

Die Entwicklung des Interstellaren Mediums in Galaxien

Stefan Harfst

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

angefertigt am
Institut für Theoretische Physik und Astrophysik

Kiel
Dezember 2004

Referent: Univ.-Doz. Dr. Christian Theis

Koreferent: Prof. Dr. Detlev Köster

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Februar 2005

Zum Druck genehmigt: Kiel, den 8. März 2005

Der Dekan

In a distant and secondhand set of dimensions, in an astral plane that was never meant to fly, the curling star-mists waver and part ...

See ...

Great A'Tuin the turtle comes, swimming slowly through the interstellar gulf, hydrogen frost on his ponderous limbs, his huge and ancient shell pocked with meteor craters. Through sea-sized eyes that are crusted with rheum and asteroid dust He Stares fixedly at the Destination. In a brain bigger than a city, with geological slowness, He thinks only of the Weight. Most of the weight is of course accounted for by Berilia, Tubul, Great T'Phon and Jerakeen, the four giant elephants upon whose broad and star-tanned shoulders the Disc of the World rests, garlanded by the long waterfall at its vast circumference and domed by the baby-blue vault of Heaven. Astropsychology has been, as yet, unable to establish what they think about.

- The Color of Magic, Terry Pratchett

Kurzzusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm zur Simulation der Entwicklung von Galaxien erstellt. Um eine Mehrphasen-Beschreibung des Interstellaren Mediums zu erreichen, wurde die TREESPH-Methode um ein *sticky particle*-Schema erweitert. Dabei wird mit SPH eine warme bis heiße diffuse Gasphase beschrieben, während die *sticky particles* eine kühle, in vielen Fragmenten vorliegende Komponente darstellen. Um einen Austausch von Materie und Impuls zwischen den beiden Gasphasen zu ermöglichen, wurden die Prozesse Kondensation, Evaporation und Reibung implementiert. Außerdem kann es durch Strahlungskühlung und inelastischen Stößen zwischen Wolken zu Energiedissipation kommen. Schließlich wird durch die Berücksichtigung der Sternentstehung und die damit verbundenen Rückkopplungsprozesse der Sterne auf das Interstellare Medium (ISM) der Materiekreislauf geschlossen. Dazu wurde ein neues Verfahren zur Sternentstehung entwickelt, bei dem der Prozess lokal für einzelne Wolken beschrieben wird. Durch eine von den örtlichen Bedingungen des ISMs abhängige Sternentstehungseffizienz wird außerdem die Möglichkeit zur Selbstregulierung gegeben.

Das Programm wurde in einer Reihe von Simulationen auf die Entwicklung von isolierten Scheibengalaxien angewandt. Dabei wurde zunächst nur die Spätphase der Entwicklung – über einen Zeitraum von drei Milliarden Jahren – betrachtet. Die durchgeführten Modellrechnungen zeigen die erwartete stabile Entwicklung und ergeben weitgehende Übereinstimmung sowohl mit beobachteten Eigenschaften von Galaxien wie auch anderen numerischen oder theoretischen Modellen. So zeigen Beobachtungen z.B., dass die Sternentstehung in Galaxien durch ein Schmidt-Gesetz mit dem Index n zwischen 1.4 und 2 beschrieben werden kann; dies stimmt gut mit unseren Modelldaten überein. Ähnliches gilt für das Massenspektrum der Wolken, das in den Simulationen durch ein Potenzgesetz mit dem Index $\alpha \approx -2$ beschrieben werden kann. Damit passt das Massenspektrum zu Beobachtungen und auch den Vorhersagen der entsprechenden theoretischen Modelle. Das diffuse ISM kann in eine warme und eine heiße Phase unterteilt werden. Erstere befindet sich in einer Scheibe während das heiße Gas überwiegend im Halo zu finden ist.

In einem nächsten Schritt soll das Programm auf wechselwirkende Galaxien angewendet werden. Dabei soll u.a. untersucht werden unter welchen Voraussetzungen sogenannte *star bursts* ausgelöst werden können.

Abstract

In the context of this work a program for simulating the evolution of galaxies was developed. In order to achieve a multi-phase description of the interstellar medium (ISM) the TREESPH-method was extended by a sticky particle scheme. SPH is used to describe a warm or hot diffuse gas phase while sticky particles represent a cool, fragmented component. Exchange of matter and momentum is allowed for by including the processes condensation, evaporation and drag. In addition, energy is dissipated by radiative cooling and in inelastic cloud-cloud collisions. The circuit of matter is closed by star formation and related stellar feedback processes. A new treatment for star formation was developed, which describes the process locally for individual clouds. A variable star formation efficiency depending on local properties of the ISM also allows for self-regulation.

The program was applied to the evolution of isolated disk galaxies in a number of simulations. At first, only the late phase of evolution – a period of three billion years – was considered. The model calculations show the expected stable evolution. In general the results are in agreement both with observed characteristics of galaxies as well as other numerical or theoretical models. Observations show that star formation in galaxies can be described by a Schmidt law with the index n between 1.4 and 2; this agrees well with our model data. The mass spectrum of the clouds can be described in the simulations by a power-law with the index $\alpha \approx -2$, which fits observations as well as predictions of theoretical models. The diffuse ISM can be divided into a warm and a hot phase. The former is found in a disk while the hot gas is predominant in the halo.

In a next step the program will be applied to interacting galaxies, e.g. to investigate under what conditions so-called star bursts can be triggered.

Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung	1
2	Einleitung	5
2.1	Der Aufbau von Galaxien	6
2.1.1	Die Klassifizierung von Galaxien	7
2.1.2	Elliptische Galaxien	8
2.1.3	Scheibengalaxien	9
2.2	Das ISM in Galaxien	11
2.2.1	Die Komponenten des ISM	11
2.2.2	Prozesse im ISM	16
2.2.3	Theoretische Modelle	18
2.3	Modellierung von Galaxien	20
2.4	Ziel der Arbeit	23
3	Numerische Behandlung der Entwicklung von Galaxien	25
3.1	Sterne	25
3.2	Wolken	27
3.3	Diffuses Gas	28
3.4	Dunkle Materie	30
3.5	Stellare Dynamik	31
3.5.1	Das N-Körper-Problem	31
3.5.2	Lösungsverfahren	31
3.5.3	Das TREE-Verfahren	32
3.5.4	Berechnung der Gravitation	34
3.6	Gasdynamik	35
3.6.1	Smoothed Particle Hydrodynamics	35
3.6.2	Die Beschreibung der Hydrodynamik mit SPH	37
3.6.3	Dynamik der Wolken	40
3.7	Zeitliche Integration	40
3.8	Einheiten	41
3.9	Sternentstehung	41
3.10	Einfluss der Sterne auf das ISM	46

3.11	Wechselwirkungen zwischen den Gasphasen	48
3.11.1	Kondensation und Evaporation	48
3.11.2	Reibung	50
3.11.3	Ein einfaches Milchstraßen-Modell	52
4	Die Entwicklung von isolierten Scheibengalaxien	55
4.1	Das Anfangsmodell	55
4.2	Ein Modell einer Scheibengalaxie	58
4.2.1	Allgemeine Entwicklung der Galaxie	59
4.2.2	Geschwindigkeitsdispersion	69
4.2.3	Sternentstehung	70
4.2.4	Das Multiphasen ISM	71
4.3	Parameterstudie	74
4.3.1	Allgemeine Entwicklung	74
4.3.2	Supernovaenergie	76
4.3.3	Wolkenradius	78
4.3.4	Sternentstehung	79
4.3.5	Metallizität	79
4.3.6	Teilchenauflösung	80
4.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	80
5	Diskussion	83
5.1	Sternentstehung	83
5.2	Das Multiphasen-ISM	87
5.3	Massenfunktion der Wolken	92
5.4	Geschwindigkeitsdispersion	94
5.5	Instabilitäten in der Scheibe	96
5.6	Metallizität	97
5.7	Teilchenauflösung	98
5.8	Zusammenfassung der Diskussion	99
6	Modell einer Wechselwirkung	101
6.1	Wechselwirkungen zwischen Galaxien	101
6.1.1	Schwache Wechselwirkungen	102
6.1.2	Verschmelzung von Galaxien	103
6.2	Einfall eines Satelliten	103
6.2.1	Das Modell	104
6.2.2	Auswirkungen des Einfalls	104
7	Ausblick	107
	Literaturverzeichnis	111

Anhang		117
A	Testrechnungen	117
A. 1	Vergleich von TREE-Codes und GRAPE	117
A. 2	Testrechnungen zum SPH-Verfahren	120
B	Expansion ein Schale	123

„While I’m still confused and uncertain, it’s on a much higher plane, d’you see, and at least I know I’m bewildered about the really fundamental and important facts of the universe.“

- Unknown Discworld Scientist in „Equal Rites“, Terry Pratchett

Kapitel 1

Zusammenfassung

Zu den zentralen Forschungsfeldern der modernen Astrophysik zählt auch die Entstehung und Entwicklung von Galaxien im Universum. Diese werden sowohl von der komplexen (gravitativen) Dynamik ihrer Komponenten (Dunkle Materie, Sterne, verschiedene Gasphasen, massereiche Schwarze Löcher) als auch den vielfältigen Wechselwirkungen ihrer Konstituenten untereinander bestimmt. Beobachtungen zeigen uns Galaxien bei unterschiedlichen Rotverschiebungen, und damit Schnappschüsse ihrer zeitlichen Entwicklung. Ein wichtiges Werkzeug zum besseren Verständnis der Galaxien sind numerische Simulationen, die es ermöglichen, Erklärungen für den Zusammenhang zwischen den verschiedenen Momentaufnahmen zu finden.

Historisch wurden dabei zwei unterschiedliche Ansätze zur Modellierung von Galaxien verfolgt. Auf der einen Seite versucht man in kosmologischen Simulationen die gravitative Strukturbildung, und damit auch die Entstehung von Galaxien im Universum nachzuvollziehen. Da man *a priori* nicht wissen kann, wo sich Strukturen bilden, braucht man ein Verfahren, das sich an Veränderungen in der Massenverteilung anpassen kann. Am einfachsten lässt sich dies mit den deshalb auch oft verwendeten Teilchen-Methoden realisieren, die eine geometrisch flexible Beschreibung der Dynamik in drei Dimensionen ermöglichen.

Einen anderen Ansatz, die Entwicklung von Galaxien zu untersuchen, verfolgen die sogenannten chemo-dynamischen (CD) Modelle, bei denen speziell auf eine detaillierte Behandlung der physikalischen Prozesse Wert gelegt wird. Besonders wichtig ist dabei die Mehrphasen-Beschreibung des Interstellaren Mediums. Aufgrund ihrer Komplexität waren die CD-Modelle lange Zeit nur für sphärisch- und axialsymmetrische Systeme verfügbar, weshalb kosmologische Anfangsbedingungen nicht selbstkonsistent berücksichtigt werden konnten. Außerdem basierten die ersten CD-Modelle auf Gittermethoden, so dass auch aktuelle 3d-Modelle nicht die benötigte geometrische Flexibilität der teil-

chenbasierten kosmologischen Modelle aufweisen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm entwickelt, das die Vorteile dieser beiden numerischen Ansätze miteinander verknüpft. Dazu wurde die TREESPH-Methode¹, die auch meistens die Basis der kosmologischen Modelle bildet, um ein *sticky particle*-Schema erweitert. *Sticky particles* wurden schon zur Beschreibung der Gasdynamik als Alternative zu SPH erfolgreich angewendet. Durch die Verknüpfung von SPH und *sticky particles* wird eine Mehrphasen-Beschreibung des ISM erreicht, bei der SPH eine diffuse, warme oder heiße Gasphase beschreibt, während die *sticky particles* eine kühle, klumpige Komponente darstellen. Materie und Impuls können zwischen den beiden Gasphasen durch die Prozesse Kondensation, Evaporation und Reibung ausgetauscht werden. Außerdem kann es durch Strahlungskühlung und Stößen zwischen Wolken zur Dissipation von thermischer bzw. kinetischer Energie kommen.²

Weitere wesentliche Prozesse für die Entwicklung von Galaxien sind die Sternentstehung und das damit verbundene Feedback der Sterne, z.B. durch Supernovae und Planetarische Nebel. In gängigen Modellen wird die Sternentstehung durch einen auf dem beobachteten Schmidt-Gesetz basierenden Ansatz beschrieben, bei dem die Sternentstehungsrate proportional zu einer Potenz der Gasdichte ist. Die Sternentstehungseffizienz ist bei diesem Ansatz ein konstanter freier Parameter. Es stellt sich aber die Frage, ob ein global beobachtetes Sternentstehungsgesetz tatsächlich den eigentlichen Prozess beschreibt oder nicht vielmehr als Test für numerische Modelle dienen sollte. Daher wurde für das hier vorgestellte Modell ein neues Verfahren zur Sternentstehung entwickelt, bei dem der Prozess lokal für einzelne Wolken beschrieben wird. Durch eine von den örtlichen Bedingungen des ISM abhängige Sternentstehungseffizienz wird außerdem die Möglichkeit zur Selbstregulierung gegeben. Beim Feedback wird einerseits Materie berücksichtigt, welche die Sterne am Ende ihrer Lebensdauer als Planetarische Nebel oder Supernovae zurückgeben. Außerdem wird die bei Supernova-Explosionen freiwerdende Energie betrachtet. Ein Teil dieser Energie zerstört dabei die sternbildende Wolke, während der überwiegende Teil als thermische Energie die diffuse Phase des ISM aufheizt. Die Multiphasen-Beschreibung des ISM ist hierbei von Vorteil, da das diffuse Gas effektiver geheizt werden kann, im Gegensatz zu Modellen mit einem Einphasen-ISM, wo die hohe Dichte in der Sternentstehungsregion für eine effiziente Kühlung sorgt.

Dieses Modell wurde in einer Reihe von Simulationen auf die Entwicklung von isolierten Scheibengalaxien angewandt. Dabei wurde zunächst nur

¹TREESPH setzt sich aus dem TREE-Verfahren zur schnellen Berechnung von Gravitationskräften und dem SPH-Algorithmus zur Behandlung der Hydrodynamik zusammen.

²Auch kosmologische Modelle beinhalten heute oft eine detaillierte Beschreibung der baryonischen Komponente. Allerdings wird in diesen Modellen überwiegend eine Einphasen-Beschreibung des ISM gewählt. Einige wesentliche Unterschiede im Vergleich zu Beobachtungen, wie z.B. beim Drehimpuls von Scheibengalaxien, könnten darauf zurückzuführen sein.

die Spätphase der Entwicklung – über 3 Milliarden Jahre – betrachtet. Die Ergebnisse dieser Rechnungen wurden mit Beobachtungen der Milchstraße und anderen Rechnungen verglichen. Die wichtigsten Ergebnisse lauten:

- Alle gerechneten Modelle zeigen über einen Zeitraum von 3 Gyr eine stabile Entwicklung, was auch insbesondere für die Scheibe gilt. Die Scheibe zeigt transiente Spiralstrukturen und wird etwas dicker.
- Im ISM können drei Phasen unterschieden werden: Neben der Wolkenkomponente kann das diffuse Gas in eine warme Scheibe und heißes, überwiegend im Halo befindliches Gas unterteilt werden. Die drei Phasen sind in globalen Parametern, wie z.B. dem Massenverhältnis, im Gleichgewicht. Andererseits ist der Zustand des diffusen Gases sehr dynamisch: In der rotierenden Gasscheibe entstehen durch den Energieeintrag von Supernovaexplosionen immer wieder mit heißem Gas gefüllte Blasen. Diese Blasen oder *bubbles* expandieren bis zu einem Durchmesser von etwa 1 kpc, bevor sie aufgrund von Kühlung innerhalb einiger 10 Myr wieder verschwinden.
- Der Volumenfüllfaktor des heißen Gases in der Scheibe liegt bei etwa 35%. In Modellen, bei denen der Energieeintrag in das ISM um einen Faktor 4 variiert, liegt dieser Wert zwischen 27–44%. Bei gleichem Energieeintrag ist außerdem der Massenanteil an schweren Elementen wichtig: Sind diese nur zu einem zehntel der solaren Häufigkeit vorhanden, verdoppelt sich der Volumenfüllfaktor.
- Die Entwicklung der Galaxie ist im wesentlichen unabhängig von den Parametern des Modells, wenn diese in einem sinnvollen Bereich variiert werden.
- Die mittlere Sternentstehungsrate ist mit $1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ vergleichbar mit der beobachteten Rate in der Milchstraße. Ein im Vergleich zu Beobachtungen zu starker Abfall in der Sternentstehungsrate kann durch das Aufbrauchen der Wolkenkomponente erklärt werden. Eine konstante Sternentstehungsrate könnte man durch den Einfall von Gas mit einer Rate von etwa $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ erreichen.
- Das Sternentstehungsgesetz folgt einem Schmidt-Gesetz, das mit einem Index $n \approx 1.7$ gut zu aktuellen Beobachtungen in anderen Spiralgalaxien passt. Außerdem zeigt sich, dass das Sternentstehungsgesetz von der Beschreibung der Sternentstehungseffizienz abhängt. Nimmt man diese, wie in anderen Modellen üblich, als konstant an, dann erhält man mit $n \approx 1.2$ ein Sternentstehungsgesetz, das die Beobachtungen weniger gut wiedergibt.
- Die Geschwindigkeitsdispersion in der stellaren Scheibe nimmt mit der Zeit zu, was aber im wesentlichen auf eine numerische Zwei-Körper-Relaxation zurückzuführen ist. Ein genauer Vergleich mit Beobachtungen

der Alters-Geschwindigkeits-Beziehung (AVR - *age-velocity-relation*) ist schwierig, weil für den Zeitraum unserer Modelle nur wenige Beobachtungsdaten in der Sonnenumgebung zur Verfügung stehen. Aber wenigstens qualitativ ergibt sich eine Übereinstimmung, wobei unsere Modelle zeigen, dass ein Teil der in der AVR beobachteten Heizung auch durch Dissipation in der Gasphase erklärt werden kann. Um diesen Effekt quantifizieren zu können sind aber weitere Rechnungen mit höherer Auflösung notwendig.

- Das Wolkenmassenspektrum $n(m)$ stimmt mit $n(m) \sim m^{-2}$ mit Beobachtungen und analytischen Modellen überein. Das Massenspektrum wird im wesentlichen von den Zeitskalen für Koagulation und Fragmentation bestimmt. Letztere ist durch den Parameter für die Sternentstehung vorgegeben und beide Zeitskalen betragen einige 100 Millionen Jahre.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell zu Galaxienentwicklung gute Ergebnisse für isolierte Scheibengalaxien liefert. Insbesondere die neue Beschreibung der Sternentstehung stellt eine Alternative zu den bisher verwendeten Methoden dar. Im nächsten Schritt soll das Modell auf wechselwirkende Galaxien angewandt werden. Auch die Betrachtung der Entstehung und frühen Entwicklung von Galaxien ist geplant.

„Everything starts somewhere, though many physicists disagree. But people have always been dimly aware of the problem with the start of things. They wonder how the snowplough driver gets to work, or how the makers of dictionaries look up the spelling of words.“

- in „Hogfather“, Terry Pratchett

Kapitel 2

Einleitung

In der Mitte des 18. Jahrhunderts waren eine Reihe von „nebelartigen“ Objekten am Nachthimmel bekannt. Charles Messier veröffentlichte 1784 eine Liste mit 103 dieser Nebel. Die Vielfalt der Messier-Objekte reichte von diffusen Wolken bis hin zu eindrucksvollen Spiralnebeln. Bis zum Anfang des 20. Jahrhunderts wurden immer weitere Nebel entdeckt und in neuen Katalogen zusammengefasst (z.B. dem NGC-Katalog). Trotzdem blieb die Natur dieser Objekte weiter unklar. Die zentrale Frage war, ob sich die Nebel innerhalb oder außerhalb der Milchstraße befänden (Curtis-Shapley-Debatte um 1920). Wenige Jahre später konnte diese Frage durch die Entdeckung von Cepheiden in NGC 6822 (Hubble 1925) und M 33 beantwortet werden (Hubble 1926). Damit war klar, dass die meisten Nebel eigenständige Objekte außerhalb der Milchstraße, d.h. andere Galaxien sind. Neuere Aufnahmen mit dem *Hubble-Space-Telescope* (HST), bei denen man einen kleinen Bereich des Himmels besonders lange belichtet hat (*Hubble Deep Field*), zeigen eine Vielzahl von Galaxien in großen Entfernungen. Damit bieten Galaxien eine gute Möglichkeit, die Entwicklung des Universums zu studieren.¹ Anhand der Rotverschiebung von Galaxien hat man z.B. festgestellt, dass das Universum expandiert.

Nachdem Galaxien anfänglich als reine Sternsysteme angenommen wurden, setzte sich mit der Zeit die Erkenntnis durch, dass es auch Materie zwischen den Sternen gibt. Erste Hinweise auf dieses interstellare Medium (ISM) gaben Nebel, wie z.B. der Orionnebel, die man trotz besserer Instrumente nicht in Einzelsterne auflösen konnte. Außerdem waren in dem hellen Band der Milchstraße sogenannte Dunkelwolken zu sehen. Ab etwa 1930 begann dann nach Arbeiten von Struve (1928) über interstellare Absorptionslinien² und Trümpler (1930) über interstellare Extinktion die systematische Erforschung der inter-

¹Je weiter eine Galaxie entfernt ist, desto länger braucht das Licht, um uns zu erreichen. Damit geben Galaxien in großer Entfernung ein Hinweis, wie das Universum zu einem früheren Zeitpunkt ausgesehen hat.

²Hartmann hatte schon 1904 eine scharfe Absorptionslinie im Spektrum des spektroskopi-

stellaren Materie.

Über die letzten Jahrzehnte wurde das Bild vom Aufbau der Galaxien durch immer bessere Beobachtungen untermauert und weiterentwickelt. Dabei konnte die Astronomie im letzten Jahrhundert von der Verfeinerung der Photographie und in den letzten 20 Jahren vor allem von der Entwicklung neuer Detektoren (CCDs) mit besserer Lichtausbeute profitieren. Dadurch war man in der Lage, immer bessere Auflösungen zu erreichen und etwa auch Einzelsterne in anderen Galaxien zu beobachten. Die Einschränkungen bei der Auflösung durch die Erdatmosphäre konnten durch Satellitenmissionen überwunden werden. Vor allem hat die Satellitentechnik aber dazu beigetragen, dass man in andere Spektralbereiche vordringen konnte, für die die Atmosphäre sonst nicht oder kaum durchlässig ist. Dadurch war es überhaupt erst möglich, ein vollständigeres Bild vom Aufbau der Galaxien zu erhalten. Durch erdgebundene Beobachtungen kann man indirekt über Absorption Rückschlüsse auf das ISM ziehen. Zusätzlich bietet die Radioastronomie unter anderem auch die Möglichkeit, neutralen Wasserstoff nachzuweisen. Satellitengestützte Röntgen- und Infrarotbeobachtungen haben dazu beigetragen, dass man die Zusammensetzung des ISM heute besser verstehen kann.

Ziel dieser Arbeit ist es, zum besseren Verständnis dieser Beobachtungen beizutragen, indem numerische Modelle der Entwicklung von Galaxien unter Berücksichtigung der wichtigen physikalischen Prozesse gerechnet werden. Das heutige Bild der Zusammensetzung und des Aufbaus einer Galaxie sowie die zugrunde liegende Physik und verschiedene Ansätze zur Modellierung sollen im folgenden näher beschrieben werden.

2.1 Der Aufbau von Galaxien

Normale Galaxien sind Systeme mit 10^{11} , manchmal sogar bis zu 10^{12} Sternen und einem Anteil an diffus verteilter Materie, dem interstellaren Medium. Der Massenanteil an Gas variiert: Er reicht von unter 1% (in elliptischen Galaxien) bis hin zu 30% (in Zwerggalaxien). Aufgrund von Beobachtungen in verschiedenen Spektralbereichen (Radio-, Infrarot- oder Röntgenbereich) kann das ISM in weitere Komponenten aufgeteilt werden. Man kann z.B. verschiedene Dichten, angefangen bei dünnem, glatt verteiltem Gas, bis hin zu einem dichten Wolkenmedium unterscheiden. Auch in der Temperatur deckt das ISM einen großen Bereich zwischen wenigen Kelvin und einigen 10^7 K ab. Das Gas kann bei ausreichend hohen Temperaturen teilweise oder vollständig ionisiert sein. Bei niedrigeren Temperaturen findet man das ISM im neutralen atomaren Zustand und schließlich sogar in Form von Molekülen. Bei der Bildung von Molekülen spielt auch eine weitere Komponente, nämlich der Staub, eine Rolle. Durch Sternentstehung, Sternwinde und Sterntod kommt es zu einem

schen Doppelsternes δ -Orionis entdeckt, allerdings wurde die Tragweite dieser Beobachtung zunächst nicht richtig eingeschätzt.

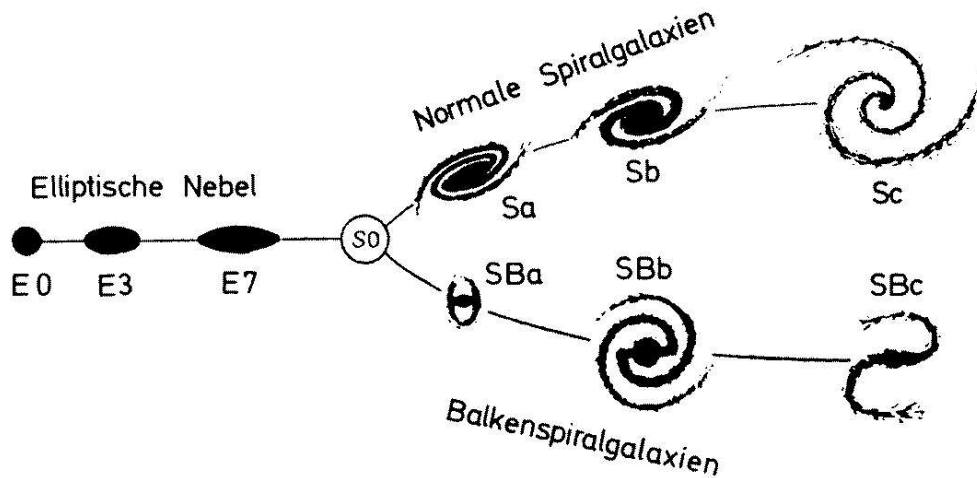


Abbildung 2.1: Die Einteilung der Galaxien nach Hubble (1936). Mit einigen Ergänzungen wird diese „Stimmgabel“ auch noch heutzutage verwendet.

„Phasenübergang“ zwischen der Stern- und der Gaskomponente.

Um die Dynamik, insbesondere die Rotationskurven von Spiralgalaxien, besser zu verstehen, muss noch eine weitere nicht-baryonische Komponente gefordert werden, der sogenannte Dunkle Halo. Der Anteil der dunklen Materie an der dynamischen Gesamtmasse ist im Zentrum gering und nimmt nach außen hin immer weiter zu. Gängige kosmologische Simulationen zeigen, wie sich aus Dichtefluktuationen in der dunklen Materie im frühen Universum die heute beobachteten Galaxien mit ihren dunklen Halos gebildet haben können (Navarro et al. 1996).

2.1.1 Die Klassifizierung von Galaxien

Galaxien zeigen eine große morphologische Vielfalt. Erste Untersuchungen haben sich daher vor allem der Klassifizierung der verschiedenen Typen gewidmet. Die Wichtigste hat Hubble (1936) vorgenommen. Bei seiner Einteilung wird zwischen elliptischen E-Galaxien und scheiben- bzw. spiralförmigen S-Galaxien unterschieden. Dazu kommen dann noch die linsenförmigen S0- und die irregulären Galaxien (Irr). Die Scheibengalaxien werden weiter nach dem Auftreten eines Balkens (SB) aufgeteilt. Hubble ging davon aus, dass die unterschiedlichen Formen eine zeitliche Entwicklung dokumentieren, und Galaxien sich entlang der Hubble-Sequenz (s. Abb. 2.1) von links nach rechts entwickeln. Daher bezeichnet man E-Galaxien auch heute noch als frühe Typen und die S-Galaxien als späte Typen, obwohl dieses Entwicklungsszenario längst widerlegt ist. Die Idee der zeitlichen Entwicklung war aber nicht ganz falsch, denn es gibt z.B. eine Entwicklung von rechts nach links, wenn zwei Spiralgalaxien zu einer elliptischen verschmelzen (Toomre 1977). Das Prinzip der morphologischen Einteilung besteht weiterhin, aber aufgrund von besseren Beobach-

tungsmöglichkeiten wurde die Hubble-Sequenz später noch mehrfach erweitert (z.B. de Vaucouleurs 1959; Sandage & Bedke 1994).

So wurde die Sc-Klasse aufgeteilt in Sc- und Sd-Galaxien und später ergänzt durch die Klassen Sdm, Sm und Im. Letztere repräsentiert irreguläre Galaxien, die den Magellanschen Wolken ähnlich sind. Nach Binggeli (1994) kann man Galaxien in vier grundlegende Klassen einteilen: Zu den zwei klassischen, leuchtstarken Klassen, den elliptischen und den Spiralgalaxien, kommen die Zwerggalaxien dazu, bei denen man zwergelliptische (dE) und irreguläre Galaxien (dIrr) unterscheidet. Die Zwerggalaxien haben Massen bis zu wenigen $10^{10} M_{\odot}$ (Sonnenmassen). Ihr Massenspektrum beginnt bei etwa $10^6 M_{\odot}$, wie die Zwergsphäroidalen (dSph) der Lokalen Gruppe zeigen. Mit $M_V \leq -19$ sind sie relativ leuchtschwach. Die meisten großen Galaxien haben mehrere kleine Begleiter, und nicht selten kommt es zu Satelliten-Einfällen und Verschmelzungen.

Im folgenden sollen die E- und die S-Galaxien im Hinblick auf Aufbau und Entstehung genauer beschrieben werden.

2.1.2 Elliptische Galaxien

Elliptische Galaxien werden nach Hubble mit En bezeichnet, wobei n durch das scheinbare Achsenverhältnis b/a der Isophoten (Linien gleicher Helligkeit) über $n = 10 \cdot (1 - b/a)$ bestimmt wird. Man findet in elliptischen Galaxien nur sehr wenig Gas (weniger als 1%). Die Sterne gehören der Population II³ an, d.h. überwiegend ältere Riesensterne tragen zur Leuchtkraft bei und lassen die Galaxie rötlich erscheinen. Die beobachtete Flächenhelligkeit lässt sich durch das *de Vaucouleurs*- bzw. das $R^{1/4}$ -Gesetz beschreiben (de Vaucouleurs 1948):

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

Dabei ist definitionsgemäß innerhalb des Effektivradius R_e die Hälfte der Gesamtleuchtkraft enthalten. I_e gibt die Flächenhelligkeit für diesen Radius an. Das *de Vaucouleurs*-Gesetz ist gut erfüllt für den Bereich $0.1R_e$ bis $1.5R_e$ (Burkert 1993).

Man beobachtet elliptische Galaxien vom Typ E0 bis E7. Lange Zeit wurde vermutet, dass die Abplattung auf die Rotation zurückzuführen sei. Diese Annahme wurde aber widerlegt durch Messungen der Rotationsgeschwindigkeit, die zu gering ist, um die Beobachtungen zu erklären (Bertola & Capaccioli 1975). Daraufhin zeigte Binney (1978), dass man mit einer anisotropen Geschwindigkeitsverteilung die gewünschten Elliptizitäten erreichen kann.

³Die jüngsten Sterne gehören zur Population I und sind reich an schweren Elementen, welche in der Astrophysik als Metalle bezeichnet werden. Ältere Sterne werden der Population II zugeordnet und sind arm an Metallen. Die allerersten Sterne, die entstanden sind und praktisch keine Metalle besitzen, werden schließlich als Population III bezeichnet.

Für die Entstehung von elliptischen Galaxien gibt es im wesentlichen zwei unterschiedliche Szenarien: Die erste Idee ist, dass die Galaxie durch den dissipativen Kollaps eines Sternsystems gebildet wird. Eine Vielzahl von Simulationen eines solchen Kollaps haben gezeigt, dass man auf diese Weise Modelle erzeugen kann, die das *de Vaucouleurs-Gesetz* erfüllen (Larson 1969, 1974, 1975; Burkert & Hensler 1988; Theis & Hensler 1993). Als zweite Möglichkeit wurde das Verschmelzen von zwei Spiralgalaxien (*merging*) von Toomre (1977) vorgeschlagen. Neben einigen N -Körper-Rechnungen, die diese Theorie unterstützen (u.a. Barnes 1992), deutet auch die Anzahldichte von elliptischen Galaxien im Zentrum von Haufen auf ein *merger*-Szenario hin. Das Verhältnis von elliptischen zu Scheibengalaxien nimmt nämlich vom dichten Zentrum zum Rand hin ab (Morphologie-Radius Beziehung, Melnick & Sargent 1977) und würde somit mit der höheren Wahrscheinlichkeit für ein Verschmelzen bei größerer Dichte übereinstimmen. Außerdem findet man im Zentrum von Haufen oft riesen-elliptische Galaxien, die durch das Verschmelzen von mehreren Galaxien entstanden sein könnten (Dubinski 1998). Genauere kinematische und statistische Untersuchungen des *merger*-Szenarios bestätigen den Mechanismus zwar, zeigen aber auch, dass die Entstehung von E-Galaxien nicht in allen Fällen auf diese Weise erklärt werden kann (Naab & Burkert 2001, 2003). Dazu kommt, dass der Einfluss von Gasdynamik und Sternentstehung bisher noch unklar ist bzw. weitere Probleme verursachen könnte.

