

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--------------------------------------------------------------------|----------|
| 1 | Einleitung | 4 |
| 2 | Astronomisch-physikalische Grundlagen | 6 |
| 2.1 | Klassifikation und Morphologie von Galaxien | 6 |
| 2.2 | Grundgleichungen der Stelldynamik | 10 |
| 2.2.1 | Die kollisionsfreie Boltzmann-Gleichung | 10 |
| 2.2.2 | Momente der Boltzmann-Gleichung | 11 |
| 2.2.3 | Der Virialsatz | 13 |
| 2.3 | Kollisionsfreie Systeme im dynamischen Gleichgewicht | 15 |
| 2.3.1 | Gleichgewichtslösungen der Boltzmann-Gleichung | 15 |
| 2.3.2 | Anwendung auf sphärisch symmetrische Systeme | 15 |
| 2.3.3 | Polytrope und Plummer-Sphären | 17 |
| 2.3.4 | Isotherme Sphäre | 18 |
| 2.3.5 | King-Sphäre | 20 |
| 2.3.6 | Die dynamische Zeitskala – Freie-Fall-Zeit τ_{ff} | 23 |
| 2.4 | Die Scheibe der Milchstraße | 24 |
| 2.4.1 | Beobachtungsdaten zur galaktischen Scheibe | 24 |
| 2.4.2 | Modelle der galaktischen Scheibe | 25 |
| 2.4.3 | Ursprung der Dicken Scheibe | 29 |
| 2.5 | Kugelsternhaufen der Milchstraße | 33 |
| 2.6 | Ungestörte Entwicklung von galaktischen Kugelsternhaufen | 37 |
| 2.7 | Kugelsternhaufen als Testobjekte der Dicken Scheibe | 39 |

| | | |
|----------|------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 3 | Beschreibung externer Störungen an Kugelsternhaufen | 41 |
| 3.1 | N-Körper-Rechnungen | 42 |
| 3.2 | Die Impulsapproximation | 43 |
| 3.2.1 | Impulsapproximation bei Punktmassen | 43 |
| 3.2.2 | Skalenverhalten | 45 |
| 3.2.3 | Eigenschaften der Impulsapproximation | 46 |
| 3.2.4 | Impulsapproximation bei ausgedehntem Störpotential | 47 |
| 3.2.5 | Einfluß der Wechselwirkungsdauer | 49 |
| 3.2.6 | Anwendung auf Kugelsternhaufen - Energieübertrag | 51 |
| 3.2.7 | Realisierung der Impulsapproximation | 53 |
| 4 | Wechselwirkung mit massiven schwarzen Löchern | 55 |
| 4.1 | Stabilität des Standardmodelles | 55 |
| 4.2 | Untersuchungen mit N-Körper-Simulationen | 59 |
| 4.2.1 | Heftiger Stoß – Systemgrößen während des Stoßes | 59 |
| 4.2.2 | Heftiger Stoß – Säkulare Entwicklung | 64 |
| 4.2.3 | Schwacher Stoß | 67 |
| 4.3 | Vergleiche mit der Impulsapproximation | 70 |
| 4.4 | Diskussion der Ergebnisse | 74 |
| 5 | Wechselwirkung mit Zwerggalaxien | 77 |
| 5.1 | Das Galaxienmodell | 77 |
| 5.2 | Verhalten einer Zwerggalaxie im galaktischen Potential | 86 |
| 5.3 | Einfluß einer Satellitengalaxie auf die Kugelsternhaufenpopulation der Milchstraße | 89 |
| 5.3.1 | Vorgehensweise | 90 |
| 5.3.2 | Impulsapproximation bei massiven ausdehnten Störern | 90 |
| 5.3.3 | Simulationsrechnungen | 93 |
| 5.4 | Zusammenfassung der Ergebnisse und weitergehende Überlegungen | 100 |
| 6 | Zusammenfassung und Ausblick | 103 |

| | |
|--------------------------------------------------------------------------|------------|
| A Größen und Einheiten | 106 |
| B Mathematische Herleitungen | 107 |
| B.1 Darstellung der Boltzmann-Gleichung in Zylinderkoordinaten | 107 |
| B.2 Kontinuitäts- und Jeans-Gleichung in Zylinderkoordinaten | 108 |
| B.3 Herleitung des Virialsatzes | 108 |
| C Numerische Methoden | 111 |
| C.1 N-Körper-Rechnungen | 111 |
| C.2 Der Tree Code | 113 |
| C.2.1 Öffnungskriterien | 115 |
| C.2.2 Kraftberechnung | 116 |
| C.2.3 Zeitschrittsteuerung | 117 |
| C.2.4 Energieerhaltung | 119 |
| D Literaturverzeichnis | 121 |

Kapitel 1

Einleitung

Die Scheibe unserer Milchstraße besteht zum einen aus einer relativ dichten und bemerkenswert dünnen Schicht, die etwas mehr als 90% aller Sterne enthält. Ihr wird beispielsweise unsere Sonne zugerechnet. Zum anderen ist diese sogenannte Dünne Scheibe eingebettet in eine zweite, scheibenförmige und diffuse Struktur geringerer Dichte aber größere Ausdehnung. Ihre Skalenlänge senkrecht zur galaktischen Ebene beträgt mit etwa 1 kpc gut das vierfache der Dünne Scheibe. Sie enthält ungefähr 9% der beobachteten Sterne und wird die Dicke Scheibe der Milchstraße genannt. Ihre Entstehungs- und Entwicklungsgeschichte ist bis heute weitgehend unbekannt. Die Modelle und Hypothesen über das Wesen der Dicken Scheibe lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

Die eine Seite betrachtet diese als eine diskrete und eigenständige Komponente der Milchstraße, die sich während des initialen Kollapses der protogalaktischen Gaswolke in einer frühen Phase erhöhter Sternentstehung bildete. Supernova Explosionen einer primordialen Sternkomponente bewirken einen kurzzeitigen Anstieg der Sternentstehungsrate. Nach einigen 10^8 Jahren sinkt diese durch Selbstregulation wieder auf ihr normales Niveau ab. Bis dahin haben sich etwa 9% des kollabierenden Gases in Sterne umgewandelt, die dabei die kinematische und chemische Signatur dieser Epoche erhalten und vom weiteren Kollaps entkoppeln. Das restliche Gas fällt weiter auf die galaktische Ebene ein, dissipiert dabei Energie und bildet eine dünne Schicht mit ~ 0.25 kpc Skalenhöhe. Dort bilden sich nun mit geringer Rate neue Sterne, die Dünne Scheibe entsteht, ein Vorgang, der bis heute andauert.

Die dazu alternative Gruppe von Modellen verneint diese anfängliche Periode hoher Sternentstehungsrate. Sie gehen nur von der Bildung der Dünne Scheibe aus und sehen verschiedene Prozesse der Aufheizung dieser dünnen Schicht als Ursache für das Entstehen einer weiteren, kinematisch heißen und aufgeblähten Struktur. Eine Vielzahl von Mechanismen kann nun zur Erhöhung der kinetischen Energie dieser scheibenförmigen Anordnung von Sternen führen: Lacey & Ostriker gelang es 1985 zu zeigen, daß aus der Annahme, der Dunkle Halo der Milchstraße bestünde vollständig aus massiven schwarzen Löchern, die Existenz einer kinematisch heißen Scheibenkomponente folgt, die nahezu alle Eigenschaften der beobachteten Dicken Scheibe zeigt.

Tóth & Ostriker (1992) wiesen nach, daß bereits die Akkretion eine Satellitengalaxie von weniger als 5% der Masse der galaktischen Scheibe in der Lage ist, eine dünne Scheibenstruktur so aufzuheizen, daß Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten erreicht wird. Angesichts der hohen kosmologischen Wahrscheinlichkeit für solche Akkretionsprozesse, erscheint dies ein vielversprechender Ansatz zu sein.

Von verschiedenen Autoren wurden auch Streuung an massiven Molekülwolkenkomplexen und an den Potentialstörungen, die mit der Spiralarmstruktur einhergehen, vorgeschlagen. Allerdings hat sich allgemeiner Konsens darüber gebildet, daß beide Mechanismen nicht in der Lage sind genügend Energie in die vertikale Bewegung von Sternen zu transferieren.

Trotz des enormen Anstiegs an Beobachtungsdaten in den letzten Jahren, ist das Verständnis der galaktischen Scheibe nach wie vor gering. Diese Arbeit will nun versuchen unserem Bild dieser Phänomene eine weitere Nuance hinzuzufügen. Dazu werden die ersten beiden angeführten Scheibenheizungsprozesse auf ihre Auswirkungen auf die Population der galaktischen Kugelsternhaufen hin untersucht, woraus sich Aussagen über Gültigkeit und Effizienz dieser Mechanismen gewinnen lassen.

Kugelsternhaufen sind kompakte, sphärisch symmetrische Ansammlungen von einigen 100 000 Sternen. Die Haufen unserer Milchstraße werden in Gruppen eingeteilt. Die eine besitzt eine kugelsymmetrische Verteilung um das galaktische Zentrum herum und gleicht in ihren Eigenschaften den Feldsternen des galaktischen Halos. Die restlichen Kugelsternhaufen bilden eine scheibenförmige Anordnung. Ein Vergleich der kinematischen und chemischen Daten ergibt für diese eine nahezu perfekte Übereinstimmung mit den Sternen der Dicken Scheibe und es liegt daher nahe, für beide identische Genese anzunehmen. Schlußfolgerungen aus der Einwirkung der Scheibenheizungsprozesse auf diese Kugelsternhaufen lassen sich dann direkt auf die Dicke Scheibe als ganzes übertragen.

Nehmen wir also an, daß auch die Scheibenpopulation der Kugelsternhaufen in einer sehr dünnen Schicht um die galaktische Ebene herum entstanden ist und später kinematisch aufgeheizt wurde. Vergleichen wir nun ihre interne Geschwindigkeitsdispersion von $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$ mit der heute beobachteten Dispersion ihrer Schwerpunktsbewegung senkrecht zur Ebene von $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$, dann stellt sich die Frage, wie man diese Kugelsternhaufen auf solch große Energien beschleunigen konnte, ohne ihre interne Struktur merklich zu beeinflussen. Über den Virialsatz sind Bindungsenergie und interne Energie, d. h. die Geschwindigkeitsdispersion, miteinander gekoppelt. Wird ein Kugelsternhaufen in der galaktischen Ebene geboren, dann hat sich seine Schwerpunktsenergie bis heute um einen Betrag erhöht, der zwei Größenordnungen über seiner Bindungsenergie liegt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Kugelsternhaufen dabei zerstört wird, ist sehr hoch. Heute werden jedoch noch etwa 40 dieser Haufen in der Scheibe beobachtet. Daraus lassen sich enge Grenzen für die Gültigkeit der betrachteten Aufheizungsprozesse ableiten.

Im zweiten und dritten Kapitel dieser Arbeit werden die wichtigsten astrophysikalischen Begriffe und das mathematische Rüstzeug zur Bewältigung dieser Aufgabe eingeführt und im vierten Kapitel schließlich auf massive schwarze Löcher im Dunklen Halo als Hauptursache für die Aufheizung der galaktischen Scheibe angewandt. Das fünfte Kapitel behandelt die Akkretion von Satellitengalaxien und im sechsten Kapitel werden die wichtigsten Resultate nochmals zusammengefaßt und versucht, sie in das heutige Bild der galaktischen Struktur und Geschichte einzufügen.

Kapitel 2

Astronomisch-physikalische Grundlagen

2.1 Klassifikation und Morphologie von Galaxien

Betrachtet man durch ein Teleskop Galaxien am nächtlichen Firmament, so offenbaren diese ein äußerst vielschichtiges und differenziertes Erscheinungsbild. Und es liegt zunächst nahe, diese so diverse Gruppe von Objekten in Klassen gleicher Morphologie und Eigenschaften zu unterteilen. Ein erster, der diesen Schritt unternahm, war E. P. Hubble 1936 in seinem Buch *The Realm of Nebulae*. Sein Klassifikationsschema ist – trotz vieler Unzulänglichkeiten und Widersprüche – bis heute das am weitesten verbreitete und meist zitierte geblieben. Es teilt die Galaxien rein nach ihrer äußeren Erscheinung ein. Da jedoch Morphologie und Entwicklungsgeschichte dieser Systeme relativ gut – wenn auch über äußerst komplexe Zusammenhänge – korreliert sind, erhält diese Einteilung auch von theoretischer Seite ihre Berechtigung. Graphisch läßt sich das Hubble-Schema am besten in Form einer Stimmgabel wiedergeben (Bild 2.1).

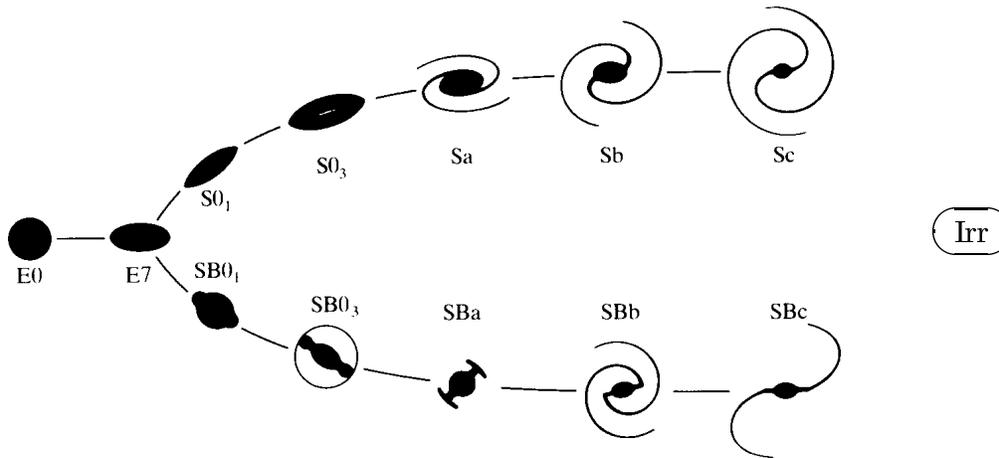


Abbildung 2.1: Klassifikationsschema nach E. P. Hubble

Links stehen dabei die Elliptischen Galaxien (einen exzellenten Einblick verschafft der Übersichtsartikel von Kormendy 1989). Sie erscheinen glatt und strukturlos, besitzen sehr große Dichtekonzentration im Zentrum und einen steilen, gleichmäßigen Dichteabfall nach außen hin. Im Allgemeinen enthalten sie wenig bis gar kein interstellares Gas und Staub und erscheinen etwas röter als Spiralgalaxien oder die Irregulären, d.h. sie bestehen zu einem großen Teil aus alten G- und K-Sternen. Ihren Namen verdanken sie der elliptischen Form ihrer Isophoten – das sind Linien gleicher Oberflächenhelligkeit. Die Abplattung dieser Konturen zieht man zur weiteren Einteilung in Unterklassen En heran. Dabei errechnet sich n aus dem Verhältnis von kleiner zu großer Halbachse b/a über $n \equiv 10(1 - b/a)$. E0 stellt also ein sphärisch symmetrisches Sternsystem dar, bei E5 beträgt das Achsenverhältnis gerade 1 : 2; die größten beobachteten Achsenverhältnisse sind 1 : 3, also E7.

Die Radialabhängigkeit der Flächenleuchtkraft $I(R)$ fast aller Elliptischer Galaxien läßt sich durch ein $R^{1/4}$ - oder de Vaucouleurs-Gesetz (1948) beschreiben,

$$I(R) = I_e \exp\{-7.67[(R/R_e)^{1/4} - 1]\}, \quad (2.1)$$

wobei der effektive Radius R_e der Abstand jener Isophote vom Zentrum ist, innerhalb der sich die Hälfte der gesamten integrierten Leuchtkraft der Galaxie befindet. I_e ist die Oberflächenhelligkeit bei R_e . Größenordnungsmäßig beträgt R_e etwa $3h^{-1}$ kpc [†] für sehr helle Ellipsen und ist etwas kleiner für leuchtschwache Systeme.

Die Leuchtkraft Elliptischer Galaxien variiert über mehr als 10 Magnituden, angefangen bei Zwergelliptischen Galaxien ($M_B \lesssim -12$), siehe Binggeli & Cameron 1991, bis zu den Rieseneffipsen in Zentren reicher Galaxienhaufen ($M_B \gtrsim -24$), siehe Mihalas & Binney 1981, (MB), Tabelle 5-6. Dabei läßt sich die Leuchtkraftverteilung $\Phi(L)dL$, d.h. Zahl der Galaxien im Leuchtkraftintervall $[L, L + dL]$, beschreiben durch das Schechter'sche Gesetz (MB, §5-3)

$$\Phi(L)dL = n_* \left(\frac{L}{L_*}\right)^\alpha \exp(-L/L_*) \frac{dL}{L_*}, \quad (2.2)$$

mit der Normierung $L_* = 1.0 \times 10^{10} h^{-2} L_\odot$ als typischen Wert für die Leuchtkraft einer großen Spiralgalaxie (wie etwa unsere Milchstraße oder Andromeda), $n_* = 1.2 \times 10^{-2} h^3 \text{Mpc}^{-3}$ als mittlerer Anzahldichte von L_* -Galaxien und dem Exponenten $\alpha \simeq -1.25$. Anzumerken ist weiterhin, daß die relative Anzahl von Ellipsen in Gebieten hoher Galaxiendichte stark ansteigt.

Die wichtigste dynamische Eigenschaft der Elliptischen ist, daß sie – im Gegensatz zu Spiralgalaxien – überwiegend dispersionsgestützt sind. Das bedeutet, daß die interne Geschwindigkeitsdispersion σ_P der Sterne den größten Anteil zur globalen Stabilität des Systems beiträgt, wohingegen in Spiralen dies hauptsächlich durch deren hohe Rotationsgeschwindigkeiten bewirkt wird. Auch hier gibt es eine Korrelation mit der Leuchtkraft: das Faber-Jackson-Gesetz (1976),

$$\sigma_P \simeq 220 \left(\frac{L}{L_*}\right)^{1/4} \text{ km s}^{-1}. \quad (2.3)$$

[†]Da in der Astrophysik fast alle beobachtbaren Größen mit der Hubble-Konstanten H_0 in Verbindung stehen, die grob gesprochen die bisherige Expansion des Universums beschreibt, hat es sich eingebürgert, alle Angaben mit einem dimensionslosen Parameter h zu skalieren, solange der exakte Wert von H_0 nicht bekannt ist. Dieser Parameter ist definiert über $H_0 \equiv 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, dabei liegt h im Bereich $0.5 \dots 1$.

