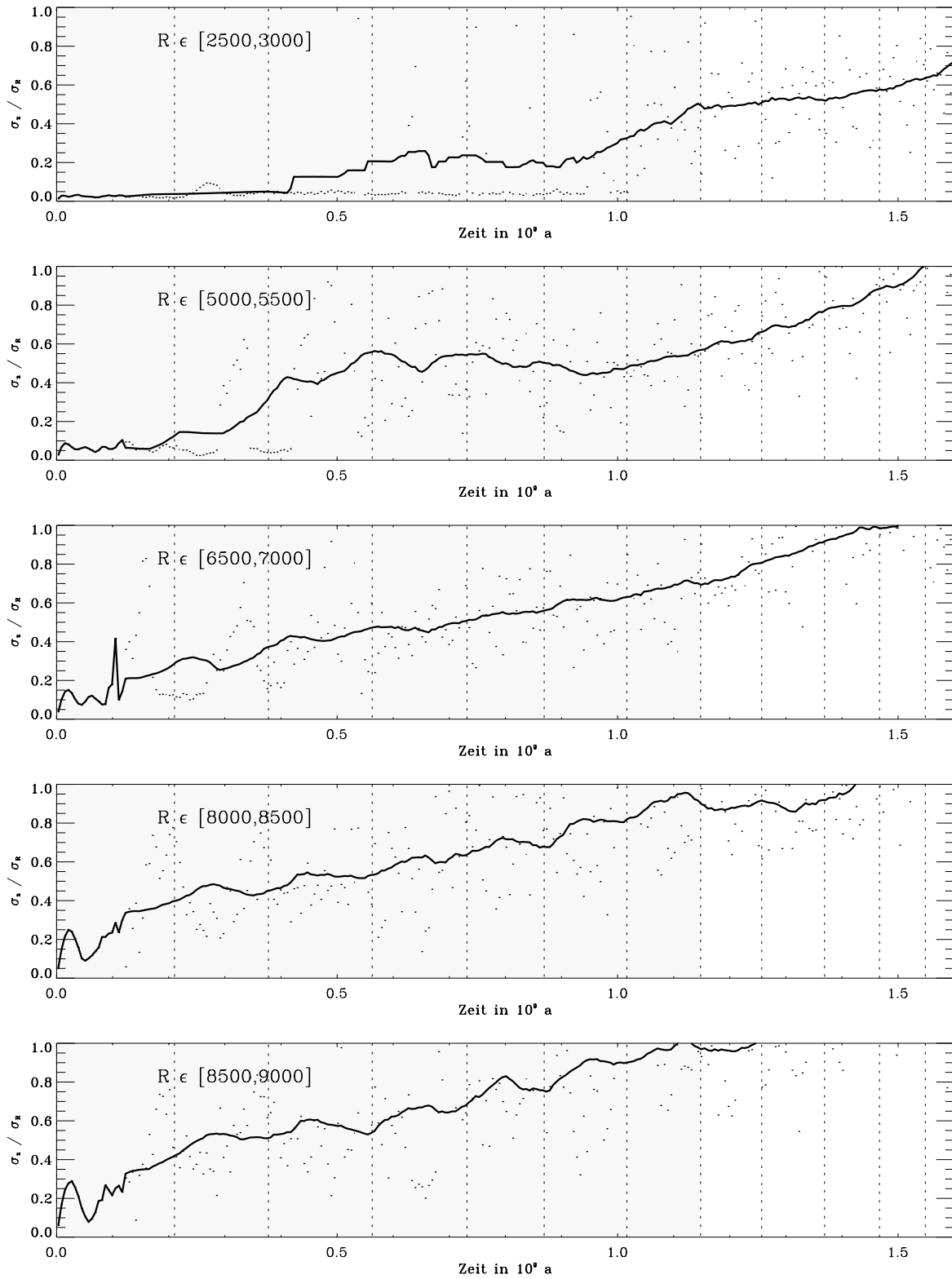


Abbildung 5.15: Verhältnis σ_z/σ_R von vertikaler und radialer Dispersion als Funktion der Zeit. Dargestellt für sechs radiale Intervalle der Länge 500 pc. Die gestrichelten senkrechten Linien geben die Zeitpunkte an, bei denen die Zwerggalaxie die galaktische Ebene durchtritt.