2.1.3 Scheibengalaxien

Eine Scheibengalaxie kann in drei Komponenten aufgeteilt werden: Zentralbereich, Scheibe und Halo. Der zentrale, besonders helle Bereich wird auch *bulge* genannt und hat ähnliche Eigenschaften wie eine elliptische Galaxie. So kann z.B. die Flächenhelligkeit durch das *de Vaucouleurs-Gesetz* (Gl. 2.1) beschrieben werden. Man findet dort nur wenig Gas und eine alte Sternpopulation. Im Unterschied zu E-Galaxien kann seine Abplattung aber durch Rotation erklärt werden.

Typisches Kennzeichen der Scheibe sind die Spiralarme, die je nach Typ mehr oder weniger stark ausgeprägt sind. Die Flächenhelligkeit der Scheibe wird durch ein Exponentialgesetz beschrieben:

$$I(R) = I_d \exp(-R/R_d) . \quad (2.2)$$

Der Radius R_d bezeichnet hier die Skalenlänge, die für die Milchstraße ungefähr 3.5 kpc beträgt (de Vaucouleurs & Pence 1978). Von der Seite betrachtet (*edge-on*) kann die Intensitätsverteilung durch

$$I(R, z) = I_d \exp(-R/R_d) \operatorname{sech}^2(z/z_d) \quad (2.3)$$

approximiert werden, wobei z die Höhe über der Scheibenebene ist und z_d die Skalenhöhe angibt und typischerweise einige 100 pc misst. Die Scheibe selbst ist rotationsgestützt, und die Rotationsgeschwindigkeit ist über

einen großen Bereich konstant. Typische Geschwindigkeiten liegen zwischen 100 km s^{-1} und 300 km s^{-1} . Für die Milchstraße misst man in Sonnenumgebung $v_{\text{rot}} = 220 \text{ km s}^{-1}$. Die Scheibe selbst kann außerdem noch in eine dünne und eine dicke Komponente unterteilt werden. Letztere hat eine Skalenhöhe von etwa 1 kpc und besitzt ca. 10% der Masse der dünnen Scheibe.

Eine weitere Unterteilung der Scheibengalaxien wird anhand des Verhältnisses D/B von Scheiben- zu *bulge*-Leuchtkraft vorgenommen. Hierfür gilt (Binney & Merrifield 1998):

$$D/B = \frac{0.28 R_d^2 I_d}{R_e^2 I_e}. \quad (2.4)$$

Für frühe Typen (S0, Sa) ist $D/B \leq 1$ und für späte Typen (Sc, Sd) ist $D/B > 1$.

Das Gas hat einen Anteil von ca. 10% an der baryonischen Materie und befindet sich überwiegend in der Scheibe. Man beobachtet eine kontinuierliche Sternentstehung mit einer Rate von etwa ein bis zwei Sonnenmassen pro Jahr.

Der stellare Halo besteht aus sphäroidal verteilten metallarmen Feldsternen und ca. 150 Kugelsternhaufen. Letztere tragen zwar nur einen Bruchteil zur Masse der Galaxie bei, können aber wertvolle Informationen über die Struktur und Entstehung der Milchstraße preisgeben (z.B. Searle & Zinn 1978). Man kann bei den Kugelsternhaufen zwei chemisch und kinematisch getrennte Gruppen unterscheiden: eine ausgedehnte, metallarme und druckgestützte und eine zentral konzentrierte Komponente, die leicht rotiert (Zinn 1985). Während die erste Komponente dem Halo zugeordnet werden kann, nimmt man heute an, dass die zweite zum *bulge* gehört (Frenk & White 1982; Forbes et al. 2001). Man nimmt an, dass sich in einer Scheibengalaxie zuerst der stellare Halo bildet, danach der *bulge* und schließlich die Scheibe (Samland et al. 1997).

Aus den beobachteten flachen Rotationskurven weiß man außerdem, dass es eine weitere sphärische bzw. sphäroidale Komponente geben muss, den Dunklen Halo. Die Rotationsgeschwindigkeit einer Scheibengalaxie fällt dabei nicht, wie man es aufgrund des Scheibenpotentials erwarten würde, nach außen hin ab, sondern bleibt auch bei großen Radien konstant (Abb. 2.2). Die Beschaffenheit der dunklen Materie (*dark matter* - DM) ist eines der wichtigsten, aber immer noch ungelösten Probleme der Astrophysik. Heutige kosmologische Modelle setzen die Existenz einer nicht-baryonischen, kalten DM Komponente (*cold dark matter* - CDM) voraus (Peebles 1982), die sich nur durch gravitative Wechselwirkungen bemerkbar macht. Durch die ersten CDM-Simulationen konnte gezeigt werden, dass man auf diese Weise die beobachteten großskaligen Strukturen reproduzieren kann (Davis et al. 1985; Frenk et al. 1985, 1988, 1990; White et al. 1987a,b).

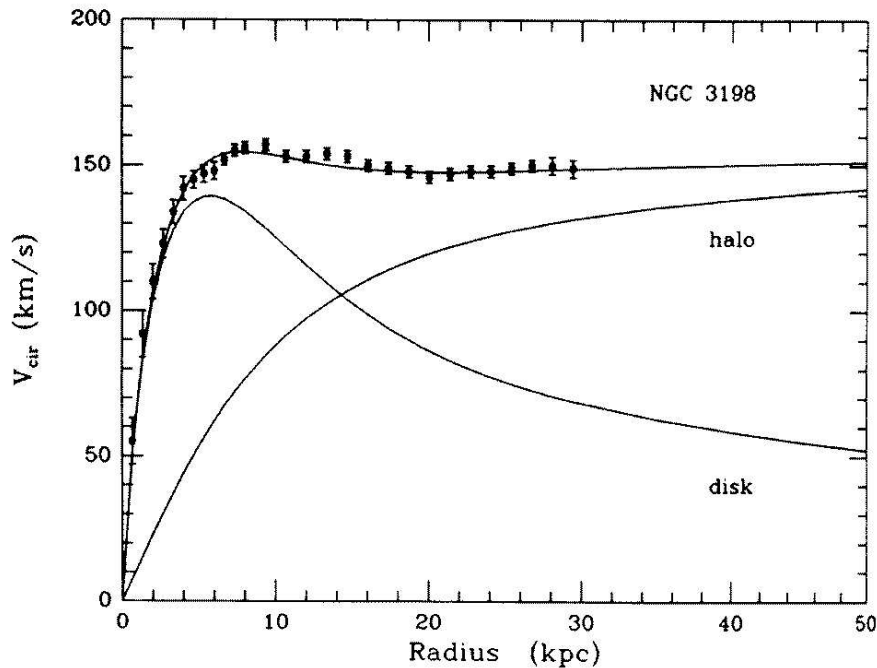


Abbildung 2.2: Die Rotationskurve von NGC 3198 (aus van Albada et al. 1985). Im inneren Bereich dominiert die leuchtende Materie der Scheibe und weiter außen überwiegt die dunkle Materie.

2.2 Das ISM in Galaxien

Die Erforschung des ISM hat in den letzten Jahrzehnten enorme Fortschritte gemacht, die wie eingangs erwähnt hauptsächlich auf die verbesserten Beobachtungsmöglichkeiten zurückzuführen sind. Detaillierte Untersuchungen des ISM in der Milchstraße und in anderen Galaxien mit hoher räumlicher und spektraler Auflösung liefern viele Informationen über die verschiedenen Phasen des ISM. Trotzdem ist das Verständnis der globalen physikalischen Zusammenhänge im ISM nur vage. Der Grund hierfür liegt in der dem ISM inhärenten Komplexität, die durch nicht-lineare Wechselwirkungen zwischen praktisch jeder Komponente ausgelöst wird. Analytische Modelle können da nur bedingt weiterhelfen und daher werden aufwendige numerische Modelle benötigt, um zu einem besseren Verständnis zu gelangen. Im folgenden soll ein Überblick über die Beobachtungen der verschiedenen Phasen des ISM und deren Verständnis in theoretischen Modellen gegeben werden. Außerdem sollen einige wichtige numerische Arbeiten und die dabei auftretenden Schwierigkeiten vorgestellt werden.

2.2.1 Die Komponenten des ISM

Beobachtungen zeigen, dass das ISM in Galaxien in verschiedenen Zuständen oder Phasen auftritt. Im einzelnen kann man zwischen molekularem, neutralem



Abbildung 2.3: Der *Lagoon Nebula* (M8) ist ein Beispiel für die komplexen Strukturen, die man im ISM findet. Strahlung und Winde von einem jungen Riesenstern (hell rot unten rechts) heizen und ionisieren das dichte Wolkengas, welches zu leuchten beginnt. Aus dynamischer Sicht vermutet man, dass die beiden trichterförmigen Wolken das interstellare Äquivalent zu irdischen Tornados sind.

(Bild von <http://hubblesite.org/gallery/>)

und ionisiertem Wasserstoff unterscheiden, wobei letztere noch in eine warme ($T \sim 10^4$ K) und eine heiße ($T > 2 \cdot 10^4$ K) Komponente unterteilt wird. In Abb. 2.3, die einen Ausschnitt des Lagunen-Nebels (M8) zeigt, sieht man die komplexe Struktur, die die verschiedenen Phasen ausbilden. Die Komponenten des ISM sollen im folgenden näher beschrieben werden.

Molekularer Wasserstoff

Das am häufigsten vorkommende Molekül im ISM ist das des Wasserstoffs. Moleküle existieren in Regionen hoher Dichte (10^2 cm^{-3} und höher) bei Temperaturen um 10 – 20 K. Da das Wasserstoffmolekül kein permanentes elektrisches Dipolmoment besitzt, strahlt es praktisch keine elektromagnetische Strahlung ab, über die man es direkt beobachten könnte. Stattdessen benutzt man andere Moleküle als Indikator, wobei die am zweithäufigsten auftretenden CO-Moleküle mit starken Rotationslinien im Millimeterbereich besonders wichtig sind. Über einen Umrechnungsfaktor, der oft mit X bezeichnet wird, kann man aus der CO-Masse die H_2 -Masse bestimmen. Diese Umrechnung ist aber nicht unproblematisch, wie u.a. Messungen in der Sonnenumgebung zeigen. Durch die Beobachtung von Absorptionslinien in verschiedenen Spektralbereichen konnte mit $N_{\text{H}_2} > 1.25 \text{ cm}^{-2}$ eine untere Grenze für die Säulendichte von molekularem Wasserstoff gefunden werden (Savage et al. 1977; Lucas & Liszt 1996; Arabadjis & Bregman 1999). Bei einem Vergleich mit CO-Messungen (Hartmann et al. 1998) zeigt sich, dass man mit dem für gewöhnlich angenommenen Umrechnungsfaktor die H_2 -Masse um einen Faktor 50 – 130 unterschätzt. Der Grund dafür ist vermutlich, dass sich die Wasserstoffmoleküle bei den vorliegenden Säulendichten gegen Photodissoziation schützen können, während die CO-Moleküle zerstört werden (van Dishoeck & Black 1988).

Das molekulare Gas im ISM findet man in Molekülwolken, die auch den überwiegende Teil (bis zu 60%) der Masse und gleichzeitig nur 1% des Volumens des ISM in der Milchstraße ausmachen. Diese Gebilde sind in der Regel

selbstgravitierend und zeigen einen hierarchischen Aufbau, d.h. sie bestehen aus einer großen Anzahl von Verklumpungen, die wiederum in kleinere Kerne aufgelöst werden können. Das Geschwindigkeitsfeld im Innern der Wolken ist turbulent. Molekülwolken werden in einem breiten Massenspektrum von unter einer Sonnenmasse bis hin zu mehreren $10^6 M_{\odot}$ beobachtet, wobei es anscheinend ein oberes Massenlimit von $6 \cdot 10^6 M_{\odot}$ gibt, das z.B. durch die differentielle Rotation der Scheibe oder die Zerstörung von Wolken durch den Sternentstehungsprozess verursacht werden kann. Der größte Massenanteil an molekularem Gas befindet sich in den Riesenmolekülwolken (GMC - *giant molecular clouds*) mit Massen über $10^4 M_{\odot}$. Das Massenspektrum der GMCs gehorcht einem Potenzgesetz, wobei gilt

$$dN/dm \sim m^{\alpha} . \quad (2.5)$$

Für α findet man dabei Werte zwischen -1.5 und -1.8 (Sanders et al. 1985; Brand & Wouterloot 1995). Das gleiche Massenspektrum setzt sich auch zu kleineren Wolkenmassen hin fort (Heithausen et al. 1998; Heyer & Terebey 1998; Kramer et al. 1998). Das molekulare Gas weist mit 60 pc in der Sonnenumgebung eine nur geringe Skalenhöhen auf (Dubinski 1998). In anderen Galaxien beobachtet man, dass die Molekülwolken mit den Spiralarmen der Galaxien assoziiert sind.

Neutraler Wasserstoff

Der kühle, neutrale Wasserstoff, das HI-Gas, ist die wohl am besten bekannte Komponente des ISM. Der Grund dafür ist die berühmte 21cm-Linie, durch die man das HI-Gas im Radiobereich beobachten kann. Diese Hyperfeinstrukturlinie kommt durch einen Spinwechsel des Elektrons zustande, dessen dazugehörige Frequenz ν_{10} mit hoher Genauigkeit bekannt ist (Peters et al. 1965):

$$\nu_{10} = 1.420\,405\,751\,786(30) \cdot 10^9 \text{ Hz} . \quad (2.6)$$

Da es sich um eine „verbotene“ Linie handelt, ist die Übergangswahrscheinlichkeit klein und die Linie sehr scharf. Die Halbwertszeit des angeregten Zustands ist etwa $11 \cdot 10^6$ Jahre. Da aber für typische interstellare Dichten etwa alle 400 Jahre eine Stoßabregung erfolgt, sind die Emissionen auf Stöße zurückzuführen, und damit ein gutes Maß für die Dichte.

Die geringe Linienbreite erlaubt über die Rotverschiebung der 21cm-Linie auch eine genaue Bestimmung der Radialgeschwindigkeit v des HI-Gases in der Größenordnung von etwa 1 km s^{-1} . Diese zusätzliche kinematische Information erlaubt in der Milchstraße z.B. eine Positions- und damit auch Entfernungsbestimmung in der Scheibe. Bei Galaxien kann man über Geschwindigkeitsmessungen Rotationskurven und über die kosmische Expansion auch die Entfernung bestimmen. Außerdem ist das HI-Gas ein guter Indikator für Wechselwirkungen zwischen Galaxien.

Der neutrale Wasserstoff kommt in zwei verschiedenen Phasen vor: eine kalte, dichte Komponente (100 K , 30 cm^{-3}), die deutliche Strukturen aufweist,

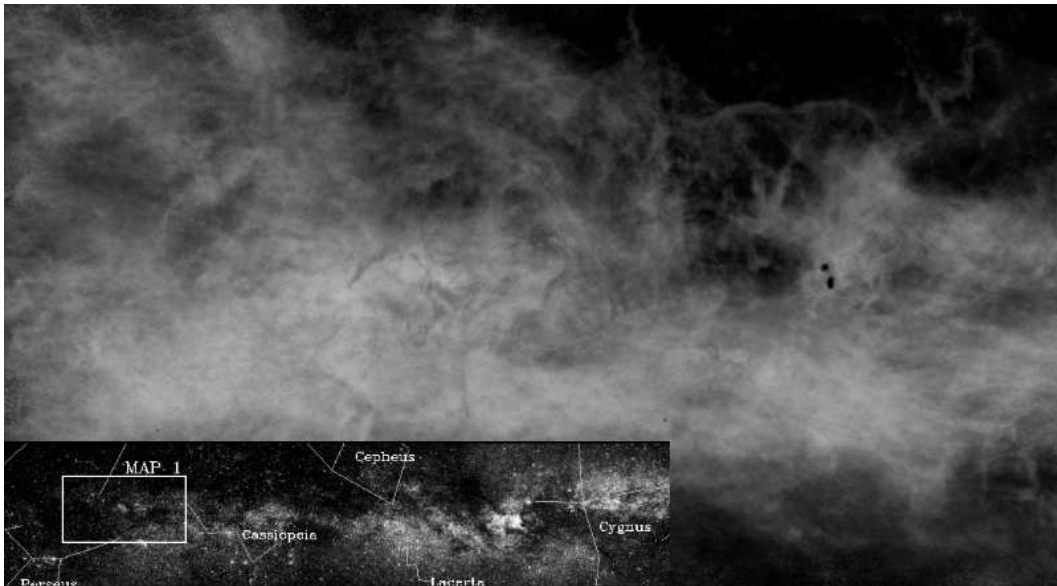


Abbildung 2.4: HI-Gas in einer 2 kpc entfernten Region des Perseus-Spiralarms. Man sieht, dass das Gas in dem 610 mal 340 pc großen Gebiet sehr inhomogen verteilt ist und Strukturen, wie Filamente und Schalen, aufweist. Das Bild wird im Rahmen des *Canadian Galactic Plane Survey* aufgenommen und kann unter <http://www.ras.ucalgary.ca/CGPS/gallery/> gefunden werden.

und diffus verteiltes Gas, das mit Temperaturen von 300 – 3 000 K und Dichten um 1 cm^{-3} vorkommt (Abb. 2.4). Der Volumenfüllfaktor des HI-Gases liegt zwischen 20 – 50%. Man findet es überwiegend in der Scheibe, allerdings kann die Ausdehnung der HI-Scheibe die der optischen weit übertreffen.

Von besonderem Interesse sind außerdem noch die Hochgeschwindigkeitswolken aus HI-Gas, die man im Halo findet. Die Geschwindigkeit dieser Objekte ist in Größenordnung von 100 km s^{-1} . Ihr genauer Ursprung ist noch nicht geklärt, aber verschiedene Ideen werden diskutiert: Eine Möglichkeit ist, dass es sich um Gas handelt, das von den Magellanschen Wolken abgestreift wurde (Wakker et al. 2002). In einem anderen Bild tritt heißes Gas aus der Scheibe aus und kondensiert im Halo zu Wolken (Bregman 1980). Schließlich gibt es auch noch die Vorstellung, dass es in der Lokalen Gruppe⁴ eine Population von etwa 1 000 HI-Wolken gibt, von denen einige gerade in die Milchstraße einfallen (Blitz et al. 1999).

Warmes ionisiertes Gas

Man findet ionisierten Wasserstoff bei Temperaturen von etwa 8 000 – 12 000 K und Dichten von 0.1 cm^{-3} . Das Gas wird überwiegend von UV-Photonen mit einer Energie von mehr als 13.6 eV oder durch Röntgenstrahlung ionisiert, die entweder von lokalen Quellen oder aus dem interstellaren Strahlungsfeld kommen. Beobachtet wird der ionisierte Wasserstoff durch $\text{H}\alpha$ -Emissionslinien,

⁴Die Milchstraße ist streng genommen keine isolierte Galaxie sondern Teil einer Gruppe von Galaxien, die auch Lokale Gruppe genannt wird. Dazu gehören u.a. der Andromedanebel M31 und die Magellanschen Wolken.

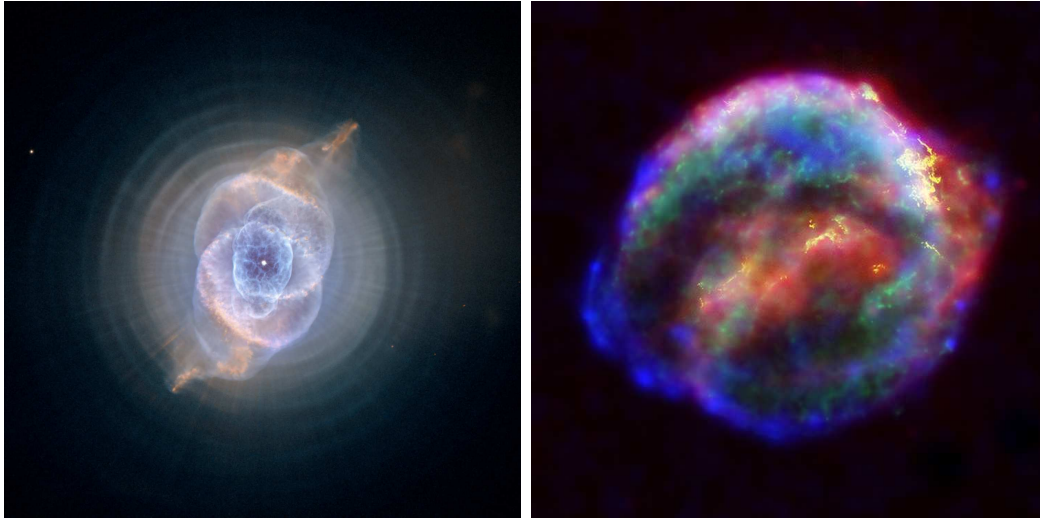


Abbildung 2.5: Zwei Beispiele für die Rückkopplung der Sterne an das ISM. Links ist der Planetarische Katzenauge-Nebel zu sehen. Der nun kompakte, sehr heiße Zentralstern hat seine äußere Hlle abgestoßen. Diese wird durch ionisierende UV-Strahlung zum Leuchten angeregt. Auch unsere Sonne erwartet in etwa 5 Milliarden Jahren ein ähnliches Schicksal. Deutlich massereichere Sterne beenden ihr Leben in einer spektakulären Supernovaexplosion (rechts). Das Bild zeigt den Überrest einer solchen Explosion, die vor etwa vierhundert Jahren stattfand. Hier wurden Aufnahmen in verschiedenen Spektralbereichen kombiniert: in blau und grün Röntgenstrahlung, gelb für den optischen und rot für den Infrarot-Bereich.

(Bild-Quellen: <http://heritage.stsci.edu/2004/27/index.html> und <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap041008.html>)

die bei der Rekombination und der Kaskade des Elektrons in den Grundzustand entstehen.

Nach der Quelle der ionisierenden Strahlung kann man verschiedene HII-Objekte unterscheiden. In Sternentstehungsgebieten liefern heiße O- und B-Sterne die nötigen energiereichen Photonen. Am Ende ihrer Entwicklung stoßen einige Sterne ihre Hlle ab, die dann als Planetarischer Nebel von dem zurückbleibenden (Abb. 2.5, links), heißen Zentralobjekt, einem Weien Zwerg, ionisiert wird. Andere Sterne explodieren in einer sogenannten Supernova (Abb. 2.5, rechts). In dem Fall kann die Hlle durch Synchrotronstrahlung ionisiert werden. Obwohl alle diese Gebiete durch das HII-Gas charakterisiert werden, wird nur die erstgenannte als HII-Region bezeichnet.

Das ionisierte Gas macht etwa 20% des Volumens des ISM aus, wobei davon nur 10% den HII-Regionen zugeordnet werden können. Die anderen 90% werden von diffus verteiltem HII gefllt, das aber nur schwach leuchtet. Die Skalenhöhe des diffusen HII-Gases liegt bei 1.5 kpc. Die HII-Regionen sind in der Scheibe mit den Spiralarmen assoziiert.

Heißes ionisiertes Gas

Die Kühlfunktion erreicht bei etwa $2 \cdot 10^5$ K ein lokales Maximum, so dass Gas bei dieser Temperatur auf sehr kurzen Zeitskalen wieder abkühlt. Dadurch entsteht eine Barriere, die im allgemeinen nicht durch kontinuierliche Heizung, z.B. Photoionisation, überwunden werden kann. Dagegen können Stoßfronten, die von Supernovae produziert werden, mit Geschwindigkeiten von $100 - 1,000 \text{ km s}^{-1}$ das Gas in kurzer Zeit auf Temperaturen von 10^6 K und mehr aufheizen, bei denen dann die Kühlzeitskala wieder länger ist. Die so aufgeheizten Gebiete sind im Überdruck und expandieren, wie man z.B. an den Überresten von Supernovae sehen kann (Abb. 2.5, rechts).

Das heiße Gas hat in etwa Dichten von 10^{-3} cm^{-3} und emittiert Röntgenstrahlung aufgrund von Bremsstrahlung. Ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis des heißen Gases konnte der Röntgensatellit ROSAT liefern, mit dem bei einer Durchmusterung des gesamten Himmels heißes Gas im Halo und in der Scheibe gefunden wurde (Snowden et al. 1998). In der Scheibe ist das heiße Gas typischerweise in Blasen mit Durchmessern von $0.1 - 1 \text{ kpc}$ zu finden (Oey & Clarke 1997). Auch unser Sonnensystem befindet sich in einer solchen Blase (100 pc), die *Local Bubble* genannt wird. Erreichen solche Blasen den oberen Rand der Scheibe, können sie aufbrechen und das heiße Gas kann in den Halo strömen (*galactic chimney*, Norman & Ikeuchi 1989). In sogenannten *star burst*-Galaxien, die von einer kurzen Phase extrem hoher Sternentstehungsrate gekennzeichnet sind, kann man den Ausfluss von heißem Gas in den Halo auch direkt beobachten (z.B. Zezas et al. 2001).

Staub

Außer in der heißen Phase findet man dort, wo Gas ist, auch immer Staub. Das Massenverhältnis zwischen Gas und Staub beträgt etwa 100. Aber trotz seiner geringen Masse hat der Staub einen großen Einfluss auf viele Prozesse im ISM, z.B. die Entstehung von Sternen und Planeten. Sichtbar wird er durch thermische Emission von Infrarot-Strahlung und Extinktion. Letztere ist abhängig von der Wellenlänge und bewirkt dadurch auch, dass das Licht von Sternen durch den interstellaren Staub gerötet wird.

2.2.2 Prozesse im ISM

Neben der Tatsache, dass das ISM in verschiedenen Phasen auftritt, muss auch eine Vielzahl von Prozessen berücksichtigt werden, die die Entwicklung beeinflussen. Thermische Energie wird dem ISM durch Kühlung entzogen und in Form von Strahlung abgegeben. Dieser Prozess lässt sich relativ gut modellieren (unter der Annahme, dass das Gas optisch dünn ist) und Kühlfunktionen, die die Kühlrate bei einer bestimmten Temperatur angeben, existieren für alle wichtigen Temperaturbereiche (Dalgarno & McCray 1972; Falgarone & Puget 1985; Böhringer & Hensler 1989; Sutherland & Dopita 1993). Dem entgegen wirken verschiedene Heizprozesse, wie z.B. die Photoionisation und -dissoziation,

Röntgen- und kosmische Strahlung und der Photoelektrische Effekt an Staubteilchen. Dazu kommt die Heizung durch Sterne, die neben ihrem Beitrag zum Strahlungsfeld auch durch Sternwinde (Freyer et al. 2003) und Sterntod Energie an das ISM übertragen. Bei letzterem sind vor allem die Supernovaexplosionen wichtig, bei denen Energien in der Größenordnung von 10^{51} erg frei werden. Zwischen den Kühl- und Heizprozessen stellt sich ein Gleichgewicht ein, wobei nur bestimmte Gleichgewichtszustände auch thermisch stabil sind (s. Abschnitt 2.2.3).

Die verschiedenen Gasphasen des ISM treten auch in Kontakt miteinander. Dabei können große Temperaturgradienten auftreten, weshalb es zu einer Übertragung von Energie durch Wärmeleitung kommen kann. Betrachtet man eine kühle Wolke, die in ein heißes Umgebungsgas eingebettet ist, dann heizt sich die äußere Schicht der Wolke auf. Je nach der Dichte in dieser Schicht kann die zusätzliche Energie wieder abgestrahlt werden. Ist dies der Fall, kondensiert das Umgebungsgas auf die Wolke. Im anderen Fall wird Wolkenmaterial evaporiert. Dadurch kommt es zu einem Materieaustausch zwischen den verschiedenen Gasphasen, der z.B. für die Durchmischung des ISM wichtig sein kann. Cowie et al. (1981) haben diesen Prozess analytisch untersucht und Raten für den Massenaustausch berechnet. Einige numerische Arbeiten zeigen allerdings eine um eine Größenordnung niedrigere Rate für Kondensation und Evaporation, wobei aber für die Bedingungen im umgebenden ISM nur ein Fall gerechnet wurde (Vieser & Hensler 2000; Hensler & Vieser 2002).

Neben den Prozessen innerhalb des ISM muss auch die Bildung von Sternen aus dem Gas heraus berücksichtigt werden. Dazu kommt der früher oder später folgende Rücktransfer von Materie, wenn die Sterne ihr Leben in spektakulären Supernovaexplosionen oder als Planetarische Nebel beenden (Abb. 2.5). In den Supernovae werden dabei wie oben erwähnt gewaltige Mengen an Energie frei. Die von den Sterne abgegebene Materie ist zusätzlich auch mit Metallen angereichert, die im Innern der Sterne durch Kernfusion entstanden sind. Die Anreicherung des ISM führt zu einer chemischen Entwicklung der Galaxien, die sich wiederum auf verschiedene Prozesse, z.B. die Kühlfunktion oder die Sternentstehung auswirken kann. Außerdem kann die Metallhäufigkeit über Absorptionslinien gemessen werden, wodurch man Informationen über die Entwicklungsgeschichte der Galaxie bekommt (z.B. über die Alters-Metallizitäts-Beziehung der Sterne). Die Entstehung der Sterne selbst ist noch nicht bis ins Detail verstanden. Aus Beobachtungen von sehr jungen Sternhaufen weiß man, dass Sterne in Molekülwolken und praktisch nie einzeln entstehen. Die am Anfang noch in die Molekülwolke eingebetteten Sternhaufen heizen das Gas, welches den Sternhaufen verlässt (Boily & Kroupa 2003a,b). Dadurch reguliert sich die Sternentstehung selbst.

Weitere Prozesse betreffen z.B. die Bildung von Staub und Molekülen. Auch das turbulente Geschwindigkeitsfeld im ISM hat wichtige Konsequenzen, z.B. für die Sternentstehung (s. Abschnitt 2.2.3).

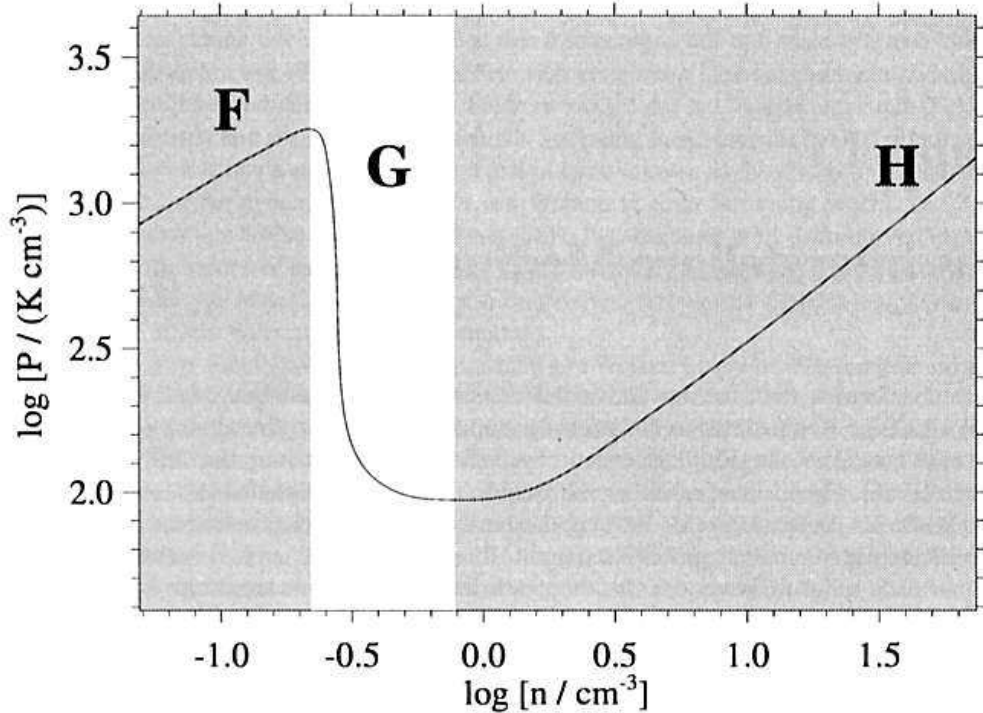


Abbildung 2.6: Das Phasendiagramm des ISM nach Field et al. (1969, übernommen aus Vieser 2001). Zustände auf der Gleichgewichtskurve sind in den schraffierten Gebieten F und H stabil, im Gebiet G instabil.