Aus der Bestimmung der Dispersion σ_P , etwa aus der Breite der H_I -Linie, lassen sich so Aussagen über die gesamte Leuchtkraft L und damit die absolute Helligkeit M gewinnen. Vergleich mit der gemessenen Helligkeit m liefert das Entfernungsmodul $m - M$, woraus man die Distanz zur Galaxie erhält. Das Faber-Jackson-Gesetz stellt somit eine relativ verlässliche Methode zur Bestimmung extragalaktischer Entfernungen für Elliptische Galaxien dar.

Nach den Elliptischen spaltet die Hubble-Sequenz in zwei Äste auf, in *Balken-* und *normale* Galaxien. Das Wort *normal* bedeutet hier keine Wertung, sondern indiziert nur das Fehlen einer balkenförmigen Struktur im Zentralbereich. Beide Typen kommen in etwa gleichhäufig vor.

In der Mitte der „Stimmgabel“, im Übergangsbereich zwischen Ellipsen und Spiralen befinden sich die Linsenförmigen Galaxien. Sie werden als S0, bzw. SB0 bezeichnet, jenachdem ob sie einen Balken in Zentrum aufweisen, oder ob nicht. Man kann neben einem elliptischen Kern bereits eine ausgeprägte Scheibenkomponente erkennen, ähnlich den Spiralgalaxien, jedoch enthält diese nur wenig Gas und Staub und keine jungen Sterne. Sie sind zumeist regulär und strukturlos wie Elliptische Galaxien. Ihre Oberflächendichte jedoch fällt exponentiell ab, wie bei Spiralgalaxien. Manchmal kann man Zeichen von Absorption durch Staub in der Scheibe finden, so daß die Gruppe abhängig vom Grad dieser Verdeckung in S0₁, S0₂ und S0₃ weiter aufgeschlüsselt wird. Auch die Balkenspindeln unterteilt man weiter in SB0₁, SB0₂ und SB0₃, wobei nun die Dominanz der Balkenstruktur als Kriterium dient (MB, §5-1).

Nun schließen sich die Spiralgalaxien an, mit denen sich diese Arbeit befaßt. Diese Galaxien, wie unsere Milchstraße oder Andromeda (M31), sind allesamt scheibenförmig und enthalten eine unterschiedlich große Verdickung in der Mitte (engl. *bulge*), welche ähnliche Eigenschaften wie kleine Elliptische Galaxien aufweist. Die Scheibe besteht aus Sternen der Population I, Gas und Staub. Das wesentliche Merkmal ist allerdings das Vorhandensein von Spiralarmen, Filamenten aus hellen O- und B-Sternen, Gas und Staub, in denen Sternentstehung stattfindet. Diese Strukturen können in Länge und Aussehen sehr stark variieren, werden jedoch fast immer beobachtet.

Die Verteilung der Oberflächenhelligkeit der Scheibenkomponente gehorcht in guter Näherung einem Exponentialgesetz (MB, §5-2),

$$I(R) = I_o \exp(-R/R_d), \quad (2.4)$$

wobei die typische Skalenlänge $R_d \simeq 3h^{-1}\text{kpc}$ beträgt und die Oberflächenhelligkeit im Zentrum relativ universell bei $I_o \simeq 140 L_\odot \text{pc}^{-2}$ liegt.

Im Gegensatz zu Elliptischen werden Spiralgalaxien durch ihre schnelle Rotation stabilisiert: Drehimpulserhaltung verhindert die Kontraktion des Systems in radialer Richtung. Bemerkenswert ist ferner, daß die Rotationsgeschwindigkeit v_c der meisten Spiralen bei fast allen vermessenen Radien – bis auf den Zentralbereich, wo sie linear auf Null abfällt – bei Werten um 200 km s^{-1} annähernd konstant ist. Durch H_I -Messungen konnte dies bis weit außerhalb der optisch sichtbaren Scheibe bestätigt werden (z.B. Rubin et al. 1982,1985); wohingegen, der erwartete Kepler'sche $R^{-1/2}$ -Abfall bisher noch nicht beobachtet wurde. Dies impliziert das Vorhandensein Dunkler Materie, welche zwar gravitativ wirkt, jedoch nicht direkt beobachtet werden kann. Die Frage nach der Natur dieses Dunklen Halos ist bis heute unbeantwortet und stellt eine der größten Herausforderungen der modernen Astrophysik dar.

Ähnlich wie Faber und Jackson (1976) bei den Elliptischen Galaxien, Gl. (2.3), gelang es auch Tully und Fisher (1977) bei Spiralgalaxien eine empirische Relation zwischen dynamischen Größen und der absoluten Helligkeit eines Systems herzuleiten. Sie fanden, daß die Rotationsgeschwindigkeit v_c im konstanten Part der Rotationskurve von der absoluten Leuchtkraft L folgendermaßen abhängt (die Angaben gelten im infraroten K-Band bei $2.2 \mu m$):

$$v_c = 220 \left(\frac{L}{L_\star} \right)^{0.22} \text{ km s}^{-1}. \quad (2.5)$$

L_\star ist definiert wie in Gl. (2.2). Die Streuung von v_c bei gegebenem L ist erstaunlich gering; sie beträgt etwa 5%. Genau wie Gleichung (2.3) bei Elliptischen Galaxien erlaubt auch die Tully-Fisher-Relation (2.5) bei Spiralgalaxien aus der gemessenen Linienbreite (meist H_I) in einer Galaxie die absolute Helligkeit M und aus Vergleich mit der scheinbaren Helligkeit m das Entfernungsmodul $m - M$ zu errechnen. Damit erhält man auch für Spiralgalaxien eine Methode extragalaktische Distanzen zu bestimmen. Interessant ist auch die globale Verteilung von Spiralgalaxien: In Regionen des Universums niedriger Dichte stellen sie 80% aller hellen Galaxien dar. Dieser Anteil fällt auf etwa 10% in den sehr dichten Zentralbereichen von Galaxienhaufen. Zusammen mit der Überhäufigkeit von Elliptischen Riesensystemen in diesen Gebieten deutet dies auf eine hohe Stoß- und Verschmelzungsrate von Galaxien in solchen Haufen hin, wenn man annimmt, daß dabei aus Spiralen Elliptische Systeme entstehen (Toomre & Toomre 1972, oder Hernquist 1992).

Zur Untergliederung der Spiralgalaxien verwendet man das Verhältnis von Helligkeit der Scheibe zur Helligkeit der sphäroidalen Komponente im Zentrum der Galaxie. Dieser Kern besteht im wesentlichen aus alten, aber metallreichen Sternen der Population II und weist ein de Vaucouleurs'sches Dichteprofil auf. Dieses Verhältnis ist zudem gut korreliert mit anderen wichtigen Eigenschaften der Galaxie, wie etwa dem Gasanteil der Scheibe, deren Farbe und der Ausprägung der Spiralarmstruktur. Hubble unterscheidet zwischen Galaxien vom Typ Sa, Sb und Sc (bzw. SBa, SBb und SBc bei Balkenspiralen), wobei in der Sequenz Sa \rightarrow Sc der Anteil des Bulges an der gesamten Helligkeit sinkt, der Gasgehalt der Scheibe steigt und die Spiralarme weiter geöffnet sind. Unsere Milchstraße ist in diesem Schema, zwischen Sb und Sc liegend, als Sbc klassifiziert (evtl. als SBbc (Spergel 1992); die genaue Struktur des Milchstraßenzentrums ist bis heute noch nicht bekannt).

Wie stets, wenn man versucht Objekte nach bestimmten Kriterien zu ordnen, gibt es auch bei Galaxien Erscheinungsformen, die sich nicht in das Hubble-Schema einreihen. Diese nennt man Irreguläre Galaxien, abgekürzt Irr. Sie umfassen eine große Gruppe pekuliärer Gebilde, von denen einige etwa Spiralgalaxien oder Elliptische sind, die durch Wechselwirkung mit anderen stark gestört wurden, oder Seyfert-Galaxien, deren Kerne starke und breite Emissionslinien zeigen. Die meisten Irregulären jedoch sind leuchtschwache, unregelmäßige und gasreiche Systeme, wie die Magellan'schen Wolken. Ein großer Anteil ihrer Leuchtkraft kommt von jungen Sternen und großen H_{II} -Komplexen; interstellares Gas kann bis zu 30% ihrer Gesamtmasse ausmachen. Aufgrund dessen kann in diesen Systemen auch heute noch massiv Sternentstehung stattfinden. Das unregelmäßige Aussehen kommt zum Teil von starken turbulenten Bewegungen des interstellaren Gases, mit Geschwindigkeiten, die bis an die Fluchtgeschwindigkeiten des Systems heranreichen können, und zum Teil von der Dominanz der Emission einiger weniger heller junger

Sterne im optischen Bereich, bzw. der irregulären Verteilung isolierter Sternentstehungsgebiete im infraroten (z.B. in der Großen Magellan'schen Wolke).

2.2 Grundgleichungen der Stelldynamik

Bevor morphologische und kinematische Eigenschaften der Sternkomponente *unserer* Milchstraße genauer erläutert werden, sollen kurz einige mathematische Begriffe eingeführt werden:

2.2.1 Die kollisionsfreie Boltzmann-Gleichung

Ein N-Körper-System wird in der klassischen Physik zu jedem Zeitpunkt t vollständig bestimmt durch die Angabe von Ort \mathbf{x} und Geschwindigkeit \mathbf{v} jedes einzelnen Teilchens, bzw. durch einen Punkt im $6N$ -dimensionalen Phasenraum Γ . Die Zeitentwicklung eines solchen Systems zu studieren, bedeutet der Trajektorie des Ensembles im Phasenraum Γ zu folgen. In der Stelldynamik ist eine exakte Lösung dieses Problems schon alleine aufgrund der großen Zahl der betrachteten Körper unmöglich. Deshalb greift man auf einen statistischen Ansatz zurück:

Man definiert eine Größe $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$, die *Verteilungsfunktion* oder auch *Phasenraum-dichte*. Sie beschreibt den Zustand des Ensembles, indem $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{x}d^3\mathbf{v}$ zu jeder Zeit t die Anzahl der Sterne im Volumen $d^3\mathbf{x}$ am Ort \mathbf{x} und mit Geschwindigkeiten im Bereich $d^3\mathbf{v}$ um \mathbf{v} herum angibt. Man verfolgt nun nicht mehr die Trajektorien einzelner Teilchen, sondern trifft nur noch Aussagen über im Phasenraumvolumen $d^3\mathbf{v}d^3\mathbf{x}$ gemittelte Größen. Die globalen Eigenschaften des Systems bleiben jedoch erhalten und dessen Zeitentwicklung ist nun durch die zeitliche Entwicklung der Verteilungsfunktion $\frac{d}{dt}f$ gegeben. Offensichtlich muß gelten $f \geq 0$, weil die Zahl der Sterne nicht negativ werden kann; und aus der Normierbarkeit folgt weiterhin $f \rightarrow 0$, für $\mathbf{x} \rightarrow \infty$ und $\mathbf{v} \rightarrow \infty$ (Landau & Lifschitz 1983, Kap. I).

Sind bei einem rein gravitativ wechselwirkenden System nahe Vorbeigänge und Kollisionen der Körper untereinander, d.h. direkte 2-Körper-Wechselwirkung, vernachlässigbar, dann kann man alle Teilchen des Systems zu einer stetigen Hintergrunddichte zusammenfassen, in deren Potential sich die einzelnen Teilchen selbstkonsistent bewegen. Entlang der Trajektorie eines Phasenraumvolumens bleibt somit die Teilchenzahl erhalten, da Teilchen nur durch 2-Körper-Stöße aus diesem herausgestreut werden können. Ein mitbewegter Beobachter wird dann keine Änderung der Phasenraum-dichte feststellen. Man erhält genau das Liouville'sche Theorem: *Der Fluß durch den Phasenraum entspricht dem einer inkompressiblen Flüssigkeit.*

Dies ist der Fall bei Objekten geringer Dichte, wie etwa bei Galaxien. Im Gegensatz dazu spielt 2-Körper-Streuung (und dabei eventuell auftretende inelastische Phänomene) in den dichten Zentren von Galaxienhaufen oder Kugelsternhaufen eine wichtige Rolle und kann die dynamische Entwicklung eines solchen Systems entscheidend prägen (Kauffmann & White 1993, Lacey & Cole 1993 + 1994, bzw. Spitzer 1987, §6 und §7). Mathematisch bedeutet dies, daß die konvektive Ableitung zu jedem Zeitpunkt verschwindet ,

$$\frac{df}{dt} = 0. \tag{2.6}$$

Diese Lagrange'sche Betrachtungsweise läßt sich umformen in die Euler'sche, d.h. die eines festen Beobachters, indem man die totale Zeitableitung $\frac{d}{dt}$ in den Bewegungsgleichungen in die partielle $\frac{\partial}{\partial t}$ überführt. Den Zusammenhang zwischen beiden liefert

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{i=1}^6 \dot{w}_i \frac{\partial}{\partial w_i}, \quad (2.7)$$

wobei der Vektor $\mathbf{w} = (\mathbf{x}, \mathbf{v})$ die Koordinaten im 6-dimensionalen Phasenraum darstellt und $\dot{\mathbf{w}}$ deren Ableitung nach der Zeit. Berücksichtigt man, daß gilt

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{x}} &= \mathbf{v} \\ \dot{\mathbf{v}} &= \mathbf{F}/m = -\nabla\Phi, \end{aligned} \quad (2.8)$$

letzteres allerdings nur bei konservativen Wechselwirkungen wie etwa der Gravitation, dann läßt sich Gl. (2.6) schreiben als

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \nabla\Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (2.9)$$

Dies ist die kollisionsfreie Boltzmann-Gleichung. Sie wird auch Vlasov-Gleichung genannt. Zusammen mit der Poisson-Gleichung (2.10), die Dichte und Potential verknüpft, stellt sie ein vollständiges System dar, das selbstkonsistent zu lösen ist (G ist im folgenden die Gravitationskonstante, man findet ihren Wert in Anhang A).

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho = 4\pi G \int f d^3\mathbf{x} \quad (2.10)$$

Die Definition von f als Anzahldichte von diskreten Objekten hat nur dann Sinn, wenn das betrachtete Mittelungsvolumen eine Vielzahl dieser Körper beinhaltet und wird als stetige Verteilungsfunktion sinnlos, wenn sich dort nur einige wenige aufhalten. Besser ist es daher die Funktion f als *Wahrscheinlichkeitsdichte* zu betrachten, ähnlich der Wellenfunktion in der Quantenmechanik. Wie diese ist auch f nicht selber meßbar, dient aber dazu den Erwartungswert anderer Phasenraumfunktionen zu berechnen.

2.2.2 Momente der Boltzmann-Gleichung

Die Boltzmann-Gleichung direkt zu lösen, ist im Allgemeinen wegen ihrer komplexen Struktur nicht möglich. Oft kann man jedoch Einblicke in das betrachtete Problem gewinnen, errechnet man Momente der Gleichung für physikalisch interessante Größen. Hierdurch kann man Bewegungsgleichungen für diese Größen gewinnen.

Beispielsweise erhält man die *Kontinuitätsgleichung*, indem man Gl. (2.9) über alle Geschwindigkeiten integriert:

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d^3\mathbf{v} + \int v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3\mathbf{v} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3\mathbf{v} = 0. \quad (2.11)$$

Über gleiche Indizes wird jeweils summiert. Im ersten Term kann man die partielle Zeitableitung vor das Integral ziehen, ebenso $\partial/\partial x_i$ im zweiten, da v_i nicht von x_i abhängt. Wendet man schließlich den Gauß'schen Satz auf den dritten Term an, stellt man fest, daß er verschwindet, da $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ gegen Null geht für sehr große $v \equiv |\mathbf{v}|$ (siehe Definition von f in Teil 2.2.1). Bestimmt man nun die räumliche Sterndichte $\rho(\mathbf{x})$ (im folgenden werden alle Größen auf eine Einheitsmasse $m = 1$ bezogen) und die mittlere Sterngeschwindigkeit \bar{v}_i als

$$\rho \equiv \int f d^3\mathbf{x} \quad \text{bzw.} \quad \bar{v}_i \equiv \int v_i f d^3\mathbf{x}, \quad (2.12)$$

so ergibt sich die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{v}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{v}_i) = 0. \quad (2.13)$$

Multipliziert man Gl. (2.9) mit v_j und integriert wieder über alle Geschwindigkeiten, so läßt sich die *Jeans*-Gleichung, das stellardynamische Analogon zur Euler-Gleichung der Hydrodynamik herleiten:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f v_j d^3\mathbf{v} + \int v_i v_j \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3\mathbf{v} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3\mathbf{v} = 0. \quad (2.14)$$

Partielle Integration des letzten Terms liefert unter Verwendung von $f \rightarrow 0$ für $v \rightarrow \infty$

$$\int v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3\mathbf{v} = - \int \frac{\partial v_j}{\partial v_i} f d^3\mathbf{v} = - \int \delta_{ij} f d^3\mathbf{v} = -\delta_{ij} \rho. \quad (2.15)$$

Setzt man

$$\overline{v_i v_j} \equiv \frac{1}{\rho} \int v_i v_j f d^3\mathbf{v}, \quad (2.16)$$

so kann man G. (2.14) schreiben als

$$\frac{\partial(\rho \bar{v}_j)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{v_i v_j})}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = 0. \quad (2.17)$$

Ferner definiert man den Dispersionstensor σ_{ij}^2 , der die quadratischen Abweichungen der Geschwindigkeit der Sterne von ihrer Mittelwerten angibt. Multipliziert mit der Dichte ρ liefert er ein Maß für die innere Energie eines Volumenelements $d^3\mathbf{x}$, d.h. für diejenige kinetische Energie, die in der Zufallsbewegung (auf engl. *random motion*) der Teilchen des Volumenelements steckt, im Gegensatz zu einer gerichteten Schwerpunktbewegung des ganzen Gebietes:

$$\sigma_{ij}^2 \equiv \overline{(v_i - \bar{v}_i)(v_j - \bar{v}_j)} = \overline{v_i v_j} - \bar{v}_i \bar{v}_j. \quad (2.18)$$

Damit lautet die Jeans-Gleichung (über gleiche Indizes wird wieder summiert):

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} - \frac{\partial (\rho \sigma_{ij}^2)}{\partial x_i}. \quad (2.19)$$

Diese Gleichung bestimmt die zeitliche Entwicklung der Impulsverteilung eines Dichtefeldes $\rho(\mathbf{x}, t)$. Die linke Seite ist die Euler'sche (d. h. totale) Zeitableitung des Schwerpunktsimpulses. Rechts steht zunächst der Einfluß eines äußeren Potentials auf diesen und dann der Anteil der in innere Energie dissipiert, bzw. daraus gewonnen wird. Der Tensor σ_{ij} agiert also wie der Drucktensor der Hydrodynamik. Aufgrund seiner Symmetrie läßt er sich über Hauptachsentransformation diagonalisieren, $\sigma_{ij} = \sigma_{ii} \delta_{ij}$ (ohne Summation über i). Man erhält das sogenannte Geschwindigkeitsellipsoid der Sternverteilung im Punkt \mathbf{x} . Die Werte σ_{ii} geben die Breite der Geschwindigkeitsverteilung dieser Sterne entlang der drei Hauptachsen an. Befindet sich in einem axialsymmetrischen System eine Sternverteilung im Gleichgewicht und ist die Energie in z -Richtung eine Erhaltungsgröße, dann liegen die Hauptachsen des Geschwindigkeitsellipsoids parallel zu den Koordinatenachsen $\hat{\mathbf{e}}_R$, $\hat{\mathbf{e}}_\varphi$ und $\hat{\mathbf{e}}_z$ (Gilmore et. al. 1989). Für die Milchstraße ergibt sich (siehe §8-2 in MB), daß die Geschwindigkeitsdispersion in radialer Richtung etwa zweimal so groß ist, wie in tangentialer und vertikaler Richtung.