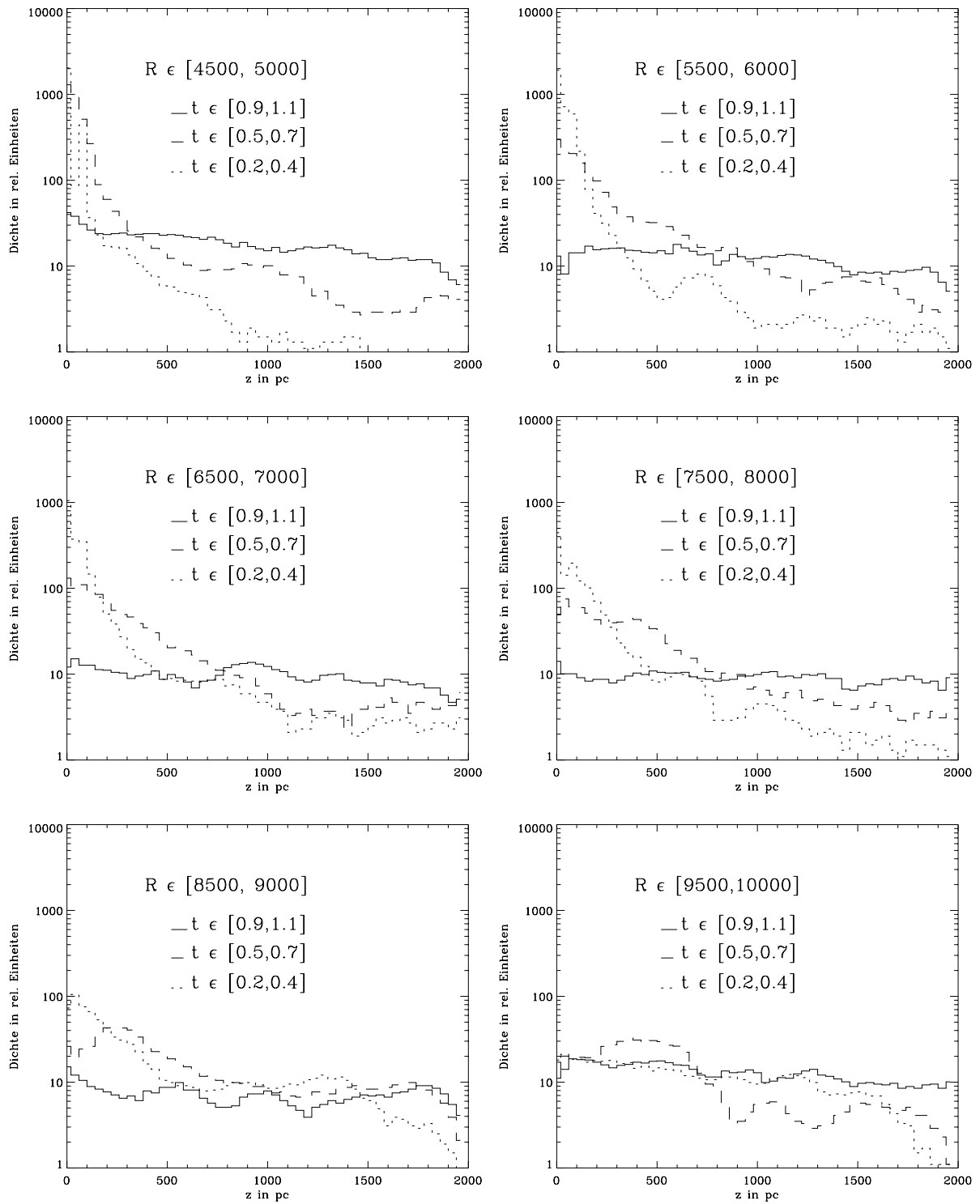


Abbildung 5.16: Vertikale Dichteverteilung in verschiedenen Radienbereichen und Zeitintervallen.