2.2.3 Theoretische Modelle

In einer klassischen Arbeit beschreiben Field et al. (1969) ein Zweiphasen-Modell des ISM. Dabei kann man eine kalte und eine warme Phase unterscheiden, die im Druckgleichgewicht sind. Das ISM mit der Teilchendichte n , der Temperatur T , dem Druck P , der Kühlrate Λ und der Heizrate Γ befindet sich genau dann im thermischen Gleichgewicht, wenn $n^2\Lambda = n\Gamma$ gilt. Mit der effektiven Kühlrate $L = \Lambda - \Gamma/n$ erhält man ein stabiles Gleichgewicht, wenn

$$\left(\frac{\delta L}{\delta T}\right)_P > 0 \quad (2.7)$$

gilt. Dies ist in Abb. 2.6 zu sehen: Die Kurve zeigt das thermische Gleichgewicht mit $L = 0$ an. Oberhalb der Kurve dominiert Kühlung, unterhalb Heizung. In den beiden schraffierten Bereichen gilt die Stabilitätsbedingung aus Gl. (2.7). Eine isobare Störung vom Gleichgewicht in diesen Bereichen führt wieder zum Ausgangspunkt zurück. Im instabilen Bereich kommt es dagegen zu einer Verstärkung der Störung, bis am Ende einer der stabilen Zustände erreicht wird. Die beiden vorhergesagten Phasen haben Dichten von 41 cm^{-3} und 0.3 cm^{-3} und Temperaturen von 50 K und 8000 K.

McKee & Ostriker (1977) haben das Zweiphasen-Bild des ISM um eine dritte Phase erweitert. Ihre Modelle berücksichtigen die Rolle von Supernovaüberresten, die zu einer dünnen, heißen Phase mit Temperaturen von $4.5 \cdot 10^5$ K und Dichten von $3.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ führen. Eingebettet in die expandierenden und teilweise überlappenden Supernovaüberreste befinden sich kühlere Wolken, die aus den beiden schon bekannten Phasen bestehen. Dabei bildet die kalte Phase den Kern der Wolke, der von der warmen Phase umgeben ist. Diese wird wiederum noch in eine neutrale und eine ionisierte Komponente eingeteilt. Die heiße Phase befindet sich eigentlich in einem instabilen Bereich des Phasendiagramms. Da aber die Kühlzeitskala bei geringer Dichte relativ lang ist, reicht die Aufheizung durch beobachtete Supernovarate (etwa eine alle 100 Jahre) aus, um das Gas auf der angegebenen Temperatur zu halten. McKee & Ostriker haben auch den Materieaustausch zwischen der heißen und der kalten Phase aufgrund von Wärmeleitung betrachtet, wodurch die Kühlzeitskalen für das heiße Gas beeinflusst werden. Außerdem haben sie den Volumenfüllfaktor für das heiße Gas mit 70-80% angegeben.

Dieser Wert für den Füllfaktor ist vermutlich zu hoch. Ein Grund dafür ist, dass McKee & Ostriker nicht beachtet haben, dass die expandierenden Supernovablasen am Rand der Scheibe aufbrechen können. Das im Inneren enthaltene heiße Gas kann dann in den Halo strömen, abkühlen und wieder in die Scheibe zurückfallen (Shapiro & Field 1976; Bregman 1980). Dieses Modell, das *Galactic Fountain* genannt wird, bietet damit auch eine Erklärung für die beobachteten Hochgeschwindigkeitswolken im Halo. Außerdem verringert sich der Füllfaktor des heißen Gases auf einen realistischeren Wert von etwa 20% (Norman & Ikeuchi 1989).

Beide Modelle zeigen teilweise gute Übereinstimmungen mit Beobachtungen, z.B. bei den Temperaturen und Drücken, und das Dreiphasen-Bild von McKee & Ostriker wird auch heute noch oft verwendet. Allerdings gibt es auch einige Probleme. So vermutet man heute z.B., dass die Annahme des thermischen Druckgleichgewichts zwischen Phasen nicht stimmt, da auch Drücke aufgrund von Magnetfeldern, Turbulenz und kosmischer Strahlung eine nicht unwesentliche Rolle spielen. Will man dieser Effekte aber mitberücksichtigen, braucht man numerische Simulationen.

Stellvertretend für eine Vielzahl von numerischen Modellen, sollen hier zwei Arbeiten erwähnt werden. In beiden zeigt sich, dass Turbulenz ein wichtiger Aspekt bei der Modellierung des ISM ist. Klessen (2001) untersucht die Fragmentation in turbulenten Molekülwolken aufgrund von Gravitationsinstabilitäten. Man sieht in Beobachtungen von Molekülwolken Geschwindigkeitsfelder, die eine Überschall-Turbulenz zeigen (Williams et al. 2000) und damit in der Lage sind, den gravitativen Kollaps der Wolke aufzuhalten. Allerdings dissipiert die Energie in der turbulenten Bewegung typischerweise auf einer Freifall-Zeitskala (Mac Low et al. 1998; Stone et al. 1998; Padoan & Nordlund 1999), so dass ein Antriebsmechanismus existieren muss, wenn man die Molekülwolken auf diese Weise über einen längeren Zeitraum stabilisieren will.

Mac Low (2004) vermutet, dass von allen möglichen Energiequellen im ISM einzig die Supernovae ausreichend Energie liefern. In den Modellen von Klessen (2001) wird ein solcher Antrieb vorausgesetzt. Es zeigt sich, dass Turbulenz die Wolke nicht nur auf globalen Skalen stabilisieren kann, sondern lokal auch hohe Dichten erzeugen kann. Diese Dichtefluktuationen können gravitativ instabil werden und weiter anwachsen. Nach Klessen (2001) sind diese Gebilde die Vorläufer der Sterne und Turbulenz die treibende Kraft bei der Sternentstehung. Durch die Eigenschaften des Geschwindigkeitsfeldes wird so die Effizienz bestimmt, mit der Sterne in einer Wolke gebildet werden (Schmeja & Klessen 2004).

In hydrodynamischen 3d-Simulationen, die die Entwicklung eines Ausschnitts aus der Scheibe der Milchstraße zeigen, untersucht de Avillez (2000) den Einfluss von Supernovaexplosionen auf das ISM. Diese Rechnungen zeigen die komplexe Struktur des ISM, die von überlappenden Blasen aus heißen Gas sowie turbulenten Bewegungen bestimmt werden. In diesen und weiteren Simulationen (de Avillez & Breitschwerdt 2004) werden auch das *chimney*-Modell und die daraus resultierenden Volumenfüllfaktoren für das ISM bestätigt. Außerdem werden auch Magnetfelder berücksichtigt, wobei sich zeigt, dass diese den Ausfluss von Gas in den Halo nicht aufhalten können.

Diese beiden Beispiele zeigen aber auch ein Problem, das bei der Modellierung des ISM auftritt. Denn obwohl die Modelle bereits eine detaillierte Beschreibung der Physik enthalten und auch schon viel zum Verständnis des ISM beigetragen haben, so fehlen immer noch wichtige Prozesse. Bei Klessen (2001) kann die Entwicklung der proto-stellaren Kerne nur solange verfolgt werden, bis Rückkopplungsprozesse dieser Kerne, wie z.B. bipolare Ausflüsse, eine Rolle spielen. Die Modelle von de Avillez (2000) wiederum vernachlässigen u.a. die Heizung durch Kosmische Strahlung und behandeln auch nur einen Ausschnitt aus einer Galaxie.

Damit kann man zusammenfassend festhalten, dass es bisher noch kein allgemein gültiges Modell für das ISM einer Galaxie gibt. Aber verbesserte Beobachtungsmöglichkeiten und immer leistungsfähigere Computer, die komplexere Modelle rechnen können, tragen zum Fortschritt auf diesem Gebiet bei.

2.3 Modellierung von Galaxien

Numerische Simulationen der Entstehung und Entwicklung von Galaxien sind für ein besseres Verständnis der physikalischen Prozesse sehr wichtig. Die Modellierung einer Galaxie kann in zwei Teilaspekte aufgeteilt werden. Betrachtet man ein reines Sternsystem, dann muss man ein gravitatives N-Körper-Problem mit den zugehörigen Bewegungsgleichungen lösen. Soll auch die Gasdynamik berücksichtigt werden, dann müssen zusätzliche dissipative Prozesse, wie Heizung, Kühlung oder inelastische Wolkenstöße berücksichtigt werden.

Bei einem gekoppelten Stern-Gas-System sind weiterhin noch Wechselwirkungen und Phasenübergänge zwischen den Komponenten zu beachten, wie z.B. Sternentstehung.

Bei der Modellierung von Galaxien kann man zwei prinzipielle Ansätze unterscheiden. Zum einen sind da die Modelle, die die Entstehung der Galaxien in einem kosmologischen Kontext beschreiben. Dabei wird davon ausgegangen, dass anfängliche Dichtefluktuationen in der Dunklen Materie aufgrund von Gravitationsinstabilitäten anwachsen. Die heute beobachteten Galaxien entstehen danach hierarchisch, d.h. zunächst werden die kleinsten Strukturen gebildet, die dann zu immer größeren Gebilden verschmelzen. Auf der Basis, dass die Dunkle Materie durch stoßfreie, nicht-baryonische Teilchen beschrieben werden kann (Peebles 1982), konnten die ersten sogenannten CDM-Modelle die Entstehung von großskaligen Strukturen im Universum gut erklären (Davis et al. 1985; Frenk et al. 1985, 1988, 1990; White et al. 1987a,b).

Um diesen Vorgang zu simulieren, benötigt man idealerweise Verfahren, die sich flexibel an die geometrischen Gegebenheiten des Systems anpassen. Diese Möglichkeit bieten z.B. Teilchenmethoden, und ein häufig angewendetes Verfahren ist der TREESPH-Algorithmus (Hernquist & Katz 1989). Bei dieser Methode werden der TREE-Algorithmus (Barnes & Hut 1986) zur Berechnung von Gravitationskräften und das *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) Verfahren (Gingold & Monaghan 1977; Lucy 1977) zur Berechnung der Gasdynamik miteinander verbunden. Die dynamische Entwicklung der baryonischen Materie, die in der Frühphase der Entwicklung als Gas vorliegt, ist an die der Dunklen Materie gekoppelt. Das Gas bildet eine Scheibe, wenn man die dissipative Gasdynamik berücksichtigt (Katz & Gunn 1991; Navarro & Benz 1991).

In einem Modell von Katz (1992) wurde dann auch Sternentstehung und ihre Rückkopplung über Supernovae behandelt. Das Feedback erfolgte über die thermische Aufheizung des umgebenden Gases. Da dieses Gas aber gerade Sterne gebildet hat und damit hohe Dichten aufweist, geht die thermische Energie durch Kühlung schnell wieder verloren. In neueren Modellen wurde deshalb die Behandlung der stellaren Rückkopplung weiter verfeinert (Navarro & White 1993; Thacker & Couchman 2000; Kay et al. 2002; Brook et al. 2003, 2004). Z.B. lassen Thacker & Couchman (2000) und Kay et al. (2002) die Feedback-Region für eine Zeit lang adiabatisch expandieren, was für eine effektivere Heizung sorgt. Brook et al. (2004) vergleichen die thermische und die adiabatische Heizung an einem Modell für die Milchstraße und zeigen, dass im zweiten Fall die Sternentstehung sich durch effektivere Heizung selbst regulieren kann.

Außerdem wurde die Beschreibung um die Anreicherung durch Metalle erweitert (Steinmetz & Müller 1994, 1995; Raiteri et al. 1996; Berczik 1999; Kawata & Gibson 2003). Steinmetz & Müller (1995) konnten dadurch die unterschiedlichen chemischen Eigenschaften der Sterne im Halo, im *bulge* und in der Scheibe erklären. Raiteri et al. (1996) und Berczik (1999) gelang es, die in

der Sonnenumgebung beobachteten Verhältnisse zwischen den Massenanteilen von Sauerstoff zu Eisen und Eisen zu Wasserstoff zu reproduzieren.

Seit kurzem versuchen einige Modelle auch, die Mehrphasen-Natur des ISM zu berücksichtigen. Hultman & Pharasyn (1999), Springel & Hernquist (2003) und Robertson et al. (2004) benutzen dazu Hybrid-SPH-Teilchen, die sowohl eine kalte wie auch ein heiße Gaskomponente repräsentieren. Der Nachteil bei diesem Verfahren ist, dass die verschiedenen Gasphasen sich dynamisch nicht unabhängig voneinander entwickeln können. Ein anderer Ansatz wird von Ritchie & Thomas (2001) und Marri & White (2003) verfolgt. In ihren Modellen wurde die Nachbarsuche des SPH-Verfahrens so verändert, dass Dichten in Regionen niedriger Dichten nicht durch das Mitteln über verschiedene Gasphasen überschätzt werden. Dadurch können dann zwar dynamisch unabhängige Gasphasen beschrieben werden, allerdings ist unklar, ob die hydrodynamische Behandlung von kalten, gravitativ gebundenen Klumpen sinnvoll ist.

Ein anderer Ansatz zur Modellierung von Galaxien wird von den sogenannten chemo-dynamischen (CD) Modellen verfolgt. Diese basieren auf einer Gittermethode und beinhalten ein komplexes Netzwerk von physikalischen Prozessen, welches als Grundvoraussetzung eine Mehrphasen-Beschreibung des ISM enthält. Die dynamische Entwicklung wird hierbei durch die Boltzmannschen Momentengleichungen (Sterne) bzw. die Euler-Gleichungen (Gas) beschrieben. Da CD Modelle einen hohen rechnerischen Aufwand erfordern, waren die ersten Modelle dieser Art auf sphärisch symmetrische (Burkert et al. 1992; Theis et al. 1992) oder achsensymmetrische (Samland et al. 1997) Systeme beschränkt. Kürzlich wurde aber auch ein dreidimensionales CD Modell von Samland & Gerhard (2003) vorgestellt. Schon in den ersten Modellen wurde deutlich, dass die Mehrphasen-Beschreibung des ISM ein wichtiger Aspekt ist, da die Gasphasen dynamisch entkoppeln können und es so z.B. zu galaktischen Winden kommen kann (Theis et al. 1992). Die Rechnungen von Samland et al. (1997) konnten viele beobachtete Eigenschaften der Milchstraße erstmals in einem selbstkonsistenten Modell erklären, z.B. die Verteilung der Metalle, Verhältnisse von Elementhäufigkeiten oder Sternentstehungsraten. Die aktuellen 3d-Modelle von Samland & Gerhard (2003) berücksichtigen zusätzlich auch noch ein relaxisches Anwachsen des Dunklen Halos, wie man es aus den CDM-Simulationen zur Strukturbildung bestimmen kann, und können dadurch bessere Übereinstimmungen bei den kinematischen Eigenschaften des Modells erreichen.

Aufgrund der Wichtigkeit von Dissipation, Sternentstehung und Feedback ist die Behandlung des ISM ein entscheidender Aspekt bei der Modellierung von Galaxien. In kosmologischen TREESPH-Rechnungen wird das ISM typischerweise als Einphasen-Medium betrachtet, d.h. die Multiphasen-Struktur des realen ISM wird räumlich nicht aufgelöst. Für eine Molekülwolke, die von heißem Gas umgeben ist, ergibt sich dadurch z.B. eine mittlere Dichte, die für das heiße Gas viel zu hoch ist. Dies führt z.B. zu einer zu hohen Kühlrate, dem sogenannten *overcooling* (Pearce et al. 1999; Thacker et al. 2000). Als

Folge haben die Galaxien, die in diesen Rechnungen entstehen, zu kleine Scheiben. Auch die Sternentstehung ist zu effizient. Es wird allgemein angenommen, dass diese Probleme auf die Beschreibung des Feedbacks zurückzuführen sind. Einige Untersuchungen von verbesserten Feedback-Mechanismen zeigen auch eine Verringerung der genannten Probleme (Thacker & Couchman 2001). Die Behandlung von stellarem Feedback ist aber auch direkt an die Beschreibung des ISM gekoppelt, die in den CD Modellen realistischer ist. Die klassischen CD Modelle haben aber das Problem, dass sie auf Gittermethoden basieren und daher nicht die geometrische Flexibilität von Teilchenmethoden haben. Die logische Schlussfolgerung ist also, die beiden Ansätze zu koppeln. Dazu kann man z.B. die SPH Methode mit einem *Sticky Particle* Verfahren kombinieren. *Sticky Particles* wurden schon in Einphasen-Modellen als Alternative zur genauen hydrodynamischen Modellierung verwendet (Carlberg 1984; Combes & Gerin 1985; Noguchi 1988; Palouš et al. 1993; Theis & Hensler 1993). Bei dem Verfahren wird die klumpige Natur des ISM betont, d.h. die Teilchen sollen Gaswolken repräsentieren. Diese bewegen sich überwiegend auf ballistischen Bahnen, können aber durch inelastische Stöße Energie dissipieren. Bei der Kombination mit SPH werden demnach die Wolken durch *Sticky Particles* beschrieben, während das diffus verteilte Gas durch SPH modelliert wird. Ein solchen Ansatz verfolgten auch Semelin & Combes (2002) und Berczik et al. (2003).

2.4 Ziel der Arbeit

In dieser Arbeit soll die dynamische Entwicklung des ISM in Galaxien mit Hilfe von numerischen Simulationen untersucht werden. Aus der Beschreibung des ISM wird deutlich, dass dem Gas in der Galaxie dabei eine besondere Bedeutung zukommt. Alle wichtigen Prozesse, wie die Sternentstehung oder Dissipation, sind mit dem ISM verknüpft. Das gilt heute trotz der Tatsache, dass der überwiegende Teil der baryonischen Materie in Sternen vorliegt, aber umso mehr in der Frühphase der Entwicklung, wenn das Verhältnis von Gas- zu Sternmasse umgekehrt ist. Die Temperatur- und Dichteskalen im ISM können über bis zu acht Größenordnungen variieren. Dazu kommen die verschiedenen Prozesse, die auf sehr unterschiedlichen Zeit- und Längenskalen wirken. Aus diesem Grund gibt es bisher noch kein vollständiges numerisches Modell vom ISM, und in Modellen von der Entwicklung von Galaxien muss das ISM über Näherungen beschrieben werden. In den meisten Simulationen wird insbesondere die Mehrphasen-Natur des ISM nur unzureichend berücksichtigt, während andere Rechnungen dafür entweder nur Ausschnitte aus einer Galaxie betrachten können oder die Dynamik des Systems nicht detailliert genug beschreiben können.

Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb zunächst ein neues numerisches Verfahren entwickelt, das auf der in kosmologischen Simulationen bereits erfolgreich angewandten TREESPH-Methode basieren soll. Analog zu den chemo-

dynamischen Modellen soll ein komplexes Netzwerk von wichtigen physikalischen Prozessen berücksichtigt werden. Dabei soll insbesondere den verschiedenen Temperaturen und Dichten des ISM durch eine Mehrphasen-Beschreibung Rechnung getragen werden. Hierzu wird das SPH-Verfahren mit einer *Sticky Particle*-Methode verknüpft. Dadurch kann man eine warme, diffuse und eine kalte, klumpige Komponente des ISM unterscheiden, die sich dynamisch unabhängig voneinander entwickeln können. Zusätzlich sollen mit Kondensation, Evaporation und Reibung auch Wechselwirkungen zwischen den Gasphasen berücksichtigt werden. Innerhalb des ISM kommt es durch Strahlungskühlung und inelastischen Wolkenstößen zu Dissipation.

Die Sternentstehung ist ein weiterer, wichtiger Prozess, der beachtet werden muss. Im Gegensatz zu bisherigen Modellen soll hier ein lokaler Ansatz verfolgt werden, bei dem die Sternentstehung für einzelne Molekülwolken beschrieben wird. Der lokale Zustand des ISM wirkt dabei über eine variable Sternentstehungseffizienz auf die Sternentstehung ein. Da die Sterne am Ende ihrer Entwicklung ihrerseits das ISM durch den Eintrag von Energie und die Rückführung von Materie beeinflussen, ist durch die lokale Abhängigkeit der Sternentstehungseffizienz auch die Möglichkeit zur Selbstregulierung gegeben.

Das so entwickelte Verfahren soll dann am Beispiel einer der Milchstraße ähnlichen Galaxie getestet und durch den Vergleich mit Beobachtungen gecheckt werden. Dabei soll auch die unterschiedliche Dynamik der verschiedenen Gasphasen und deren Einfluss auf die Entwicklung, z.B. über die Geschwindigkeitsdispersion der verschiedenen Komponenten, untersucht werden.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kap. 3 wird die numerische Umsetzung des oben beschriebenen Verfahrens zur Simulation der Entwicklung von Galaxien im Detail vorgestellt. Die Anwendung auf eine der Milchstraße ähnliche Modellgalaxie und die Ergebnisse der durchgeführten Rechnungen, die auch eine Studie über den Einfluss der verschiedenen Modellparameter beinhaltet, werden in Kap. 4 vorgestellt. Eine Diskussion der Ergebnisse in Bezug auf Beobachtungen und bisherige Arbeiten erfolgt in Kap. 5. In Kap. 6 wird am Beispiel eines einfallenden Satelliten eine zukünftig geplante Anwendung auf wechselwirkende Galaxien vorgestellt. Weitere Anwendungen für unser Modell werden schließlich in Kap. 7 erläutert.

„Belief is a force. It's a weak force, by comparison with gravity; when it comes to moving mountains, gravity wins every time.“

- in „Pyramids“, Terry Pratchett

Kapitel 3

Numerische Behandlung der Entwicklung von Galaxien

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm zur Modellierung von Galaxien entwickelt. Es basiert auf dem TREESPH-Verfahren (Hernquist & Katz 1989), das in vielen Galaxiensimulationen zur Anwendung kommt. Dieses Verfahren kombiniert den TREE-Algorithmus (Barnes & Hut 1986) für die Bestimmung der Gravitationskräfte mit der SPH-Methode für die Berechnung der Hydrodynamik (Lucy 1977; Gingold & Monaghan 1977). Wir haben den TREESPH-Algorithmus außerdem um ein *sticky particle*-Verfahren erweitert. Dadurch wird eine Multiphasen-Beschreibung des ISM verwirklicht, in der diffuses Gas durch SPH und Wolken durch *sticky particles* beschrieben werden.

Die verschiedenen Komponenten einer Galaxie werden anhand von Teilchensorten unterschieden. Teilchen repräsentieren dabei Sterne, Wolken, (diffuses) Gas oder dunkle Materie. Die Entwicklung des Systems wird durch ein komplexes Netzwerk von physikalischen Prozessen, dargestellt in Abb. 3.1, gesteuert. Alle wesentlichen Prozesse werden berücksichtigt, und zwar im einzelnen Sternentstehung, die Rückkopplung der Sterne (im allgemeinen als Feedback bezeichnet), Kühlung, Wolkenstöße, Kondensation, Evaporation und Reibung. Im folgenden sollen die einzelnen Teile des Programms im Detail vorgestellt werden. Zunächst werden die einzelnen Komponenten beschrieben. Dann folgen die Stellar- und die Gasdynamik und schließlich die weiteren Prozesse.

3.1 Sterne

In den heute beobachteten Galaxien sind die Sterne die dominante baryonische Komponente. Außerdem kann praktisch jede Beobachtung, direkt oder indirekt, auf die von Sternen abgestrahlte Energie zurückgeführt werden. In unse-

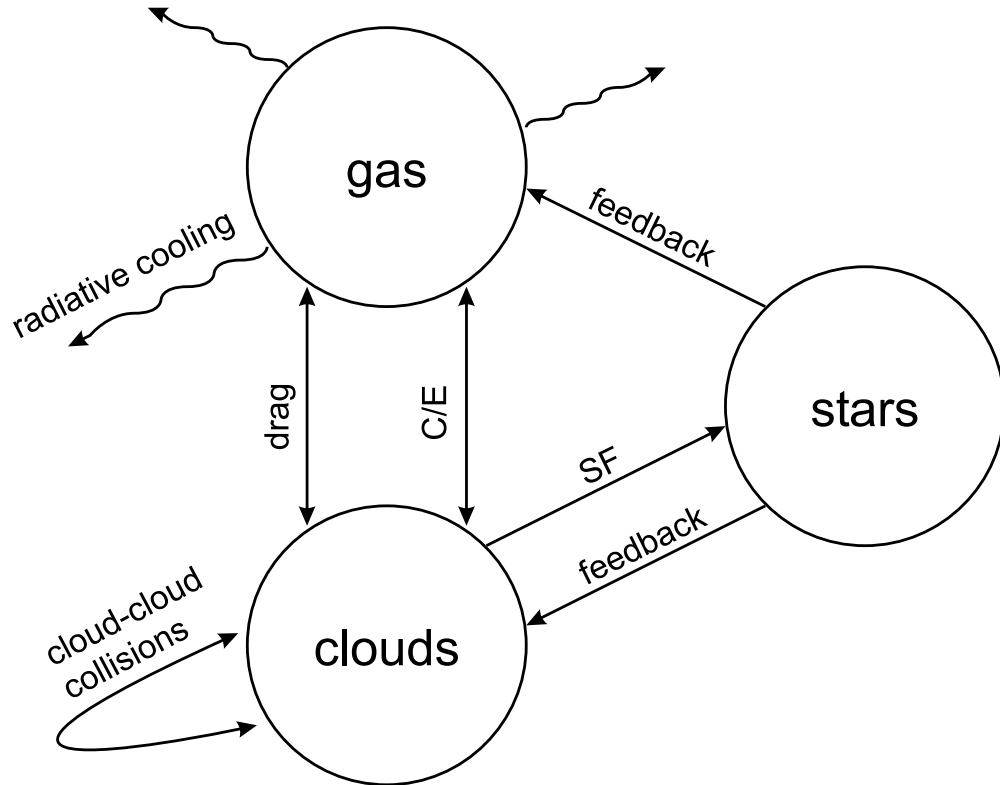


Abbildung 3.1: Das Netzwerk von physikalischen Prozessen, die die verschiedenen Gas- und Sternkomponenten miteinander verknüpfen. Sterne entstehen in den Wolken. Die Sterne geben Materie und Energie zurück an das Mehrphasen-ISM. Zwischen den beiden Gasphasen findet ein Austausch von Masse und Impuls durch Kondensation oder Evaporation und Reibung statt. Energie wird durch Strahlung und Wolkenstöße dissipiert.

rem Modell werden die Sterne durch eine Teilchensorte beschrieben, allerdings kann man mit heutigen Computern nicht jeden Stern einzeln darstellen. Daher soll jedes Sternteilchen vielmehr eine Sternansammlung repräsentieren, dessen Sterne alle zur gleichen Zeit entstanden sind. Die Verteilung der Sternmassen innerhalb einer solchen Ansammlung ist durch eine Anfangsmassenverteilung (IMF - *initial mass function*) gegeben, etwa die nach Kroupa et al. (1993):

$$\Phi(m) = A_{\text{IMF}} \cdot \begin{cases} 2^{0.9} \cdot m^{-1.3} & \text{für } 0.1 \leq m < 0.5 \\ m^{-2.2} & \text{für } 0.5 \leq m < 1.0 \\ m^{-2.7} & \text{für } 1.0 \leq m \leq 100.0 \end{cases} \quad (3.1)$$

Dabei ist m die Masse eines Sterns in Sonnenmassen. Die IMF $\Phi(m)$ wird nach der Masse normalisiert, wodurch sich für die gewählten Integrationsgrenzen von $0.1 M_{\odot}$ bis $100 M_{\odot}$ $A_{\text{IMF}} = 0.31$ ergibt.

Während bei Beobachtungen die Leuchtkraft der Sterne von Bedeutung ist, wird die Entwicklung der Galaxien vor allem durch die Rückgabe von Energie und Materie an das ISM, dem sogenannten stellaren Feedback, beeinflusst. Besonders wichtig sind hierbei die planetarischen Nebel und die Supernovae, die beide das Ende der Entwicklung eines Sterns markieren. Um diese Prozesse in einem Modell zu berücksichtigen, muss man die Lebensdauer eines Sterns, welche von seiner Masse m und seiner Metallizität Z abhängig ist, kennen. Eine Nahrungsformel für die Lebensdauer t_* ist (Raiteri et al. 1996)

$$\log t_* = a_0(Z) - a_1(Z) \cdot \log m + a_2(Z) \cdot (\log m)^2, \quad (3.2)$$

wobei t_* in Jahren angegeben wird. Die Koeffizienten sind gegeben durch

$$\begin{aligned} a_0(Z) &= 10.130 + 0.0755 \cdot \log Z - 0.0081 \cdot (\log Z)^2 \\ a_1(Z) &= 4.4240 + 0.7939 \cdot \log Z + 0.1187 \cdot (\log Z)^2 \\ a_2(Z) &= 1.2620 + 0.3385 \cdot \log Z + 0.0542 \cdot (\log Z)^2. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Die Metallizität Z ist konstant auf den solaren Wert von $Z_\odot = 0.02$ gesetzt. Die Gl. (3.2) gibt eine sinnvolle Näherung an Lebensdauern von Sternen in den Modellrechnungen der Padua-Gruppe (Alongi et al. 1993; Bressan et al. 1993; Bertelli et al. 1994) in dem Massenbereich von $0.6 M_\odot$ bis $120 M_\odot$ und für Metallizitäten von $Z = 7 \cdot 10^{-5} - 0.03$.

Wir nehmen an, dass Sterne, die massereicher als $8 M_\odot$ sind, ihr Leben als Typ II Supernovae beenden und Sterne mittlerer Masse zwischen $1 M_\odot$ und $8 M_\odot$ als planetarische Nebel enden. Damit ergibt sich aus der IMF, dass der Massenanteil von massereichen Sternen bei 9% liegt, während Sterne mittlerer Masse etwa 34% ausmachen. Die mittleren Massen liegen bei ca. $16 M_\odot$ bzw. $1.9 M_\odot$. Die kurzlebigen massereichen Sterne haben Lebensdauern von 3 – 39 Myr, die Sterne zwischen 1 und $8 M_\odot$ leben dagegen bis zu 10 Milliarden Jahre.

3.2 Wolken

In einer einfachen Unterteilung kann man eine warme bis heiße, diffuse und eine kalte, klumpige Phase des ISM unterscheiden. Letztere soll durch die Wolkenpartikel beschrieben werden, welche einzelne Molekülwolken repräsentieren sollen. Damit bestimmen die Wolkenpartikel auch die Orte, wo Sternentstehung stattfindet. Aber nur ein Teil des Gases in der Wolkenphase ist dicht und instabil genug, um tatsächlich aktiv für die Sternentstehung zur Verfügung zu stehen. Daher wird jeder Wolke in unserem Modell eine Inaktivitätszeit τ_{ia} zugewiesen, und erst nach Ablauf dieser Zeit beginnt die Sternentstehung in der jeweiligen Wolke. τ_{ia} ist ein freier Parameter und kann als eine Art globale Sternentstehungszeitskala angesehen werden. Typische Werte für τ_{ia} liegen bei

einigen 100 Myr. Die zu erwartende Sternentstehungsrate SFR kann man dann mit der einfachen Annahme, dass $\text{SFR} = \epsilon M_{\text{cld}} \tau_{\text{ia}}^{-1}$ ist, abschätzen. Setzt man für die gesamte Masse der Wolkenphase M_{cld} einige $10^9 M_{\odot}$ ein und nimmt eine Sternentstehungseffizienz ϵ von $\epsilon \approx 0.1$ an, dann ergibt sich eine Sternentstehungsrate in der Größenordnung von $1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$.

Der Radius r_{cld} einer einzelnen Wolke mit der Masse m_{cld} ist durch die aus Beobachtungen abgeleitete Masse-Radius-Beziehung gegeben (Rivolo & Solomon 1988):

$$r_{\text{cld}} = A_{\text{cld}} \cdot \sqrt{\frac{m_{\text{cld}}}{10^6 M_{\odot}}} \text{ pc} . \quad (3.4)$$

Die Konstante A_{cld} wird auf den Wert 50 gesetzt.