Eine Darstellung der Gleichungen (2.9), (2.13) und (2.19) in Zylinderkoordinaten befindet sich in Anhang B.1 und B.2.

2.2.3 Der Virialsatz

Aus der Boltzmann-Gleichung (2.9) läßt sich eine weitere wichtige Relation ableiten, das Virialtheorem. Eine detaillierte Herleitung findet man in Anhang B.3. Dieses Theorem verknüpft globale morphologische und kinematische Größen von Galaxien. Es lautet,

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I_{ij}}{dt^2} = 2 K_{ij} + W_{ij} = 2 T_{ij} + \Pi_{ij} + W_{ij}. \quad (2.20)$$

Damit stellt es eine Bewegungsgleichung für den Trägheitstensor \mathbf{I} des gesamten Systems dar. Die Größe \mathbf{T} ist der Tensor der gerichteten kinetischen Energie, die der Schwerpunktsbewegung $\bar{\mathbf{v}}$ aller Teilchen zugrunde liegt. Und $\mathbf{\Pi}$ bezeichnet den Tensor der inneren Energie, also der Anteil der zufällig verteilten quadratischen Abweichungen von dieser Schwerpunktsbewegung; siehe dazu die Definition der Geschwindigkeitsdispersion σ_{jk} in Gl. (2.18). Zusammen ergeben sie die gesamte kinetische Energie des Systems, $\mathbf{K} = \mathbf{T} + \frac{1}{2} \mathbf{\Pi}$. Der letzte Term schließlich bezeichnet den Tensor \mathbf{W} der potentiellen Energie. Im einzelnen sind die Größen definiert als (siehe auch Gleichungen (B.18), (B.16) und (B.12.b))

$$\begin{aligned} I_{ij} &= \int \rho x_i x_j d^3 \mathbf{x}, \\ K_{ij} &= T_{ij} + \frac{1}{2} \Pi_{ij} = \frac{1}{2} \int \rho \bar{v}_i \bar{v}_j d^3 \mathbf{x} + \frac{1}{2} \int \rho \sigma_{ij}^2 d^3 \mathbf{x}, \\ W_{ij} &= -\frac{1}{2} G \iint \rho(\mathbf{x}) \rho(\mathbf{x}') \frac{(x'_i - x_i)(x'_j - x_j)}{|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|} d^3 \mathbf{x}' d^3 \mathbf{x}. \end{aligned}$$

Die Spur obiger Tensorgleichung ist für das Verständnis des Gleichgewichtszustandes eines Systems von besonderer Bedeutung, denn Spurbildung liefert hier den Gesamtbetrag der jeweiligen Energiekomponente. So ergibt $Sp(\mathbf{T}) + \frac{1}{2}Sp(\mathbf{\Pi}) \equiv K$ die totale kinetische Energie und $Sp(\mathbf{W}) \equiv W$ die totale potentielle Energie aller Teilchen. Ist man an der Beschreibung stationärer Zustände interessiert, d. h. $\ddot{\mathbf{I}} = 0$, dann vereinfacht sich Gl. (2.20) zum (skalaren) Virialtheorem,

$$2K + W = 0. \quad (2.21)$$

Erfüllt ein System diese Relation, so nennt man es *virialisiert*; es befindet sich im dynamischen Gleichgewicht. Für die Gesamtenergie E gilt nun

$$E = K + W = \frac{1}{2}W = -K. \quad (2.22)$$

Ein virialisiertes System ist also stets gebunden und seine Bindungsenergie ($E_B \equiv -E$) entspricht der gesamten kinetischen Energie, bzw. ist betragsmäßig gleich der halben potentiellen Energie. Diese Relationen gelten für alle stationären Zustände; stört man ein Vielteilchensystem, erfolgt die Relaxation zurück ins Gleichgewicht so, daß W und K am Ende wieder die Gl. (2.21) erfüllen. Betrachtet man ein gravitierendes System, das zu einem bestimmten Zeitpunkt in Ruhe war (etwa mit $K = 0$ und $E = W < 0$), und nun in einen Gleichgewichtszustand kollabiert, dann *muß* es bei diesem Prozeß die Hälfte der freiwerdenden Gravitationsenergie in innere Energie umwandeln. Zur Parametrisierung dieser Vorgänge definiert man den Virialkoeffizienten η , das Verhältnis der doppelten kinetischen Energie und der potentiellen Energie des Systems,

$$\eta \equiv \frac{2K}{|W|}. \quad (2.23)$$

Im Gleichgewicht gilt $\eta = 1$. Für Anfangsbedingungen $\eta < 1$ wird ein System kollabieren und für $\eta > 1$ expandieren. Diese Relaxation hält solange an, bis $\eta = 1$ erreicht ist.

Hat das Sternsystem die Gesamtmasse M , so ist $K = \frac{1}{2}M\overline{v^2}$, analog zur Definition der kinetischen Energie von Gasteilchen. Die potentielle Energie ergibt sich nach Gl. (B.12.a) als

$$W = - \int \rho \mathbf{x} \cdot \nabla \Phi d^3 \mathbf{x}. \quad (2.24)$$

Bei sphärisch symmetrischen Gebilden, wie Kugelsternhaufen, gilt

$$\nabla \Phi = \frac{d\Phi}{dr} \hat{\mathbf{e}}_r = \frac{GM(r)}{r^2} \hat{\mathbf{e}}_r$$

und so vereinfacht sich Gl. (2.24) weiter zu

$$W = -4\pi G \int_0^\infty \rho M(r) r dr. \quad (2.25)$$

Man definiert nun den sog. Gravitationsradius r_g über

$$r_g \equiv \frac{GM^2}{|W|}. \quad (2.26)$$

Damit erhält der Virialsatz folgende Form

$$\overline{v^2} = \frac{|W|}{M} = \frac{GM}{r_g}, \quad (2.27)$$

welche die meßbaren Größen Geschwindigkeitsdispersion $\overline{v^2}$ und den typischen Radius r_g mit der Gesamtmasse M_{tot} verknüpft. Der Radius r_g , so hat sich gezeigt (Spitzer 1969), ist mit dem gut beobachtbaren Halblichtradius (das ist der Abstand vom Zentrum, der die Hälfte des gesamten integrierten Lichts des Objektes beinhaltet) verwandt: $r_h \simeq 0.4r_g$. Daher kann man bei Systemen im Gleichgewicht aus der Beobachtung dieser beiden Größen die Gesamtmasse ableiten.

2.3 Kollisionsfreie Systeme im dynamischen Gleichgewicht

2.3.1 Gleichgewichtslösungen der Boltzmann-Gleichung

Erscheinungsbild und Struktur von Galaxien erweisen sich während ihres Lebens als bemerkenswert stabil. Will man Aussagen über solche Systeme machen, benötigt man demnach eine Gleichgewichtslösung der (kollisionsfreien) Boltzmann-Gleichung. Diese Gleichung verknüpft sieben unabhängige Variablen, von denen einige als solche nicht direkt beobachtbar sind, so daß aufgrund dieser Beschränkungen eine vollständige und eindeutige Lösung kaum möglich scheint (z. B. kann man bei entfernten Galaxien Geschwindigkeiten nur entlang des Sehstrahls messen – über die Dopplerverschiebung von Spektrallinien). Vielfach läßt sich jedoch anhand von Symmetrieüberlegungen die Lösungsmannigfaltigkeit einschränken und man kann mittels des *Jeans*-Theorems die Lösung auf Erhaltungsgrößen des Systems zurückführen. Dieses Theorem lautet:

Jede Gleichgewichtslösung der kollisionsfreien Boltzmann-Gleichung hängt von den Phasenraumkoordinaten nur über Erhaltungsgrößen des Potentials ab. Gleichzeitig ist jede Funktion solcher Erhaltungsgrößen eine Gleichgewichtslösung dieser Gleichung.

Ein Beweis dieses Satzes findet man in Binney & Tremaine, Seite 220 ff.

2.3.2 Anwendung auf sphärisch symmetrische Systeme

Isolierte sphärisch symmetrische Potentiale weisen vier Integrale der Bewegung auf (Landau & Lifschitz 1976, Kap. II): Die *Gesamtenergie* E ist wegen der Zeitunabhängigkeit des

Potentials und die drei Komponenten des *Drehimpulsvektors* \mathbf{L} sind wegen dessen räumlicher Isotropie Erhaltungsgrößen. Das *Jeans*-Theorem besagt nun, daß dann die Verteilungsfunktion im Gleichgewicht einzig eine Funktion von E und \mathbf{L} ist, also lautet $f(E, \mathbf{L})$. Ist weiterhin das gesamte *System*, d.h. die Verteilung der Körper im Raum, sphärisch symmetrisch, dann kann f nicht von der *Richtung* von \mathbf{L} abhängen, da keine Raumachse besonders ausgezeichnet ist. Die Verteilungsfunktion ist also eine Funktion des *Betrags* des Drehimpulses: $f = f(E, L)$.

Betrachtet man nun selbstgravitierende sphärische Objekte (z.B. Kugelsternhaufen), dann erzeugt die Massenverteilung selbst das Potential und aus der Poisson-Gleichung (2.10) läßt sich eine Darstellung für die Verteilungsfunktion f gewinnen:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho = 4\pi G \int f d^3 \mathbf{x},$$

bzw. in Kugelkoordinaten,

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi(\mathbf{x})}{dr} \right) = 4\pi G \int f \left(\frac{1}{2} v^2 + \Phi(\mathbf{x}), |\mathbf{x} \times \mathbf{v}| \right) d^3 \mathbf{v}. \quad (2.28)$$

Für das weitere ist es von Nutzen, Gravitationspotential und Energie neu zu definieren. Man führt ein *relatives Potential* Ψ und eine *relative Energie* \mathcal{E} ein, durch

$$\Psi \equiv -\Phi + \Phi_0 \quad \text{und} \quad \mathcal{E} \equiv -E + \Phi_0 = \Psi - \frac{1}{2} v^2. \quad (2.29)$$

Durch die Umkehrung des Vorzeichens werden die Energie- und Potentialwerte positiv und durch Adjustierung der Potentialnullpunktes Φ_0 läßt sich eine bequeme Skalierung des erlaubten Energiebereiches erreichen:

$$\begin{array}{ll} f > 0 & \text{für } \mathcal{E} > 0; \\ f = 0 & \text{für } \mathcal{E} \leq 0. \end{array}$$

Für ein isoliertes System lautet die Poisson-Gleichung in diesen Größen $\nabla^2 \Psi = -4\pi G \rho$, mit der Randbedingung $\Psi \rightarrow \Phi_0$ für $|\mathbf{x}| \rightarrow \infty$.

Der einfachste vorstellbare Fall ist der, bei dem die Verteilungsfunktion nur von der (relativen) Energie abhängt, $f = f(\mathcal{E}) = f(\Psi - \frac{1}{2} v^2)$. In diesen Systemen ist die Geschwindigkeitsdispersion *isotrop*, d.h. für alle Komponenten gleich groß: $\overline{v_r^2} = \overline{v_\varphi^2} = \overline{v_\vartheta^2}$. Dies folgt, da in $f = f(\Psi - \frac{1}{2}(v_r^2 + v_\varphi^2 + v_\vartheta^2))$ alle Geschwindigkeitskomponenten gleichberechtigt eingehen. Bei Verteilungsfunktionen, die auch vom Drehimpuls L abhängen, gilt diese Isotropie nicht mehr: $\overline{v_r^2} \neq \overline{v_\varphi^2} = \overline{v_\vartheta^2}$.

Im Fall $f = f(\mathcal{E})$ läßt sich Gl. (2.28) umformen, zu

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Psi(\mathbf{x})}{dr} \right) &= -16\pi^2 G \int_0^{\sqrt{2\Psi}} f(\Psi - \frac{1}{2} v^2) v^2 dv \\ &= -16\pi^2 G \int_0^\Psi f(\mathcal{E}) \sqrt{2(\Psi - \mathcal{E})} d\mathcal{E}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Im folgenden sollen einige Ansätze für $f(\mathcal{E})$ dargestellt werden.

2.3.3 Polytrope und Plummer-Sphären

Die einfachste Form der Verteilungsfunktion stellt ein Potenzgesetz in der relativen Energie $\mathcal{E} = \Psi - \frac{1}{2}v^2$ dar:

$$f(\mathcal{E}) = \begin{cases} F \mathcal{E}^{n-\frac{3}{2}}, & (\mathcal{E} > 0) \\ 0, & (\mathcal{E} \leq 0) \end{cases} \quad (2.31)$$

Als Dichteverteilung in physikalisch erlaubten Gebieten, d.h. dort wo $\Psi > 0$ (bzw. $E > \Phi_0$) gilt, erhält man:

$$\rho = 4\pi \int_0^\infty f(\Psi - \frac{1}{2}v^2) v^2 dv = 4\pi F \int_0^{\sqrt{2\Psi}} (\Psi - \frac{1}{2}v^2)^{n-\frac{3}{2}} v^2 dv = c_n \Psi^n. \quad (2.32)$$

Dabei ist der Koeffizient $c_n = (2\pi)^{\frac{3}{2}} F (n - \frac{1}{2})! (n!)^{-1}$. Damit c_n nicht divergiert, muß $n > \frac{1}{2}$ gelten. In solchen Systemen steigt also die Dichte mit der n -ten Potenz des relativen Potentials, für $\Psi > 0$ (und ist *per definitionem* gleich Null für $\Psi \leq 0$). Keine polytrope Sternverteilung kann also homogen sein, denn dies würde $\rho \propto \Psi^0$ entsprechen, was die Bedingung $n > \frac{1}{2}$ verletzt.

Die Radialabhängigkeit des Potentials (und daraus der Dichte) ergibt sich wieder als Lösung der Poisson-Gleichung, die in diesem speziellen Falle lautet:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Psi}{dr} \right) = \begin{cases} 4\pi G c_n \Psi^n, & \Psi > 0 \\ 0, & \Psi \leq 0 \end{cases} \quad (2.33)$$

Diese Gleichung ist nach Lane und Emden benannt, die sie im Zusammenhang mit selbstgravitierenden polytropen Gassphären untersucht haben (Kippenhahn & Weigert 1990, §19). Als natürliche Randbedingungen verwendet man meist $\Psi_0 \equiv \Psi(r=0) < \infty$ und $(d\Psi/dr) = 0$ an der Stelle $r = 0$.

Allgemein, d. h. für beliebige n , läßt sich keine Lösung angeben, doch existieren analytische Lösungen für zwei Spezialfälle: Für $n = 1$ erhält man die lineare Helmholtz-Gleichung, die von der Theorie sphärischer Wellenausbreitung her bekannt ist, und für $n = 5$ erhält man eine statische Lösung, die *Plummer-Sphäre*.

Betrachtet man als einfachstes plausibles Model für das Potential einer sphärischen Massenverteilung ein geglättetes Kepler-Potential der Form

$$\Psi(r) = \Psi_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_0^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.34)$$

mit $r_0^2 \equiv (\frac{4\pi}{3} G \Psi_0^4 c_5)^{-1}$ und r_0 dem Kernradius der Sphäre, so stellt man fest, daß diese Potentialwahl die Lane-Emden-Gleichung (2.33) erfüllt. Dies ergibt sich sofort durch Einsetzen. Die

Dichte ergibt sich als

$$\rho(r) = c_5 \Psi(r)^5 = \frac{c_5 \Psi_0^5}{\left(1 + \frac{r^2}{r_0^2}\right)^{\frac{5}{2}}}. \quad (2.35)$$

Sie ist also überall ungleich Null. Trotzdem ist die Gesamtmasse des Systems endlich,

$$M_{tot} = -\frac{1}{G} \left(r^2 \frac{d\Psi(r)}{dr} \right)_{r \rightarrow \infty} = \frac{\Psi_0 r_0}{G}. \quad (2.36)$$

Übersetzt in besser handhabbare Größen heißt dies:

$$\Phi(r) = -\frac{GM_{tot}}{(r^2 + r_0^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.37)$$

$$\rho(r) = \left(\frac{3M_{tot}}{4\pi r_0^3} \right) \left(1 + \frac{r^2}{r_0^2} \right)^{-\frac{5}{2}}. \quad (2.38)$$

Ein solcher Dichteverlauf (Bild 2.2.a) stellt eine einigermaßen gute Approximation für die Sternverteilung in Kugelsternhaufen dar (Plummer 1911) und hat den großen Vorteil eine analytisch darstellbare Lösung von Gl. (2.30) zu sein (im Gegensatz zum King-Profil, das zwar eine bessere Darstellung der tatsächlichen Dichteverteilung liefert, jedoch nur über numerische Integration erhalten werden kann, siehe Kap. 2.3.5),

2.3.4 Isotherme Sphäre

Läßt man den Polytropenindex gegen unendlich gehen ($n \rightarrow \infty$), dann erhält man die sogenannte isotherme Sphäre (Kippenhahn & Weigert 1990, §19). Jedoch ist in diesem Fall die Lane-Emden-Gleichung (2.33) nicht mehr wohldefiniert und man muß anders vorgehen.