nahe bei eins, hat der Haufen kaum innere Energie gewonnen. Ist $\sigma_{final} \gtrsim 1.5$, so wird ein realer Kugelsternhaufen im Verlauf des Akkretionsprozesses einen großen Teil seiner ursprünglichen Masse verloren habe, bzw. sich aufgelöst haben (abhängig von seiner galaktischen Position; siehe 4.2). Man sieht, daß die überwältigende Mehrheit aller Kugelsternhaufen ihre ursprüngliche innere Energie beibehalten und der Akkretionsvorgang keine internen Veränderungen bewirkt hat. Skaliert man diese Zahlen auf die 140 in unserer Milchstraße beobachtbaren Haufen zurück, dann hätte jeder von ihnen den Scheibenheizungsprozeß überlebt. Im Rahmen der in dieser Arbeit verwandten Annahmen, kann Akkretion von Satellitengalaxien also galaktische Scheiben sehr effektiv kinematisch erwärmen.

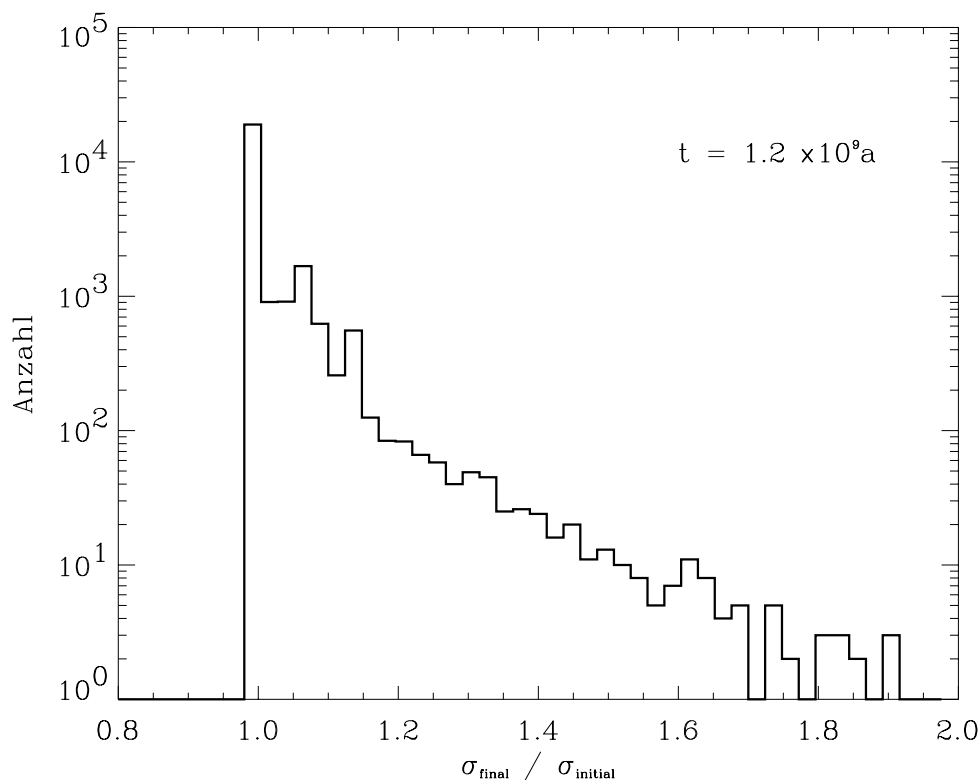


Abbildung 5.17: Verteilung der internen Geschwindigkeitsdispersionen der Kugelsternhaufen zum Zeitpunkt $t = 1.2 \times 10^{10} \text{ a}$.