Durch inelastische Wolkenstöße wird kinetische Energie dissipiert. Beim Stoß verschmelzen die beteiligten Wolken und es entstehen bis zu einer festgelegten Massengrenze dadurch immer massereichere Wolken (Abschn. 3.6.3). Durch den Sternentstehungsprozess werden sie auch wieder zerstört (Abschn. 3.10). Um zu vermeiden, dass sich durch die Fragmentierung der Wolken die Teilchenzahl zu stark erhöht, wurde auch eine untere Massengrenze $M_{\text{cld,lim}}$ für Wolken eingeführt. Diese wird auf

$$M_{\text{cld,lim}} = 0.1 M_{\text{SF,lim}} \quad (3.5)$$

gesetzt, wobei $M_{\text{SF,lim}}$ das untere Massenlimit für den Sternentstehungsprozess (s. Abschnitt 3.9) ist. Wenn die Masse einer Wolke kleiner als $M_{\text{cld,lim}}$ wird, wird das entsprechende Teilchen aus der Rechnung entfernt und die Masse gleichmäßig auf die benachbarten Teilchen innerhalb von 300 pc verteilt.

3.3 Diffuses Gas

Eine zweite Gasphase soll die diffuse Komponente des ISM beschreiben und wird durch das SPH-Verfahren beschrieben, das in Abschnitt 3.6.1 erklärt wird. Das diffuse Gas hat typischerweise Temperaturen T_{gas} im Bereich von $\sim 10^4$ K bis etwa 10^7 K. Das stoßionisierte Gas verliert Energie durch Bremsstrahlung, Rekombination und Linienübergänge angeregter Atome und Ionen. Die Kühlrate wird typischerweise in der Form

$$\Lambda(T_{\text{gas}}, n_{\text{gas}}, Z) = n_{\text{gas}}^2 \Lambda_0(T_{\text{gas}}, Z) \quad (3.6)$$

angegeben, wobei Z den Massenanteil der schweren Elemente, also die Metallicität, angibt. Eine Kühlfunktion Λ_0 , die die oben genannten Prozesse für die am häufigsten auftretenden Metalle berücksichtigt, wurde z.B. von Böhringer & Hensler (1989, s. Abb. 3.2) bestimmt.

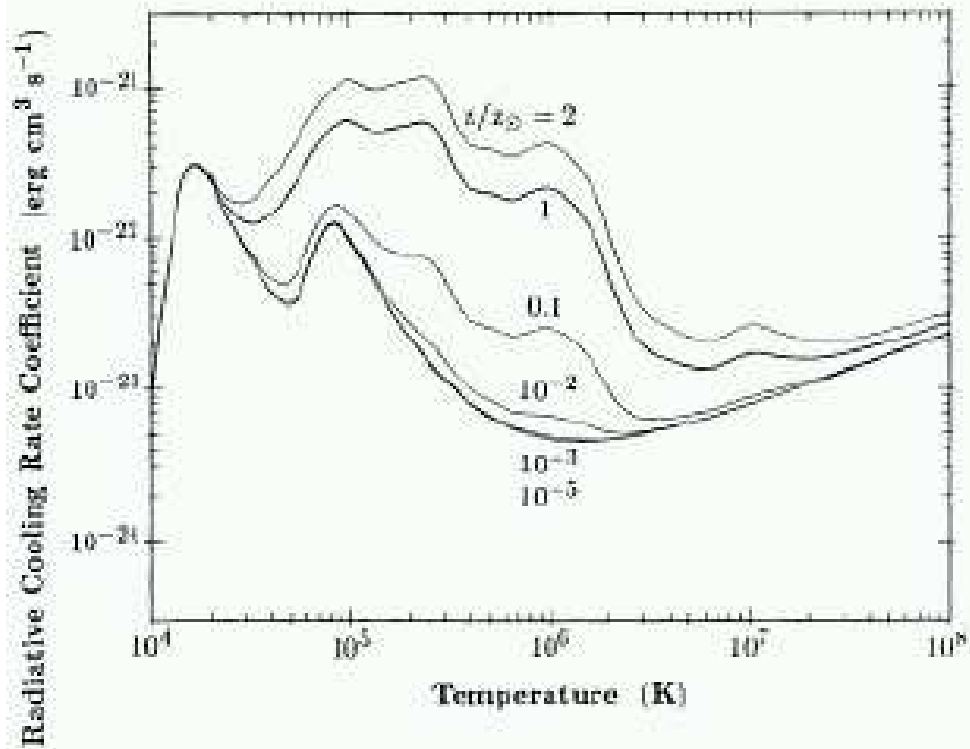


Abbildung 3.2: Die Kühlfunktion Λ , übernommen aus Böhringer & Hensler (1989). Die verschiedenen Linien zeigen die Kühlrate bei verschiedenen Metallizitäten. Im Bereich von 10^5 bis zu einigen 10^6 hängt die Kühlung am stärksten von der Metallizität ab. Die wichtigsten Linienübergänge sind hier berücksichtigt.

Neben der Kühlung ist außerdem die Kopplung der diffusen Gasphase mit den Wolken zu beachten. Hierbei spielen die Prozesse Kondensation, Evaporation und Reibung eine Rolle (Abschn. 3.11). Auch die Sterne haben durch ihre Rückkopplung einen Einfluss auf das diffuse Gas, wobei vor allem die Heizung durch Supernovae wichtig ist (Abschn. 3.10).

Die Masse der SPH-Teilchen kann sich aufgrund von Kondensation und Evaporation ändern. Dadurch kann es passieren, dass die Massen einzelner SPH-Teilchen sich um Größenordnungen unterscheiden, was zu Problemen führen kann. Zum einen sind dann nämlich die Eigenschaften des Gases an der Position eines sehr massereichen Teilchen praktisch durch dieses eine Teilchen bestimmt. Dies widerspricht aber dem SPH-Ansatz einer statistischen Beschreibung. Gleichzeitig kann es für ein leichtes Teilchen einen wesentlichen Unterschied machen, ob es ein schweres Teilchen als Nachbarn hat oder nicht. Im ungünstigsten Fall führt dies zu unphysikalischen Fluktuationen z.B. in der Gasdichte. Um diese Probleme zu vermeiden, werden eine obere und eine untere Massengrenze eingeführt. Wenn ein Teilchen die obere Massengrenze überschreitet, wird es in vier neue SPH-Teilchen geteilt. Die neuen Teilchen

haben jeweils die gleiche Masse (also 1/4 der Masse des ursprünglichen Teilchens) und werden im Abstand h_p symmetrisch um die Position des alten Teilchens angeordnet. Die Geschwindigkeit und die spezifische Energie bleiben gleich, d.h. das Massenzentrum, der Bahndrehimpuls und die thermische Energie bleiben unverändert. Teilchen, die die untere Massengrenze unterschreiten, werden entfernt und ihre Masse wird auf die benachbarten SPH-Teilchen verteilt. Die obere und die untere Massengrenze sind auf $4 m_{\text{SPH}}$ bzw. $0.1 m_{\text{SPH}}$ gesetzt, wobei m_{SPH} die Masse eines SPH-Teilchens am Anfang der Rechnung ist.

3.4 Dunkle Materie

Die Behandlung der Dunklen Materie kann sowohl dynamisch (durch Teilchen) wie auch in Form eines statischen Halopotentials geschehen. Für letzteres wurden folgende externen Potentiale implementiert:

- isothermes Potential
- Plummer-Potential
- Miyamoto-Nagai-Potential (Miyamoto & Nagai 1975)
- NFW-Potential (Navarro et al. 1997)
- Hernquist-Potential (Hernquist 1993)
- Kuijken&Dubinski-Halopotential (Kuijken & Dubinski 1995)

Das Plummer-Potential Φ_{P} ist durch

$$\Phi_{\text{P}}(r) = -\frac{GM_{\text{P}}}{\sqrt{r^2 + R_{\text{P}}^2}} \quad (3.7)$$

gegeben, wobei G die Gravitationskonstante, M_{P} die Masse und R_{P} der Plummer-Radius sind. Das Plummer-Potential wurde historisch als Modell für den Sternaufbau sowie die Struktur von Kugelsternhaufen verwendet, u.a. auch deshalb, weil es in einer einfachen analytischen Form gegeben ist. Aus Gl. (3.7) können auch Dichte und Massenverteilung eines Plummer-Modells bestimmt werden.

Das Kuijken&Dubinski-Halopotential ist ein abgeplattetes isothermes Potential mit einem Kern und endlicher Ausdehnung. Ein Parameter q bestimmt die Abplattung des Halos ($q = 1$ bedeutet, dass der Halo sphärisch ist).

Der Vorteil eines Live-Halos, also eines Teilchenhalos, liegt in der selbstkonsistenten Behandlung, die eine Wechselwirkung zwischen der baryonischen und der Dunklen Materie ermöglicht, was z.B. bei wechselwirkenden Galaxien von besonderer Bedeutung sein kann. Bei isolierten Galaxien im Gleichgewicht

kann man annehmen, dass der Halo sich nur wenig verändert und in erster Näherung durch ein statisches Potential beschrieben werden kann. Dadurch kann man die Teilchenzahl für eine Rechnung und damit auch den Bedarf an CPU-Zeit reduzieren. Aus diesen Gründen wird in den meisten Rechnungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, der statische Halo von Kuijken & Dubinski (1995) verwendet.

3.5 Stellare Dynamik

Die dynamische Entwicklung von Galaxien wird im wesentlichen von der Gravitation bestimmt. In diesem Abschnitt soll das dazugehörige N -Körper-Problem und verschiedene Lösungsansätze vorgestellt werden, wobei der Schwerpunkt auf dem sogenannten TREE-Verfahren liegt, das im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde.

3.5.1 Das N -Körper-Problem

In einem N -Körper-System wird die Gravitationskraft, die auf eines der Teilchen wirkt, aus den Kräften, die alle anderen Teilchen ausüben, und einer möglicherweise vorhandenen externen Kraft berechnet. Es ergibt sich damit das sogenannte gravitative N -Körper-Problem, bei dem ein gekoppeltes, nicht-lineares System von N Differentialgleichungen der Form

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -\nabla \Phi_N(\mathbf{r}_i) - \nabla \Phi_{\text{ext}}(\mathbf{r}_i, t) \quad (3.8)$$

gelöst werden muss. Dabei ist \mathbf{r}_i die Position von Teilchen i . Durch Φ_{ext} wird die Wirkung eines externen Potentials beschrieben. Der durch die Eigengravitation hervorgerufene Potentialbeitrag ist in Gl. (3.8) mit Φ_N bezeichnet und durch

$$\Phi_N(\mathbf{r}_i) = - \sum_{\substack{j \\ j \neq i}} \frac{Gm_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \quad (3.9)$$

gegeben. Der Index N deutet dabei an, dass man über $N - 1$ Teilchen summieren muss. Für die Auswertung der Gl. (3.9) wird also die Berechnung von $N - 1$ Teilchenabständen benötigt. Daher skaliert der numerische Aufwand für das N -Körper-Problem in der einfachsten Implementation nach Gl. (3.8) bzw. Gl. (3.9) mit $\sim O(N^2)$.

3.5.2 Lösungsverfahren

In einigen Anwendungen kann $\nabla \Phi_{\text{ext}}$ die Eigengravitation $\nabla \Phi_N$ überwiegen, d.h. die Beschleunigung eines Teilchens ist nur von seiner eigenen Po-

sition abhängig. Damit reduziert sich das N -Körper-Problem zu N Ein-Körper-Problemen, die sich numerisch durch die sogenannte *restricted N-Body*-Methode erheblich schneller lösen lassen. Ein Beispiel hierfür sind schwach wechselwirkende Galaxien (Pfleiderer & Siedentopf 1961; Toomre & Toomre 1972): Unter der Annahme, dass sich zwei Galaxien auf Keplerbahnen bewegen, kann man das Gravitationsfeld für jeden Zeitpunkt aus der Überlagerung der beiden als starr angenommen Galaxienpotentiale (semi-)analytisch bestimmen. Der linear mit der Teilchenzahl skalierende Rechenaufwand beträgt dann für eine komplette Simulation auf einem modernen PC etwa eine CPU-Sekunde. Der Nachteil des *restricted N-Body*-Verfahrens ist, dass es sich nicht selbstkonsistent an die dynamische Entwicklung anpassen kann, wodurch z.B. Prozesse wie dynamische Reibung oder Änderungen in der Massenverteilung nicht berücksichtigt werden. Dadurch wird die Anwendung dieser Methode auf stark wechselwirkende und insbesondere verschmelzende Galaxien fraglich.

Wegen der N^2 -Skalierung ist ein direktes Lösen von Gl. (3.8) auf Teilchenzahlen von wenigen Tausend begrenzt. Durch einige Verbesserungen, wie etwa einem Blockzeitschrittverfahren oder der Regularisierung der Koordinaten bei nahen Begegnungen, läßt sich die Effizienz des direkten LöSENS von Gl. (3.8) etwas erhöhen, so dass der Rechenzeitbedarf nur noch mit etwa $O(N^{1.6})$ skaliert (Aarseth 1985).

Deutlich höhere Teilchenzahlen lassen sich durch indirekte Verfahren, wie z.B. die *particle-mesh*-Methode oder das *self-consistent-field*-Verfahren, erreichen. In beiden Fällen wird aus einem aus der Teilchenkonfiguration gemittelten Dichtefeld das Potential über die Poissongleichung bestimmt. Da nach der Potentialbestimmung die Kräfte nur noch als Summe über alle Teilchen berechnet werden müssen, skalieren diese Verfahren im wesentlichen linear mit der Teilchenzahl. Allerdings wird der Geschwindigkeitsvorteil durch einen Verlust an Flexibilität erkauft, da man z.B. im Fall der *particle-mesh*-Methoden ein Gitter vorgeben muss.

Eine Alternative zu den verschiedenen numerischen Methoden bietet die GRAPE-Hardware (*GRAvity PipE*, Sugimoto et al. 1990), bei der die rechenzeitintensive Summation der Gravitationskräfte auf einem für diesen Zweck speziell entwickelten Chip durchgeführt wird. Der Rechenzeitbedarf skaliert aber weiterhin mit $O(N^2)$, was sich ab etwa 10^5 Teilchen bemerkbar macht.

3.5.3 Das TREE-Verfahren

Eine weitere Methode, um das gravitative N -Körper Problem in den Griff zu bekommen, ist das TREE-Verfahren (Appel 1985; Barnes & Hut 1986; Hernquist 1987). Der Vorteil dieser Methode ist, dass sie keine geometrischen Einschränkungen besitzt. Das Grundprinzip der TREE-Methode ist, dass man den Potentialbeitrag von Gruppen hinreichend weit entfernter Teilchen über eine Multipol-Entwicklung niedriger Ordnung berücksichtigt. Physikalisch gesehen bedeutet das, dass man die genaue Massenverteilung von entfernten Teilchen

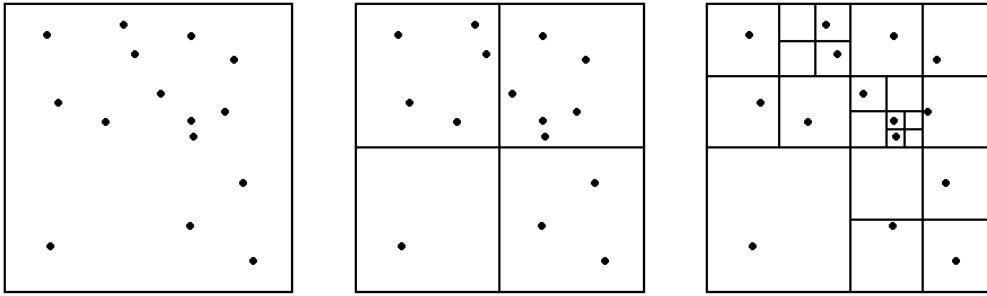


Abbildung 3.3: Bei hierarchische TREE Struktur wird ein Teilchensystem in zunehmend kleinere Gruppen, die sogenannten Knoten, aufgeteilt, bis ein Knoten einem Teilchen entspricht. Der Ausgangsknoten, hier ein Quadrat, umfaßt alle Teilchen (links). Dieser wird dann in Unterknoten gleicher Größe unterteilt (Mitte) und dieser Vorgang wird für jeden Unterknoten solange wiederholt, bis alle Knoten ein oder kein Teilchen enthalten. In drei Dimensionen sind Knoten Würfel und jeder Würfel wird in acht Unterwürfel geteilt, weshalb man auch vom Oktal-TREE spricht.

vernachlässigt. Dass diese Annahme sinnvoll ist, zeigt z.B. die Umlaufbahn der Erde um die Sonne, die ohne Kenntnis der genauen Massenverteilung der beiden Körper genau berechnet werden kann. Durch ein geeignetes Entfernungskriterium kann man die Genauigkeit der Näherung sicherstellen.

Um die Gruppenzugehörigkeit von Teilchen zu ermitteln hat, sich eine Baumstruktur bewährt, daher auch der Name TREE (= engl. „Baum“). Die TREE-Struktur besteht aus Teilchengruppen, den sogenannten Knoten, und jeder Knoten umfaßt ein oder mehrere Teilchen. Teilchenlose Knoten brauchen nicht weiter beachtet werden. Im dreidimensionalen Fall sind die Knoten Würfel. Der Ausgangswürfel umfaßt alle Teilchen (siehe Abb. 3.3) für ein Beispiel in zwei Dimensionen). Der TREE wird nun aufgebaut, indem man Würfel mit mehr als einem Teilchen jeweils in acht Unterwürfel gleichen Volumens unterteilt. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis jedem Teilchen ein Unterwürfel zugeordnet werden kann. Für N Teilchen werden etwa $2N$ Knoten benötigt. Außerdem wird für jeden Knoten eine Gesamtmasse, ein Massenzentrum und – je nach Genauigkeit – verschiedene Multipolmomente berechnet.

Das Entfernungskriterium ist durch

$$\frac{s}{d} < \Theta \quad (3.10)$$

gegeben, wobei s die Ausdehnung des betrachteten Knotens und d der Abstand zu diesem Knoten ist. Der sogenannte Öffnungswinkel Θ ist ein freier Parameter, der typischerweise etwas kleiner als 1 ist. Die Kraft auf ein Teilchen wird dann bestimmt, indem man sich ausgehend vom Anfangswürfel durch die Baumstruktur bewegt. Immer wenn für einen Knoten die Bedingung in Gl. (3.10) erfüllt ist, wird die Wechselwirkung zwischen diesem Knoten und dem Teilchen berechnet. Sonst wird der aktuelle Würfel in seine Unterwürfel

geteilt, und die Prozedur für diese wiederholt, solange bis alle Knoten berücksichtigt sind. Die Genauigkeit der Kraftberechnung ist dabei für einen typischen Wert von $\Theta = 0.7$ in der Größenordnung von 1%. Der Rechenzeitbedarf skaliert dabei nur noch mit $\sim O(N \log N)$.

3.5.4 Berechnung der Gravitation

In unserem Programm kann die Eigengravitation entweder mit einem *GRAPE-board* oder mittels eines *TREE*-Verfahrens bestimmt werden, wobei zwischen zwei verschiedenen *TREE*-Methoden gewählt werden kann: dem verbreiteten Schema von Barnes & Hut (1986) und einem neuen Algorithmus, der von Dehnen (2002) vorgeschlagen wurde. Die Grundidee des Dehnen-*TREE* ist, dass die Kräfte zwischen Teilchen zweier weit entfernter Knoten über eine Taylor-Entwicklung aus der Wechselwirkung der Knoten bestimmt werden können. Außerdem wird ein verbessertes Entfernungskriterium verwendet, das die Genauigkeit der Kraftberechnung verbessert. Ein Vorteil des Dehnen-*TREE* ist, dass er so konstruiert ist, dass der Impuls erhalten bleibt. Außerdem skaliert der CPU-Zeit-Bedarf linear mit der Teilchenzahl, wodurch der Dehnen-*TREE* bei sinnvollen Teilchenzahlen ($N \geq 10^5$) um mindestens eine Größenordnung schneller ist als das *GRAPE-board* oder der Barnes&Hut-*TREE*, was Testrechnungen bestätigen (s. Anhang A.1). Die Rechnungen in dieser Arbeit wurden daher auch mit dem Dehnen-*TREE* durchgeführt.

Die dynamische Entwicklung von Galaxien kann als stoßfrei betrachtet werden, d.h. nahe Begegnungen von Sternen haben keinen Einfluss auf die Entwicklung des gesamten Systems. Die Relaxationszeit τ_{rlx} ist ein gutes Maß für die Bedeutung von Zwei-Körper-Stößen, die für ein virialisiertes System aus Teilchen gleicher Masse mit (Spitzer & Hart 1971)

$$\frac{\tau_{\text{rlx}}}{\tau_{\text{dyn}}} = \frac{0.04N}{\log 0.4N}. \quad (3.11)$$

angegeben werden kann. Die dynamische Zeitskala $\tau_{\text{dyn}} = \bar{R}/\bar{v}$ gibt dabei an, wie lange ein Teilchen mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} braucht, um das System mit dem mittleren Radius \bar{R} zu durchqueren. Eine typische Galaxie mit 10^{11} Sternen und einer dynamischen Zeitskala von 200 – 300 Myr hat demnach eine Relaxationszeit, die um vielfaches über der Hubble-Zeit liegt. In numerischen Simulationen kann die Relaxationszeit aber künstlich erhöht sein, weil die Anzahl der Teilchen um mehrere Größenordnungen niedriger ist, als die des realen Systems.

Um diese künstliche Relaxation zu reduzieren, wird das sogenannte *gravitational softening* verwendet (Aarseth 1963), d.h. das Kraftgesetz für kleine Abstände wird verändert, um den Effekt von Zwei-Körper-Stößen zu verringern. Die Veränderung des Kraftgesetzes ist physikalisch dadurch motiviert, dass ein Teilchen in Wirklichkeit einem ausgedehnten Objekt, z.B. einem Sternhaufen oder einer Molekülwolke, entspricht. Allerdings bewirkt das *softening*

auch nur eine geringe Unterdrückung der künstlichen Relaxation. Wählt man die *softening*-Länge etwa wie üblich entsprechend dem mittleren Teilchenabstand, dann wird die Relaxationszeit nur um einen Faktor 2.5 – 6 erhöht (Theis 1998). Da noch größere *softening*-Längen die Auflösung der Simulation verringern, kann man der künstlichen Relaxation am besten durch höhere Teilchenzahlen und dem damit verbundenen Rechenaufwand begegnen. Das *gravitational softening* wird hier durch ein Plummer-*softening* realisiert. Die *softening*-Länge ist $\epsilon_s = 0.1$ kpc.

Zusätzlich zur Eigengravitation können die in Abschnitt 3.4 aufgelisteten Potentiale als externe Kräfte wirken, um einen statischen dunklen Halo darzustellen.

3.6 Gasdynamik

Die Berechnung der Hydrodynamik des diffusen Gases erfolgt mittels des SPH-Verfahrens, das im folgenden vorgestellt werden soll. Zunächst soll dazu das Grundprinzip von SPH vorgestellt werden, und dann wird die Beschreibung der Hydrodynamik in SPH erklärt. Im Anschluss wird die Behandlung der Dynamik der Wolken durch das *sticky particle*-Verfahren von Theis & Hensler (1993) beschrieben.

3.6.1 Smoothed Particle Hydrodynamics

Das *smoothed particle hydrodynamics* (SPH) Verfahren ist eine Teilchenmethode zur Lösung von hydrodynamischen Problemen. Sie wurde von Lucy (1977) und Gingold & Monaghan (1977) entwickelt und ist seitdem zu einem der wichtigsten numerischen Verfahren in der Astrophysik geworden. Die Hydrodynamik wird in SPH in der Lagrange-Formulierung benutzt, d.h. es wird die Bewegung von Fluidelementen verfolgt. Als Teilchenmethode hat SPH keine geometrischen Einschränkungen und kann auch leicht mit anderen Teilchenmethoden, wie dem TREE-Verfahren, kombiniert werden. Das breite Spektrum von Anwendungsgebieten umfasst z.B. Akkretionsscheiben, Sternentstehung, Supernovaexplosionen, die Kollision von Sternen, Entstehung von Galaxien und galaktische Wechselwirkungen (eine Übersicht bietet Benz 1988).

Die grundlegende Idee von SPH ist, dass N Teilchen ein Fluid beschreiben und jede Eigenschaft A des Fluids an einer Position \mathbf{r}_p aus einem lokal gewichteten Mittel bestimmt wird. In der integralen Form wird das Mittel bestimmt aus

$$A(\mathbf{r}_p) = \int_V A(\mathbf{r})W(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, h)d\mathbf{r}, \quad (3.12)$$

wobei über das gesamte Volumen V integriert wird. Die sogenannte *kernel*-

Funktion W hat die zwei Eigenschaften

$$\int_V W(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, h) d\mathbf{r} = 1 \quad (3.13)$$

und

$$\lim_{h \rightarrow \infty} W(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, h) = \delta(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}). \quad (3.14)$$

Die Größe h wird *smoothing length* genannt und ist ein Maß für die Ausdehnung des *kernels*, also für den Mittlungsbereich.

In SPH wird das Integral in Gl. (3.12) durch die Summe

$$A(\mathbf{r}_p) = \sum_q m_q \frac{A_q}{\rho_q} W(\mathbf{r}_{pq}, h) \quad (3.15)$$

im Sinne einer Monte-Carlo-Integration approximiert. Es wird dabei über alle Teilchen q summiert. m_q und ρ_q geben die Masse und die Dichte am Ort \mathbf{r}_q an. Außerdem ist $\mathbf{r}_{pq} \equiv \mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q$ und $A_q \equiv A(\mathbf{r}_q)$. Die Dichte z.B. ist nach Gl. (3.15) gegeben durch

$$\rho_p \equiv \rho(\mathbf{r}_p) = \sum_q m_q W(\mathbf{r}_{pq}, h). \quad (3.16)$$

Ein wesentlicher Vorteil von SPH ist, dass man Ableitungen von A einfach aus

$$\nabla A(\mathbf{r}_p) = \sum_q m_q \frac{A_q}{\rho_q} \nabla W(\mathbf{r}_{pq}, h), \quad (3.17)$$

d.h. mit der analytischen Ableitung ∇W der *kernel*-Funktion bestimmen kann. Eine genauere Lösung erhält man allerdings, wenn man die Gleichung

$$\rho \nabla A = \nabla(\rho A) - A \nabla \rho \quad (3.18)$$

benutzt und dann jeweils $\nabla(\rho A)$ und $\nabla \rho$ in Gl. (3.17) einsetzt. Dann ergibt sich

$$\rho_p \nabla A_p = - \sum_q m_q (A_p - A_q) \nabla W(\mathbf{r}_{pq}, h). \quad (3.19)$$

Der Vorteil von Gl. (3.19) gegenüber Gl. (3.17) ist die Symmetrisierung. Wenn z.B. der Druck P konstant ist ($P_p = P_q = P_0$), dann verschwindet in Gl. (3.19) der Durchgradient automatisch. In Gl. (3.17) ist dies nur bei konstanter Teilchenmasse m und Dichte ρ gegeben.

Als *kernel* $W(r, h)$ wird meistens eine von Monaghan & Lattanzio (1985) vorgeschlagene sphärisch symmetrische Funktion verwendet:

$$W(r, h) = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{r}{h}\right)^2 + \frac{3}{4} \left(\frac{r}{h}\right)^3 & \text{für } 0 \leq \frac{r}{h} \leq 1 \\ \frac{1}{4} \left(2 - \frac{r}{h}\right)^3 & \text{für } 1 \leq \frac{r}{h} \leq 2 \\ 0 & \text{für } \frac{r}{h} > 2 \end{cases} \quad (3.20)$$

Bei der Benutzung dieses *kernels* wird also nur über die Teilchen gemittelt, die sich innerhalb von $2h$ von \mathbf{r}_p befinden. Die Anzahl dieser Nachbarn hängt, ein konstantes h vorausgesetzt, von der lokalen Dichte des Systems ab. In einer Region niedriger Dichte z.B. würden nur wenige SPH-Teilchen zur Summe in Gl. (3.15) beitragen. Da die statistischen Fluktuationen der Mittelung aber durch die Anzahl der Nachbarn N_{sm} bestimmt sind, ist es ratsam, möglichst ein konstantes N_{sm} zu benutzen. Dadurch wird gewährleistet, dass der statistische Fehler räumlich konstant ist. Daher wird anstelle eines konstanten h typischerweise eine lokale *smoothing length* h_p verwendet. Dadurch erhält man den zusätzlichen Vorteil, dass man in Regionen hoher Dichte aufgrund des niedrigeren h_p eine bessere räumliche Auflösung bekommt. In der *kernel*-Funktion kann für h nun entweder in der sogenannten *scatter*-Interpretation die *smoothing length* h_q der Nachbarn oder in der *gather*-Interpretation das lokale h_p verwendet werden (Hernquist & Katz 1989). Im Sinne der Symmetrisierung ist es aber besser, wenn man eine lineare Kombination verwendet, also

$$W_{pq} = \frac{1}{2} (W(r_{pq}, h_p) + W(r_{pq}, h_q)). \quad (3.21)$$

3.6.2 Die Beschreibung der Hydrodynamik mit SPH

Die Dichte am Ort eines Teilchens p wird mit

$$\rho_p = \sum_q m_q W_{pq} \quad (3.22)$$

berechnet. Man kann zeigen, dass durch Gl. (3.22) die Kontinuitätsgleichung erfüllt ist (Monaghan 2001). Im Prinzip ist es auch möglich, die Bestimmung der Dichte durch eine zeitliche Integration der Kontinuitätsgleichung in SPH zu formulieren. Der Vorteil ist dann, dass man die anfängliche Dichte für jedes Teilchen setzen kann. Dafür ist allerdings die Massenerhaltung nicht mehr exakt gewährleistet. Fast alle Implementationen des SPH-Verfahrens, insbesondere die in der Astrophysik, verwenden Gl. (3.22).

Die Bewegungsgleichung eines Teilchens p ist durch

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_p}{dt^2} = -\frac{1}{\rho_p} \nabla P_p + \mathbf{a}_p^{\text{visc}} - \nabla \Phi_p \quad (3.23)$$

gegeben. Dabei ist Φ_p das Gravitationspotential und P_p der Gasdruck. Der Term $\mathbf{a}_p^{\text{visc}}$ bezeichnet die sogenannte künstliche Viskosität¹. Sie dient der Behandlung von Stoßfronten, da Diskontinuitäten aufgrund der dem SPH-Formalismus zugrunde liegenden Glättung nicht dargestellt werden können. Um Impulserhaltung zu erreichen, sollte man eine symmetrische Form für den Ausdruck $(\nabla P)/\rho$ verwenden. Eine Möglichkeit ist z.B. der Ausdruck

$$\frac{\nabla P_p}{\rho_p} = \sum_q m_q \left(\frac{P_p}{\rho_p^2} + \frac{P_q}{\rho_q^2} \right) \nabla W_{pq}, \quad (3.24)$$

welcher hier auch verwendet wird.

Der Term $\mathbf{a}_p^{\text{visc}}$ zur Beschreibung der künstlichen Viskosität ist durch (Gingold & Monaghan 1983)

$$\mathbf{a}_p^{\text{visc}} = -\frac{1}{2} \sum_q m_q \Pi_{pq} \nabla W_{pq} \quad (3.25)$$

gegeben, wobei

$$\Pi_{pq} = \frac{-\alpha_v \mu_{pq} c_{pq} + \beta_v \mu_{pq}^2}{\rho_{pq}} \quad (3.26)$$

ist. ρ_{pq} und c_{pq} sind jeweils die arithmetischen Mittel von Dichte bzw. Schallgeschwindigkeit der Teilchen p und q . μ_{pq} ist durch

$$\mu_{pq} = \begin{cases} \frac{\mathbf{v}_{pq} \cdot \mathbf{r}_{pq}}{h_{pq} \left(r_{pq}^2 / h_{pq}^2 + \eta_v^2 \right)} & \text{for } \mathbf{v}_{pq} \cdot \mathbf{r}_{pq} < 0 \\ 0 & \text{for } \mathbf{v}_{pq} \cdot \mathbf{r}_{pq} \geq 0 \end{cases} \quad (3.27)$$

definiert. Mit dieser Beschreibung wird der Fluss in der Nähe von Schocks besonders gut wiedergegeben (Monaghan 1992). Auch andere Beschreibungen sind für Π_{pq} möglich, z.B. die Von Neumann-Richtmyer-Viskosität (Richtmyer & Morton 1967), die eine geringere Scherviskosität aufweist. Die Parameter für die Viskosität werden üblicherweise auf $\alpha_v = 2$, $\beta_v = 1$ und $\eta_v = 0.1$ gesetzt, wobei η_v lediglich dazu dient, numerische Instabilitäten zu vermeiden.

Die Entwicklung der spezifischen inneren Energie u wird aus

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{1}{2} \sum_q m_q \left(\frac{P_p}{\rho_p^2} + \frac{P_q}{\rho_q^2} + \Pi_{pq} \right) \mathbf{v}_{pq} \cdot \nabla W_{pq} + \frac{\Gamma - \Lambda}{\rho} \quad (3.28)$$

¹Die physikalische Viskosität kann in der Astrophysik meistens vernachlässigt werden.