Man wählt für die stellardynamische Verteilungsfunktion f einen *Maxwell'schen* Ansatz, analog zur Thermodynamik eines idealen isothermen Gases (Landau & Lifschitz 1979, Kap. IV):

$$f(\mathcal{E}) = \frac{\rho_0}{(2\pi\sigma^2)^{\frac{3}{2}}} e^{\mathcal{E}/\sigma^2} = \frac{\rho_0}{(2\pi\sigma^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{\Psi - \frac{1}{2}v^2}{\sigma^2}\right) = \frac{\tilde{\rho}_0}{(2\pi\sigma^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{\Phi + \frac{1}{2}v^2}{\sigma^2}\right). \quad (2.39)$$

Integriert man über alle Geschwindigkeiten, so erhält man als Dichte

$$\rho = \rho_0 e^{\Psi/\sigma^2} = \tilde{\rho}_0 e^{-\Phi/\sigma^2}. \quad (2.40)$$

Im letzten Schritt wird jeweils $\Psi \equiv -\Phi + \Phi_0$ benutzt und die Normierungskonstante e^{Φ_0/σ^2} in $\tilde{\rho}_0$ verarbeitet. Aus der Poisson-Gleichung (2.10) läßt sich nun ρ , bzw. Ψ eliminieren:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d \ln \rho}{dr} \right) = -\frac{4\pi G}{\sigma^2} \rho \quad (2.41.a)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Psi(\mathbf{x})}{dr} \right) = -4\pi G \rho_0 e^{\Psi/\sigma^2} \quad (2.41.b)$$

Obiger Ansatz wird *isotherm* genannt, weil alle Sterne dieselbe Geschwindigkeitsdispersion σ besitzen und dereb Quadrat einer stellardynamisch definierten *Temperatur* gleichgesetzt werden kann, analog der thermodynamischen Relation $\sigma^2 = k_B T/m$, mit der Temperatur T , der Boltzmann-Konstante k_B und der Partikelmasse m . Gleichfalls wie in der Gasdynamik sind die Geschwindigkeiten in jedem Punkt des Systems Maxwell-verteilt,

$$f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \propto e^{-\frac{1}{2}v^2/\sigma^2} v^2 dv. \quad (2.42)$$

Für die mittlere quadratische Geschwindigkeitsabweichung $\overline{v^2}$ gilt dabei stets $\overline{v^2} = 3\sigma^2$, unabhängig vom Ort. Und die Dispersion in einzelnen Komponenten der Geschwindigkeit verhält sich entsprechend $\overline{v_r^2} = \overline{v_\theta^2} = \overline{v_\phi^2} = \sigma^2$.

Eine Lösung von Gl. (2.41.a) erhält man mittels des Ansatzes $\rho(r) = ar^{-b}$. Die linke Seite liefert $-b$ und die rechte Seite der Gleichung $-(4\pi G/\sigma^2) ar^{2-b}$. Damit muß $b = 2$ und die Konstante $a = (\sigma^2/2\pi G)$ sein:

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}. \quad (2.43)$$

Diese Lösung stellt die singuläre isotherme Sphäre dar; singulär deswegen, weil der r^{-2} -Dichteabfall für $r \rightarrow 0$ divergiert. Des weiteren stellt man fest, daß die Gesamtmasse eines solchen Systems unbeschränkt mit steigendem Radius anwächst ($M(r) \propto r$).

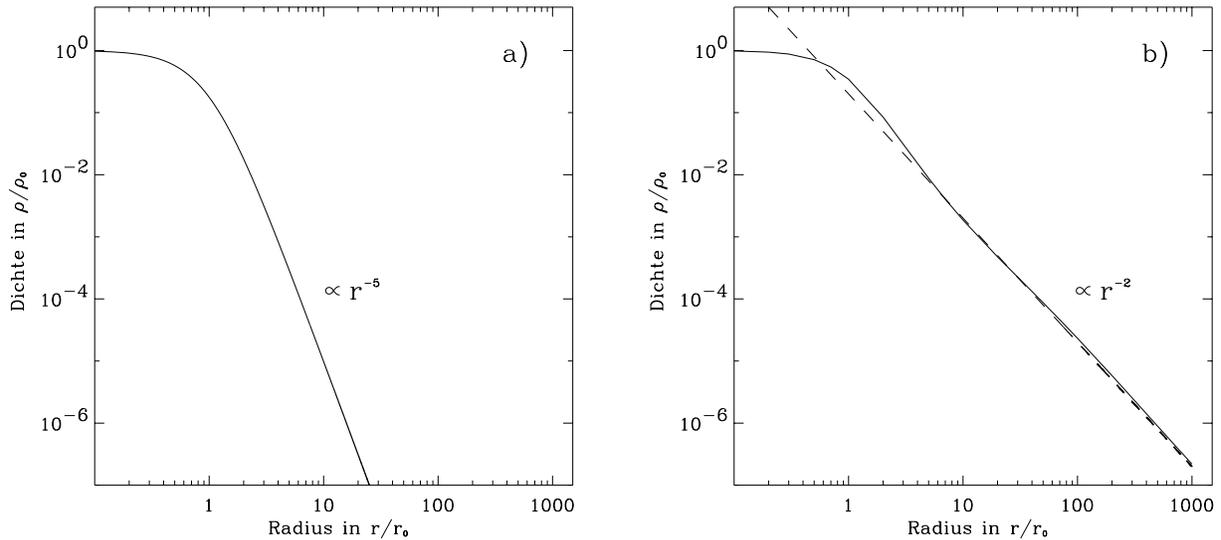


Abbildung 2.2: a) Dichteverlauf einer Plummer-Sphäre ($\rho(r) \propto r^{-5}$ für $r \rightarrow \infty$) und b) Dichteverlauf einer isothermen Sphäre. Hierbei ist gestrichelt dargestellt die singuläre Sphäre mit $\rho(r) \propto r^{-2}$ und die durchgezogene Linie bezeichnet die im Ursprung reguläre Lösung.

Die Gl (2.41.a) läßt sich auch mit den Randbedingungen $\rho(0) = \rho_0 < \infty$ und $d\rho(r)/dr = 0$ an der Stelle $r = 0$ lösen. Anders als bei der singulären isothermen Sphäre existiert in diesem Falle allerdings keine analytische Darstellung mehr und Gl (2.41.a) muß numerisch integriert werden. Für große r gleichen sich beide Lösungen wieder an (siehe Bild 2.2.b). Es ist sinnvoll, den Radius relativ zum sog. *King*-Radius zu skalieren. Dieser ist definiert als

$$r_0 \equiv \sqrt{\frac{9\sigma^2}{4\pi G\rho_0}}. \quad (2.44)$$

Der King-Radius r_0 ist derjenige Abstand vom Zentrum, bei dem die projizierte Dichte der isothermen Sphäre in etwa auf die Hälfte (genau auf den Wert 0.5013) abgefallen ist und wird daher von einigen Autoren auch Kernradius genannt. Praktisch kann man aus der Bestimmung des King-Radius r_0 (aus Beobachtungsdaten über die Definitionsgleichung (2.44)) die Zentraldichte ρ_0 , bzw. die Geschwindigkeitsdispersion σ bestimmen, wenn zusätzlich die andere Größe noch bekannt ist. Dies nennt man *Core Fitting* oder *King-Methode*; sie wird mit großem Erfolg bei der Bestimmung von kinematischen Daten von Kugelsternhaufen angewandt (Webbink 1985).

2.3.5 King-Sphäre

Die isotherme Sphäre gibt zwar die inneren Bereiche vieler astrophysikalischer Objekte (speziell Kugelsternhaufen) recht gut wieder, hat jedoch den großen Nachteil unendliche Gesamtmasse zu besitzen. D. h. man muß die Dichteverteilung in den äußeren Bereichen modifizieren, um eine realistische Darstellung zu erreichen. Das geschieht in den sog. reduzierten isothermen Modellen, auch *King*-Modelle genannt (King 1966).

Man möchte also eine Verteilungsfunktion, die in den Außenbereichen des Systems (d.h. beim Unterschreiten einer bestimmten Grenzenergie \mathcal{E}_0) rasch abfällt und jedoch im Kernbereich (für große \mathcal{E}) weiterhin der isothermen Sphäre entspricht. Mittels der Normierungskonstante Φ_0 kann man $\mathcal{E}_0 = 0$ erreichen:

$$f(\mathcal{E}) = \begin{cases} \rho_1(2\pi\sigma^2)^{-\frac{3}{2}} \left(e^{\mathcal{E}/\sigma^2} - 1 \right), & \text{für } \mathcal{E} > 0 \\ 0, & \text{für } \mathcal{E} \leq 0. \end{cases} \quad (2.45)$$

Diese Verteilungsfunktion definiert die Familie der King-Modelle (siehe MB, §5).

Analog zum Vorgehen bei der isothermen Sphäre setzt man die Definition (2.29) von \mathcal{E} in obige Gleichung ein und erhält für die Dichte, abhängig von $\Psi(r)$:

$$\begin{aligned} \rho(\Psi) &= \frac{4\pi\rho_1}{(2\pi\sigma^2)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\sqrt{2\Psi}} \left[\exp\left(\frac{\Psi - \frac{1}{2}v^2}{\sigma^2}\right) - 1 \right] v^2 dv \\ &= \rho_1 \left[e^{\Psi/\sigma^2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\Psi}}{\sigma}\right) - \sqrt{\frac{4\Psi}{\pi\sigma^2}} \left(1 + \frac{2\Psi}{3\sigma^2}\right) \right]. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Die Funktion $\operatorname{erf}(z)$ ist das Gauß'sche Fehlerintegral: $\operatorname{erf}(z) \equiv 2/\sqrt{\pi} \int_0^z e^{-t^2} dt$ (Gradshcheyn & Ryzhik 1965, §8.25). Den Zusammenhang zwischen Zentraldichte ρ_0 und Konstante ρ_1 in diesen Gleichungen liefert Einsetzen von $\Psi(r=0)$ in Gl. (2.46) und Auflösen nach ρ_1 . Eine Bestimmungsgleichung für den radialen Verlauf des Potentials $\Psi(r)$ erhält man durch Einfügen von (2.46) in die Poisson-Gleichung (2.10):

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Psi}{dr} \right) = -4\pi G \rho_1 \left[e^{\Psi/\sigma^2} \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{\Psi}}{\sigma} \right) - \sqrt{\frac{4\Psi}{\pi\sigma^2}} \left(1 + \frac{2\Psi}{3\sigma^2} \right) \right]. \quad (2.47)$$

Diese Differentialgleichung für $\Psi(r)$ läßt sich nur numerisch lösen. Als Randbedingungen verwendet man wieder $(d\Psi/dr) = 0$ und $\Psi < \infty$ an der Stelle $r = 0$. Dabei ist es üblich den Wert $\Psi(0)$ als Vielfaches des Quadrats der Geschwindigkeitsdispersion σ^2 zu skalieren: $\Psi(0) = \xi\sigma^2$. Beobachtungen ergeben (siehe Kap. 2.5, speziell Bild 2.9,a, zusammen mit Bild 2.4), daß Kugelsternhaufen am besten durch $\xi = 3 \dots 8$ approximiert werden.

Je größer der betrachtete Radius, desto kleiner wird $\Psi(r)$ und um so kleiner wird das Integrationsintervall in Gl. (2.46) und damit die Dichte (Bild 2.3.a). Bei einem bestimmten Abstand r_t vom Zentrum wird $\Psi(r_t) = 0$ erreicht. Dieser Radius r_t , bei dem die Dichte verschwindet, wird Gezeitenradius (engl. *tidal radius*) genannt. Physikalisch bedeutet dies, daß sich bei diesem Abstand vom Zentrum (etwa bei einem Kugelsternhaufen im Gezeitenfeld einer Galaxie) Eigengravitation und externe Kraft genau die Waage halten. Ein Stern, der sich weiter als r_t vom Haufenzentrum entfernt, gerät in den Einflußbereich des galaktischen Potentials und wird sich immer weiter vom Haufen entfernen. Der Gezeitenradius ist also die größte Ausdehnung, die ein gebundenes System im Feld der Milchstraße haben kann. Mathematisch betrachtet, kann man aus r_t die Normierungskonstante Φ_0 in der Definition des relativen Potentials (2.29) bestimmen.

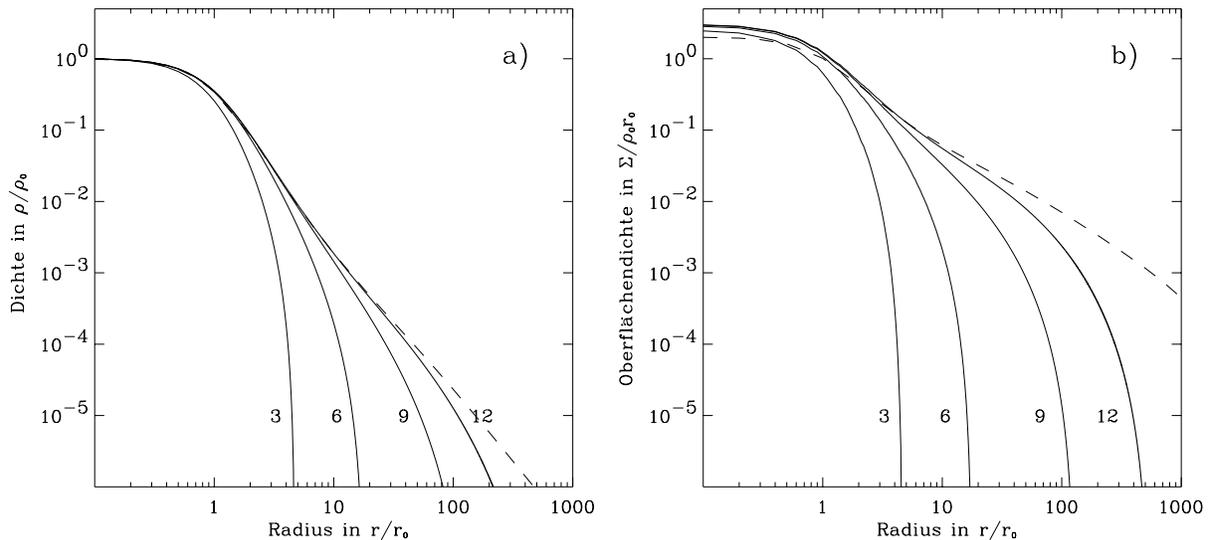


Abbildung 2.3: a) Dichteprofile für vier King-Modelle mit $\Psi(0)/\sigma^2$ -Werten 3, 6, 9 und 12. Als Vergleich gestrichelt gezeichnet die isotherme Sphäre. b) Oberflächendichte dieser vier Modelle (isotherme Sphäre wieder gestrichelt).

Es sind $\Phi(r_t) = -GM(r_t)/r_t$ das Potential an der Stelle r_t und $M(r_t)$ die gesamte Masse innerhalb dieses Radius. Wegen $\Psi(r_t) = 0$ folgt $\Phi_0 = \Phi(r_t)$ und weiter $\Phi(0) = \Phi(r_t) - \Psi(0)$.

Der dekadische Logarithmus des Verhältnisses von Gezeitenradius zu King-Radius definiert den Konzentrationsindex c der King-Sphäre,

$$c \equiv \log_{10}(r_t/r_0). \quad (2.48)$$

Dieser Konzentrationsindex kann gleichberechtigt mit $\xi \equiv \Psi(0)/\sigma^2$ zur Parametrisierung von King-Modellen herangezogen werden. Kugelsternhaufen haben Konzentrationsindizes ungefähr im Bereich zwischen 0.6 und 1.9 (siehe Kap. 2.5 und Referenzen dort). Die Beziehung zwischen c und ξ ist in Bild 2.4 dargestellt. Für $c \rightarrow \infty$, bzw. $\xi \rightarrow \infty$, gehen die King-Sphären in isotherme Sphären über.

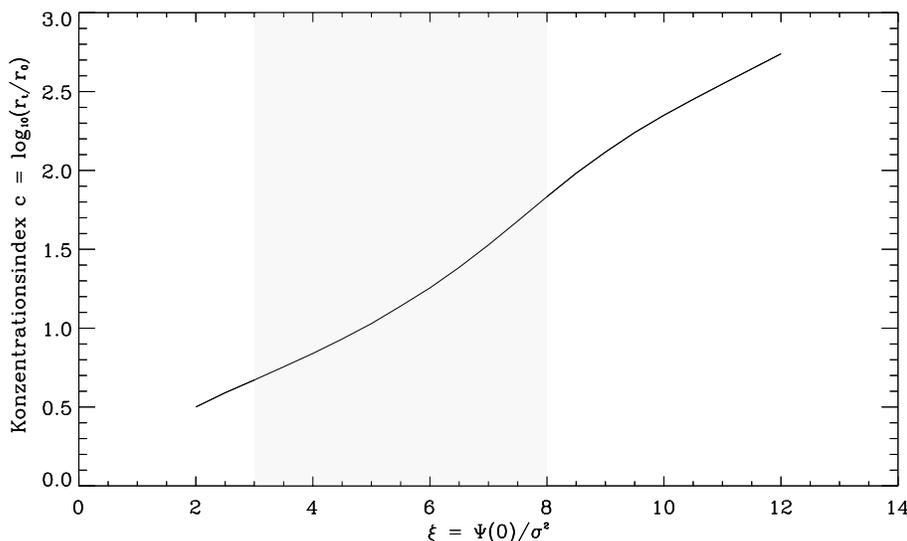


Abbildung 2.4: Zusammenhang zwischen Konzentrationsindex $c \equiv \log_{10}(r_t/r_0)$ und King-Parameter $\xi \equiv \Psi(0)/\sigma^2$. Nach Kap. 2.5 liegt bei Kugelsternhaufen ξ fast immer zwischen 3 und 8 (schraffierter Bereich).

Die Größe $\Psi(0)/\sigma^2$ gibt in etwa das Verhältnis von potentieller Energie ($\Phi(0)$) zu innerer Energie ($\propto \overline{v^2}$) im Haufenzentrum an. Das Wechselspiel dieser beiden Energieformen spiegelt sich auch wieder im Verhältnis der Größe dieses zentralen Gebietes relativ hoher (und fast konstanter) Dichte zur Ausdehnung der sich daran anschließenden Hülle, mit ihrem rapiden Dichteabfall. Je stärker im Kern potentielle Energie über kinetische Energie dominiert, desto ausgedehnter muß die Hülle werden, damit das gesamte System den Virialsatz erfüllen kann. Im Gegensatz zur isothermen Sphäre, bei der für jeden Radius gilt $\overline{v^2} = 3\sigma^2$, ist dies bei der King-Sphäre nur in den inneren Bereich gegeben (und nur für Konzentrationsindizes $c \gtrsim 1.0$, für kleinere c ist $\overline{v^2} \lesssim 3\sigma^2$; siehe Bild 2.5). Mit steigendem Radius fällt die Geschwindigkeitsdispersion $\overline{v^2}$ monoton ab und erreicht beim Gezeitenradius r_t den Wert Null. Dort entspricht die potentielle Energie gerade der maximalen erlaubten Energie eines Sterns, so daß die kinetische Energie verschwinden muß.