Trotz der in Abschnitt 5.2 diskutierten raschen Auflösung eines akkretierenden, diffusen Satelliten der Masse $M = 10^9 M_{\odot}$, soll an dieser Stelle die Zeitentwicklung der Geschwindigkeitsdispersionen σ_z und σ_R bei einem solchen Ereignis kurz dargestellt werden. Die Zwerggalaxie ist dabei als starrer Körper mit fester Masse dargestellt. Aufgrund der geringeren Masse benötigt die dynamische Reibung bei ansonsten gleichen Anfangsbedingungen jetzt $\sim 10^{10}$ Jahre, bis der Körper das galaktische Zentrum erreicht hat. Die Annahme fester Masse ist astrophysikalisch unzutreffend, da nach Abb. 5.9 der Satellit innerhalb von $\sim 0.5 \times 10^9$ Jahren im Gezeitenfeld der Muttergalaxie weitgehend zerstört wurde. Jedoch kann auch ein kompaktes Objekt dieser Masse

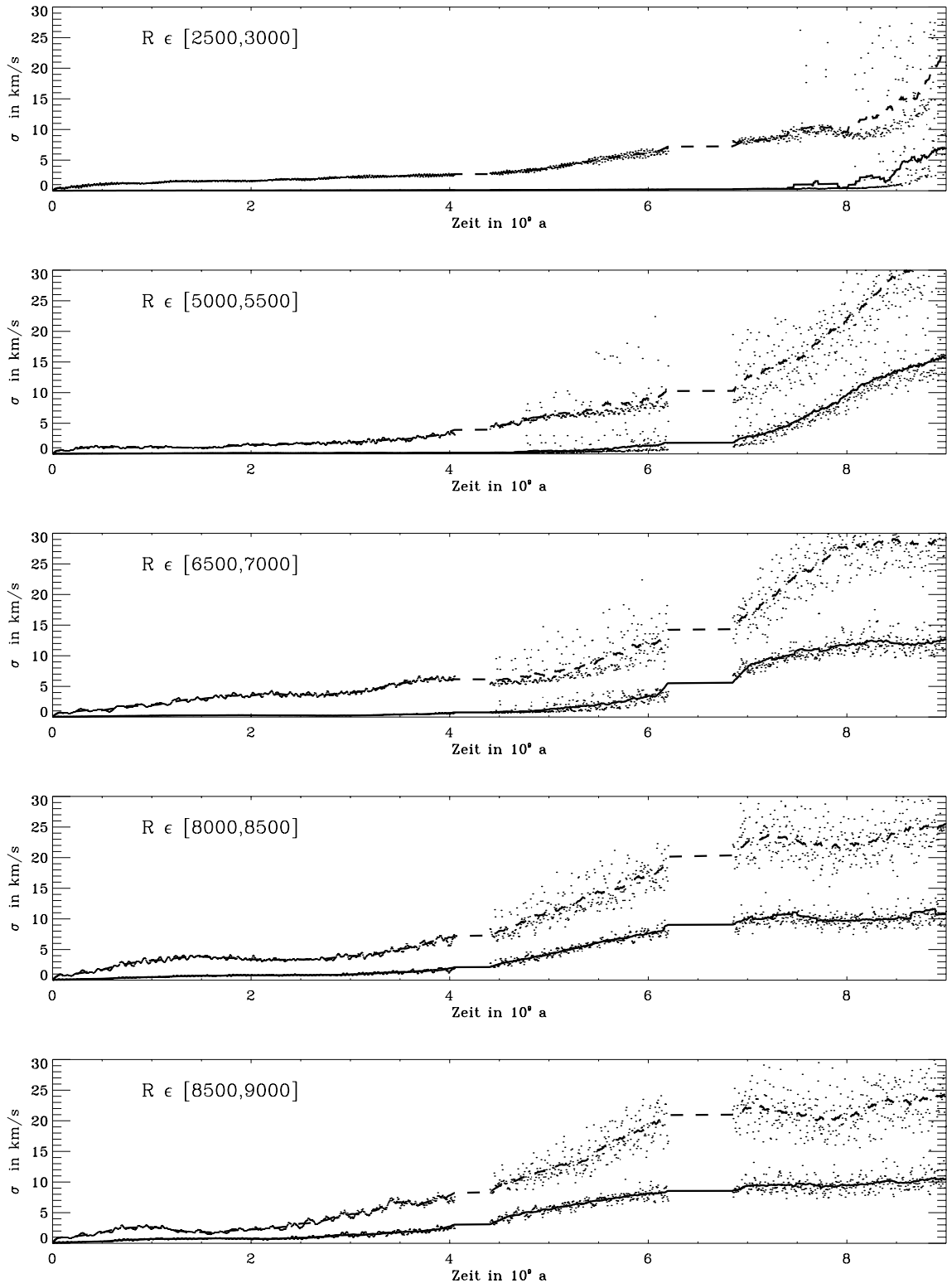


Abbildung 5.18: Zeitentwicklung der Geschwindigkeitsdispersion in z -Richtung σ_z (durchgezogene Linie) und in R -Richtung σ_R (gestrichelt) als Funktion der Zeit, für eine Satellitengalaxie der Masse $M = 10^9 M_\odot$. Dargestellt für sechs verschiedene Radienbereiche der Breite 500 pc.