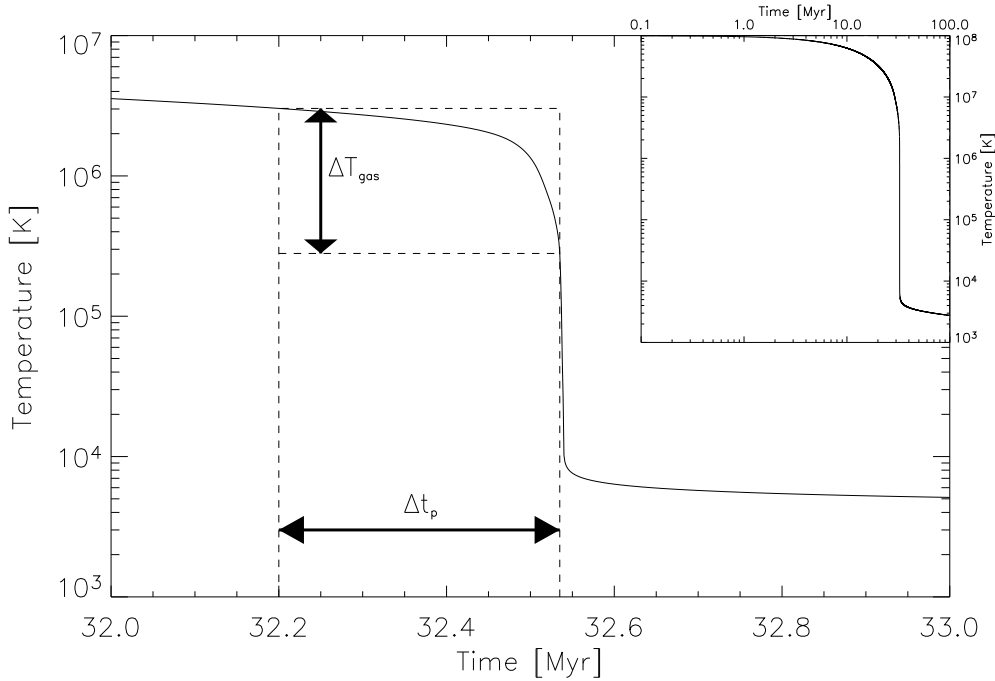


Abbildung 3.4: Die Kühlkurve für ein Gas mit einer Teilchendichte von $n_{\text{gas}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ und solarer Metallizität. Das kleine Diagramm oben rechts zeigt den gesamten Verlauf, beginnend bei $T_{\text{gas}} = 10^8 \text{ K}$, bis die Temperatur nach 100 Myr auf unter 10^4 K abgesunken ist. Aus der tabellierten Kühlkurve kann man für jedes Teilchen die Kühlrate wie folgt bestimmen: Für eine Ausgangstemperatur und einen Zeitschritt Δt_p , der noch mit n_p / cm^{-3} (n_p ist die Gasdichte an der Position des Teilchens) skaliert werden muss, kann eine neue Temperatur abgelesen werden. Daraus ergibt sich die Änderung der Temperatur ΔT_{gas} , die der Kühlrate entspricht.

berechnet. Mit Γ und Λ werden Heiz- und Kühlprozesse berücksichtigt. Für die Kühlung benutzen wir die von der Metallizität abhängige Kühlfunktion von Böhringer & Hensler (1989, siehe auch Abb. 3.2). Dabei ist zu beachten, dass die Kühlzeitskalen für gewöhnlich deutlich kleiner als die dynamische Zeitskala sind, d.h. man müsste eigentlich mit einem sehr viel kleineren Zeitschritt, als dem aus Gl. (3.31) bestimmten, rechnen. Der erforderliche zusätzliche numerische Aufwand wäre dann nur für sehr kleine Teilchenzahlen zu bewältigen. Um dies zu vermeiden, wird Gl. (3.28) meistens durch ein implizites Verfahren gelöst. Wir haben uns für eine andere Lösung entschieden: Zunächst wird ein Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung benutzt, um die Kühlfunktion mit einem ausreichend kurzem Zeitschritt zu integrieren. Die resultierende Kühlkurve (Abb. 3.4) wird in einer Tabelle festgehalten, d.h. es wird die Temperatur in Abhängigkeit von der Zeit tabelliert. Die Dichte ist dabei zwar auf einen festen Wert vorgegeben, aber da die Kühlzeitskala linear mit der Dichte skaliert, lässt sich die Tabelle leicht für beliebige Dichten benutzen. In der Tabelle kann man jetzt für eine vorgegebene Temperatur eine neue Temperatur für den nächsten

(umskalierten) Zeitschritt nachlesen. Auf diese Weise kann man die Änderung der Temperatur, und damit die Kühlrate, schnell bestimmen. Die Kühlrate Λ wird für jedes Teilchen für jeden individuellen Zeitschritt aktualisiert.

3.6.3 Dynamik der Wolken

Die Wolkenteilchen repräsentieren die großen Molekülwolken, deren Gas keine einheitliche Temperatur oder Dichte besitzt. Die genaue Struktur der Wolken wird in unserem Modell nicht aufgelöst und aus diesem Grund wird auch die Kühlung durch Strahlung für das Wolkengas nicht berücksichtigt. Dies ist auch durch die Annahme motiviert, dass Heiz- und Kühlprozesse sich im Gleichgewicht befinden.

Die Wolken bewegen sich zunächst einmal auf ballistischen Bahnen, die durch Gl. (3.8) bestimmt sind, können aber durch inelastische Wolkenstöße Energie dissipieren. Dabei soll die kinetische Energie in Wärmeenergie umgewandelt werden, die dann sofort aufgrund von Strahlungskühlung verloren geht. Dieser Prozess ist die Grundlage für die sogenannte *sticky particle*-Methode. In unserem Modell verwenden wir das von Theis & Hensler (1993) vorgeschlagene Verfahren, bei dem zwei Wolken dann inelastisch stoßen, wenn

1. ihr minimaler Abstand im nächsten Zeitschritt kleiner als die Summe ihrer Radien wird (wobei noch für das sogenannte *gravitational focussing* korrigiert wird).
2. ihr Bahndrehimpuls geringer ist als der maximal mögliche Drehimpuls einer einzelnen Wolke mit der Gesamtmasse der beiden Wolken.
3. die Gesamtmasse der beiden Wolken die Grenzmasse $M_{\text{coll,lim}} = 1 \cdot 10^7 M_{\odot}$ nicht übersteigt.

Wenn diese Bedingungen erfüllt sind, kommt es zu einem vollständig inelastischen Stoß zwischen den beiden Wolken. Dabei werden die beiden Teilchen durch eines ersetzt, wobei Schwerpunkt und Impuls erhalten bleiben.

3.7 Zeitliche Integration

Die zeitliche Integration des Systems wird mit einem *leap-frog*-Schema durchgeführt. Das Prinzip des Verfahrens ist, dass die Geschwindigkeiten \mathbf{v} und Positionen \mathbf{r} wechselseitig um einen halben Zeitschritt Δt versetzt berechnet werden. Es ergibt sich:

$$\mathbf{v}(t_{i+1}) = \mathbf{v}(t_i) + \mathbf{a}(\mathbf{r}(t_{i+0.5})) \Delta t \quad (3.29)$$

und

$$\mathbf{r}(t_{i+1.5}) = \mathbf{r}(t_{i+0.5}) + \mathbf{v}(t_{i+1}) \Delta t, \quad (3.30)$$

wobei $t_{i+x} = t_i + x \Delta t$ ist. Das symplektische *leap-frog*-Verfahren hat den Vorteil, dass pro Zeitschritt nur eine Berechnung der Beschleunigung \mathbf{a} benötigt wird, während z.B. beim Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung vier Auswertungen nötig sind. Dafür werden allerdings auch kleinere Zeitschritte benötigt.

Um eine schnelle Integration bei gleichzeitig hoher Genauigkeit zu ermöglichen, hat jedes Teilchen einen individuellen Zeitschritt Δt_p , der nur Werte des Systemzeitschritts Δt_{sys} geteilt durch eine Zweierpotenz annehmen kann, also

$$\Delta t_p = \frac{\Delta t_{\text{sys}}}{2^{n_p}}. \quad (3.31)$$

Der Zeitschritt und damit die Potenz n_p für jedes Teilchen p wird so gewählt, dass hinreichende Genauigkeit der Integration gewährleistet ist. Für ein SPH-Teilchen p wird dafür eine von Monaghan (1992) vorgeschlagene modifizierte Form der Courant-Bedingung angewandt. Der Zeitschritt wird durch

$$\Delta t_p \leq C \frac{h_p}{h_p |\nabla \cdot \mathbf{v}_p| + c_p + 1.2 (\alpha c_p + \beta \max_q |\mu_{pq}|)} \quad (3.32)$$

bestimmt, wobei $C = 0.4$ die Courant-Zahl ist. h_p , c_p und \mathbf{v}_p sind die *smoothing length*, Schallgeschwindigkeit und Geschwindigkeit des Teilchens p . Für alle anderen Teilchen wird der Zeitschritt basierend auf einem dynamischen Kriterium durch

$$\Delta t_p \leq \eta \cdot \min \left(\frac{\epsilon_s}{v_p}, \sqrt{\frac{\epsilon_s}{a_p}} \right) \quad (3.33)$$

bestimmt. Dabei ist a_p die Beschleunigung von Teilchen p und die Konstante η von der Größenordnung Eins (wir setzen $\eta = 0.4$).

3.8 Einheiten

Soweit nicht anders angegeben, sollen alle Werte in Systemeinheiten sein, die während der Simulation verwendet werden. Die Systemeinheiten sind so gewählt, dass die Gravitationskonstante $G = 1$ ist. Außerdem werden Längen in kpc, Massen in $10^{11} M_\odot$ und Temperaturen in Kelvin gemessen. Dadurch sind alle weitere Einheiten festgelegt. Die Zeit wird z.B. in 1.49 Myr und Geschwindigkeiten in Einheiten von $655.844 \text{ km s}^{-1}$ bestimmt.

3.9 Sternentstehung

Die Behandlung der Sternentstehung ist ein wesentlicher Aspekt für die selbst-konsistente Modellierung von Galaxien. Physikalisch gesehen wird die Sternentstehung von einer Vielzahl von Parametern beeinflusst. Dazu gehören u.a.

die Menge des verfügbaren Gases, dessen dynamischer und physikalischer Zustand (molekular, atomar), chemische Zusammensetzung, der Energieeintrag z.B. durch das umgebende Strahlungsfeld oder magnetische Felder. Diese und weitere Prozesse spielen also eine wichtige Rolle bei der Umwandlung von Gas in Sterne. Allerdings ist der genaue Prozess der Sternentstehung bis heute nicht komplett verstanden. Bei der Modellierung von Galaxien kommt außerdem erschwerend hinzu, dass die meisten Prozesse auf Skalen wirken, die in den Simulationen nicht aufgelöst sind bzw. werden können.

Sterne entstehen in Molekülwolken, die typischerweise Massen zwischen 10^4 und $10^6 M_\odot$ haben. Die Gesamtmasse $M_{\text{cld,tot}}$ in Molekülwolken in der Milchstrasse liegt bei einigen $10^9 M_\odot$. Die Sternentstehungsrate ist mit

$$\text{SFR} = \epsilon \left(\frac{M_{\text{cld,tot}}}{\tau_{\text{SF}}} \right) \approx 2 - 5 M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (3.34)$$

verhältnismäßig niedrig (Scalo 1986; Evans 1999; Pringle et al. 2001). Bei einer Sternentstehungseffizienz $\epsilon \approx 0.1$ ergibt sich eine Sternentstehungszeitskala τ_{SF} in der Größenordnung von 10^8 Jahren, was in etwa um einen Faktor 10 größer ist als die dynamische Zeitskala der Molekülwolken. Tatsächlich sind Molekülwolken aber gravitativ gebunden, d.h. man würde einen Kollaps der Wolke auf der dynamischen Zeitskala erwarten, und ein dementsprechend kleineres τ_{SF} . Stabilisiert werden könnten die Molekülwolken durch Turbulenz und Magnetfelder. Aktuelle Beobachtungen deuten aber darauf hin, dass Sterne tatsächlich auf der relativ kurzen *crossing*-Zeitskala entstehen (Elmegreen 2000). Dann ist τ_{SF} eine Zeitskala, die angibt, wie schnell das Gas in der Galaxie in einem Zustand bereit gestellt wird, der Sternentstehung ermöglicht.

Beobachtungen von Sternentstehungsraten in anderen Galaxien haben zu dem empirischen Gesetz (Schmidt 1959)

$$\frac{\text{SFR}}{\text{area}} = c_n \cdot \Sigma_g^n \quad (3.35)$$

geführt, welches die Sternentstehungsrate pro Fläche in Abhängigkeit von der Oberflächendichte Σ_g angibt und allgemein als Schmidt-Gesetz bezeichnet wird. Die Konstante c_n beinhaltet die Zeitskala und die Effizienz der Sternentstehung. Nach Kennicutt (1998) ist $n \approx 1.4$ und $c_n \approx 2.5 \cdot 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$. Gl. (3.35) gilt für einen großen Bereich von Gasdichten, angefangen bei den Scheiben über den Zentralbereich bis hin zu *starburst*-Galaxien. Außerdem scheint eine Mindestdichte Σ_g zu existieren, die bei etwa $5 - 10 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ liegt.

In den meisten Simulationen wird angenommen, dass eine Region für Sternentstehung geeignet ist, wenn sie Jeans-instabil ist, kollabiert und die Kühlzeitskala kürzer als die dynamische Zeitskala ist. Die Sternentstehungsrate für eine solche Region wird dann gewöhnlich in Anlehnung an das Schmidt-Gesetz mit (Katz 1992; Navarro & White 1993)

$$\text{SFR} = c_* \cdot \frac{\rho_g}{t_g} \quad (3.36)$$

bestimmt, wobei ρ_g die Gasdichte ist. Die dynamische Zeit t_g ist proportional zu $\rho_g^{-0.5}$. Ein Problem bei dieser Beschreibung ist, dass der Parameter c_* nicht aus den heutigen Theorien über Sternentstehung bestimmt werden kann und damit ein freier Parameter bleibt. Trotzdem funktioniert Gl. (3.36) zufriedenstellend und z.B. stimmen Rechnungen von isolierten Galaxien gut mit den Beobachtungen überein. Dies trifft aber bei wechselwirkenden Galaxien nicht mehr zu (Mihos et al. 1992, 1993). Zur Lösung dieses Problems schlägt Barnes (2004) ein zu Gl. (3.36) leicht modifiziertes Gesetz vor, welches auch die durch Schocks induzierte Sternentstehung berücksichtigt. In seiner Beschreibung wird Gl. (3.36) dafür um einen Faktor erweitert, der mit einer Potenz m von der Änderungsrate der spezifischen Energie \dot{u} abhängt. Da durch große Änderungsraten \dot{u} Schockfronten lokalisiert werden (Barnes 2002), beschreibt dieser zusätzliche Term die durch Schockfronten induzierte Sternentstehung. Barnes (2004) konnte am Beispiel von NGC 4676 (die „Mäuse“-Galaxien) zeigen, dass dadurch wechselwirkende Galaxien besser reproduziert werden können. Allerdings wird mit der Potenz m auch ein weiterer freier Parameter eingeführt.

Ein zusätzlicher Nachteil des „Standardrezeptes“ für Sternentstehung ist, dass der Parameter c_* die lokalen Feedback-Prozesse nicht berücksichtigt und dadurch eine Selbstregulierung der Sternentstehung verhindert. Köppen et al. (1995) haben gezeigt, dass die Berücksichtigung von Feedback dazu führt, dass die Sternentstehung einem Schmidt-Gesetz folgt. Im Gleichgewicht ist die Sternentstehungsrate durch Heiz- und Kühlprozesse bestimmt und nahezu unabhängig von der gewählten Beschreibung der Sternentstehung, d.h. der Mikrophysik des Sternentstehungsprozesses selbst. Die reine Abhängigkeit der Sternentstehung von fundamentalen Eigenschaften des ISM (Kühlfunktion, Absorption von Energie) und der Sterne (IMF, Energieeintrag pro Stern) könnte eine Erklärung dafür sein, warum das Schmidt-Gesetz über einen so großen Dichtebereich gültig ist. Es zeigt aber auch, dass das Schmidt-Gesetz nicht unbedingt eine mikro-physikalische Beschreibung der Sternentstehung bietet, und deshalb auch nicht als Basis für die Implementierung des Prozesses dienen sollte. Stattdessen ermöglicht das Schmidt-Gesetz, Rezepte zur Sternentstehung in numerischen Simulationen auf ihr effektives Sternentstehungsgesetz zu testen.

In Abb. 3.5 ist die Umsetzung der Sternentstehung schematisch dargestellt. Die Idee dabei ist, dass Sterne in Molekülwolken gebildet werden, und die Wolke durch den Prozess zerstört wird. Dadurch kommt es zu einer Selbstregulierung der Sternentstehung. Wie schon zuvor erwähnt ist jede Wolke (oder jedes Wolkenfragment aus einem vorangegangenen Sternentstehungsprozess) für die Zeit τ_{ia} inaktiv (t_0 in Abb. 3.5). Dann wird ein Sternhaufen gebildet, der zunächst noch in die Wolke eingebettet ist. Dabei wird die Zeit, die die Sternentstehung selbst benötigt, vernachlässigt. Dies ist dadurch motiviert, dass, wie bereits erwähnt, aktuelle Beobachtungen darauf hindeuten, dass der Sternentstehungsprozess auf der kurzen *crossing*-Zeitskala stattfindet (Elmegreen 2000), die maximal wenige 10 Myr beträgt und damit deutlich kleiner

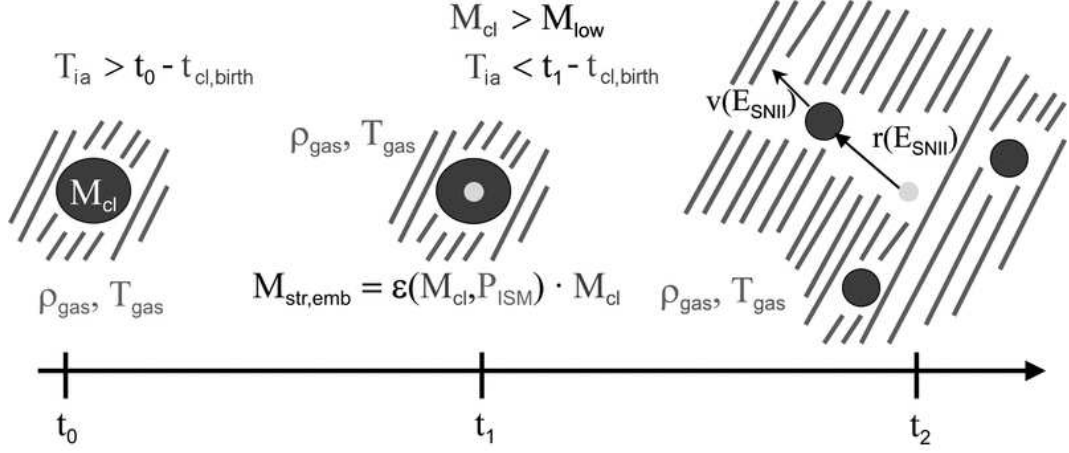


Abbildung 3.5: Eine schematische Darstellung der Sternentstehung. Eine Wolke ist zunächst für die Zeit τ_{ia} inaktiv (t_0). Dann entsteht ein in die Wolke eingebetteter Sternhaufen, dessen Masse durch die lokale Sternentstehungseffizienz bestimmt ist (t_1). Schließlich wird die Wolke durch den Energieeintrag der Supernovae fragmentiert, wobei die Geschwindigkeit der Wolkenfragmente abhängig ist vom Energieeintrag (t_2).

als τ_{ia} ist.

Die Sternentstehungseffizienz ϵ ist nach EE97 eine Funktion der Wolkenmasse und des Gasdrucks. Die Abhängigkeit der Sternentstehungseffizienz von den lokalen Eigenschaften des Multiphasen-ISM ist ein wichtiger Bestandteil unserer Beschreibung des Sternentstehungsprozesses und erlaubt, wie oben angesprochen, die Selbstregulierung der Sternentstehung durch stellare Rückkopplung. Die grundlegenden Ideen von EE97 sollen deshalb an dieser Stelle kurz wiederholt werden: Ausgangspunkt für dieses Modell ist die Rate, mit der das Wolkengas verbraucht wird, welche wie folgt definiert wird (Gl. 3 in EE97):

$$\frac{dm_{\text{cld}}}{dt} = -\frac{dM_{\text{sf}}}{dt} - \frac{AL}{c^2}. \quad (3.37)$$

Hierbei ist dM_{sf}/dt die Rate, mit der Sterne in der Wolke gebildet werden. Es wird angenommen, dass dM_{sf}/dt konstant ist. Der zweite Term AL/c^2 gibt die Gaserosion der Wolke durch bereits gebildete Sterne an, deren Gesamtlichtkraft L ist. Durch Integration von Gl. (3.37) erhält man $m_{\text{cld}}(t)$. Löst man für $m_{\text{cld}}(t_{\text{SF}}) = 0$ erhält man eine implizite Gleichung für die Beziehung zwischen Wolkenmasse m_{cld} , lokalem Gasdruck P_{gas} und der Zeit t_{SF} , die angibt, wann der Sternentstehungsprozess beendet ist:

$$1 = \tau\xi + \frac{1}{2}A_0 \left(\frac{m_{\text{cld}}}{10^5 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \left(\frac{P_{\text{gas}}}{P_{\odot}} \right)^{-5/8} \tau^2 \xi^2 \quad \text{für } \tau < 1 \quad (3.38)$$

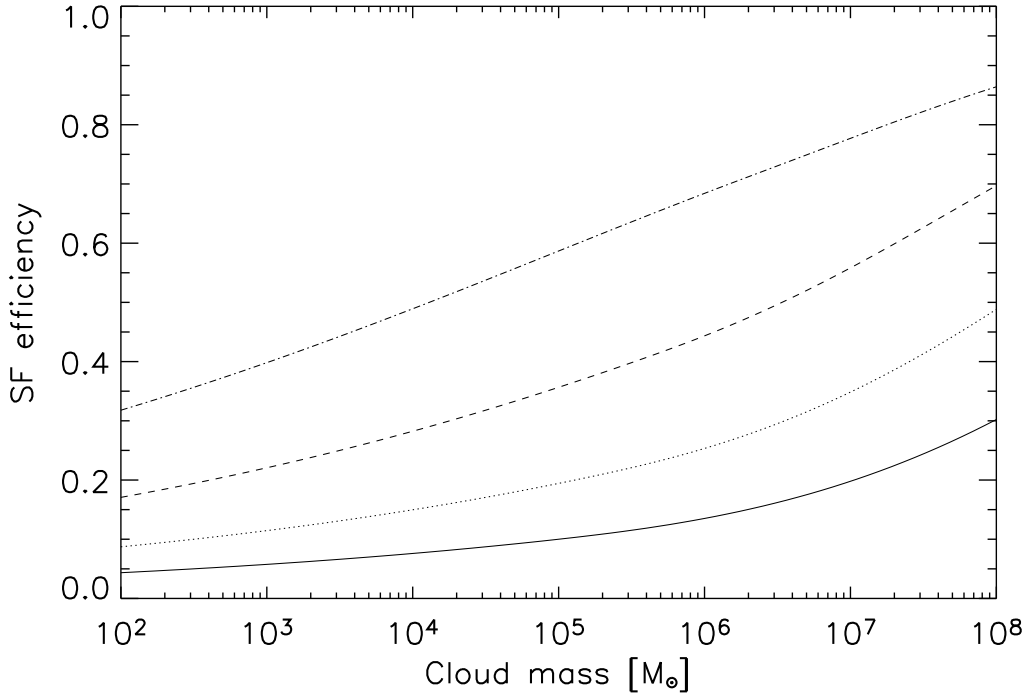


Abbildung 3.6: Die lokale Sternentstehungseffizienz nach EE97 ist eine Funktion von Wolkenmasse und lokalem Druck. Die verschiedenen Linien entsprechen unterschiedlichen $\log P_{\text{gas}}/P_{\odot}$, nämlich 0 (—), 1 (· · ·), 2 (- - -) und 3 (· - · -), wobei $P_{\odot} = 3 \cdot 10^4 \text{ K cm}^{-3}$ der Druck in der Sonnenumgebung ist. Die Sternentstehungseffizienz ist groß für massereiche Wolken und hohe Drücke.

und

$$1 = \tau \xi + A_0 \left(\frac{m_{\text{cld}}}{10^5 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \left(\frac{P_{\text{gas}}}{P_{\odot}} \right)^{-5/8} \tau \xi^2 \left[1 + \frac{\tau^{2/5} - 1.4}{0.56} \right] + \frac{3}{14} A_0 \left(\frac{m_{\text{cld}}}{10^5 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \left(\frac{P_{\text{gas}}}{P_{\odot}} \right)^{-5/8} \xi^2 \quad \text{für } \tau > 1. \quad (3.39)$$

EE97 geben den Druck P_{\odot} in der Sonnenumgebung dabei mit $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K an}^2$. Die Variablen τ und ξ sind definiert durch

$$\tau \equiv \frac{t_{\text{SF}}}{10^7 \text{ yr}} \quad (3.40)$$

und

$$\xi \equiv \frac{10^7 \text{ yr } dM_{\text{sf}}/dt}{m_{\text{cld}}(0)} = \xi_0 \left(\frac{m_{\text{cld}}}{10^5 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \left(\frac{P_{\text{gas}}}{P_{\odot}} \right)^{3/8}. \quad (3.41)$$

²In der Astrophysik wird der Druck oft durch die Boltzmann-Konstante geteilt, um handlichere Werte zu bekommen.

Die Konstanten $A_0 \approx 180$ und $\xi_0 \approx 0.1$ haben EE97 aus einem Vergleich mit Beobachtungen von jungen Sternentstehungsgebieten in der Sonnenumgebung bestimmt. Gl. (3.38) und Gl. (3.39) können numerisch gelöst werden um τ zu ermitteln. Die Sternentstehungseffizienz ϵ ist dann definiert durch

$$\epsilon \equiv \frac{t_{\text{SF}} dM_{\text{sf}}/dt}{m_{\text{cld}}(0)} = \tau \xi. \quad (3.42)$$

Damit ist die Sternentstehungseffizienz eine Funktion von m_{cld} und P_{gas} (Abb. 3.6): Sie ist am größten für massereiche Wolken in einer Umgebung mit hohem Druck. Die Sternentstehungseffizienz ist typischerweise (Wolkenmasse $10^4 - 10^6 M_{\odot}$ und Druck der Sonnenumgebung) zwischen 5% und 10%.

Um zu vermeiden, dass durch die Sternentstehung zu viele Sternteilchen mit geringen Massen entstehen, wurde ein unteres Massenlimit $M_{\text{SF,lim}} = 2.5 \cdot 10^4 M_{\odot}$ und ein Mindestdruck von $P_{\text{SF,lim}} = 0.1 P_{\odot}$ als zusätzliche Bedingungen für Sternentstehung eingeführt.

3.10 Einfluss der Sterne auf das ISM

Nachdem die Sternentstehungseffizienz bestimmt worden ist, kann die Energie, die durch SNII freigesetzt wird, durch

$$E_{\text{SN}} = \epsilon_{\text{SN}} M_s \int_{m_i}^{m_{i-1}} \Phi(m) dm \quad (3.43)$$

berechnet werden. Dabei ist M_s die ursprüngliche Masse des Sternteilchens, dessen Sterne alle, wie zuvor beschrieben, das gleiche Alter haben. m_{i-1} und m_i sind die Massen der Sterne, die ihr Leben am Anfang bzw. Ende des aktuellen Zeitschritts beenden. $\epsilon_{\text{SN}} = 2 \cdot 10^{50}$ erg ist die pro SN-Ereignis frei werdende Energie.

Dieser Energieeintrag führt zu einer Zerstörung der Wolke in kleinere Fragmente (t_2 in Abb. 3.5), wobei ein neues Sternteilchen zurück bleibt. Die Zeit t_{dis} bis zur Zerstörung der Wolke ($t_2 - t_1$) wird aus dem Energieeintrag bestimmt: Die Idee dabei ist, dass die SNII eine expandierende Schale in die Wolke treibt. In dieser Schale wird die Wolkenmasse aufgesammelt. Die Ausbreitung der Schale kann aus einer selbstähnlichen Lösung berechnet werden (Brown et al. 1995; Theis et al. 1998). Unter der Annahme, dass die Wolken sphärisch sind und in Übereinstimmung mit der Masse-Radius-Beziehung (Gl. 3.4) ein $1/r$ -Dichteprofil besitzen, kann man für den Radius r_{sh} und die Geschwindigkeit v_{sh} der Schale die Gleichungen

$$r_{\text{sh}}(t) = 0.918 \left(\frac{\dot{E}}{\rho_1} \right)^{0.25} \cdot t^{0.75} \quad (3.44)$$

und

$$v_{\text{sh}}(t) = 0.689 \left(\frac{\dot{E}}{\rho_1} \right)^{0.25} \cdot t^{-0.25} \quad (3.45)$$

herleiten (s. Anhang B). Dabei ist \dot{E} die Rate des Energieeintrags und es gilt $\rho_1 = m_{\text{cld}}/r_{\text{cld}}^2$.

Es wird angenommen, dass die Wolke dann zerstört wird, wenn der Radius der Schale den Wolkenradius erreicht. Zum Zeitpunkt t_{dis} werden die Wolkenfragmente mit der entsprechenden Expansionsgeschwindigkeit symmetrisch auf der Schale verteilt. Die Energie, die nicht bei der Zerstörung der Wolke verbraucht wird, d.h. die Energie von SNII, die nach t_{dis} explodieren, wird in Form von thermischer Energie an die diffuse Gasphase zurückgegeben, also an die benachbarten SPH-Teilchen. Tatsächlich wird der überwiegende Teil der SNII-Energie für thermisches Feedback benutzt. Abhängig von der Wolkenmasse und der Sternentstehungseffizienz werden nur zwischen 0.1% und 5% der gesamten SNII-Energie für die Fragmentation der Wolken gebraucht. Davon werden schließlich ca. 20% in kinetische Energie der Fragmente umgewandelt. Bei einer Wolke mit $10^5 M_{\odot}$ und einer Sternentstehungseffizienz von 5% z.B. sind die Gesamtenergie, Fragmentationsenergie und kinetische Energie $5.2 \cdot 10^{51}$ erg, $5.5 \cdot 10^{49}$ erg bzw. $1.1 \cdot 10^{49}$ erg.

Auch die Masse, die durch SNII an das ISM zurückgegeben wird, wird berücksichtigt. Sie wird durch

$$M_{\text{SNII}} = M_{\text{s}} \int_{m_i}^{m_{i-1}} M_{\text{SNII,ej}}(m) \Phi(m) dm \quad (3.46)$$

bestimmt und gleichmäßig an die benachbarten SPH-Teilchen verteilt. $M_{\text{SNII,ej}}(m)$ ist dabei die pro SNII-Ereignis ausgeworfene Masse, für die (Raiteri et al. 1996)

$$M_{\text{SNII,ej}}(m) = 0.77m^{1.06} M_{\odot} \quad (3.47)$$

gilt. Supernovae vom Typ I werden bisher nicht berücksichtigt.

Zusätzlich zum SNII-Feedback wird auch das Feedback von planetaren Nebeln behandelt. Nach jedem Zeitschritt wird dazu mit

$$M_{\text{PN}} = M_{\text{s}} \int_{m_i}^{m_{i-1}} M_{\text{PN,ej}}(m) \Phi(m) dm, \quad (3.48)$$

die von den planetaren Nebeln an das ISM zurückgegebene Masse M_{PN} berechnet. Die beim PN-Ereignis ausgeworfene Masse $M_{\text{PN,ej}}(m)$ für einen Stern der Masse m ergibt sich durch (Weidemann 2000)

$$M_{\text{PN,ej}}(m) = 0.91m - 0.45 M_{\odot}. \quad (3.49)$$

Die Masse M_{PN} wird gleichmäßig auf die umliegenden Wolkenteilchen verteilt.

Die Anreicherung des ISM mit Metallen aufgrund des stellaren Feedbacks wird noch nicht betrachtet.

3.11 Wechselwirkungen zwischen den Gasphasen

Das ISM wird in zwei dynamisch unabhängigen Gasphasen behandelt. Dieser Ansatz wurde schon in chemo-dynamischen Modellen (Theis et al. 1992; Samland et al. 1997) erfolgreich angewendet. Die beiden Gasphasen sind durch drei Prozesse aneinander gekoppelt: Kondensation, Evaporation und Reibung. Die Implementierung dieser Prozesse soll im folgenden beschrieben werden.