Die Geschwindigkeiten sind isotrop verteilt, $\frac{1}{3}\overline{v^2} = \overline{v_r^2} = \overline{v_\varphi^2} = \overline{v_\theta^2}$ und es gilt

$$\overline{v^2} = J_2/J_0 \text{ mit } J_n \equiv \int_0^{\sqrt{2\Psi}} \left\{ \exp\left(\frac{\Psi - \frac{1}{2}v^2}{\sigma^2}\right) - 1 \right\} v^{n+2} dv. \quad (2.49)$$

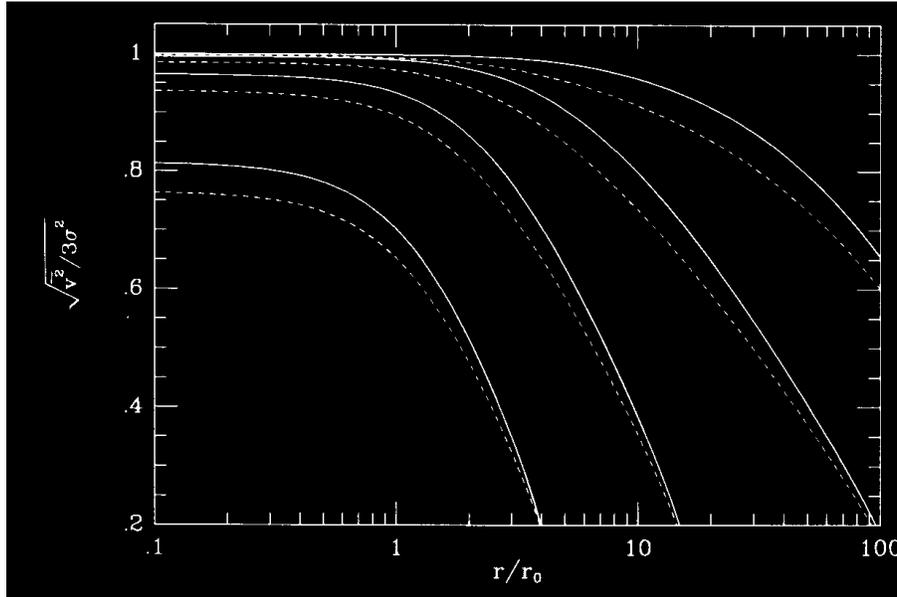


Abbildung 2.5: Radialer Verlauf der gesamten Geschwindigkeitsdispersion (durchgezogene Linie) und entlang der Sichtlinie (gestrichelt) bei King-Modellen mit verschiedener zentraler Konzentration, normiert auf den Wert der isothermen Sphäre $\overline{v^2} = 3\sigma^2$. Die Kurven gelten für Werte von ξ von 3, 6, 9 und 12.

Hier zeigt sich eine Unzulänglichkeit des King-Modells, da es voraussetzt, daß die Randsterne in Ruhe sind (d.h. für $r \rightarrow r_t$ gilt dort $\overline{v^2} \rightarrow 0$; bzw. genauer $v \rightarrow 0$) Dies ist sicherlich physikalisch falsch.

Jedoch gibt die King-Sphäre den globalen Dichteverlauf von Kugelsternhaufen geradezu ideal wieder (Kap 2.5), so daß es sich zum Standardmodell für deren Beschreibung entwickelt hat. Zudem muß man Kugelsternhaufen stets im Kontext des galaktischen Gezeitenfeldes betrachten. In den Außenbereichen des Haufens wird der Einfluß der Muttergalaxie sehr groß und bei $r \simeq r_t$ kann man nicht mehr genau unterscheiden, ob ein Stern noch vollständig zum Haufen gehört, oder schon zur Galaxie. Eine exakte Beschreibung des Haufens in der Nähe des Gezeitenradius ist also ohnehin nicht möglich und r_t nicht fest definierbar, so daß die Probleme des Modells bei $r = r_t$ hier kaum ins Gewicht fallen.

2.3.6 Die dynamische Zeitskala – Freie-Fall-Zeit τ_{ff}

Die oben angeführten Lösungen der Boltzmann-Gleichung (2.9) beschreiben einen *dynamischen* Gleichgewichtszustand, d.h. kinematische Größen *einzelner* Sterne, wie etwa Ort und Geschwindigkeit, unterliegen ständiger Veränderung, *globale* Eigenschaften des Systems, wie Sterndichte

oder Geschwindigkeitsdispersion, sind jedoch zeitlich konstant. Die Zeitskala mit der sich dieser Gleichgewichtszustand einstellt, bzw. mit der das System auf externe Störungen reagieren kann, ist bestimmt durch die Freie-Fall-Zeit τ_{ff} .

Dazu betrachtet man eine homogene Sphäre mit Dichte ρ . Die Masse innerhalb eines gewissen Radius r beträgt dann $M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$. Ein Testteilchen, das bei diesem Radius aus der Ruhe losgelassen wird, führt eine harmonische Schwingung durch das Zentrum der Sphäre durch:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM(r)}{r^2} = -\frac{4\pi G\rho}{3}r. \quad (2.50)$$

Die Frequenz dieser Oszillation beträgt

$$\nu = \omega/2\pi = \sqrt{\frac{G\rho}{3\pi}}. \quad (2.51)$$

Das Testteilchen erreicht das Zentrum nach einem Viertel der Periodendauer; nach $\tau = \frac{1}{4}\nu^{-1} = \sqrt{3\pi/16G\rho}$. In realistischen Systemen ersetzt man die Dichte ρ durch dem Mittelwert der Dichteverteilung $\bar{\rho}$. Die dynamische Zeit τ ist dann *in etwa* gleich der Zeit in der ein Stern das System halb durchqueren kann und in der äußere Störungen ausgeglichen werden können. Üblicherweise wird in der Astrophysik als Referenzzeit hierfür die Freie-Fall-Zeit τ_{ff} verwandt. Diese ist die Zeit, innerhalb der eine homogene Sphäre aus druckfreier Materie kollabiert, wenn sie anfänglich in Ruhe war und ist genau $\tau_{ff} = \tau/\sqrt{2}$ (Binney & Tremaine 1987, Kap. 2.2):

$$\tau_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\bar{\rho}}} = \sqrt{\frac{\pi^2 r^3}{8GM}}. \quad (2.52)$$

Im letzten Schritt wird die Definition der mittleren Dichte als $\bar{\rho} = M/\frac{4}{3}\pi r^3$ herangezogen.

2.4 Die Scheibe der Milchstraße

Wie in Kap. 2.1 kurz dargestellt, bestehen Spiralgalaxien wie die Milchstraße aus einer scheibenförmigen Komponente, einer zentralen Verdickung und einer diffusen etwa sphärisch verteilten Sternkomponente. Das ganze wiederum ist in einen Halo aus Dunkler Materie eingebettet, der auf großen Skalen die dynamischen Eigenschaften (z. B. die Rotationsgeschwindigkeit) bestimmt. Da in dieser Arbeit einige Aspekte der säkularen Entwicklung der galaktischen Scheibe untersucht werden, soll diese nun genauer beschrieben werden:

2.4.1 Beobachtungsdaten zur galaktischen Scheibe

Betrachtet man galaktische Scheiben in optischen Wellenlängen, so ist ihre Spiralstruktur das wohl auffallendste Merkmal. Geht man zu rötlichen Spektralbereichen über, so wird die Ausprägung

der Spiralarme zunehmend schwächer und das Erscheinungsbild der Scheibe homogener. Spiralarme werden also dominiert von sehr jungen und bläulichen Sternen, die in den Sternentstehungsgebieten an der Rückseite der Dichtewellen (Lin & Shu 1964, 1966) der Spiralstruktur gerade gebildet werden. Sie sind sehr kurzlebig und stellen nur einen geringen Bruchteil (etwa 1 – 2 %) an der Gesamtzahl der Sterne. Im Gegensatz zu Gas reagiert die Sternkomponente auf die wellenförmige Störung des Potentials nur sehr gering, so daß das Gros der Sterne (alte und rötliche K- und M-Sterne) gleichmäßig über die Scheibe verteilt ist. Man kann also azimutale Variationen im Rahmen dieser Arbeit völlig vernachlässigen.

Aus Beobachtungen anderer Spiralgalaxien (siehe MB § 5-2 und Referenzen dort) weiß man, daß die Radialabhängigkeit der Flächenleuchtkraft der Scheibe am besten durch ein Exponentialgesetz der Form $I(R) = I_0 \exp(-R/R_0)$ (siehe Gl. (2.4)) beschrieben werden kann. R_0 bezeichnet die radiale Skalenlänge der Scheibe; für unsere Milchstraße ist der beste Wert $R_0 = 3.5 \pm 0.5$ kpc (Bahcall & Soneira 1980). Nimmt man konstantes Masse-Leuchtkraft-Verhältnis und verschwindende Absorption durch Gas und Staub an, dann gibt die Oberflächenhelligkeit I recht gut den Verlauf der Flächenmassendichte $\Sigma(R)$ wieder. Beobachtungen ergeben Werte für die Flächenhelligkeit in der Sonnenumgebung (d.h. für Radien von $R \simeq R_\odot = 8.5$ kpc) von 13 bis $17 L_\odot \text{pc}^{-2}$ im V-Band, d.h. bei Wellenlängen von 555 nm (de Vaucouleurs & Pence 1978 und Bahcall & Soneira 1980). Hier wird $I(R_\odot) = 15 L_\odot \text{pc}^{-2}$ verwandt. Für die Normierungskonstante der Gleichung ergibt sich dann $I_0 = 170 L_\odot \text{pc}^{-2}$.

Untersuchungen der Kinematik von Sternen ergeben je nach Autor Werte für die Massenflächendichte in der galaktischen Ebene zwischen $37 M_\odot \text{pc}^{-2}$ (Kuijken & Gilmore 1989 abc) und $81 M_\odot \text{pc}^{-2}$ (Bahcall 1984 abc). Für das hier verwandte Modell unserer Milchstraße gilt $\Sigma(R_\odot) = 75 M_\odot \text{pc}^{-2}$. Damit folgt für das Masse-Leuchtkraft-Verhältnis $\Upsilon = 5 M_\odot/L_\odot$ (im V-Band). Die Massendichte (inklusive Gasanteil) in der Sonnenumgebung beträgt etwa $0.125 M_\odot \text{pc}^{-3}$ (Allen 1973, §118). Das Modell ist in Kap 5.1 detaillierter beschrieben.

Während die Dichteänderung in radialer Richtung einem relativ einfachen Exponentialgesetz folgt, ist die Verteilung der Sterne in vertikaler Richtung (d. h. aus der Scheibenebene heraus) weitaus komplexer. Aus Sternzählungen in Richtung des nordgalaktischen (Fenkart 1966, Becker & Fenkart 1976, Yoshii, Ishida & Stobie 1987), bzw. des südgalaktischen Poles (Gilmore & Reid 1983, Yoss 1991) erhält man einen Dichteabfall, wie er in Bild 2.6 angezeigt ist. Analytisch läßt sich dies durch

$$\rho(z) = \rho_\odot \frac{(1 - e^{-z/z_0})}{z/z_0} \quad (2.53)$$

darstellen, mit $\rho_\odot = 0.125 M_\odot \text{pc}^{-3}$ und $z_0 = 120$ pc (Klessen 1991).

2.4.2 Modelle der galaktischen Scheibe

Aus obigen Beobachtungsdaten (der lokalen Umgebung) will man nun ein konsistentes Bild der globalen Struktur und Dynamik der galaktischen Scheibe und ihrer Entwicklungsgeschichte gewinnen.

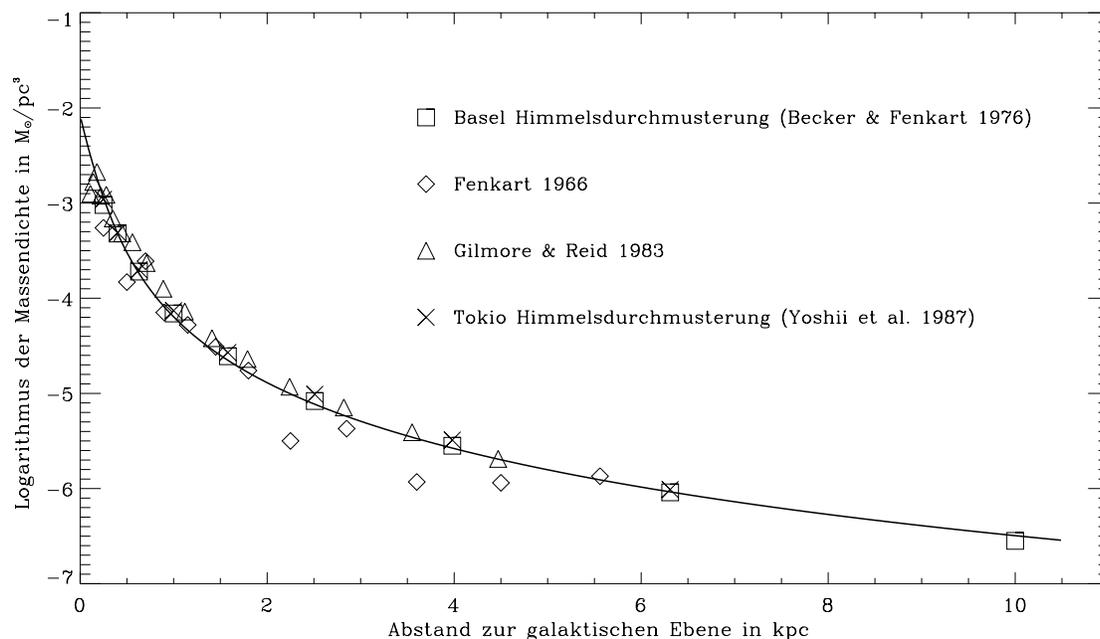


Abbildung 2.6: Verlauf der Sterndichte senkrecht zur galaktischen Ebene. Datenpunkte nach Sandage 1987 und den dort aufgeführten Quellen im Bereich $z \simeq 0$ bis $z \simeq 10$ kpc. Die durchgezogene Linie stellt den besten Fit nach Gl. (2.53) an die Daten der Basel Himmelsdurchmusterung (Becker & Fenkart 1976) dar. In der $z = 0$ -Ebene wird neben Sternen noch der Anteil von Gas und Staub an der Gesamtdichte berücksichtigt.

Dazu verwendet man die Jeans-Gleichung (2.19). Sie verknüpft die wichtigsten physikalischen Größen des Systems: die Dichteverteilung $\rho(\mathbf{x})$, das galaktische Potential $\Phi(\mathbf{x})$ und als kinematische Größe den Tensor der Geschwindigkeitsdispersion $\overline{v_i v_j}$. Aufgrund der in guter Näherung gegebenen Rotationssymmetrie von galaktischen Scheiben und weil der Dispersionstensor dargestellt in Zylinderkoordinaten annähernd diagonal ist (zumindest in größerer Entfernung vom Zentrum, siehe Überlegungen vor Gl. (2.57)), bietet sich für die Dichte folgender Separationsansatz an:

$$\rho(\mathbf{x}) = \rho(R, z, \varphi) = \rho(R) \times \rho(z). \quad (2.54)$$

Die beobachtete exponentielle Abhängigkeit der Leuchtkraft von Scheiben $I(R) = I_0 \exp(-R/R_0)$ führt, falls die Skalenhöhe in z nicht von R abhängt, zu

$$\rho(R) = \rho_0 \exp(-R/R_0), \quad (2.55)$$

wobei im Falle unserer Milchstraße die Dichte im Ursprung sich aus $R_\odot = 8.5$ kpc, $R_0 = 3.5$ kpc und $\rho(R_\odot) = 0.125 M_\odot \text{pc}^{-3}$ ergibt als $\rho_0 = 1.42 M_\odot \text{pc}^{-3}$.

Um einen Ansatz für den z -Anteil der Dichteverteilung zu finden, betrachtet man die vertikale Jeans-Gleichung (B.10.c),

$$\frac{\partial(\overline{\rho v_R v_z})}{\partial R} + \frac{\partial(\overline{\rho v_z^2})}{\partial z} + \frac{\overline{\rho v_R v_z}}{R} + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0. \quad (2.56)$$

Der erste Term beschreibt die Radialabhängigkeit der Rz -Komponente des Geschwindigkeitstensors. Bleibt die Ausrichtung des Geschwindigkeitsellipsoids (siehe Kap. 2.2.2) auch in großen galaktischen Höhen parallel zu den (zylindrischen) Koordinatenachsen (R, φ, z) , was bei einer stark ausgeprägten Scheibe der Fall ist, dann gilt stets $\overline{v_R v_z} = 0$. Wird hingegen das Potential zum größten Teil von einem sphärisch symmetrischen Halo bestimmt, dann zeigt die große Halbachse des Ellipsoids stets in Richtung des galaktischen Zentrums und der Term ist von der Größe $\simeq (\overline{v_R^2} - \overline{v_z^2}) z / R R_0$ (Gilmore et al. 1989). Dies ist um $\mathcal{O}(z^2 / R R_0)$ kleiner als der zweite und vierte Term in Gl. (2.56) und kann vernachlässigt werden. Dieselben Abschätzungen treffen auf den dritten Term zu. Man erhält

$$\overline{v_z^2} = \int \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\overline{\rho v_z^2})}{\partial z} dz = \int -\frac{\partial \Phi}{\partial z} dz = 4\pi G \int \rho(z) dz = 4\pi G \Sigma, \quad (2.57)$$

wobei im vorletzten Schritt die Poisson-Gleichung (2.10) eingeht und der letzte Schritt der Definition der Flächendichte $\Sigma(R)$ entspricht. Vertikales Gleichgewicht erfordert somit für eine exponentielle Scheibe und konstante Skalenhöhe $\overline{v_z^2} \propto \Sigma \propto \exp(-R/R_0)$. Nimmt man konstantes Achsenverhältnis des Geschwindigkeitsellipsoid an, folgt auch $\overline{v_R^2} \propto \exp(-R/R_0)$. Dies wird durch Beobachtungen (z.B. von Lewis & Freeman 1989) hervorragend bestätigt.