nicht die Beobachtungswerte in der Milchstraße erklären. Abbildung 5.18 soll dies verdeutlichen. Ein nennenswerter Anstieg der Dispersion tritt erst nach etwa 4×10^9 Jahren auf (also lange nachdem der Satellit eigentlich zerstört sein müßte) und selbst am Ende der Simulation haben die Dispersionen erst etwa ein Viertel des beobachteten Wertes angenommen. Wenn Akkretion von Satellitengalaxien der dominante Mechanismus zur Erklärung der Dicken Scheibe unserer Milchstraße darstellt, dann muß die minimale Masse eines solchen Körpers wesentlich größer sein, als $10^9 M_\odot$ und nach dem vorherigen Modell eher nahe bei $10^{10} M_\odot$ liegen.

Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch die Abhängigkeit des Scheibenheizungsprozesses von den Bahnparametern der Satellitengalaxie, speziell vom Inklinationwinkel zwischen Orbital-ebene und galaktischer Ebene, abgeschätzt werden. Dazu werden die Ergebnisse von Simulationsrechnungen für eine Zwerggalaxie der Masse $M = 10^9 M_\odot$ bei verschiedenen anfänglichen Bahninklinationen verglichen. Abbildung 5.19 zeigt die Werte der Geschwindigkeitsdispersion in vertikaler und radialer Richtung zur Zeit $t = 3 \times 10^9$ a, normiert auf σ_z für den Inklinationwinkel $i = 0^\circ$. Im Rahmen der verwandten Näherungen läßt sich kein genereller Trend feststellen. So daß die Antwort auf die Frage nach dem effektivsten Einfallswinkel weiterführenden Arbeiten vorbehalten bleibt.