3.11.1 Kondensation und Evaporation

Die kühlen interstellaren Wolken sind umgeben von warmem oder heißem Gas. An der Grenzschicht zwischen der Wolke und dem umgebenden ISM tritt ein Temperaturgradient auf. Durch Wärmeleitung wird Energie aus dem heißen Gas in das kühlere Wolkengas transportiert. Kann diese Energie durch Kühlung wieder abgegeben werden, kondensiert Umgebungsgas auf die Wolke, andernfalls wird Wolkengas evaporiert. In analytischen Arbeiten haben Cowie et al. (1981) die Massenverlustraten durch Kondensation und Evaporation für stationäre thermische Verhältnisse mit

$$\dot{m}_{\text{cld}} = \left(\frac{T_{\text{gas}}}{\text{K}}\right)^{2.5} \frac{r_{\text{cld}}}{\text{pc}} \cdot \begin{cases} 2.75 \cdot 10^4 \sigma_0^{-5/8} & \text{für } \sigma_0 > 1 \\ 2.75 \cdot 10^4 & \text{für } 0.03 < \sigma_0 \leq 1 \\ -8.25 \cdot 10^2 \sigma_0^{-1} & \text{für } \sigma_0 \leq 0.03 \end{cases} \text{ g s}^{-1} \quad (3.50)$$

bestimmt³, wobei der Parameter σ_0 durch

$$\sigma_0 = \left(\frac{T_{\text{gas}}}{1.54 \cdot 10^7 \text{ K}}\right)^2 \left(\frac{r_{\text{cld}}}{\text{pc}}\right)^{-1} \left(\frac{n_{\text{gas}}}{\text{cm}^{-3}}\right)^{-1} \quad (3.51)$$

definiert ist. Die Massenverlustrate wird für jede Wolke einzeln aus der lokalen Temperatur T_{gas} und der lokalen Teilchendichte n_{gas} des umgebenden Gases berechnet.

Aus der Gl. (3.50) läßt sich die Zeitskala für den Kondensations/Evaporationsprozess mit $\tau_{\text{CE}} = |m_{\text{cld}}/\dot{m}_{\text{cld}}|$ abschätzen. Das Ergebnis für eine Wolke mit einer Masse von $10^4 M_{\odot}$ wird in Abb. 3.7 gezeigt. Mit zunehmender Dichte und Temperatur wird τ_{CE} dabei kleiner. Unter der Annahme, dass das ISM im Druckgleichgewicht mit typischen Drücken von $10^3 - 10^4 \text{ K cm}^{-3}$ ist, liegt τ_{CE} bei etwa einer Milliarde Jahren. Dabei ist die Kondensationszeitskala für die warme Phase bei 10^4 K mit bis zu 10 Gyr etwas länger als die Evaporationszeitskala der heißen Phase ($10^6 - 10^7 \text{ K}$), wo τ_{CE} auch nur einige 100 Myr betragen kann. Für massereichere Wolken vergrößern sich die Zeitskalen leicht, und die Grenze zwischen Kondensation und Evaporation ist nach rechts hin zu größeren Temperaturen verschoben.

³Wir haben den Faktor für den Fall $\sigma_0 > 1$ von $3.75 \cdot 10^4$ zu $2.75 \cdot 10^4$ geändert, um eine Diskontinuität bei $\sigma_0 = 1$ zu vermeiden.

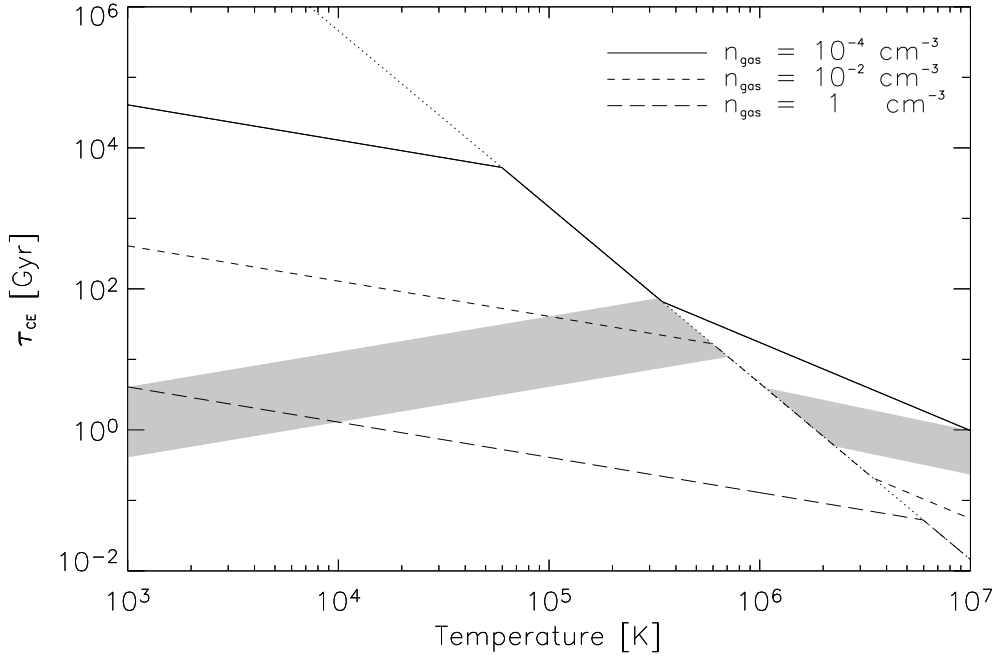


Abbildung 3.7: Die Zeitskala τ_{CE} für den Kondensation/Evaporations-Prozess in Abhängigkeit von der Temperatur und für unterschiedliche Dichten des ISM für eine Wolke mit $10^4 M_{\odot}$. Die gepunktete Linie trennt den Kondensations- (links) und den Evaporationsbereich (entlang der Linie und rechts davon). Nimmt man an, dass das ISM im Druckgleichgewicht bei typischen Werten von $10^3 - 10^4 \text{ K cm}^{-3}$ ist, dann liegt τ_{CE} bei einer Milliarde Jahren oder höher (grau schraffierter Bereich).

Um die Implementierung von Kondensation und Evaporation zu testen, wird zunächst ein einfaches Modell mit einer einzelnen Wolke betrachtet, die in einem Plummer-Potential (Gl. 3.7) beschleunigt wird. Die Wolke durchquert dabei ein homogenes ISM, das durch $N_{\text{SPH}} = 2109$ SPH-Teilchen repräsentiert wird. Die Teilchen werden auf einem regulären Gitter verteilt und während der Simulation auf der anfänglichen Position festgehalten. Die Gassphäre hat eine Ausdehnung von $R_{\text{gas}} = 10 \text{ kpc}$ und die gesamte Gasmasse beträgt $M_{\text{gas}} = 7.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$, womit sich eine Teilchendichte von $n_{\text{gas}} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ ergibt. Die Temperatur des Gases beträgt $T_{\text{gas}} = 10^5 \text{ K}$. Dichte und Temperatur entsprechen damit in etwa einer heißen Gassphase, wie man sie im Halo finden kann (genaugenommen hat das Gas im Halo um eine Größenordnung höhere Temperaturen). Die Wolke hat die Masse $m_{\text{cld}} = 10^5 M_{\odot}$ und wird bei $r = 5 \text{ kpc}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ gestartet. Damit sind die Bedingungen so gewählt, dass es zur Kondensation von Materie aus dem ISM auf die Wolke kommt.

Abb. 3.8 zeigt für das beschriebene Testmodell die Entwicklung der Massenakkretion. Die \diamond -Symbole zeigen die Ergebnisse dieser Simulation und die durchgezogene Linie stellt die analytische Lösung für eine konstante Dichte

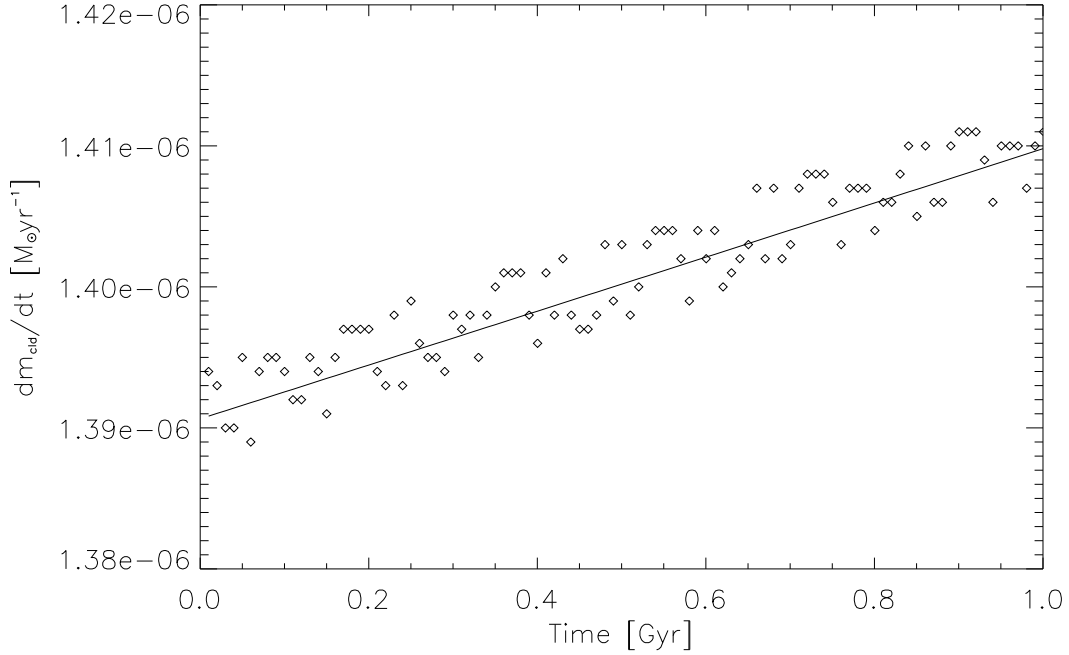


Abbildung 3.8: Test der Implementation von Kondensation und Evaporation. Die homogene Gasphase wird durch ortsfeste SPH-Teilchen simuliert, während die Wolke in einem Plummer-Potential beschleunigt wird. Die \diamond -Symbole zeigen die Kondensationsrate in der Simulation, die mit zunehmender Masse leicht ansteigt. Die durchgezogene Linie zeigt die analytische Lösung.

und Temperatur dar. Da die Bedingungen so gewählt sind, dass Kondensation stattfindet, nimmt die Wolkenmasse und damit auch der Wolkenradius mit der Zeit zu. Dies führt wiederum zu einem Anstieg der Kondensationsrate, wie man ihn in Abb. 3.8 in den numerischen und der analytischen Lösung übereinstimmend beobachten kann. Die vorhandenen, sehr geringen Schwankungen (kleiner als 1%) haben ihre Ursache in der lokalen, statistischen Mittelung der Dichte und Temperatur durch den SPH-Formalismus.

3.11.2 Reibung

Da die Wolken sich relativ zum umgebenden ISM bewegen, entsteht ein Staudruck, der im Prinzip wie eine Reibungskraft \mathbf{F}_D zu behandeln ist und durch (Shu et al. 1972)

$$\mathbf{F}_D = m_{\text{cld}} \mathbf{a}_D = -C_D \pi r_{\text{cld}}^2 \rho_{\text{gas}} v_{\text{rel}} \mathbf{v}_{\text{rel}}, \quad (3.52)$$

gegeben ist. Dabei ist ρ_{gas} die lokale Gasdichte und v_{rel} ist die Geschwindigkeit der Wolke relativ zum Gas. Die Konstante C_D ist nicht bestimmt, sollte aber im Bereich von 0.1 bis 1 sein (Theis et al. 1992).

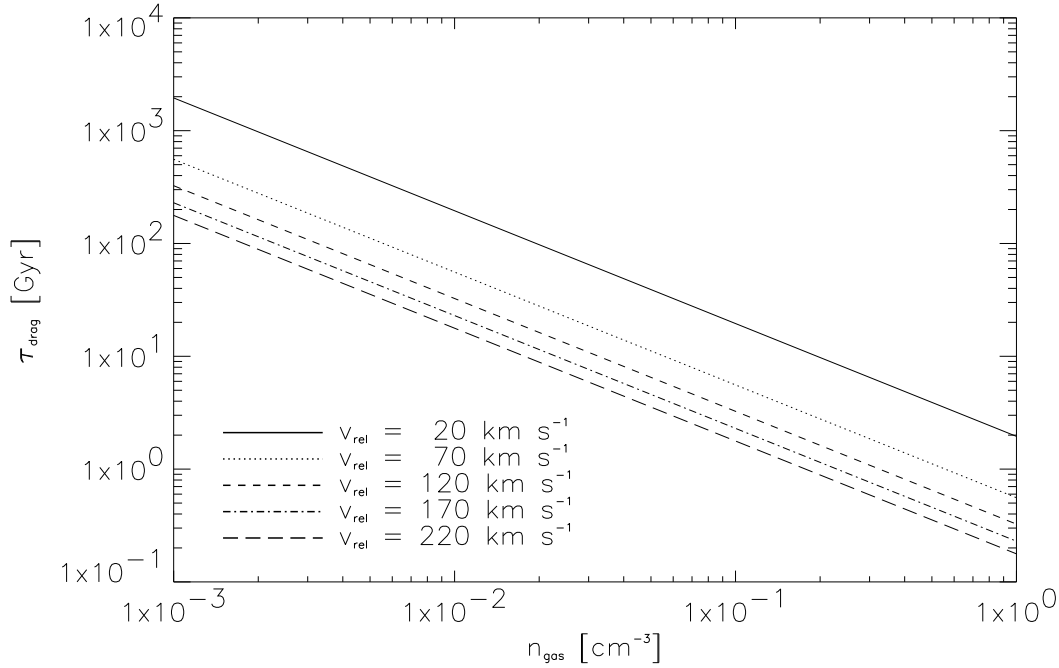


Abbildung 3.9: Die Zeitskala τ_{drag} für die Reibung in Abhängigkeit von der Dichte des ISM und für unterschiedliche Relativgeschwindigkeiten der Wolke. Die Reibungskonstante wurde auf $C_D = 0.1$ gesetzt. Die Reibung spielt in Abhängigkeit von v_{rel} bei Dichten über 0.01 cm^{-3} eine Rolle.

Abb. 3.9 zeigt die Zeitskala τ_{drag} , die durch

$$\tau_{\text{drag}} = \frac{v_{\text{rel}}}{\mathbf{a}_D} \quad (3.53)$$

definiert ist. Damit ist τ_{drag} proportional zu $1/\rho_{\text{gas}}v_{\text{rel}}$ und unabhängig von der Wolkenmasse, da nach der Masse-Radius-Relation (Gl. 3.4) für Wolken $r_{\text{cld}}^2 \sim m_{\text{cld}}$ gilt. Man sieht in Abb. 3.9, dass die Zeitskala bei größeren Teilchendichten n_{gas} und bei zunehmender Relativgeschwindigkeit v_{rel} der Wolke kleiner wird. Für $n_{\text{gas}} \geq 0.1 \text{ cm}^{-3}$ wird die Zeitskala bei allen Relativgeschwindigkeiten kleiner als 10 Milliarden Jahre und damit auch wichtig für die dynamische Entwicklung der Galaxien. Im Dichtebereich von 0.01 cm^{-3} bis 0.1 cm^{-3} ist die Relativgeschwindigkeit entscheidend dafür, ob die Reibung einen Einfluss hat. Bei Dichten kleiner als 0.01 cm^{-3} wird der Einfluss von Reibung dann bei allen Relativgeschwindigkeiten gering ($\tau_{\text{drag}} > 10 \text{ Gyr}$). Für die Wolkenkomponente einer Scheibengalaxie wird Reibung damit vermutlich auf Zeitskalen von 10^{10} Jahren wichtig sein, da keine hohen Relativgeschwindigkeiten zu erwarten sind. Einfallende Wolken hingegen können aufgrund der höheren Relativgeschwindigkeiten schon innerhalb von einigen 10^8 Jahren ihren Drehimpuls verlieren und bis ins Zentrum fallen.

Die Implementierung der Reibung wurde an einem einfachen Modell getestet. Dazu wurde eine Wolke in einem Plummerpotential auf einer beinahe

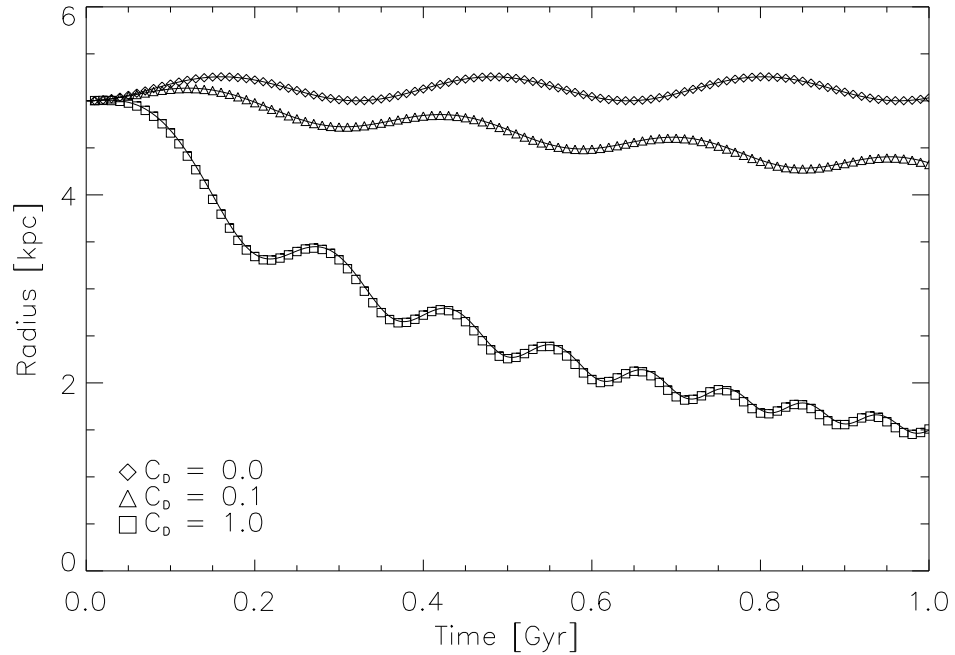


Abbildung 3.10: Die verschiedenen Symbole stellen die Ergebnisse einer einfachen Testrechnung mit verschiedenen Werten für die Reibungskonstante C_D dar. Die Linien zeigen die jeweils dazugehörige analytische Lösung.

kreisförmigen Bahn mit dem Radius $R = 5$ kpc gestartet. Die Wolke durchquert dabei ein homogenes ISM, das von $N_{\text{SPH}} = 2109$ SPH-Teilchen, verteilt auf einem regulären Gitter, mit $R_{\text{gas}} = 10$ kpc repräsentiert wird. Die gesamte Gasmasse ist $M_{\text{gas}} = 10^{10} M_{\odot}$, woraus sich eine Dichte von $n_{\text{gas}} = 7 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ ergibt.

Abb. 3.10 zeigt die zeitliche Entwicklung des Bahnradius der Wolke für unterschiedliche Reibungskoeffizienten C_D . Ohne Reibung ($C_D = 0$) bleibt die Bahn erwartungsgemäß stabil. Bei geringer Reibung ($C_D = 0.1$) ist die Wolke nach 1 Gyr auf etwa 4 kpc abgesunken, während sie bei starker Reibung ($C_D = 1$) auf fast 1 kpc absinkt. Die Zeitskala, auf der damit Reibung wichtig wird, ist bei dem Testmodell etwa 1 Gyr, was auch den Erwartungen entspricht.

3.11.3 Ein einfaches Milchstraßen-Modell

Nachdem die Prozesse Kondensation/Evaporation und Reibung besprochen wurden, soll der Einfluß dieser Prozesse in einem realistischeren Modell betrachtet werden. Dazu wurde die Dynamik einer Molekülwolke in einem einfachen Modell der Milchstraße untersucht. Das Modell besteht aus einem singulären isothermen Halo mit einer Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{circ}} = 220 \text{ km s}^{-1}$. Eine warme Gasphase wird durch ca. 2100 SPH-Teilchen repräsentiert, die jedoch ortsfest sind, d.h. an ihrer anfänglichen Position festgehalten werden. Das warme Gas ist exponentiell verteilt mit einer Skalenlänge von $R_{\text{gas}} = 3.5$ kpc

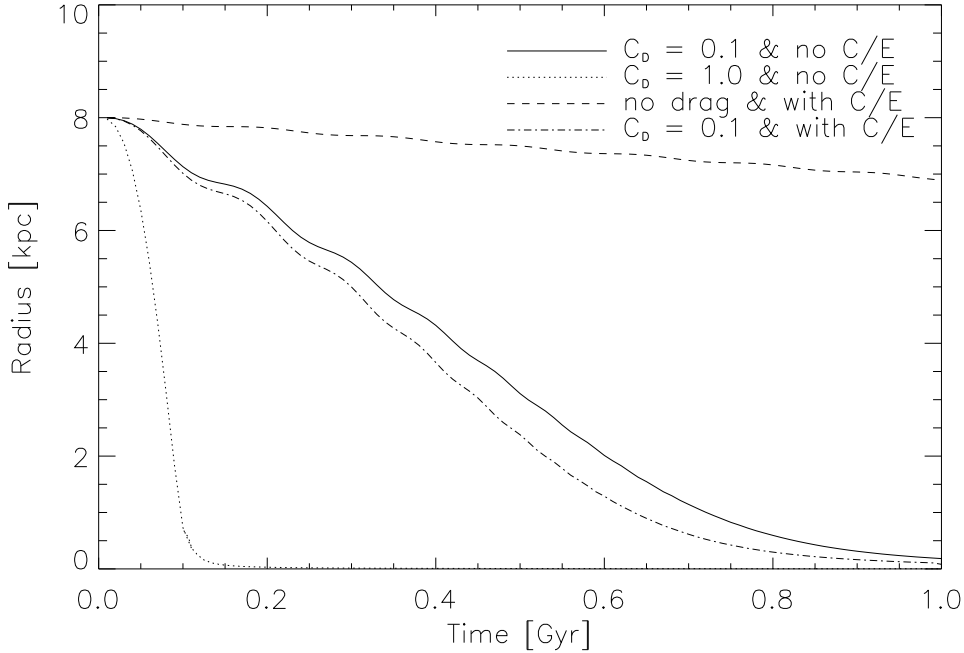


Abbildung 3.11: Eine Wolke in einem einfachen Modell der Milchstraße. Gezeigt ist die zeitliche Entwicklung des Bahnradius für eine Wolke bei verschiedenen Reibungskoeffizienten C_D , wobei teilweise auch mit Kondensation/Evaporation gerechnet wurde.

und einer mittleren Dichte von $n_{\text{gas}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$, was in etwa den Beobachtungen des diffusen, neutralen Wasserstoffs entspricht. Eine Wolke mit der Masse $m_{\text{cl}} = 10^5 M_{\odot}$ wird bei $R = 8 \text{ kpc}$ mit der Kreisbahngeschwindigkeit $v_{\text{circ}} = 220 \text{ km s}^{-1}$ gestartet.

Zunächst werden Simulationen betrachtet, bei denen die Kondensation und Evaporation ausgeschaltet und nur die Reibung benutzt wurde. In Abb. 3.11 sieht man, dass die Wolke bei niedriger Reibung ($C_D = 0.1$) innerhalb von 10^9 Jahren fast bis ins Zentrum gefallen ist. Für starke Reibung ($C_D = 1.0$) dauert es sogar nur 100 bis 200 Millionen Jahre. Dieses Verhalten ändert sich bei eingeschalteter Kondensation und Evaporation nur wenig, wie ein Vergleich bei schwacher Reibung zeigt. Die Dynamik der Wolke wird also überwiegend von der Reibung bestimmt, was eine Simulation nur mit Kondensation auch bestätigt. In dem Fall ändert sich der Bahnradius kaum, während die Masse der Wolke um etwa 16% zunimmt. Da die Dichte der warmen Gasphase zum Zentrum hin zunimmt, hat die Dynamik der Wolke und damit die Reibung aber einen großen Einfluss auf die Kondensation. Bei der Berücksichtigung von Reibung steigt die Wolkenmasse während des eine Milliarde Jahre dauernden Einfalls ins Zentrum um über 80% .

Insgesamt ist die Zeitskala für Reibung in diesem Modell allerdings sehr kurz. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die warme Gasphase in dem einfachen Modell nicht mitrotiert und es so zu hohen Relativgeschwindigkeiten

kommt. Wenn man die warme Gasphase mitrotieren läßt, dann bleibt die Wolke auf der ursprünglichen Kreisbahn. Für die eigentliche dynamische Entwicklung der Wolke aufgrund von Reibung sind also im wesentlichen die aufgrund der Geschwindigkeitsdispersion auftretenden Relativgeschwindigkeiten der Wolken verantwortlich. Die typische Geschwindigkeitsdispersion ist etwa um eine Größenordnung geringer als die Rotationsgeschwindigkeit, d.h. die Reibungszeitskala sollte nach Abb. 3.9 bei ungefähr 10 Gyr liegen.

„To a scientist, a thought experiment is an argument that you can run through in your head, after which you understand what’s going on so well that there’s no need to do a real experiment, which is of course a great saving in time and money and prevents you from getting embarrassingly inconvenient results.“

- in „The Science of Discworld“, T. Pratchett, I. Stewart & J. Cohen

Kapitel 4

Die Entwicklung von isolierten Scheibengalaxien

Das im vorherigen Kapitel vorgestellte Programm soll nun auf isolierte Scheibengalaxien angewandt werden. Zunächst soll dabei nur die späte Entwicklung einer der Milchstraße ähnlichen Galaxie simuliert werden. Die Ergebnisse dieser Rechnungen kann man dann mit den Beobachtungen der heutigen Milchstraße vergleichen, und so die freien Parameter des Modells einschränken bzw. eichen. Dabei soll noch einmal betont werden, dass es in unserem Modell zwar eine relativ große Zahl von Parametern gibt, aber fast keiner dieser Parameter kann als wirklich frei betrachtet werden. In den meisten Fällen ist die Wahl eines Parameters entweder durch entsprechende Beobachtungen (z.B. die globale Sternentstehungszeitskala τ_{ia} durch beobachtete Sternentstehungsraten) oder durch theoretische Modelle (z.B. bei Kondensation und Evaporation) eingeschränkt. Die Modelle von isolierten Scheibengalaxien können außerdem später als Grundlage für Simulationen von wechselwirkenden Galaxien dienen.

Für die Rechnungen werden zunächst geeignete Anfangsmodelle benötigt. Deren Erzeugung soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden. Dann werden für das gewählte Referenzmodell die Ergebnisse der Simulation vorgestellt. Außerdem wurden in einer Parameterstudie einige Parameter des Modells sowie die Teilchenauflösung des Anfangsmodells getestet. Eine Diskussion der Ergebnisse erfolgt dann im nächsten Kapitel.

4.1 Das Anfangsmodell

Bevor man die Entwicklung einer Scheibengalaxie untersuchen kann, muss man zunächst ein geeignetes Anfangsmodell erstellen, was ein nicht-triviales Problem darstellt. Das rührt daher, dass man für ein dynamisch stabiles

Anfangsmodell eine vollständige Lösung der stoßfreien Boltzmann-Gleichung benötigt, für die bei axialsymmetrischen Systemen bis zu drei Integrale der Bewegung benötigt werden. Zwei dieser Integrale, die Teilchenenergie und die z -Komponente des Drehimpulses, können analytisch formuliert werden. Für Systeme wie die Milchstraße ist aber aufgrund der Anisotropie in der Scheibe (die Geschwindigkeitsdispersion ist in radialer Richtung größer als in vertikaler Richtung) noch ein drittes Integral notwendig. Das fehlende Integral wurde von Kuijken & Dubinski (1995, hiernach KD95) durch die sogenannte z -Energie, d.h. die in vertikalen Oszillationen steckende Energie, angenähert. Im Prinzip sind auch andere Ansätze möglich, z.B. kann man eine vorgegebene Teilchenverteilung über mehrere dynamische Zeitskalen entwickeln lassen, bis sich ein dynamisches Gleichgewicht eingestellt hat (Barnes 1988). Der Vorteil der Methode von KD95 ist, dass man die Kontrolle über typische Parameter wie Skalenlänge oder -höhe der Scheibe hat.

Der Ansatz von KD95 ist in dem Programmpaket GALACTICS realisiert, das wir für die Erzeugung der Anfangsmodelle verwendet haben. Die der heutigen Milchstraße ähnlichen Modelle bestehen aus drei Komponenten: Die baryonische Materie befindet sich in der Scheibe und dem *bulge*. Dazu kommt der aus dunkler Materie bestehende Halo. Jede dieser Komponenten wird durch eine Verteilungsfunktion, die eine Lösung der stoßfreien stationären Boltzmann-Gleichung darstellt, beschrieben. Aus den Verteilungsfunktionen lässt sich durch Integration über alle Geschwindigkeiten dann eine eindeutige Dichte als Funktion eines Potentials bestimmen. In einem selbstgravitierenden System müssen die Dichte und das Potential die Poisson-Gleichung erfüllen, d.h. die Gleichung

$$\Delta\Phi = 4\pi G (\rho_{\text{disc}} + \rho_{\text{bulge}} + \rho_{\text{halo}}) \quad (4.1)$$

muss gelöst werden (s. auch Gl. (9) in KD95). Daraus erhält man das Potential und damit die Dichte als eine Funktion des Ortes. Dann können die Teilchenpositionen und -geschwindigkeiten entsprechend der Verteilungsfunktion statistisch verteilt werden. Die so konstruierten Modelle sind damit auch im Virialgleichgewicht. Außerdem haben KD95 gezeigt, dass diese Modelle auch über mehrere Rotationsperioden stabil sind. Da wir die Modelle von KD95 aber um eine zusätzliche dissipative Komponente erweitern (s. weiter unten), können zusätzlich zu den dynamischen auch noch säkulare Instabilitäten auftreten (Binney & Tremaine 1987). Die Rate, mit der diese anwachsen können, ist durch die Stärke der Dissipation gegeben (Hunter 1977).

Wir benutzen das Modell A von KD95 als Referenzmodell (Tab. 4.1). Die gesamte Masse der Galaxie ist $2.47 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Die Skalenlänge der Scheibe ist $R_d = 4$ kpc und ihre Masse und ihr Radius $3.4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ bzw. 18.0 kpc. Beim *bulge* sind die entsprechenden Werte mit $1.7 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ und 4.0 kpc gegeben, während der dunkle Halo eine Masse von $1.94 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ und eine Ausdehnung von 87.9 kpc hat. Die Teilchenzahlen für die Scheibe und den *bulge* sind mit $N_d = 20\,000$ bzw. $N_b = 10\,000$ so gewählt, dass die Teilchenmasse in etwa

Tabelle 4.1: Eigenschaften des Anfangsmodell.

Komponente	Masse ¹	Radius ²	Teilchenzahl
Scheibe	0.34	18.0	20000
Sterne	0.27		16000
Wolken	0.07		4000
<i>bulge</i>	0.17	4.0	10000
DM Halo	1.94	87.9	-
heißes Gas	0.01	25.	5000
Gesamt	2.47		35000

¹ in Einheiten von $10^{11} M_{\odot}$, ² in kpc

konstant ist. Der dunkle Halo wird als statisches Potential hinzugefügt. Die Scheibe ist ursprünglich im Gleichgewicht, wobei der Rotation zusätzlich eine geringe, ungeordnete Bewegung überlagert ist. Dadurch ergeben sich Werte für den Toomre-Parameter $Q \equiv \kappa \sigma_R / (3.36 G \Sigma)$, die für den gesamten Scheibenbereich größer als 1.9 sind. Die Scheibe kann deshalb als stabil gegenüber kleinen achsensymmetrischen und nicht-achsensymmetrischen Störungen angesehen werden (Polyachenko et al. 1997).

Die Modelle von Kuijken & Dubinski (1995) berücksichtigen nur eine stoßfreie, d.h. stellare, Komponente. Für unsere Zwecke haben wir deshalb die Modelle um zusätzliche Gaskomponenten erweitert. Dazu wird zunächst eine Wolkenphase hinzugefügt, indem jedes fünfte Teilchen der stellaren Scheibe als Wolke behandelt wird. Die Gesamtmasse der Wolkenphase ist damit $M_{\text{cld}} \approx 6.9 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Außerdem wird jeder Wolke zufällig eine Inaktivitätszeit τ_{ia} zwischen 0 und 200 Myr zugewiesen.