Für eine (lokal) isotherme Gruppe von Sternen, d. h. für $\overline{v_z^2} \simeq \text{const.}$ in einem bestimmten Radienbereich, ergibt sich

$$\frac{\overline{v_z^2}}{v_z^2} \frac{\partial \ln \rho}{\partial z} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (2.58)$$

Man findet dann die einfache Lösung

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(\frac{\Phi(0) - \Phi(z)}{\overline{v_z^2}}\right). \quad (2.59)$$

Beobachtende Astronomen gehen davon aus, daß photometrisch oder kinematisch sehr homogen selektierte Sterne tatsächlich durch *eine* gemeinsame Dispersion beschrieben werden können (z.B. Bahcall 1984c). Um den tatsächlichen Dichteverlauf wiederzugeben, bedarf es somit einer Vielzahl isothermer Sternkomponenten, mit Dispersionen bis etwa 140 km s^{-1} (Bahcall 1984a, MB Tab. 4-16 und 7-1, Klessen 1991),

$$\rho(z) = \sum_i \rho_i(z) = \sum_i \rho_{0,i} \exp\left(\frac{\Phi(0) - \Phi(z)}{\sigma_{z,i}^2}\right). \quad (2.60)$$

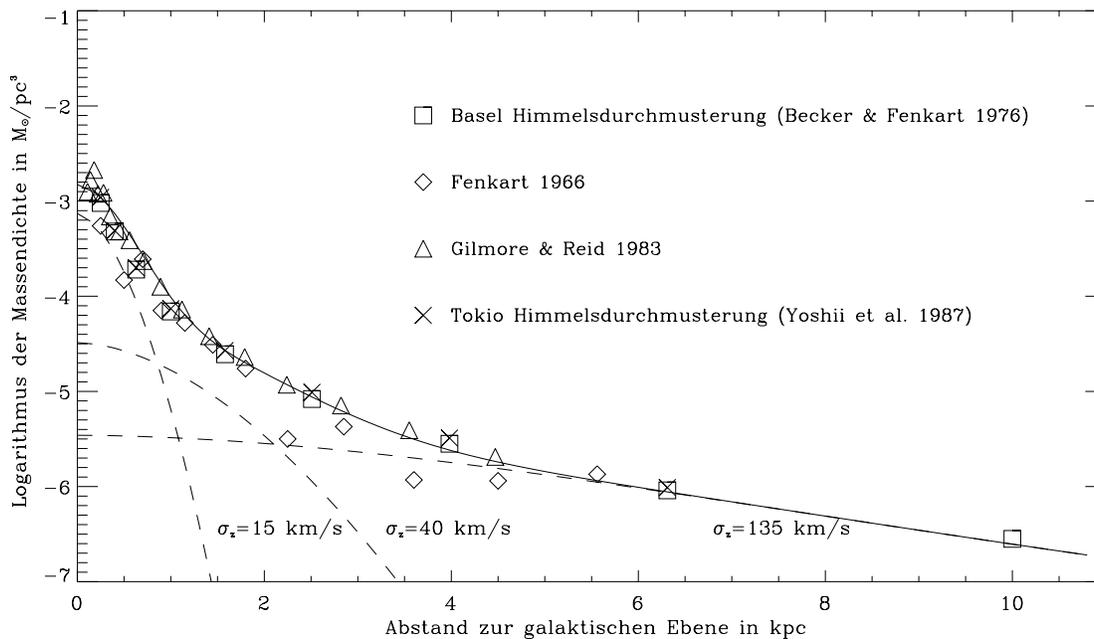


Abbildung 2.7: Bester Fit – durchgezogene Linie – an die beobachtete vertikale Dichteverteilung (Datenpunkte wie in Bild 2.6), mit Dünner Scheibe ($\sigma_z = 15 \text{ km s}^{-1}$), Dicker Scheibe ($\sigma_z = 40 \text{ km s}^{-1}$) und Halo ($\sigma_z = 135 \text{ km s}^{-1}$) – jeweils gestrichelt gezeichnet. Der Wert von $\sigma_z = 90 \text{ km s}^{-1}$ für die Halo-Population in Sandage 1987 ließ sich nicht reproduzieren. Die Sterndichte in der Ebene ($z = 0$) beträgt $0.65 M_\odot \text{ pc}^{-3}$, was in etwa dem gemessenen Wert (Allen 1973, § 118) entspricht. Die Dichte $\rho_\odot = 0.125 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ in Gl. (2.53) beinhaltet neben der Sternpopulation auch die Beiträge von Gas und Staub ($\simeq 0.5 M_\odot \text{ pc}^{-3}$), die jedoch aufgrund ihrer geringen Skalenlänge in Höhen ab 50 bis 100 pc völlig vernachlässigbar sind und im 3-Komponenten-Modell nicht darstellbar sind.

Eine erste grobe Näherung erhält man, indem man *drei* isotherme Komponenten ansetzt (Sandage 1987), siehe auch Bild 2.7:

- Zunächst eine Komponente mit kleiner Geschwindigkeitsdispersion von $\sigma_z \simeq 15 \text{ km s}^{-1}$, die etwa 90 % der gesamten Scheibenmasse enthält. Aufgrund ihrer recht geringen Skalenhöhe ($\simeq 270 \text{ pc}$) wird sie die **Dünne Scheibe** genannt. Die Sterne, die dieser Komponente zugerechnet werden, besitzen Metallizitäten[†] im Bereich $0.3 \gtrsim [\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -0.5$. Auch unsere Sonne ist Teil dieser Dünnen Scheibe.
- Dann eine Komponente mit Metallizität von $-0.5 \gtrsim [\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1.0$ und Dispersion von $\sigma_z \simeq 40 \text{ km s}^{-1}$, was einer Skalenhöhe von ungefähr 1 kpc entspricht. Sie trägt zu etwa 9% aller Scheibensterne bei. Verschiedene Modelle zur Entstehung dieser sog. **Dicke Scheibe** sind das Thema dieser Arbeit.

[†]In der Astrophysik hat es sich eingebürgert, alle Elemente schwerer als Wasserstoff und Helium als Metalle zu bezeichnen. Als Maß für die Metallizität eines Sternes wird der Anteil dieser Elemente an der Gesamtmasse verglichen mit dem Wert in unserer Sonne. Die Größe $[\text{Fe}/\text{H}]$ stellt den dekadischen Logarithmus dieses Verhältnisses dar; beispielsweise beträgt die Metallhäufigkeit in einem Stern mit $[\text{Fe}/\text{H}] = -2$ ein hundertstel des solaren Wertes.

- Schließlich führt man eine **Halo**-Komponente ein, mit $\sigma_z \simeq 135 \text{ km s}^{-1}$ ^{††} und $-1.0 \gtrsim [\text{Fe}/\text{H}]$. In ihr sind auch die Sterne des diffusen sphärischen Halos unserer Milchstraße enthalten. Man kann sie in großen galaktischen Höhen anhand von photometrischen und kinematischen Daten nicht von denen der Dicken Scheiben unterscheiden. Somit stellen sie in diesen Höhen eine Art Verunreinigung jedes Sternkataloges von Scheibensternen dar.

2.4.3 Ursprung der Dicken Scheibe

Über Ursprung und Entwicklung der Dicken Scheibe gibt es, je nach betrachtetem Modell der Entstehungsgeschichte unserer Milchstraße zwei deutlich unterschiedliche Vorstellungen:

Zum einen sieht man die Dicke Scheibe als eine diskrete und eigenständige Komponente der Milchstraße an, welche sich während des dissipationslosen Kollapses der protogalaktischen Gaswolke in einer frühen Phase erhöhter Sternentstehung bildete. Die Dünne Scheibe entstand in diesem Bild erst weit später, als der Großteil des Gases sich bereits in der galaktischen Ebene angesammelt hatte und dort sukzessive neue Sterne bilden konnte. Eggen, Lynden-Bell und Sandage (ELS 1962) waren die ersten, die Indizien für dieses Szenario in der Relation zwischen Kinematik und Metallizität der von ihnen untersuchten Sterne zu entdecken glaubten. Sie folgerten einen rapiden Kollaps auf Zeitskalen von einigen 10^8 Jahren. Erneute Analysen des von ihnen verwandten Datensatzes jedoch ließen starke Zweifel an dessen Vollständigkeit und an der Richtigkeit ihrer Schlußfolgerungen aufkommen. Bis heute herrscht unter den Astronomen Uneinigkeit, ob sich das ELS-Szenario (auch mit den heute zugänglichen kinematischen und spektroskopischen Sterndaten) reproduzieren läßt (eine kurze Zusammenfassung liefern Gilmore 1989 und Norris 1989; Originaldaten und Analysen findet man z.B. in Sandage & Fouts 1987 oder Norris et al. 1985).

Einen eher theoretischen Zugang liefert das „chemodynamische“ Model von Burkert, Truran und Hensler (1992). In den zugrunde liegenden Rechnungen simulieren sie die selbstregulierte chemische und dynamische Evolution einer anfänglich heißen protogalaktischen Gaswolke. Sie finden eine, durch primordiale Supernovae induzierte, etwa 4×10^8 Jahre dauernde Phase stark erhöhter Sternentstehung, während der etwa 5% des Gases in Sterne umgewandelt wird. Diese entkoppeln dabei vom allgemeinen Kollaps und erhalten die kinematischen ($\sigma_z \gtrsim 40 \text{ km s}^{-1}$, d. h. Skalenhöhe $\simeq 1.3 \text{ kpc}$) und chemischen ($-0.5 \gtrsim [\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1.5$) Eigenschaften des Gases dieser Epoche. Der Rest des Gases sinkt weiter in die Scheibenebene und es folgt eine Phase geringer, nur schwach oszillierender Sternentstehungsrate, die bis heute andauert und in der sich die Dünne Scheibe bildete. Interstellare Materie wird dabei durch massereiche Sterne, bzw. durch deren Winde oder Supernovae, mit Metallen angereichert, so daß die durchschnittliche Metallhäufigkeit des Gases und der darin neu entstehenden Sterne monoton mit der Zeit ansteigt.

^{††}Allan Sandage 1987 findet einen Wert von $\sigma_z = 90 \text{ km s}^{-1}$, was jedoch in eigenen Rechnungen nicht bestätigt werden konnte. Vielmehr ist es so, daß bei jedem Verfahren, das multiple isotherme Komponenten im Bereich $\sigma_z = 0 \text{ km s}^{-1}$ bis 140 km s^{-1} verwendet, stets die Komponente mit der *größten* Dispersion zur Beschreibung des sphärischen und diffusen Halos herangezogen wird. Bei Verwendung noch größerer (und unrealistisch hoher) Dispersionen bleibt dieser Wert zwischen 130 und 140 km s^{-1} eingependelt.

Einen ähnliche Ansatz machten Jones & Wyse (1983). Sie schlugen vor, während des anfänglichen Kollapses des protogalaktische Systems habe sich schon recht früh, aufgrund sehr effektiver Kühlung, ein Teil des Gases *in* der Ebene festgesetzt und dort eine dünne Schicht metallarmer Sterne gebildet. Das Gesamtsystem befand sich noch in der Kollapsphase, so daß das Gravitationspotential stetiger Veränderung unterlag. In diesem Nichtgleichgewicht wurde die Scheibe ständig umstrukturiert und während der Relaxation ins Virialgleichgewicht aufgebläht. So daß sie eine der heutigen Dicken Scheibe analoge Form erhielt. Als schließlich der Kollaps zur Ruhe kam, konnte sich sukzessive in der Ebene die Dünne Scheibe bilden. Auch hier ergibt sich eine Relation zwischen Metallizität (bzw. Alter) und Dispersion, wie bei Burkert, Truran und Hensler (1992).

Alternative Modelle sehen die Dicke Scheibe als eine Art „Hochgeschwindigkeitsfortsatz“ der Dünnen Scheibe und betrachten die Unterscheidung beider Komponenten als künstlich und irreführend: Die Gesamtheit aller Sterne ist nach dem oben gesagten sicherlich nicht isotherm und die Geschwindigkeitsdispersion in z -Richtung nicht gaußförmig, sondern hohe Geschwindigkeiten bis hin zur Entweichgeschwindigkeit überproportional vertreten. Man kann dann, ganz im Sinne von Gl. (2.60), die gesamte Scheibe als eine quasikontinuierliche Abfolge isothermer Komponenten betrachten deren Massenanteil mit steigender „Temperatur“ abnimmt. Geht man weiter davon aus, daß fast alle heute beobachteten Sterne (außer den früher gebildeten Halosternen) in der dünnen Gasschicht entstanden sind, die sich *nach* dem Kollaps in der galaktischen Ebene angesammelt hat, dann steht man vor dem Problem, einen Mechanismus finden zu müssen, der die Sternverteilung wieder aufheizt. D. h. es muß eine Möglichkeit geben, den Sternen wieder kinetische Energie zuzuführen, die es ihnen erlaubt, weiter aus der galaktischen Ebene herauszutreten. Wirkt ein solcher Heizungsmechanismus kontinuierlich, erwartet man, daß ältere und deshalb metallärmere Sternkomponenten eine größere Geschwindigkeitsdispersion in z -Richtung aufweisen, als erst kürzlich gebildete und metallreiche, weil die Energiezufuhr über einen längeren Zeitraum hinweg erfolgen konnte. Man erhält dann eine stetige Korrelation von $[\text{Fe}/\text{H}]$ und σ_z ; ganz im Gegensatz zu einer sprunghaften im ELS-Bild. Eine derartige Unstetigkeit folgt jedoch auch, wenn der dominierende Effekt der Scheibenheizung diskret auftritt (etwa der Einfall von Satellitengalaxien).

Im folgenden soll ein kurzer Überblick über mögliche Heizungsmechanismen der galaktischen Scheibe gegeben werden:

- **Scheibenheizung durch massive schwarze Löcher:** Lacey & Ostriker konnten 1985 zeigen, daß sich aus der Annahme, der Dunkle Halo unserer Milchstraße bestünde vollständig aus massiven schwarzen Löchern, die Existenz einer kinematisch heißen Scheibenkomponente folgern läßt. Um die dynamisch geforderte Dichteverteilung des (nur schwach rotierenden und weitgehend dispersionsgestützten) Halos zu erzeugen, müssen die schwarzen Löcher eine sehr hohe und isotrope Geschwindigkeitsdispersion von $\simeq 250 \text{ km s}^{-1}$ besitzen. Daher können große Relativgeschwindigkeiten zur Sternkomponente auftreten und einige Sterne durch nahe Vorbeiflüge in hohe galaktische Höhen gestreut werden. Zur Erzeugung der Dicken Scheibe, müssen die Haloobjekte typischerweise Massen von $10^6 M_\odot$ besitzen. Die so erzeugte Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ ist für kleine v gaußförmig, fällt jedoch für große v nach einem Potenzgesetz ab ($f(v) \propto v^{-5}$). Letzteres resultiert aus der (geringen) Zahl naher Wechselwirkungen, die Geschwindigkeitsänderungen der Größen-

ordnung $\Delta v \gtrsim v$ hervorrufen können. Etwa 1% aller Scheibensterne werden in diesen Hochgeschwindigkeitsanteil gestreut.

Lacey & Ostriker (1985) und Ipser & Semenzato (1985) schlugen vor, dieses Szenario auch zur Erklärung der A-Sterne mit $v > 100 \text{ km s}^{-1}$ heranzuziehen (Rodgers 1971). Diese stellen etwa 0.1% aller A-Sterne dar und sind durchgehend jünger als 0.7×10^9 Jahre (Lance 1988). Dies paßt jedoch nicht in das Bild eines zufällig verteilten Heizungsmechanismus, da das Alter „normaler“ A-Sterne (d.h. mit geringer Pekuliarbewegung) gleichmäßig im Bereich von 0 bis 2×10^9 Jahren liegt, und sich dies auch in den *high velocity* Sternen widerspiegeln müßte. So liegt der Schluß nahe, daß alle *high velocity* A-Sterne in einem diskreten Ereignis entstanden sind, etwa bei der Akkretion einer Satellitengalaxie. Auch die Annahme, daß die Haloobjekte Massen der Größenordnung $10^6 M_\odot$ besitzen, scheint durch Messungen von Gravitationslinsen so gut wie ausgeschlossen (Wambsganss & Paczyński 1992 konnten dies durch Analyse von VLBA-Daten für Schwarze Löcher im Bereich $10^5 - 10^7 M_\odot$ zeigen). Gleichzeitig mehren sich die Indizien, daß der Dunkle Halo – zumindest teilweise – aus sogenannten MACHO's (*Massive Cold Halo Objects*; das sind Braune Zwerge oder Jupiter-ähnliche Objekte mit Massen im Bereich 10^{-7} bis $10^{-1} M_\odot$) zusammensetzt. Die französische EROS-Gruppe (Aubourg et al. 1993) und die amerikanisch-australische MACHO-Kollaboration (Alcock et al. 1993) meldeten fünf Linsenereignisse bei Beobachtungen der Großen Magellan'schen Wolke. Die polnisch-amerikanische OGLE-Gruppe (Udalski et al. 1993) beobachtete vier solcher Ereignisse in Richtung des galaktischen Zentrums. Jetzer (1994) errechnete daraus durchschnittliche Massen von $0.28 M_\odot$ (EROS, MACHO) und $0.08 M_\odot$ (OGLE).

Der Heizungsmechanismus durch massive Schwarze Löcher scheint also von verschiedenen Seiten her ausgeschlossen werden zu können. Diese Arbeit (siehe Kap. 4) liefert ein weiteres Argument für diesen Schluß.