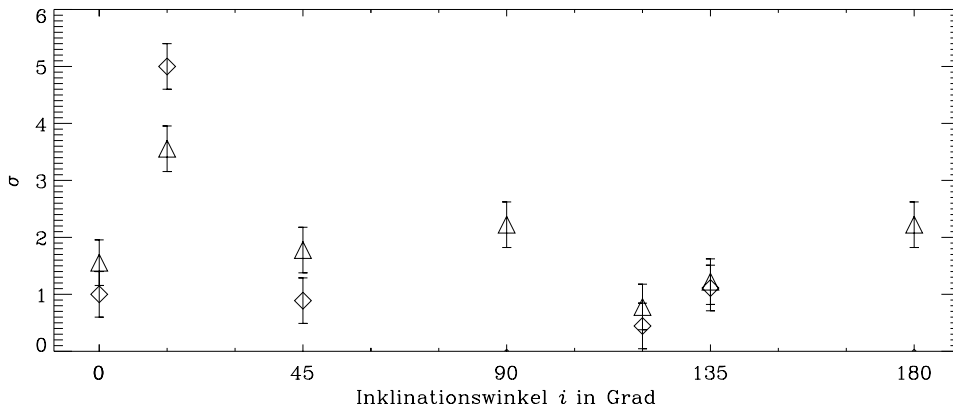


Abbildung 5.19: Geschwindigkeitsdispersionen σ_z (Rauten) und σ_R (Dreiecke) zum Zeitpunkt $t = 3 \times 10^9$ a bei der Akkretion eines Satelliten mit Masse $M = 10^9 M_\odot$ als Funktion des Inklinationwinkels i der Bahn relativ zur galaktischen Ebene. Die Angaben sind normiert auf den Wert von σ_z für $i = 0^\circ$.

5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse und weitergehende Überlegungen

In diesem Kapitel wurde dargestellt, wie man die Akkretion einer Satellitengalaxie auf die Scheibe der Milchstraße beschreiben kann und wie sich ein solcher Vorgang auf eine kinematisch kalte Scheibenpopulation von Kugelsternhaufen, die hier stellvertretend für die entsprechenden Sternkomponenten stehen, auswirkt. Es wurde gezeigt, daß der Einfall einer Zwerggalaxie eine galaktische Scheibe sehr effektiv aufheizen kann. Um die Beobachtungsdaten unserer Milchstraße

reproduzieren zu können, bedarf es dabei eines sehr kompakten Satelliten von etwa der Masse der Großen Magellan’schen Wolke: $M \lesssim 10^{10} M_{\odot}$. Ein solches Ereignis beeinflusst die interne Struktur von Kugelsternhaufen kaum; sie werden durch die Akkretion nicht zerstört. Aufgrund dieser Tatsache läßt sich aus der Messung der internen Dispersion der etwa 140 Kugelsternhaufen in der Milchstraße dieser Prozeß nicht einschränken.

Die Simulationsrechnungen dieses Kapitels bestätigen, daß Masse und Kompaktheit die wichtigsten Parameter sind, die die Effizienz dieses Scheibenheizungsprozesses bestimmen. Zum einen, vermag eine massearme ($M \lesssim 10^9 M_{\odot}$) Satellitengalaxie eine dynamisch kalte galaktische Scheibe nicht genügend aufheizen, um die gemessenen Skalenhöhen zu erklären, selbst wenn man sie als kompakten und starren Körper beschreibt. Zum anderen würde eine Zwerggalaxie dieser Masse und realistischer Ausdehnung (Kernradius $r_0 \simeq 500$ pc) innerhalb kürzester Zeit im Gezeitenfeld der Milchstraße zerrissen werden und könnte keinen nennenswerten Impuls auf die galaktische Scheibe übertragen. Ist die Zwerggalaxie zu massiv ($M > 10^{10} M_{\odot}$) und gleichzeitig kompakt – nur dann kann ihr Kernbereich einige Rotationsperioden als ganzes überleben – findet zu starker Energieübertrag statt und die Scheibe bläht sich zu sehr auf. Will man die Daten unserer Milchstraße reproduzieren, ergeben sich in den hier vorgestellten Modellen Werte für die Masse von $M \lesssim 10^{10} M_{\odot}$, bei einem Kernradius von $r_0 \simeq 500$ pc. Da in den Simulationsrechnungen die Abnahme der Masse durch Gezeitenkräfte nicht berücksichtigt wurden, sind diese Angaben mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Weitergehende Untersuchungen, die den Rahmen dieser Diplomarbeit gesprengt hätten, werden diese Effekte jedoch berücksichtigen und verlässlichere Werte liefern. Es ist abzusehen, daß die korrekte Beschreibung dieses Massenverlustes die von den Beobachtungsdaten erlaubte Anfangsmasse des Satelliten erhöhen wird.