Schließlich wird zu dem Anfangsmodell auch noch eine diffuse Gaskomponente mit einer Masse von $M_{\text{gas}} = 1 \cdot 10^9 M_{\odot}$ hinzugefügt. Für diese Phase ist der Gleichgewichtszustand nicht auf einfache Weise zu bestimmen, da dieser nicht nur vom Gravitationspotential abhängt, sondern auch von der Heizung durch stellaren Feedback und Kühlung. Daher wird das diffuse Gas zunächst als langsam rotierender, homogener Halo mit einem Radius von 25 kpc und einer Temperatur von $5.4 \cdot 10^4$ K angesetzt und in einen (quasi-)stabilen Zustand entwickelt. Der Gashalo für sich selbst (d.h. ohne das Gravitationspotential der restlichen Galaxie) hat einen Virialkoeffizienten von $\eta_{\text{th}} + \eta_{\text{vd}} + \eta_{\text{rot}} = 10.11$ (mit $\eta_x = 2E_x/|W|$), wobei $\eta_{\text{th}} = 10$, $\eta_{\text{vd}} = 0.1$ und $\eta_{\text{rot}} = 0.01$ die Virialkoeffizienten für thermische Energie, kinetische Energie der ungeordneten Bewegung bzw. Rotationsenergie sind. So betrachtet würde der Gashalo also expandieren, tatsächlich kollabiert er aber bei Berücksichtigung des gesamten Galaxienpotentials. Nach dem Start der Simulation relaxiert der Gashalo dann relativ schnell innerhalb von einigen 100 Myr und geht in einen Quasi-

Tabelle 4.2: Parameter für das Referenzmodell A00.

Parameter	Wert
gesamte Teilchenzahl (SPH)	35000 (5000)
Feedback Energy ϵ_{SN}	$2 \cdot 10^{50}$ erg
Wolkenradius A_{clid}	50
Reibung C_{D}	0.1
globale SF Zeitskala τ_{ia}	200 Myr
Metallizität Z/Z_{\odot}	1

Gleichgewichtszustand über. Alternativ wurde auch versucht, das diffuse Gas zu Beginn der Rechnung im hydrostatischen Gleichgewicht aufzusetzen. Aber auch in diesem Fall muss der Gashalo nach dem Einschalten der Heiz- und Kühlprozesse den eigentlich stabilen Zustand erreichen. Es ergibt sich also kein Vorteil, weshalb die zuvor beschriebene Variante beibehalten wurde.

Da wir die chemische Entwicklung der Galaxie nicht verfolgen, wird an den Stellen, wo eine Metallizität benötigt wird, der solare Wert angenommen. Außerdem wird den „alten“ Sternen, d.h. den Sternteilchen die zu Beginn der Simulation schon existieren, ein zufälliges Alter zugewiesen, um die Auswirkung der Entwicklung dieser Sterne behandeln zu können. Das Alter der Sterne im *bulge* wird dazu auf 10 Gyr gesetzt, während das der Scheibensterne aus dem Intervall [0 – 10] Gyr gewählt wird.

4.2 Ein Modell einer Scheibengalaxie

Ausgehend von den zuvor beschriebenen Anfangsbedingungen wurde die Entwicklung des Galaxienmodells insgesamt für 3 Gyr verfolgt. Dabei waren alle in Kapitel 3 beschriebenen Prozesse eingeschaltet. Ein erstes Modell soll als Referenzmodell dienen. In Tab. 4.2 sind die Parameter für dieses Modell aufgelistet.

In einer anfänglichen Phase von etwa 500 Myr ist die Entwicklung von dem Kollaps des Gashalos dominiert. Danach erreicht die Galaxie eine Art Gleichgewichtszustand, der durch das Wechselspiel von Gravitation, Strahlungskühlung, Heizung durch Supernovae vom Typ II und Kondensation und Evaporation bestimmt ist. Das Gleichgewicht äußert sich z.B. darin, dass man beim diffusen Gas zwei Phasen unterscheiden kann, nämlich eine Scheibe aus warmen Gas und eine heiße Halokomponente. Das Massenverhältnis dieser beiden Phasen ist etwa 7 und bleibt beinahe konstant für den Rest der Simulation. Im folgenden sollen die Ergebnisse des Referenzmodells beschrieben werden. Eine Diskussion folgt in Kap. 5.

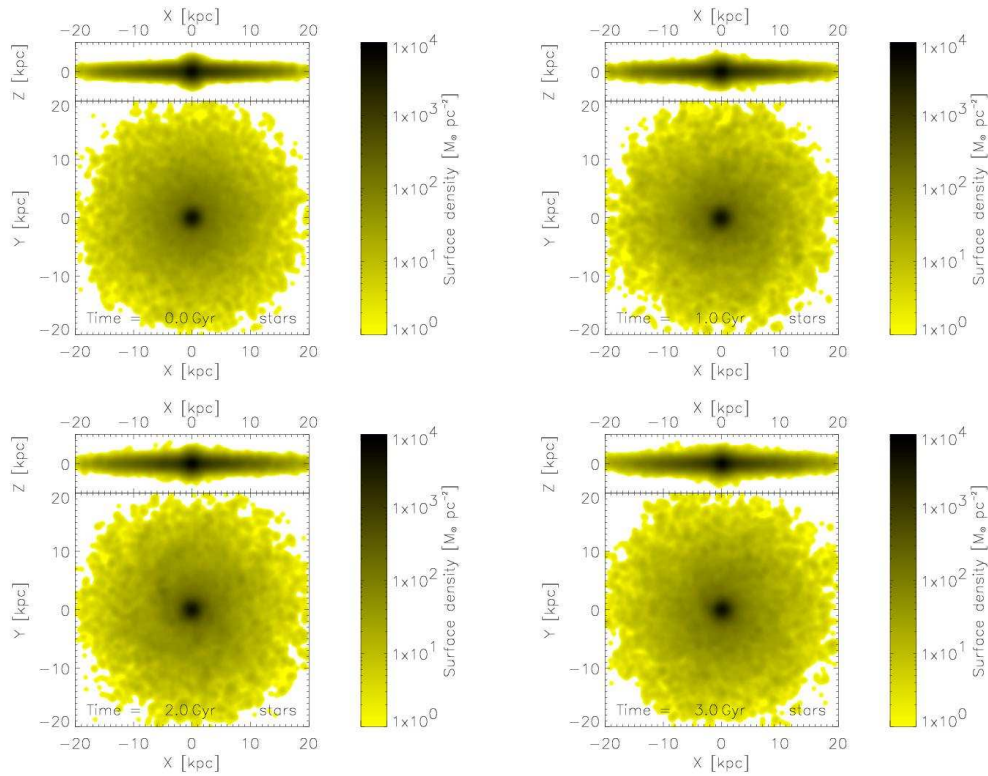


Abbildung 4.1: Die Entwicklung der stellaren Oberflächendichte (zu den Zeiten 0 Gyr, 1 Gyr, 2 Gyr und 3 Gyr). Die stellare Scheibe wird mit der Zeit etwas dicker, ist aber ansonsten stabil. Transiente spiralförmige Strukturen sind nur schwach zu sehen, z.B. bei 2 Gyr. Die Diagramme mit der Oberflächendichte sind mit Hilfe von NEMO (*Stellar Dynamics Toolbox*, Teuben 1995) berechnet. Zur Berechnung wurde ein Gitter mit einer Zellgröße von 40 pc über die Galaxie gelegt und mit Hilfe der Teilchenpositionen die Masse bzw. Oberflächendichte für jede Zelle aufsummiert. Die daraus resultierende Karte wurde außerdem noch mit einer Gauß-Funktion mit der FWHM = 1 kpc geglättet.

4.2.1 Allgemeine Entwicklung der Galaxie

Die Abbildungen 4.1, 4.4, 4.6 und 4.7 zeigen „Schnappschüsse“ der Entwicklung des Milchstraßenmodells. Gezeigt werden die Oberflächendichte der Stern- und Wolkenkomponente sowie die Dichte und Temperatur des diffusen Gases, jeweils in Draufsicht und von der Seite. Zur Berechnung der Oberflächendichte wurde das Software-Paket NEMO (*Stellar Dynamics Toolbox*, Teuben 1995) verwendet. Dazu wurde ein Gitter mit einer Zellgröße von 40 pc über die Galaxie gelegt und mit Hilfe der Teilchenpositionen die Masse bzw. Oberflächendichte für jede Zelle aufsummiert. Die daraus resultierende Karte wurde außerdem noch mit einer Gauß-Funktion mit der Halbwertsbreite FWHM = 1 kpc geglättet. Dies ist einerseits dadurch motiviert, dass die Sterneteilchen ja Ansammlungen von Sternen darstellen, die auch eine Ausdehnung haben. Eine grobe Abschätzung ergibt bei 10^6 Sternen pro Teilchen und einem mittleren Abstand zwischen den Sternen von 10 pc eine Ausdehnung von 1 kpc. Auf der

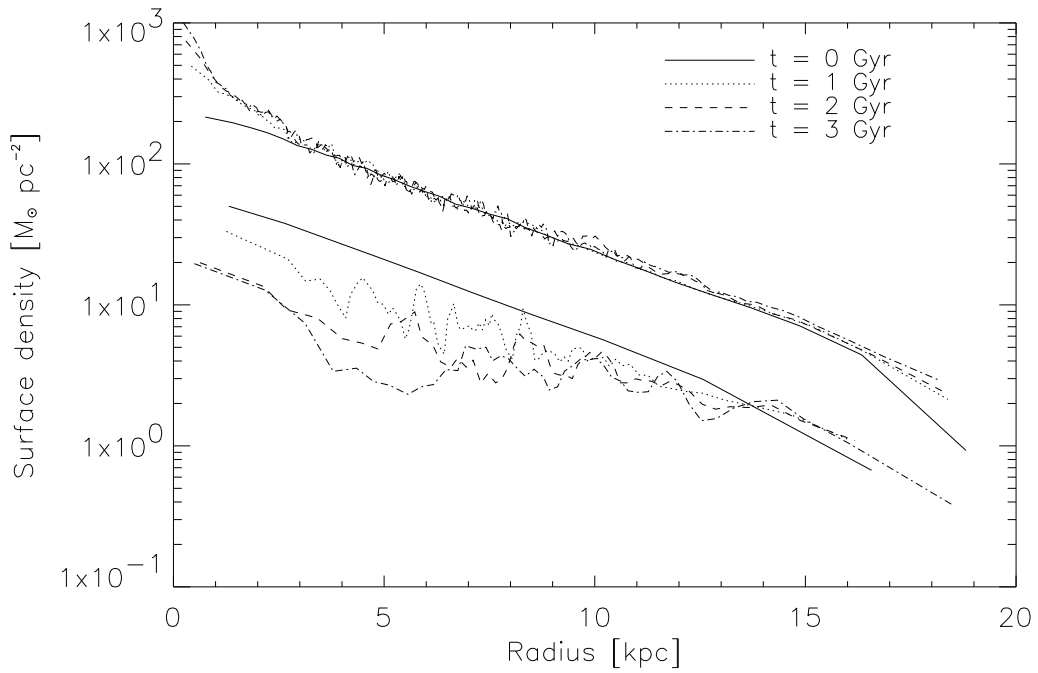


Abbildung 4.2: Radiale Profile der Oberflächendichte für die Sterne (oben) und die Wolken (unten) zu verschiedenen Zeiten. Das Dichteprofil der Sterne bleibt bis auf den Zentralbereich ($R \leq 2$ kpc) nahezu unverändert. Bei den Wolken bleibt nur der äußere Bereich ($R \geq 10$ kpc) unverändert, während innen Massentransport zum Zentrum und Sternentstehung für eine Reduzierung der Oberflächendichte sorgen.

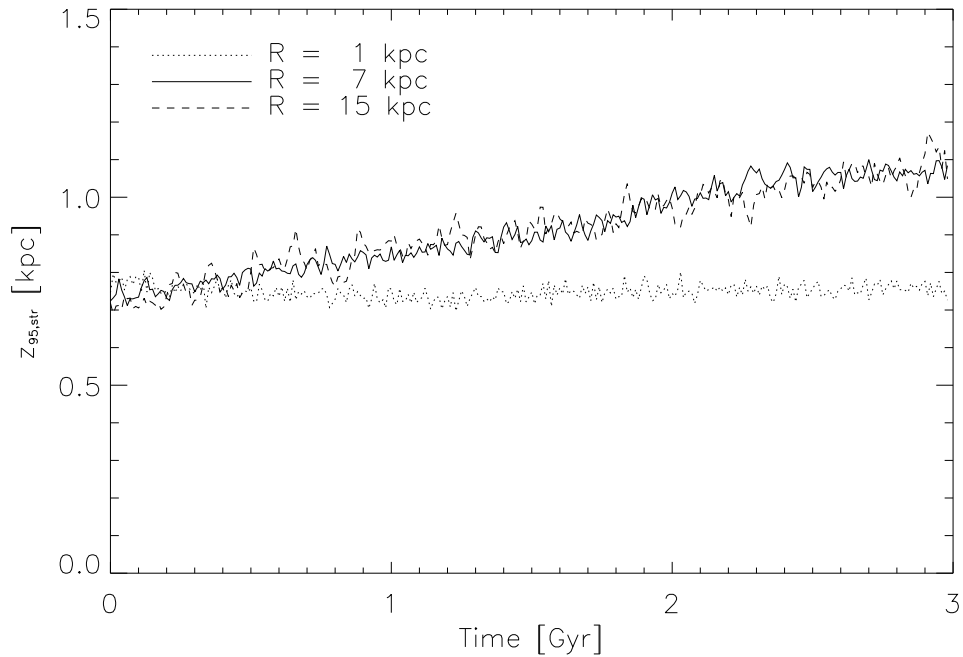


Abbildung 4.3: Die 95%-Massenhöhe $z_{95, \text{str}}$ als Maß für die Dicke der Sternscheibe. $z_{95, \text{str}}$ steigt von 0.75 kpc auf 1.1 kpc an, außer für den innersten Bereich der Scheibe, wo keine Verdickung beobachtet wird.

4.2 Ein Modell einer Scheibengalaxie

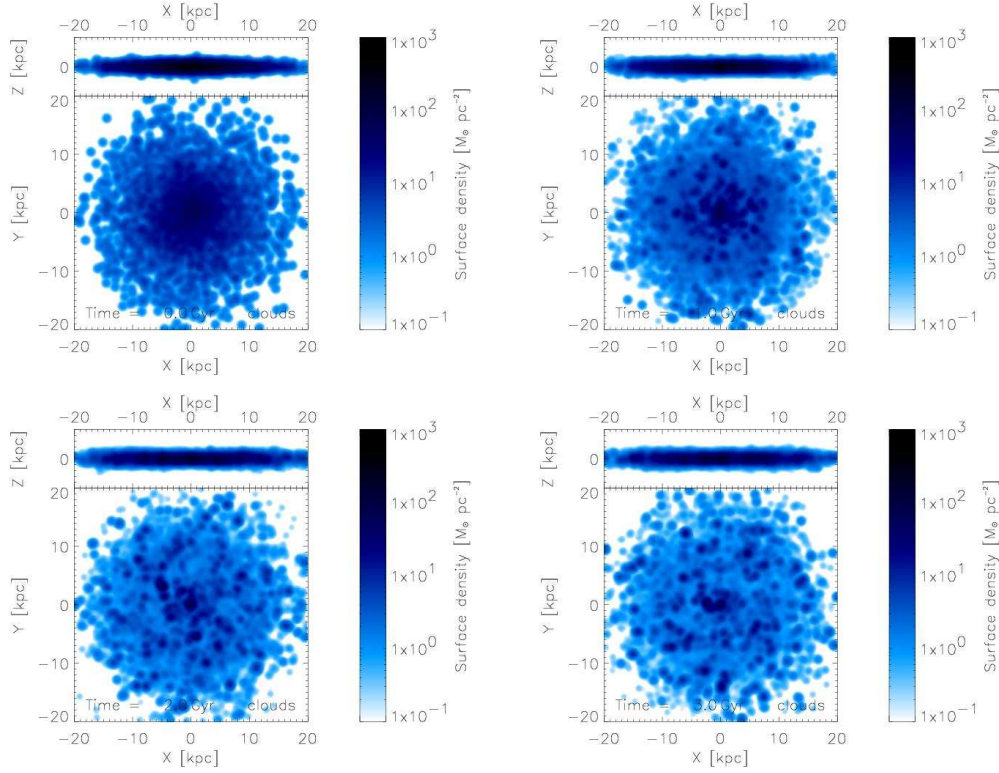


Abbildung 4.4: Die Entwicklung der Oberflächendichte der Wolkenkomponente (zu den Zeiten 0 Gyr, 1 Gyr, 2 Gyr und 3 Gyr). Die Wolkenscheibe ist auch stabil, allerdings nimmt die mittlere Oberflächendichte langsam ab (für weitere Details s. Abb. 4.1).

anderen Seite haben Beobachtungen nur ein begrenztes räumliches Auflösungsvermögen, so dass die Glättung auch hierüber zu motivieren ist. Die Dichte und die Temperatur wurden dagegen mit dem SPH-Formalismus nach Gl. (3.22) auf einem 100×100 -Gitter bestimmt, in dem man für jede Gitterzelle die benachbarten SPH-Teilchen sucht. Da für die Gitterzellen keine *smoothing length* definiert ist, wird hierbei mit der *scatter*-Interpretation gearbeitet, d.h. in der *kernel*-Funktion wird nur mit der *smoothing length* der SPH-Teilchen gerechnet.

In Abb. 4.1 sieht man an der stellaren Oberflächendichte, dass die Scheibe während der 3 Gyr dauernden Simulation stabil bleibt. Die radialen Profile der Oberflächendichte (Abb. 4.2) bestätigen, dass die Massenverteilung innerhalb der Scheibe im wesentlichen unverändert bleibt. Nur bei einem Radius bis etwa 2 kpc ist die Oberflächendichte bis um einen Faktor 5 erhöht. Dies wird dadurch verursacht, dass Wolken aufgrund der Dissipation von kinetischer Energie zum Zentrum der Galaxie fallen, bevor sie dort in Sterne umgewandelt werden. In der Draufsicht (*face-on*) zeigt die Sternkomponente der Scheibe auch schwache, transiente Spiralstrukturen, z.B. bei $t = 2$ Gyr. Von der Seite (*edge-on*) betrachtet offenbart sich, dass die Scheibe mit der Zeit etwas dicker wird. Um diesen Effekt genauer zu quantifizieren, wurde die Scheibe in Ringen mit 2 kpc Durchmesser unterteilt und für jeden dieser Ringe jeweils die 95%-Massenhöhe

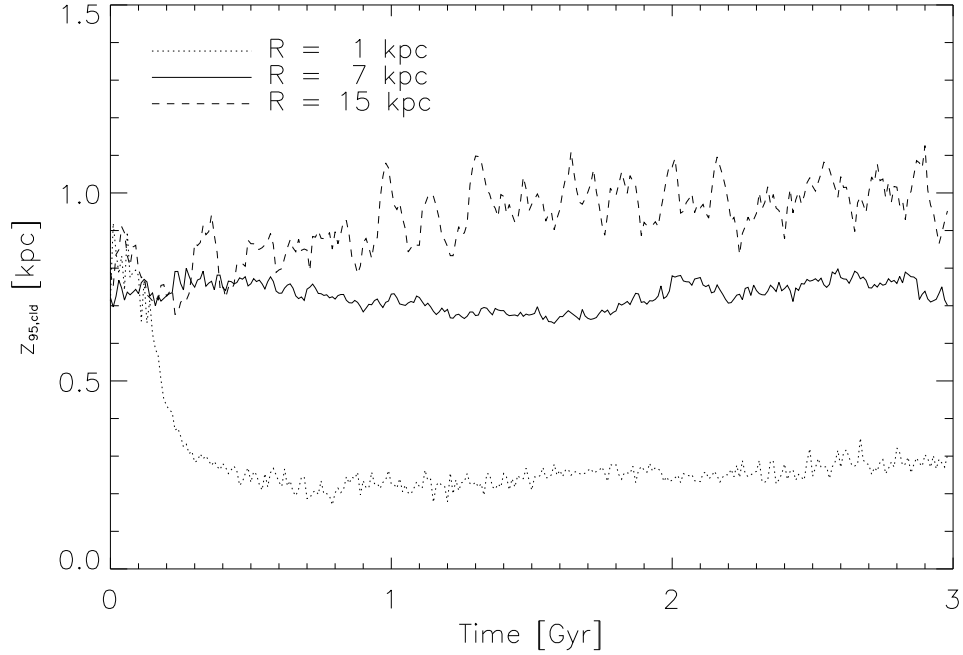


Abbildung 4.5: Die 95%-Massenhöhe $z_{95,\text{clD}}$ als Maß für die Dicke der Wolken­scheibe. Ab einem Radius von 11 kpc steigt $z_{95,\text{clD}}$ von 0.75 kpc auf 1 kpc an, was in etwa mit dem Anstieg in der Sternscheibe übereinstimmt. Im mittleren Bereich der Scheibe (z.B. bei 7 kpc) ist $z_{95,\text{clD}}$ konstant, während es innerhalb von 5 kpc sogar zu einer Reduzierung um einen Faktor 2 – 3 kommt.

$z_{95,\text{str}}$ bestimmt. Diese gibt an, bei welcher Höhe z über der Scheibe 95% der Masse in dem jeweiligen Ring erreicht sind. Abb. 4.3 zeigt, dass $z_{95,\text{str}}$ über den gesamten Scheibenbereich um ca. 47%, oder von 0.75 kpc auf 1.1 kpc ansteigt. Lediglich innerhalb des zentralen Bereichs von 2 kpc ist keine Verdickung der Scheibe zu bemerken.

Die Entwicklung der Wolkenphase (Abb. 4.4) wird durch Dissipation und Sternentstehung beeinflusst. Die mittlere Oberflächendichte nimmt aufgrund des Abbaus von Wolkenmasse durch die Sternentstehung ab. Außerdem ist die Massenverteilung der Wolken wegen der inelastischen Wolkenstöße weniger glatt. Eine weitere Konsequenz der Wolkenstöße ist ein Massenfluss in Richtung Zentrum, wodurch sich die Oberflächendichte dort erhöht. In den radialen Profilen (Abb. 4.2) sieht man, dass die Oberflächendichte besonders stark um 5 kpc herum abgenommen hat, während es außerhalb von 10 kpc kaum zu Veränderungen kommt. Auch die Wolken­scheibe zeigt eine Verdickung, allerdings nur außerhalb von 11 kpc, wo der Anstieg von $z_{95,\text{clD}}$ mit dem der stellaren Scheibe vergleichbar ist (Abb. 4.5). Innerhalb von 11 kpc kann keine Verdickung der Scheibe beobachtet werden. Tatsächlich wird $z_{95,\text{clD}}$ innerhalb der zentralen 5 kpc sogar um einen Faktor 2 – 3 reduziert.

Das diffuse Gas (Abb. 4.6) beginnt mit einer homogenen Verteilung, die schnell in weniger als 300 Myr kollabiert und eine Scheibe ausbildet. Anfäng-

4.2 Ein Modell einer Scheibengalaxie

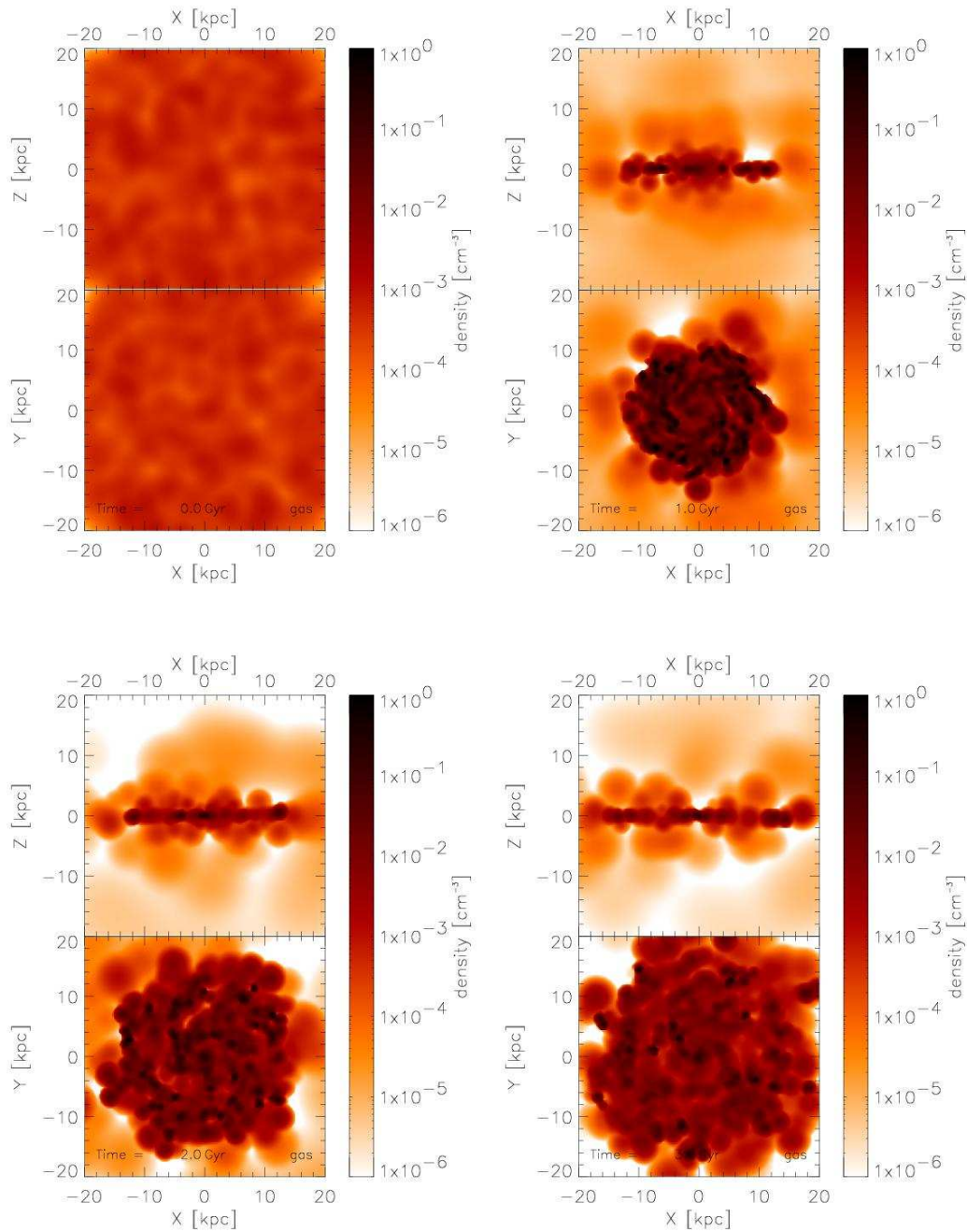


Abbildung 4.6: Die Entwicklung der Gasdichte (bei 0 Gyr, 1 Gyr, 2 Gyr und 3 Gyr). Jede der vier Abbildungen zeigt die xy- und die xz-Projektion sowie die Farbskala für die Dichte. Ausgehend von einer homogenen Verteilung kollabiert das diffuse Gas zunächst und bildet innerhalb von 1 Gyr eine dünne Gasscheibe. Der Radius dieser Scheibe wächst langsam an, während die Masse dabei konstant bleibt. Die Teilchendichte in der Scheibe liegt bei etwa $0.01\text{--}0.1\text{ cm}^{-3}$, wobei die Knoten entlang der Spiralstruktur mit etwa 1 cm^{-3} deutlich dichter sind. Das Gas im Halo hat Dichten von 10^{-4} cm^{-3} bis 10^{-6} cm^{-3} . Die Dichten wurden mit dem SPH-Formalismus auf einem 100×100 -Gitter berechnet.

lich hat diese Gasscheibe nur einen geringen Durchmesser von wenigen kpc, aber ihre Größe wächst langsam an. Nach 1 Gyr hat sie schon einen Durchmesser von 20 kpc erreicht. Ein weiteres Gigajahr später ist der Durchmesser mit etwa 30 kpc vergleichbar mit dem der stellaren Scheibe. Die Masse der Gasscheibe ist nahezu konstant. Die Teilchendichten liegen bei $0.01 - 0.1 \text{ cm}^{-3}$, wobei es auch einige Orte mit höheren Dichten bis zu 1 cm^{-3} gibt. Diese treten vor allem als Knoten entlang von spiralarmartigen Strukturen auf. Die Temperaturen (Abb. 4.7) liegen bei 10^4 K oder niedriger. Dabei sind die Temperaturen in Richtung Zentrum höher und können sogar einige 10^6 K erreichen. Ein geringer Teil des diffusen Gases bleibt bei Dichten bis zu 10^{-4} cm^{-3} im Halo zurück. Die Temperaturen dieses Halogases sind dabei im Bereich von $10^6 - 10^7 \text{ K}$. Während des anfänglichen Kollapses wird durch die Reibung auch ein signifikanter Betrag an Drehimpuls von der Wolkenkomponente an die diffuse Gasphase übertragen. Aus diesem Grund rotiert die Gasscheibe mit einer Geschwindigkeit von $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$. Weiterhin können in der Gasscheibe auch transiente spiralförmige Strukturen beobachtet werden. Durch den Energieeintrag von Supernovae entstehen außerdem mit heißem Gas gefüllte Blasen (*bubbles*), die Durchmesser von bis zu 1 kpc erreichen können und innerhalb von einigen 10 Myr wieder abkühlen.

Die Abb. 4.8 und 4.9 zeigen gemittelte Dichteprofile des diffusen Gases zu verschiedenen Zeiten. Dabei sind die radialen Profile über die gesamte Scheibe ($R \leq 20 \text{ kpc}$) und die z -Profile im Bereich $|x| \leq 1 \text{ kpc}$ gemittelt. In der Scheibenebene ist die Teilchendichte des diffusen Gases im Mittel nahezu konstant, wobei die Dichte mit der Zeit von 0.1 cm^{-3} (1 Gyr) auf 0.01 cm^{-3} (3 Gyr) abnimmt. Nur im Zentrum bleibt die Dichte bis zum Ende der Simulation bei 0.1 cm^{-3} . Die Dichteprofile zeigen außerdem einen deutlichen Abfall bei größeren Radien. Dadurch wird die Ausdehnung der Gasscheibe angezeigt, die mit der Zeit von ca. 10 kpc auf fast 20 kpc anwächst. In z -Richtung fällt die Dichte innerhalb von 2 – 3 kpc schnell auf Werte um 10^{-5} cm^{-3} , um dann relativ konstant zu bleiben.

Die Temperaturprofile in den Abb. 4.10 und 4.11 sind ebenso wie die Dichteprofile über die Scheibe bzw. einen Bereich in der xz -Ebene gemittelt. In der Scheibe findet man nach 1 Gyr bis zu 10^7 K heißes Gas im Zentrum ($R < 4 \text{ kpc}$). Weiter außen liegen die mittleren Temperaturen bei etwa 10^5 K , wobei hier über Temperaturen von $10^4 - 10^5 \text{ K}$ gemittelt wurde. Außerhalb der Scheibe steigt die Temperatur dann wieder auf 10^6 K . Im weiteren Verlauf der Entwicklung kühlt die Scheibe ab, so dass die Temperaturen nach 3 Gyr im Zentralbereich bei $10^5 - 10^6 \text{ K}$ und bei Radien ab 6 kpc nur noch bei 10^4 K liegen. In z -Richtung nimmt die Temperatur innerhalb von 2 kpc schnell zu und erreicht Werte von fast 10^7 K . Ähnlich wie die Dichte bleibt auch die Temperatur danach im wesentlichen konstant.