- **Aufheizung durch Satelliteneinfang:** Wie kosmologische Rechnungen indizieren, kann man Galaxien nicht als isolierte Gebilde betrachten. Sie blicken vielmehr auf eine wechselvolle Geschichte von Zusammenstößen und Verschmelzungen mit anderen Galaxien und kleineren Objekten zurück (so haben während der letzten 5 Milliarden Jahre etwa 70% aller Dunkler Halos, in die Galaxien eingebettet sind, mindestens 10% ihrer heutigen Masse durch Akkretion dazugewonnen; Kauffmann & White 1993, Lacey & Cole 1993 + 1994 und Navarro et al. 1994). Dies hat gravierende Auswirkungen auf eine vorhandene Scheibenstruktur und führt auch bei sehr kleinen einfallenden Massen ($\simeq 10^8 M_\odot$) zu einem starken Anstieg der Skalenhöhe der Scheibe bis hin zur völligen Zerstörung derselben (siehe Kapitel 5, bzw. Quinn & Goodman 1986, Carlberg & Hartwick 1989, Hernquist & Quinn 1987 oder Quinn et al. 1993). Ostriker (1990) konnte zeigen, daß für die Energie, die bei einem solchen Ereignis in die zufällige Bewegung (Geschwindigkeitsdispersion, d.h. innere Energie) der Scheibensterne übergeht, gilt

$$\Delta\sigma^2 \simeq v_{sat}^2 \frac{M_{sat}}{M_{disk}}. \quad (2.61)$$

D.h. die Energieänderung der Scheibe ($M_{disk} \sigma^2$) liegt in der Größenordnung der kinetische Energie der Satellitengalaxie ($M_{sat} v_{sat}^2$). Tóth & Ostriker (1992) verglichen daraufhin die beobachteten Skalenhöhen von galaktischen Scheiben (das Gros der Scheibensterne liegt

ja *trotz* dieser Prozesse in einer bemerkenswert dünnen Schicht von nur wenigen 100 pc Durchmesser) mit obigen Abschätzungen und kamen zu dem Schluß, daß während der letzten 5 Milliarden Jahre allerhöchstens 3 — 4 % der Masse innerhalb des Sonnenradius akkretiert worden sein kann. Da die oben angegebenen, weit höheren Verschmelzungsraten aus kosmologischen Szenarien nur Aussagen machen über Dunkle Halos, die die Galaxien umgeben (und den größten Anteil der Masse stellen), steht der relativ geringe Wert von Tóth & Ostriker nicht unbedingt im Widerspruch dazu. Vielmehr bedeutet eine frühe Verschmelzung der Dunklen Halos keineswegs auch ein Verschmelzen der Galaxien in deren Kernen. Diese können noch recht lange (einige Milliarden Jahre) ein gemeinsames Zentrum umkreisen, bevor sie durch dynamische Reibung so viel kinetische Energie verloren haben, daß sie schließlich kollidieren.

Die Auswirkungen von einfallenden Zwerggalaxien soll in Kap. 5 dieser Arbeit näher untersucht werden.

- **Aufheizung durch Streuung an massiven Molekülwolken und den Potentialstörungen in Spiralarmen:** Spitzer und Schwarzschild schlugen bereits 1951 und 1953 vor, durch Stöße an massiven Molekülwolkenkomplexen könnten einige Sterne der Dünnen Scheibe genügend kinetische Energie gewinnen, um sehr weit aus der galaktischen Ebene herauszutreten und so als Dicke Scheibe identifiziert zu werden. Potentialfluktuationen, an denen Sterne streuen können, entstehen auch durch die Dichteveränderungen in Spiralarmen, wenn diese die galaktische Scheibe durchlaufen. Beide Vorgänge lassen sich als Diffusion der Sterne im Phasenraum beschreiben (Fuchs & Wielen 1987, Binney & Lacey 1988, Wielen & Fuchs 1989). Man erhält eine Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeitsdispersion von $\sigma \propto \sqrt{t}$, wobei t das Alter des jeweiligen Sterns ist. Dies wird in etwa durch die Beobachtung bestätigt. Beide Prozesse für sich betrachtet sind nicht in der Lage, die hohe z -Dispersion der Dicken Scheibe von $\sigma_z \simeq 40 \text{ km s}^{-1}$ zu erklären und auch das beobachtete Verhältnis von $\sigma_z/\sigma_R \simeq 0.5$ kann nur schwer reproduziert werden. Da die Dichtewellen der Spiralarme stets von großen Molekülwolkenkomplexen begleitet werden, verstärken sich beide Effekte gegenseitig. Jedoch auch dann sättigt ihr Einfluß zu früh ab. Denn sobald sich Sterne die meiste Zeit außerhalb der unmittelbaren Umgebung der Ebene aufhalten, was bereits bei recht geringen σ_z -Werten der Fall ist, stehen Molekülwolken und Dichtewellen als Streupartner nicht mehr zur Verfügung. So daß diese Prozesse zwar als wichtig zur Beschreibung der internen Struktur der Dünnen Scheibe angesehen werden, sich jedoch nicht zur Erklärung der Dicken Scheibe eignen (Lacey 1991, Wyse & Gilmore 1993).
- **Aufheizung durch „Bending“-Instabilität:** Auch globale Biegungs- und Schlauchinstabilitäten (Vandervoort 1991) können ein anfänglich flaches System kinematisch aufheizen (durch Umschichtung von Rotationsenergie in kinetische Energie in z -Richtung). Merrit & Hernquist (1991) und Hernquist et. al. (1994) untersuchten die Anwendung dieses Mechanismus auf stark abgeflachte Elliptische Galaxien, wie sie etwa beim Verschmelzen zweier Spiralgalaxies häufig auftreten. Sie fanden eine dynamische Umschichtung kinetischer Energie zu weniger abgeflachten Systemen hin (Abnahme der Elliptizität). Solche Instabilitäten könnten evtl. auch zur Erklärung der Dicken Scheibe herangezogen werden. Allerdings ist die Untersuchung dieser Effekte noch in einem sehr vorläufigen Stadium und sei hier nur der Vollständigkeit halber angeführt.

2.5 Kugelsternhaufen der Milchstraße

Kugelsternhaufen sind kompakte, sphärisch symmetrische Ansammlungen von einigen 10^5 bis 10^6 Sternen. Sie besitzen einen Zentralbereich sehr hoher Sterndichte, welcher in einen ausgedehnten Halo eingebettet ist. Die gesamte Ausdehnung liegt zwischen einigen 10 pc bis zu einigen 100 pc (siehe Bild 2.9; bzw. Webbink 1985, Zinn 1985 oder Spitzer 1987).

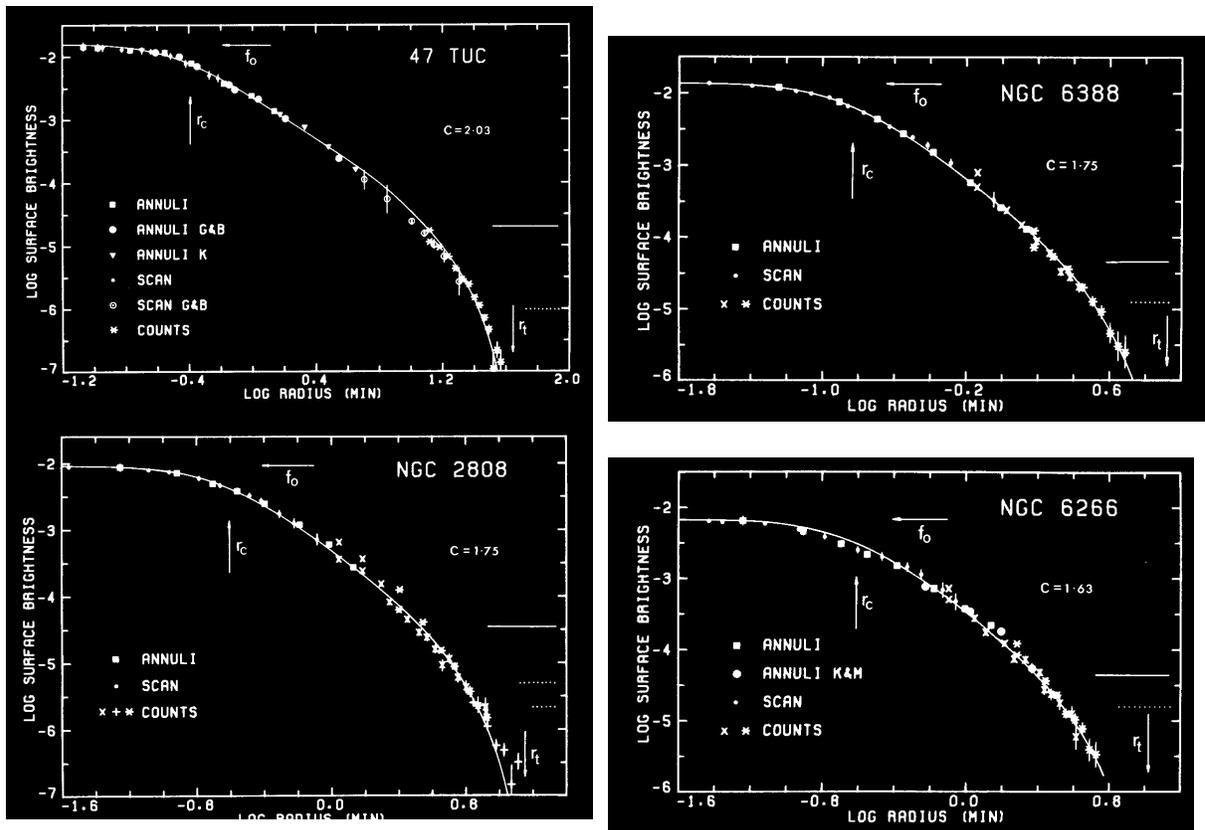


Abbildung 2.8: Vier Beispiele für die hervorragende Übereinstimmung von King-Profilen mit der beobachteten Dichteverteilung in Kugelsternhaufen. Nach oben aufgetragen ist der Logarithmus der Oberflächenhelligkeit, nach rechts der Logarithmus des Abstandes vom Haufenzentrum in Bogenminuten. Die Größen r_c , r_t und f_0 bedeuten jeweils Kernradius, Gezeitenradius und Flächenhelligkeit um Zentrum (Daten nach Illingworth & Illingworth 1976):

NGC 104, auch 47Tucanae, hat einen Konzentrationsindex $c \simeq 2.03$, eine Gesamtausdehnung $r_t \simeq 51.3$ pc und eine Metallizität von $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -0.76$. Aufgrund seiner für Kugelsternhaufen großen Metallhäufigkeit wird er der Scheibenpopulation der Kugelsternhaufen zugerechnet. Die Distanz zur Sonne beträgt 4.0 ± 0.4 pc. Damit entspricht eine Bogenminute einer Strecke von etwa 1.18 pc.

NGC 6388: Auch dieser Kugelsternhaufen wird der galaktischen Scheibe zugeordnet. Für ihn sind $c \simeq 1.75$, $r_t \simeq 28.0$ und $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -0.74$. Sein Abstand zur Sonne beträgt 11.6 ± 2.6 pc und damit gilt $1' \simeq 3.5$ pc.

NGC 2808 hat $c \simeq 1.75$, $r_t \simeq 37.2$ und $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -1.37$. Wegen dieser geringen Metallizität wird er zur Halopopulation gezählt. Die Distanz zur Sonne ist 9.8 ± 0.9 kpc, so daß $1' \simeq 2.6$ pc.

NGC 6266: Es gilt $c \simeq 1.63$, $r_t \simeq 23.3$ pc und $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -1.29$. Auch NGC 6266 gehört zum galaktischen Halo. Der Abstand zur Sonne beträgt 7.9 ± 0.8 kpc, so daß eine Bogenminute einer Strecke von etwa 2.2 pc entspricht.

Es gibt etwa 140 bekannte Kugelsternhaufen in unserer Milchstraße (siehe Zinn 1985 und dort angegebene Referenzen). Wie in Kap. 2.3 kurz vorgestellt, läßt sich die Sternverteilung in Kugelsternhaufen sehr gut durch die King'sche (King 1966, Illingworth & Illingworth 1976; bzw. Kap. 2.3.5) Gleichgewichtslösung der Boltzmann-Gleichung beschreiben (Bild 2.8). Die radiale Abhängigkeit der Dichte ρ ergibt sich durch Integration von Gl. 2.46 für den Potentialverlauf $\Psi(r)$ und anschließendes Einsetzen in Gl. 2.47. Da sich diese Gleichungen nicht analytisch lösen lassen, verwendet man für analytische Abschätzungen häufig Plummer-Modelle (Plummer 1911; bzw. Kap 2.3.3); diese sind Polytrope mit Index $n = 5$. Der innere Bereich von Kugelsternhaufen läßt sich zudem hervorragend darstellen als isotherme Sphäre (Kap. 2.3.4). Auch diese gehört zur Familie der Polytropen und wird erhalten, wenn man formal den Polytropenindex $n \rightarrow \infty$ gehen läßt. Beide besitzen jedoch unendliche Ausdehnung und eignen sich deshalb zur Beschreibung der Außenbereiche von Kugelsternhaufen nur unzureichend.

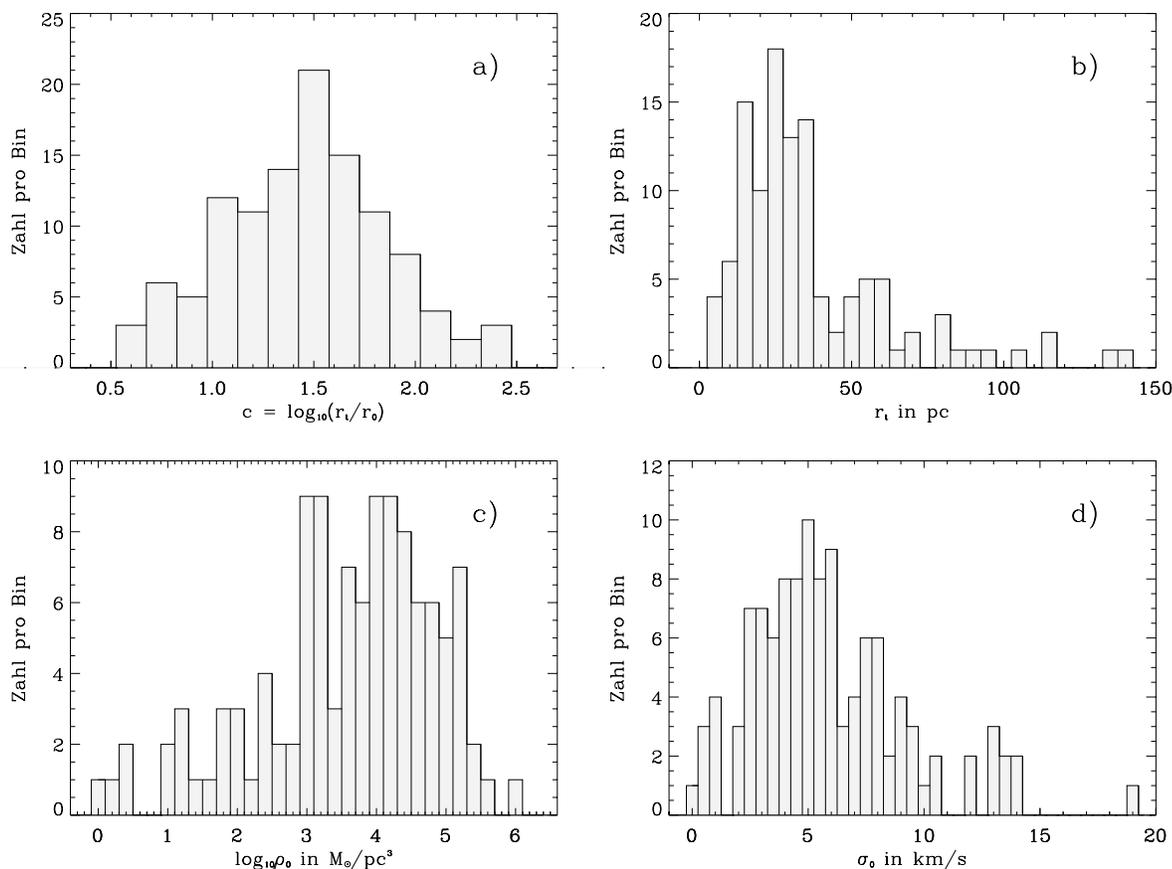


Abbildung 2.9: Verteilung von a) Konzentrationsindex c , b) Gezeitenradius r_t , c) Logarithmus der Sterndichte im Zentrum $\log_{10} \rho_0$ und d) zentraler Geschwindigkeitsdispersion σ_0 für 134 Kugelsternhaufen der Milchstraße (nach Webbink 1985).

Kugelsternhaufen lassen sich nicht isoliert betrachten; sie bewegen sich im Gravitationsfeld der Milchstraße. Bei einem bestimmten Abstand r_t vom Haufenzentrum halten sich Eigengravitation

und Gezeitenfeld der Galaxie die Waage. Entfernt sich ein Stern weiter als diesen Gezeitenradius r_t vom Zentrum, dann überwiegt der Einfluß der Muttergalaxie und der Stern geht für den Haufen verloren. Die Größe des Gezeitenradius r_t des Kugelsternhaufens hängt also von seiner galaktischen Position und von seiner Gesamtmasse und zentralen Konzentration ab. Je näher der Haufen dem galaktischen Zentrum kommt, desto größer ist der Einfluß der Galaxie und desto kleiner wird der Gezeitenradius sein. Umgekehrt, je größer die Masse und je dominanter der Kernbereich des Kugelsternhaufens ist, desto größer ist die Entfernung bis zu der die Eigengravitation überwiegt und desto größer ist r_t . Die zentrale Konzentration eines Kugelsternhaufens ist das Verhältnis von Gezeitenradius r_t zu Kernradius r_0 . Ein Maß hierfür ist der Konzentrationsindex $c \equiv \log_{10}(r_t/r_0)$. Nach Gl. (2.44) skaliert der Kernradius r_0 invers mit der Wurzel der Zentraldichte ($r_0 \propto \rho_0^{-1/2}$) und linear mit der Dispersion ($r_0 \propto \sigma$). Der Parameter σ beschreibt beim King-Modell die Geschwindigkeitsdispersion im Kernbereich (siehe Bild 2.5: für Konzentrationen $c \gtrsim 1.0$ gilt $\overline{v^2} \simeq 3\sigma^2$). Für größere Radien fällt $\overline{v^2}$ monoton gegen den Wert Null bei r_t ; im Gegensatz dazu gilt bei der isothermen Sphäre $\overline{v^2} = 3\sigma^2$ für alle Radien. Bild 2.9 gibt die Verteilung der Größen c , r_t , $\log_{10} \rho_0$ und σ für 134 Kugelsternhaufen der Milchstraße wieder (Webbink 1985).