Neben diesen beiden Parametern ist auch der anfängliche Zustand der galaktischen Scheibe eine wichtige Größe. Eine schon kinematisch warme Verteilung von Sternen kann durch den Akkretionsprozeß nur noch ungenügend weiter aufgeheizt werden. Die Effizienz des Mechanismus steigt, je kälter die Scheibe zu Beginn ist. Dies macht mehrfache Akkretion massearmer Klumpen eher unwahrscheinlich und bevorzugt den Einfall eines einzigen Satelliten von etwa der Masse der Großen Magellan’schen Wolke.

Der Einfluß der Bahnparameter der Zwerggalaxie auf diesen Mechanismus ließ sich im Rahmen dieser Arbeit nicht eindeutig klären. Der Vergleich der sich einstellenden Geschwindigkeitsdispersionen bei verschiedenen Inklinationswinkeln der Bahn erlaubt keine klare Aussage. Auch dies wird eine Aufgabe weiterführender Untersuchungen zu diesem Thema sein.

Die Zeitskala, während der der Scheibenheizungsprozeß wirkt (also bis sich der Satellit im Gravitationsfeld der Milchstraße weitgehend aufgelöst hat), ist verglichen mit galaktischen Zeitskalen sehr kurz und beträgt in etwa 10^9 Jahre. Folgendes Szenario wäre denkbar: Der Satelliteneinfall heizt die im protogalaktischen Kollaps entstandene dünne Scheibe aus Gas und den sich bis zu diesem Zeitpunkt gebildeten Sternen innerhalb von 10^9 Jahren auf und erzeugt so eine ausge dehnte scheibenförmige Struktur. Da die Relaxationszeit der Sternkomponente weit größer ist als die Hubble-Zeit, behält sie im wesentlichen die kinematische und chemische Signatur dieser Struktur bei und wird heute als die Dicke Scheibe bezeichnet. Das Gas vermag effizient Energie zu dissipieren und fällt in die Ebene zurück, wo sich in der dynamisch kalten Schicht sukzessive neue Sterne bilden. Durch stellare Winde und Supernovae wird das interstellare Medium im Lauf

der Zeit immer stärker mit schweren Elementen angereichert, so daß diese Sterne immer metallreicher werden. Es entsteht die heutige Dünne Scheibe. Aus Abschätzungen der chemischen Evolution und des Verlaufs der Sternentstehung in unserer Milchstraße läßt sich unter diesen Annahmen möglicherweise der Zeitpunkt des Akkretionsereignisses bestimmen.

Die wohl größte weitergehende Einschränkung für Scheibenheizung durch Akkretion stellt die Tatsache dar, daß auch der Satellit selbst aus Sternen besteht. Wie in Abschnitt 5.2 gezeigt wurde, bilden die Überreste der durch die Gezeitenkräfte zerstörten Zwerggalaxie einen weit ausgedehnten, scheibenförmigen Halo. Abhängig von den Bahnparametern des Satelliten, kann dieser kinematische Ähnlichkeiten zum intrinsischen Halo der Milchstraße haben. Untersuchungen an Feldsternen in hohen galaktischen Breiten deuten tatsächlich auf eine solche duale Struktur hin (z. B. Norris 1994). Die zur effektiven Scheibenheizung nötige Masse einer Satellitengalaxie scheint allerdings größer zu sein als, die Gesamtmasse aller Halosterne. Dieses Problem setzt dem Akkretionsereignis eine weitere Grenze. Wie streng diese Beschränkung ist, ist das Ziel weitergehender Untersuchungen.