Ausgehend von diesen Daten wird für die numerischen Simulationen in dieser Arbeit folgendes *Standardmodell* eines galaktischen Kugelsternhaufens verwandt:

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------|
| Konzentrationsindex $c = \log_{10}(r_t/r_0)$: | $c = 1.53$ |
| Verhältnis ξ von potentieller $\Psi(0)$ zu kinetischer Energie σ^2 im Kern: | $\xi = 7.0$ |
| Geschwindigkeitsdispersion σ im Kern: | $\sigma = 5.0 \text{ km s}^{-1}$ |
| Kingradius: | $r_0 = 1.0 \text{ pc}$ |
| Halblichttradius: | $r_h = 3.9 \text{ pc}$ |
| Gezeitenradius: | $r_t = 33.7 \text{ pc}$ |
| Gesamtmasse: | $M = 1.04 \times 10^5 M_\odot$ |
| Masse im Kernbereich: | $M_0 = 9.0 \times 10^3 M_\odot$ |
| Mittlere Dichte: | $\bar{\rho} = 0.64 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ |
| Dichte im Zentrum: | $\rho_0 = 4.2 \times 10^3 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ |
| Gesamte Freie-Fall-Zeit: | $\tau_{ff} = 1.01 \times 10^7 \text{ Jahre}$ |
| Freie-Fall-Zeit des Kerns: | $\tau_{ff}^{core} = 1.25 \times 10^5 \text{ Jahre}$ |

Betrachtet man die Metallhäufigkeit galaktischer Kugelsternhaufen, so stellt man fest, daß deren Verteilung bimodal ist (Zinn 1985):

Alle metallreichen Kugelsternhaufen, d.h. mit $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -0.9$, liegen innerhalb eines Abstandes von 3.5 kpc zur galaktischen Ebene, wohingegen die metallarmen Haufen über einen weiten Bereich von $|z|$ verteilt sind (Bild 2.10). Dies wird weiter deutlich in Bild 2.11. Es stellt die Projektion der Orte für Haufen mit $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.9$ (a) und $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.9$ (b) in die xz -Ebene, bzw. xy -Ebene dar (x zeigt vom Zentrum der Milchstraße zur Sonne, y weist in Richtung der galaktischen Rotation und z zum galaktischen Nordpol). Für erstere erkennt man die weit ausgedehnte sphärisch symmetrische Anordnung und für letztere eine stark abgeflachte Struktur.

Kinematische Untersuchungen (Zinn 1985 und 1991) zeigen, daß die Halopopulation nur eine sehr geringe Rotationsgeschwindigkeit aufweist von $v_{rot} = 50 \pm 23 \text{ km s}^{-1}$, ähnlich den Feldsternen des Halos mit $v_{rot} = 50 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ (RR Lyrae des Halos), jedoch große Geschwindigkeitsdispersion besitzt, $\sigma = 114 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$ (RR Lyrae: $\sigma = 114 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$). Damit ist $v_{rot}/\sigma = 0.4 \pm 0.2$ und das System weitgehend dispersionsgestützt. Für die Kugelsternhaufen der Scheibenpopulation dagegen gilt $v_{rot} = 193 \pm 29 \text{ km s}^{-1}$ und $\sigma = 59 \pm 11 \text{ km s}^{-1}$. Die Verteilung ist rotationsgestützt; es errechnet sich $v_{rot}/\sigma = 3.3 \pm 0.8$. Diese Werte stimmen mit denen der RR Lyrae Sternen der Dicken Scheibe überein: $v_{rot} = 188 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$, $\sigma = 64 \pm 16 \text{ km s}^{-1}$ und $v_{rot}/\sigma = 2.9 \pm 0.8$.

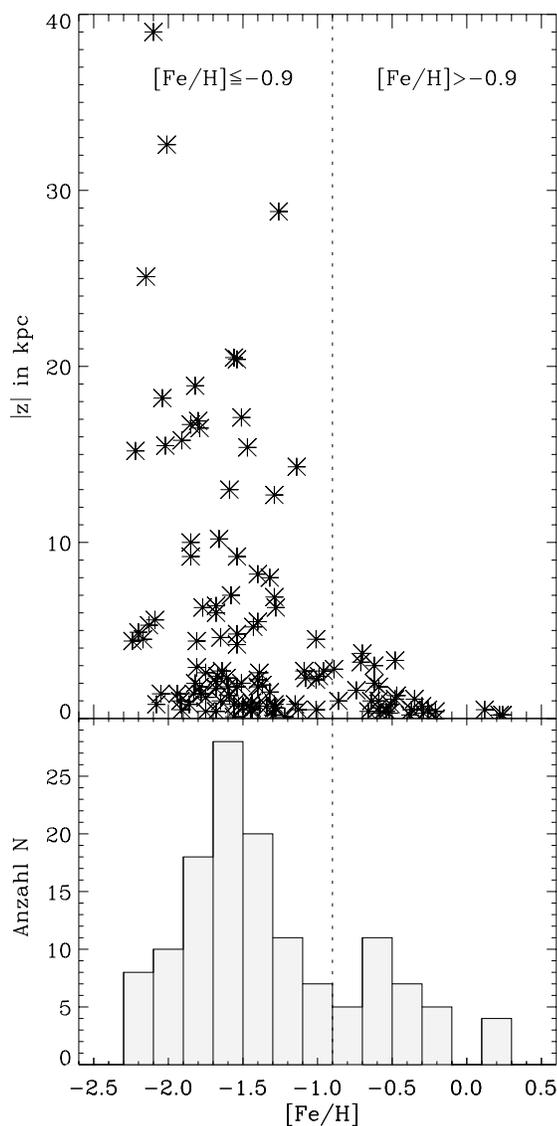


Abbildung 2.10:

- a) $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Verteilung und
 b) Galaktische Höhe aufgetragen über $[\text{Fe}/\text{H}]$
 für die Kugelsternhaufen nach Webbinck 1985.

Diese Bimodalität der galaktischen Kugelsternhaufen spiegelt sich wieder in der $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Verteilung von Feldsternen in Dicker Scheibe und Halo (siehe dazu Kap 2.4.2, bzw. das rein kinematisch selektierte Sample von Laird, Carney & Latham (1988)). Auch Norris & Ryan (1991) und Norris (1994) finden in ihren Populationsstudien hervorragende Übereinstimmungen zwischen kinematischen und chemischen Eigenschaften der von ihnen untersuchten Feldsternen und den galaktischen Kugelsternhaufen.

Das Alter von Kugelsternhaufen ist sehr schwer zu bestimmen (siehe etwa Bolte 1993). Je nach verwandter Methode erhält man ein Alter im Bereich von $11 - 18 \times 10^9$ Jahren (siehe MB §3-9 und §3-10, bzw. VandenBerg 1988, VandenBerg et al. 1990, Carney et al. 1992). Dies ist in etwa konsistent mit dem der ältesten Scheibensterne ($\gtrsim 10^{10}$ Jahre, z.B. Twarog 1980) und stimmt gut überein mit dem geschätzten Alter von Feldsternen im galaktischen Halo (Carney 1993).

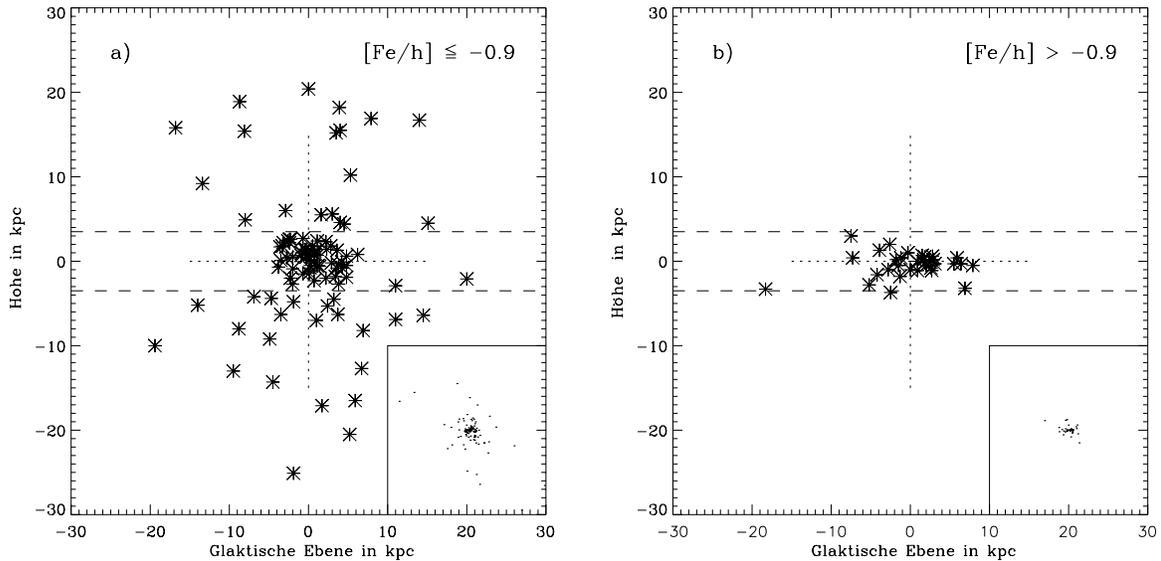


Abbildung 2.11: Räumlicher Verteilung der Kugelsternhaufen der Milchstraße. a) Halopopulation mit $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.9$ und b) Scheibenpopulation mit $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.9$. Jeweils Schnitt senkrecht zur galaktischen Scheibe. Die gestrichelten Linien liegen 3.5 kpc über, bzw. unter der $z = 0$ -Ebene. Der kleine Kasten im rechten unteren Eck zeigt die Projektion *in* die Scheibenebene. Der Ausschnitt beträgt auch hier $60 \text{ kpc} \times 60 \text{ kpc}$.

2.6 Ungestörte Entwicklung von galaktischen Kugelsternhaufen

Die Kugelsternhaufen unserer Milchstraße entstanden, so das gängige Bild (siehe z.B. Fall & Rees 1985 und Referenzen dort), zu einer Zeit, als die Jeans-Masse in der Protogalaxie $\simeq 10^6 M_{\odot}$ betrug, also vor mehr als 10^{10} Jahren. Die Jeans-Masse ist die Masse bei der eine Gaswolke bei gegebenen Anfangsbedingungen (Druck, Dichte und Temperatur) gravitationsinstabil wird (siehe z.B. Binney & Tremaine 1987, Kap. 5). In diesem Szenario kollabiert eine Wolke aus kaltem molekularem Gas und zerfällt dabei in kleinere Fragmente, aus denen sich schließlich Sterne bilden. Nach der anschließenden Relaxation ins dynamische Gleichgewicht, gleicht das so entstandene Gebilde in Aussehen und Eigenschaften den heute beobachtbaren Kugelsternhaufen. Dieses Standardmodell erklärt die Entstehung alter Kugelsternhaufen, wie sie etwa in unserer Milchstraße oder in anderen Spiralgalaxien anzutreffen sind. Daneben kann man auch heute noch die Entstehung junger Kugelsternhaufen beim Verschmelzen zweier Galaxien zu Irregulären oder Elliptischen beobachten (z.B. Ashman & Zepf 1993, Zepf & Ashman 1993). Man geht davon aus, daß dabei große Molekülwolkenkomplexe zusammenstoßen, wobei das Gas

durch Schockfronten zu solch großen Dichten komprimiert werden kann, daß die Jeans-Masse wieder die Größenordnung von $\sim 1 M_{\odot}$ erreicht und sich daraufhin ein großer Anteil des Gases in neue Sterne umwandelt.

Ist ein Kugelsternhaufen einmal entstanden, erweist er sich als erstaunlich stabil. Die säkulare Entwicklung ist im wesentlichen bestimmt durch folgende Effekte (siehe etwa Spitzer 1987, Chernoff & Shapiro 1987, Chernoff & Weinberg 1990, bzw. Binney & Tremaine 1987, Kap. 8):

- **Massenverlust durch Relaxation:**

Betrachtet man die Geschwindigkeitsverteilung der Sterne eines Kugelsternhaufen (sie ist in guter Näherung Maxwell'sch – Kap. 2.3), so gibt es stets einige Sterne, die Geschwindigkeiten größer als die Entweichgeschwindigkeit des Haufens besitzen. Diese verlassen den Haufen; und jener verliert somit Masse. Der Haufen wird dieser Störung seines Gleichgewichts entgegenwirken, indem er versucht den Hochenergieanteil der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung wieder aufzufüllen, d.h. ins Gleichgewicht zurück zu relaxieren. Dadurch verliert er weitere Sterne, bis er sich irgendetwann aufgelöst hat. Er befindet sich streng genommen nie wirklich im Gleichgewicht. Dieser Prozeß des Teilchenabdampfens (engl. *evaporation*) dauert sehr lange, typischerweise mehrere 10^{10} Jahre. Teilchenabdampfen läßt die Konzentration des Haufens steigen, d.h. der Kernbereich wird dichter und die Hülle außen herum diffuser und ausgedehnter.

- **Wechselwirkung mit Doppelsternen:**

Etwa 100 enge Doppelsternsysteme besitzen eine Bindungsenergie, die der des gesamten Kugelsternhaufens entspricht. So können Haufensterne durch 3-Körper-Stöße mit Doppelsternen enorm beschleunigt und aus dem Haufen herausgeschleudert werden. Wechselwirkung mit Doppelsternsystemen spielt vor allem in der sog. core-kollabierten Phase der Haufenentwicklung eine wesentliche Rolle. Core-Kollaps tritt auf, als eine natürliche Konsequenz der selbstregulierten Entwicklung eines selbstgravitierenden Systems von Sternen (z.B. Binney & Tremaine 1987, §8.2). Aufgrund der negativen Wärmekapazität eines solchen Systems steigt die Kerndichte immer mehr an, wohingegen die äußeren Bereiche immer ausgedehnter und diffuser werden. Irgendwann wird die Zentraldichte so groß, daß die Näherung eines mittleren Hintergrundpotentials in der Boltzmann-, bzw. Jeans-Gleichung (Kap. 2.2.1 & 2.2.2) versagt, weil *direkte* 2-Körper-Wechselwirkungen dominant geworden sind. Diese wirken nun als Energiequelle und können den Kollaps umkehren. Durch das Wechselspiel dieser beiden Effekte durchläuft das System eine lange Phase solcher „gravothermer Oszillationen“, bevor es sich endgültig durch Teilchenabdampfung aufgelöst hat (Spurzem 1994). Die Zeit die ein Kugelsternhaufen im core-kollabierten Zustand verbringt ist dabei vernachlässigbar gering (weshalb keiner der galaktischen Kugelsternhaufen in dieser Phase beobachtet wird).

- **Energiezufuhr beim Durchtritt durch die galaktische Scheibe:**

Tritt ein Kugelsternhaufen durch die galaktische Scheibe, spüren die Sterne des Haufens ein zusätzliches Gezeitenfeld und werden beschleunigt. Durch diesen Gezeitenchock wird das dynamische Gleichgewicht des Haufens gestört und ihm Energie zugeführt. Gleichzeitig wird aufgrund der höheren Hintergrunddichte der Gezeitenradius des Haufens kleiner und er wird Sterne verlieren. Abhängig von Masse, Konzentration und galaktischer Position

des Haufens kann dies der dominante Effekt der säkularen Entwicklung sein.

- **Stellare Entwicklung:**

Die interne Entwicklung der Sternpopulation des Haufens selbst kann besonders in der Anfangsphase von ganz entscheidender Bedeutung für die weitere Entwicklung des gesamten Haufens sein. Dominieren in der IMF (*Initial Mass Function*), d.h. der anfänglichen Sternmassenverteilung, schwere Sterne ($M > 1 M_{\odot}$), deren interne Entwicklung sehr rasch voranschreitet, dann führen diese durch Supernova-Explosionen und starke stellare Winde zu großem Massenverlust für den Haufen, der das freigesetzte Gas nicht binden kann, wodurch er sich vielfach auflösen wird. Wenn jedoch die IMF massenarme Sterne wie unsere Sonne bevorzugt, welche sich sehr lange auf der Hauptreihe befinden, ist der Massenverlust durch stellare Entwicklung gering und der dominierende Effekt ist die Abdampfung von Sternen durch dynamische Relaxation.

- **Dynamische Reibung:**

Bewegt sich ein Objekt der Masse M durch ein Medium mit homogener Dichte ρ , dann verspürt es eine Reibungskraft $\propto M^2 \rho$ (Gl. (5.10; bzw. Chandrashekar 1942). Aus diesem Grunde bewegt sich der Bahnschwerpunkt von Kugelsternhaufen im Verlauf der Zeit immer mehr dem galaktischen Zentrum zu, da Bahndrehimpuls dissipiert wird. Dies geht um so schneller, je massereicher der Kugelsternhaufen ist ($\propto M^2$). Kommt der Kugelsternhaufen dem zentralen Bulge unserer Milchstraße zu nahe, so kann er dort durch die starken Gezeitenkräfte zerstört werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Effekte vernachlässigt und vollständig entwickelte, nicht core-kollabierte Kugelsternhaufen betrachtet und ihr Verhalten unter Wechselwirkung mit massiven schwarzen Löchern (Kap. 4), bzw. diffusen Zwerggalaxien (Kap. 5) untersucht.

2.7 Kugelsternhaufen als Testobjekte der Dicken Scheibe

Wie in Kap. 2.5 dargestellt stimmen die Scheibenpopulation der galaktischen Kugelsternhaufen (diejenigen mit $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -0.9$) und die Sterne der Dicken Scheibe in vielen Eigenschaften, wie Alter, Kinematik und chemische Zusammensetzung, sehr gut überein. Es liegt daher nahe, für beide einen gemeinsamen Ursprung und eine sehr ähnliche dynamische Entwicklung zu vermuten. Man kann also Kugelsternhaufen mit $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -0.9$ als Tracer für Entstehung und weitere Entwicklung der Dicken Scheibe heranziehen und so bestehende Modelle einschränken oder ausschließen. Insbesondere lassen sich Grenzen für einige der Scheibenheizungsmechanismen angeben:

Beobachtungen ergeben, daß die interne Geschwindigkeitsdispersion von Kugelsternhaufen in einem Bereich um $\sigma_{int} \simeq 5 \text{ km s}^{-1}$ herum liegt (siehe dazu Bild 2.9.d). Vermittels des Virialsatzes (Kap. 2.2.3) ergibt sich eine Bindungsenergie des Haufens von $E_B = K = \frac{1}{2} M \sigma_{int}^2$. Die Dispersion der Schwerpunktschwindigkeit der Kugelsternhaufen (und der Feldsterne der Dicken Scheibe) senkrecht zur galaktischen Ebene beträgt etwa $\sigma_z \simeq 40 \text{ km s}^{-1}$ (Bild 2.7). Damit beträgt die Energie, die in dieser Schwerpunktsbewegung steckt im Mittel $K_{SP} \simeq \frac{1}{2} M \sigma_z^2$, übersteigt also die Bindungsenergie um fast zwei Größenordnungen. Geht man davon aus, daß

die heutige Dicke Scheibe aus einer anfänglich sehr dünnen Schicht in der galaktischen Ebene (d.h. $\sigma_z \simeq 0 \text{ km s}^{-1}$) durch Aufheizung entstanden ist (siehe hierzu Kap. 2.4.3), dann stellt sich die Frage, wie man dabei die kinetische Energie des Kugelsternhaufen um ein Vielfaches seiner Bindungsenergie erhöhen kann, ohne ihn dabei zu zerstören.

Unter dieser Voraussetzung sollen nun Scheibenheizung durch massive schwarze Löcher (Kap. 4) und Scheibenheizung durch den Einfang von Satellitengalaxien (Kap. 5) genauer untersucht werden.