Nach 3 Gyr liegt der Volumenfüllfaktor des heißen Gases ($T_{\text{gas}} > 10^4 \text{ K}$) in der Scheibe bei 30-40%. Der Volumenfüllfaktor gibt das vom Gas eingenommene Volumen in Bezug auf das Gesamtvolumen der Scheibe an. Er wurde

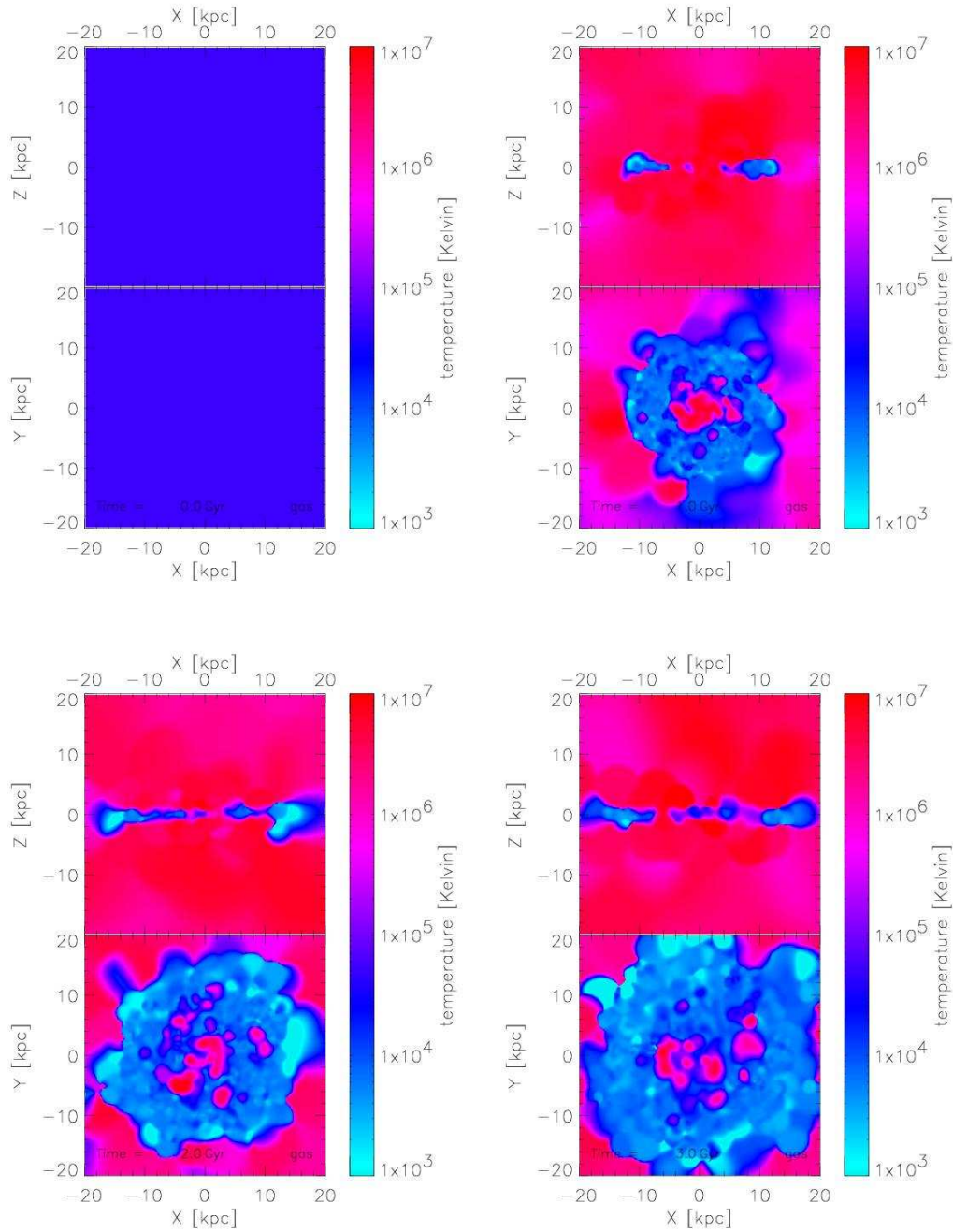


Abbildung 4.7: Die Entwicklung der Temperatur (bei 0 Gyr, 1 Gyr, 2 Gyr und 3 Gyr). Jede der vier Abbildungen zeigt die xy- und die xz-Projektion sowie die Farbskala für die Temperatur. Nachdem anfänglichen Kollaps bildet das diffuse Gas eine Scheibe mit einer Temperatur von ca. 10^4 K. Supernovae vom Typ II können das Gas im Zentralbereich sowie in kleinen Blasen auch auf Temperaturen von 10^6 K aufheizen. Das Halogas hat Temperaturen von 10^6 – 10^7 K.

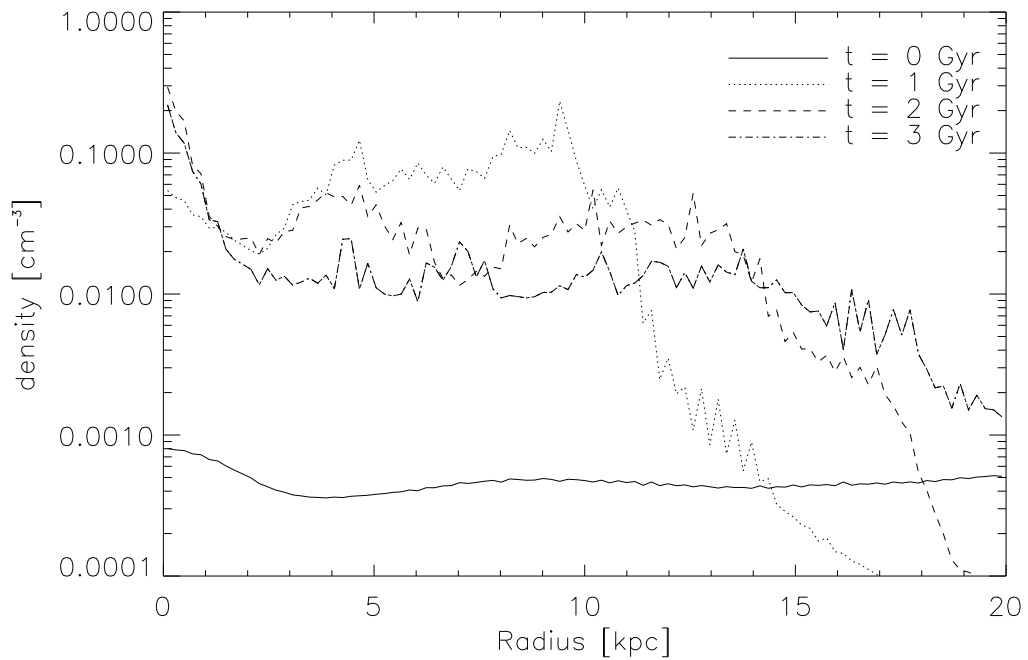


Abbildung 4.8: Dichteprofile des diffusen Gases in R -Richtung zu verschiedenen Zeiten. Man erkennt, dass die mittleren Dichten in der Scheibe bei $0.01 - 0.1 \text{ cm}^{-3}$ liegen. Außerdem wird das Anwachsen der Scheibe deutlich (s. Text). Die Profile zeigen eine über den Scheibenbereich gemittelte Dichte.

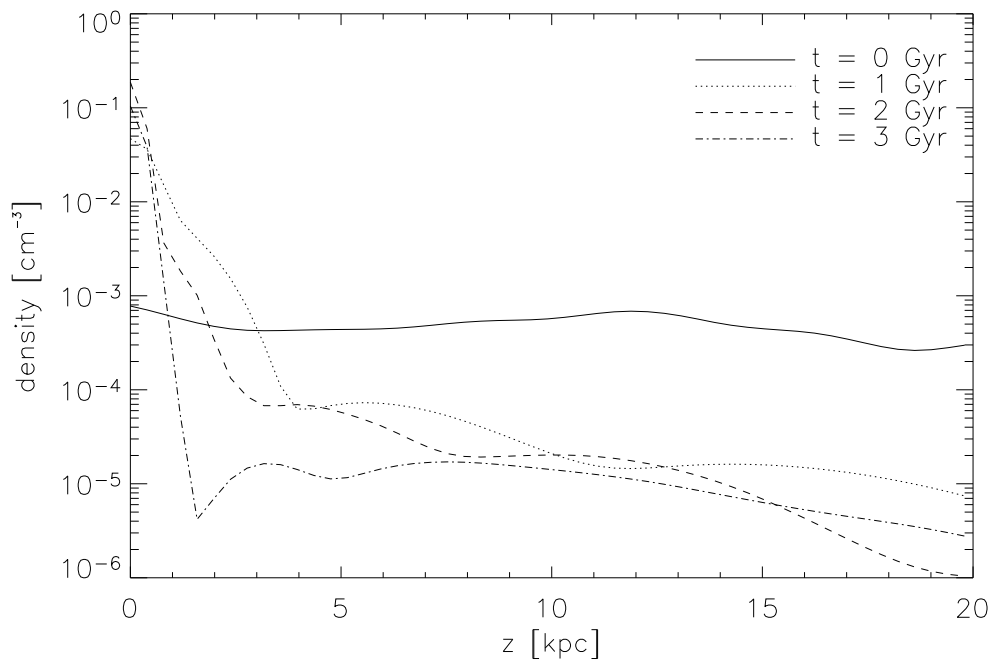


Abbildung 4.9: Dichteprofile des diffusen Gases in z -Richtung zu verschiedenen Zeiten. Die Dichte fällt innerhalb weniger kpc über der Scheibe auf Werte von $10^{-5} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ab und bleibt dann relativ konstant. Die Profile zeigen im Bereich $|x| \leq 1 \text{ kpc}$ und $y = 0 \text{ kpc}$ gemittelte Dichten.

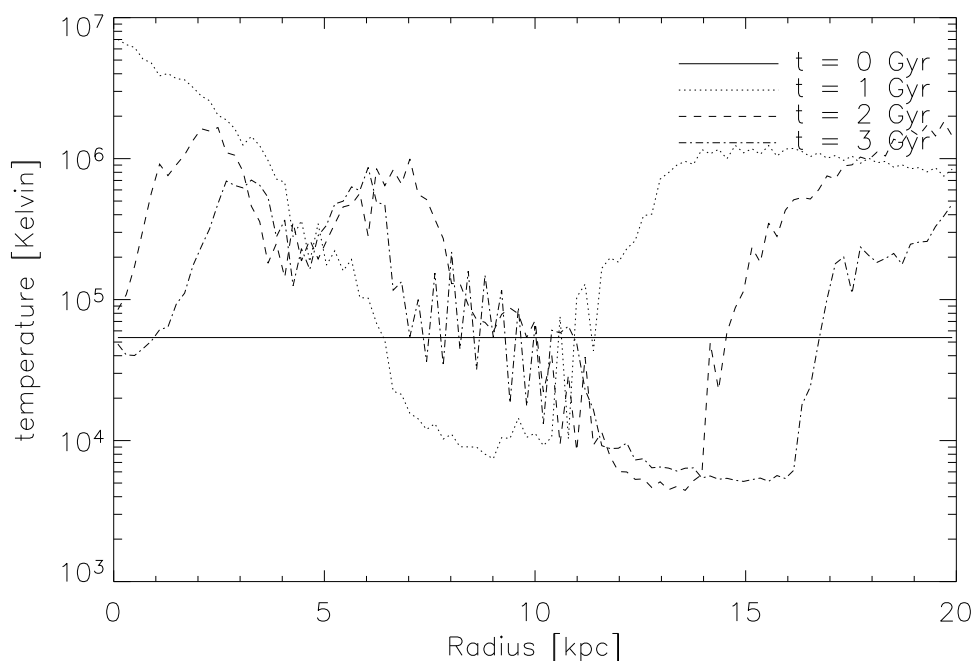


Abbildung 4.10: Temperaturprofile des diffusen Gases in R -Richtung zu verschiedenen Zeiten. Die Profile zeigen eine azimuthal gemittelte Temperatur. Man sieht den heißen Anteil am Gas nahe am Zentrum. Orte mit 10^5 K zeigen an, wo über heißes und warmes Gas gemittelt wurde. Nach 3 Gyr ist ein großer Bereich der Scheibe auf 10^4 K abgekühlt. Außerdem wird an dem äußeren Temperaturanstieg das Anwachsen der Scheibe in R -Richtung deutlich.

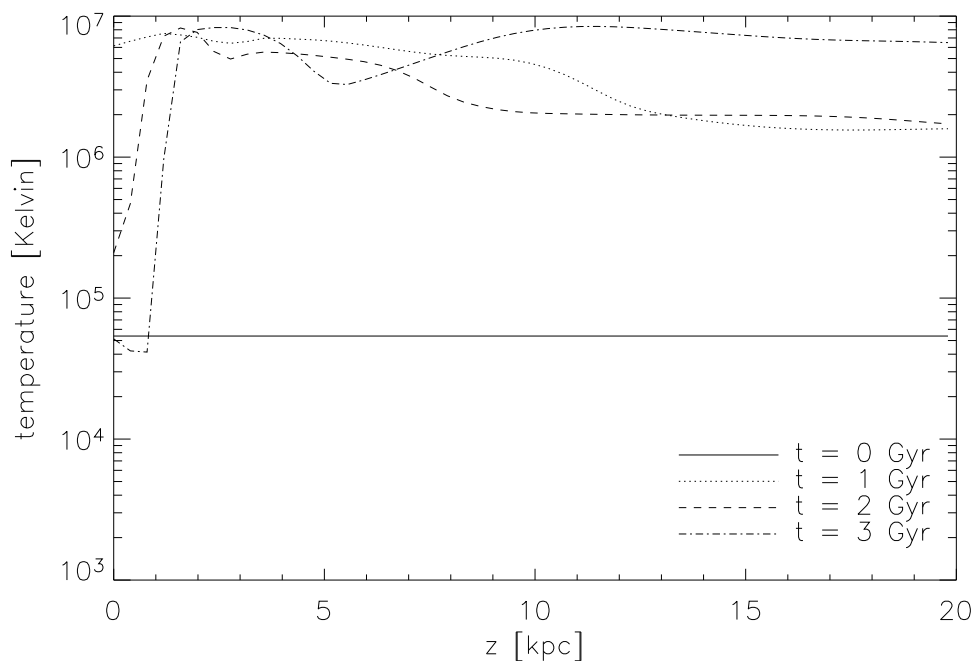


Abbildung 4.11: Temperaturprofile des diffusen Gases in z -Richtung zu verschiedenen Zeiten. Die Temperatur steigt innerhalb weniger kpc auf Werte von fast 10^7 K an und bleibt dann im Bereich von $10^6 - 10^7$ K relativ konstant. Die Profile zeigen für $|x| \leq 1$ kpc und $y = 0$ kpc gemittelte Temperaturen.

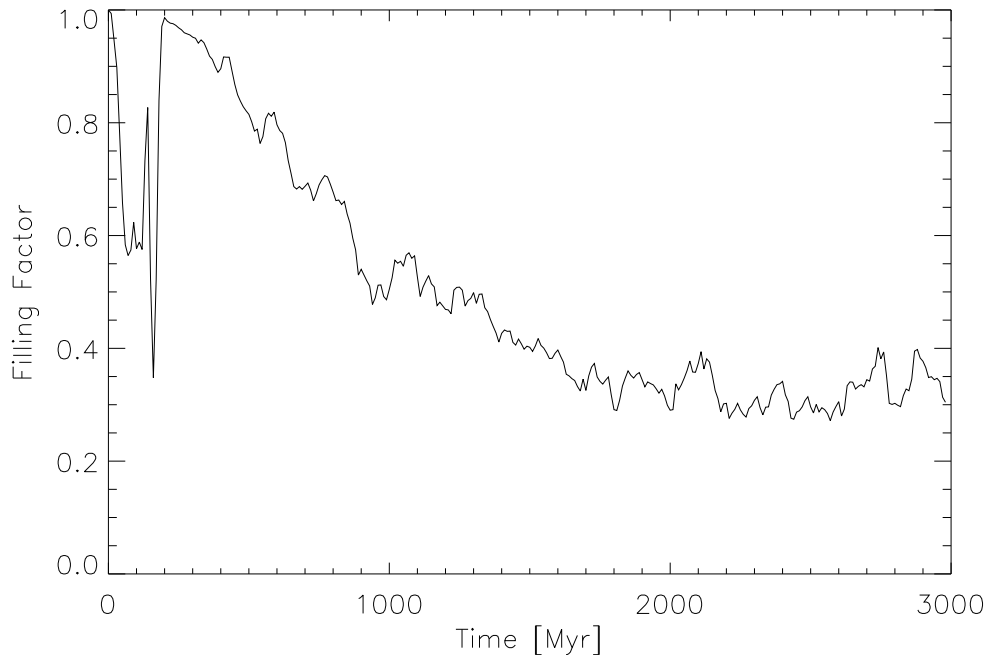


Abbildung 4.12: Der Füllfaktor des heißen Gases ($T_{\text{gas}} > 10^4 \text{ K}$) in der Scheibe. Im ersten Gigajahr ist der Füllfaktor noch von der Bildung der Scheibe bestimmt. Danach fällt der Füllfaktor von 50-60% auf 30-40%.

bestimmt, in dem an insgesamt 10 000 zufällig gewählten Punkten in der Scheibe ($R < 15 \text{ kpc}$ und $z = 0$) die Temperatur bestimmt wurde. Der Anteil an Punkten mit einer Temperatur über 10^4 K ergibt dann den Volumenfüllfaktor. Die zeitliche Entwicklung in Abb. 4.12 zeigt, dass der Füllfaktor zunächst vom Kollaps des diffusen Gases bestimmt wird. Zunächst sorgt die Kühlung dafür, dass das Volumenfüllfaktor innerhalb von 100 Myr auf etwa die Hälfte abfällt. Der einsetzende Kollaps heizt das Gas dann wieder auf, so dass nach weiteren 100 Myr wieder der Ausgangswert von 100% erreicht wird. Danach beginnt die Bildung der warmen Gasscheibe, wodurch der Füllfaktor nach 1 Gyr auf 50% gesunken ist. Ein Teil dieses heißen Gases gehört allerdings noch gar nicht zur Scheibe, die erst einen Radius von 10 kpc hat. Bis 2 Gyr sinkt der Füllfaktor noch etwas weiter ab, weil die Scheibe noch etwas weiter anwächst. Der Füllfaktor hängt anscheinend nicht sehr stark von der Heizrate ab, da dieser in der letzten Phase der Entwicklung (2 – 3 Gyr) im Mittel konstant bleibt, während im gleichen Zeitraum die für die Heizung verantwortliche Sternentstehungsrate um 30% abnimmt (Abb. 4.14).

Während der Simulation können sich die Teilchenzahlen ändern, da einerseits durch den Sternentstehungsprozess und das Aufteilen von SPH-Teilchen neue Teilchen entstehen können und andererseits bei Wolkenstößen und beim Unterschreiten des Massenlimits für SPH-Teilchen auch welche entfernt werden. Insgesamt hat sich die Teilchenzahl auf diese Weise am Ende der Simulation mit über 160 000 Teilchen mehr als vervierfacht. Die meisten sind Sternteilchen, die

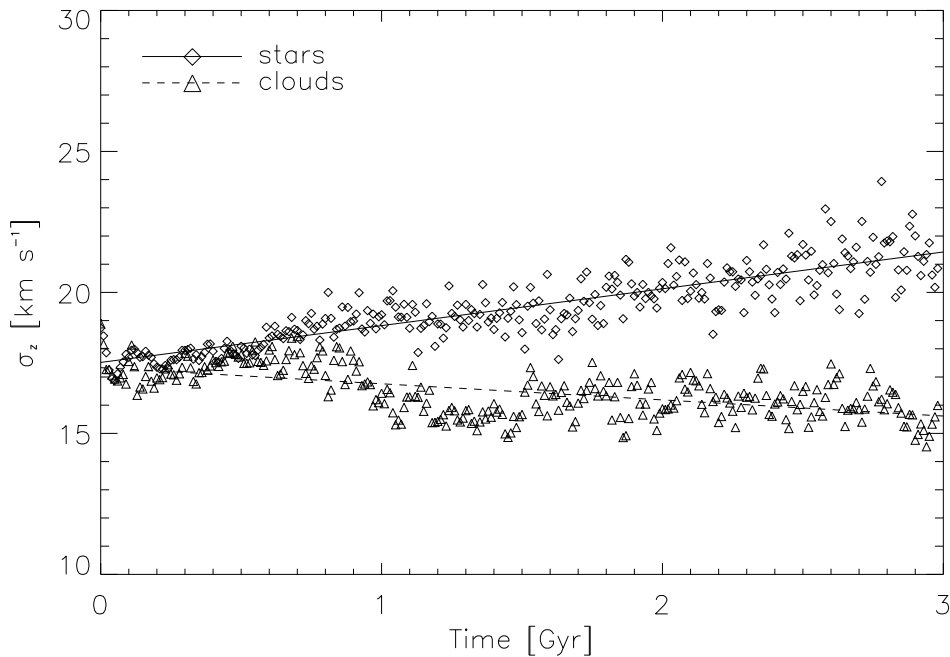


Abbildung 4.13: Die Entwicklung der vertikalen Geschwindigkeitsdispersion der Sterne (\diamond) und der Wolken (\triangle) bei $R = 8$ kpc. Die Sterne werden mit einer Rate von $1.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Gyr}^{-1}$ aufgeheizt (aus der Anpassung mit der durchgezogenen Linie bestimmt), während sich die Geschwindigkeitsdispersion der Wolken mit $0.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Gyr}^{-1}$ verringert.

am Ende der Rechnung 140 000 Teilchen zählen. Die Zahl der Wolken steigt zunächst auf ein Maximum von 40 000 Teilchen, das nach fast 1 Gyr erreicht wird. Danach ist die Teilchenzahl durch das Massenspektrum der Wolken bestimmt und nimmt mit der Masse dieser Komponente auf etwa 19 000 ab. Die Zahl der SPH-Teilchen steigt in den ersten 700 Myr um etwa 1000, um dann während der weiteren Entwicklung wieder auf 4 600 abzusinken, und folgt damit der Massenentwicklung des diffusen Gases. Die Rechenzeit für dieses Modell betrug etwa 5 CPU-Tage auf einem AMD-Athlon-Prozessor mit 1500 MHz. Damit benötigt man ca. 150 CPU-Sekunden für 1 Myr Entwicklung des Modells.

4.2.2 Geschwindigkeitsdispersion

Abb. 4.13 zeigt die Geschwindigkeitsdispersion der Sterne und der Wolken in einem Ring von $7 - 9$ kpc, also in etwa in einem Abstand vom Zentrum, der dem der Sonnenumgebung entspricht. Für die Sterne nimmt die Geschwindigkeitsdispersion mit der Zeit zu. Die Heizrate ist in etwa $1.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Gyr}^{-1}$ und über den gesamten Bereich der Scheibe ergeben sich nahezu die gleichen Werte. Um vergleichen zu können, wieviel Heizung auf die (hier unphysikalische) Zwei-Körper-Relaxation zurückzuführen ist, die vom numerischen Unvermögen einzelne Sterne auflösen zu können herrührt, wurde auch eine reine N-Körper-Rechnung für dieselbe Galaxie durchgeführt. Ein Vergleich der Resultate zeigt,

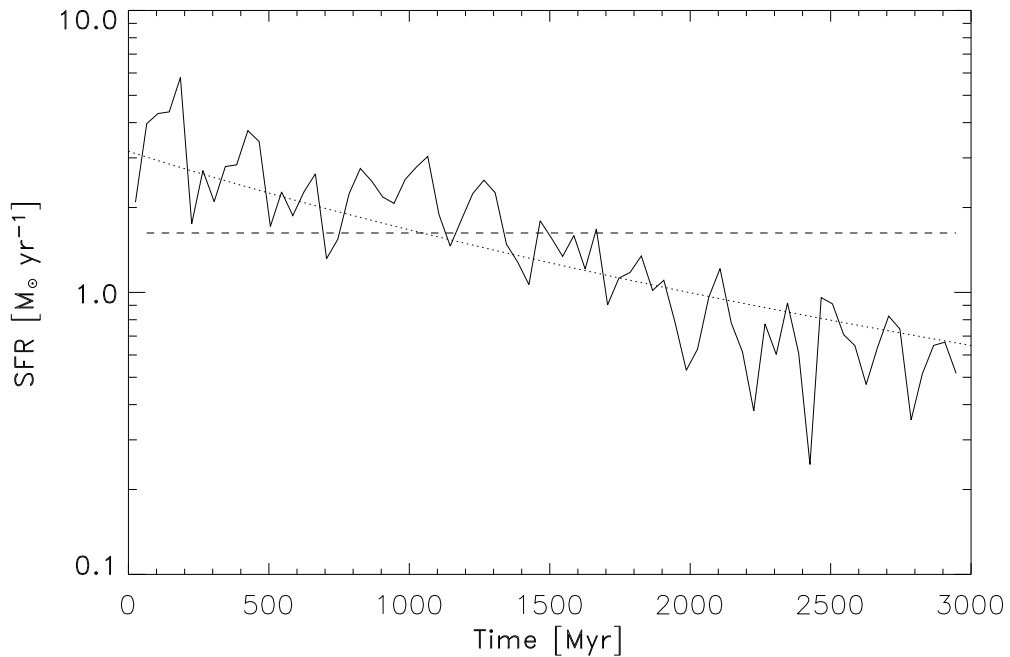


Abbildung 4.14: Die Entwicklung der Sternentstehungsrate (durchgezogene Linie). Aufgrund des Gasverbrauchs verringert sich die Sternentstehungsrate mit der Zeit. Die mittlere Sternentstehungsrate (gestrichelte Linie) ist $\approx 1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Die gepunktete Linie zeigt das Ergebnis eines einfachen analytischen Modells, das den Verbrauch der Wolkenmasse durch die Sternentstehung berücksichtigt.

dass die Heizrate in dem Modell mit allen Prozessen um etwa 30% höher ist.

Die Geschwindigkeitsdispersion der Wolken verringert sich mit $0.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Gyr}^{-1}$. Das bedeutet, dass die Dissipation von kinetischer Energie durch Wolkenstöße die dynamische Heizung überwiegt. Bestätigt wird diese Annahme dadurch, dass die Rate, mit der die Geschwindigkeitsdispersion abnimmt, vom Radius abhängt. Zum Zentrum hin ist sie höher, da dort die Wahrscheinlichkeit für Wolkenstöße erhöht ist. Nach außen hin nimmt die Anzahl der Wolkenstöße ab und es wird weniger Energie dissipiert, so dass die Geschwindigkeitsdispersion sogar zunehmen kann. Dieses Ergebnis passt auch zu den Beobachtungen der Dicke der Wolkenscheibe (Abb. 4.5).

4.2.3 Sternentstehung

Die mittlere Sternentstehungsrate ist $\sim 1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Abb. 4.14). Während der 3 Gyr der Entwicklung verringert sich die Sternentstehungsrate von etwa $4.0 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ auf $\sim 0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Außerdem zeigt die Sternentstehungsrate Fluktuationen, die innerhalb von einigen 10 Myr einen Faktor 2 – 3 ausmachen können. Der Vergleich mit einem einfachen analytischen Modell zeigt, dass der Grund für diesen Abfall der Abbau der Wolkenmasse durch die Sternentstehung ist. Die mittlere Sternentstehungseffizienz ist nahezu konstant auf einem Niveau von $\epsilon \approx 0.06$. Nur in den ersten 300 bis 400 Myr ist die Stern-

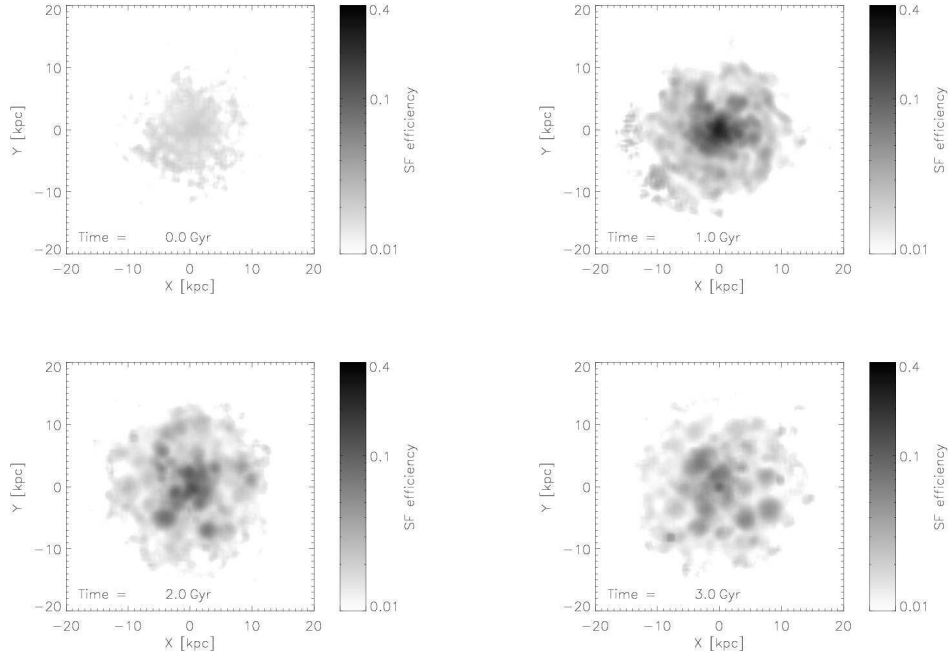


Abbildung 4.15: Die Entwicklung der Sternentstehungseffizienz, die im Zentrum Werte von bis zu 0.4 erreichen kann. Im Mittel beträgt sie in etwa 0.06.

entstehungseffizienz bedingt durch den im Kollaps der diffusen Phase höheren Druck mit $\epsilon \approx 0.2$ deutlich höher. Die maximalen Werte der lokalen Sternentstehungseffizienz sind am größten im Zentrum, wo ϵ Werte von 0.2 – 0.4 erreichen kann (Abb. 4.15). In Abb. 4.16 kann man außerdem sehen, dass sich die Sternentstehungsrate gut mit einer aktuellen Bestimmung des Schmidt-Gesetzes von Kennicutt (1998) vergleichen lässt. Kennicutt hatte außerdem herausgefunden, dass unterhalb einer Grenzdichte zwischen 5 und $10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ das Sternentstehungsgesetz abrupt abfällt. Berücksichtigt man nur die Daten für Dichten oberhalb von $10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$, dann erhält man mit der Methode der kleinsten Quadrate eine Anpassung an Gl. (3.35) mit $n = 1.7 \pm 0.1$. Dies weicht zwar etwas von dem Wert von Kennicutt (1998) ab, der bei $n = 1.4 \pm 0.15$ liegt, ist aber auch nicht allzu schlecht, besonders weil auch die absoluten Sternentstehungsraten vergleichbar sind. Eine ausführlichere Diskussion dieses Ergebnisses erfolgt in Abschnitt 5.1.

4.2.4 Das Multiphasen ISM

Der Austausch von Materie zwischen den beiden Gasphasen durch Kondensation und Evaporation erreicht ein Gleichgewicht nach etwa 200 Myr (Abb. 4.17). Zuvor ist der Evaporationsprozess dominant, weil es durch den anfänglichen Kollaps der diffusen Gasphase zu einer starken Aufheizung dieser Phase kommt. In der weiteren Entwicklung verringert sich die Kondensationsrate von $\sim 2 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ auf $0.1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. Gleichzeitig nimmt die Evaporationsrate etwas

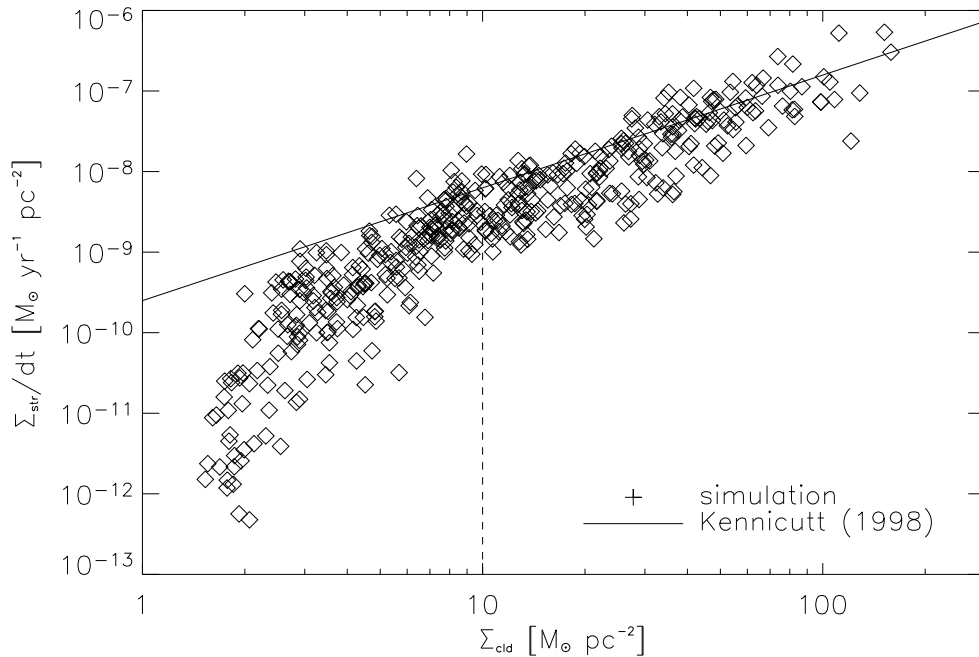


Abbildung 4.16: Die \diamond -Symbole zeigen die über 100 Myr gemittelte Sternentstehungsrate pro pc^2 als eine Funktion der Oberflächendichte der Wolkenkomponente. Die durchgezogene Linie zeigt eine aktuelle Bestimmung des Schmidt-Gesetzes von Kennicutt (1998) mit einer Steigung von -1.4 . Die vertikale gestrichelte Linie deutet eine ebenfalls von Kennicutt (1998) gefundene Grenzfläche an.

stärker ab, und ist ab 1.5 Gyr niedriger als die Kondensationsrate. Das kommt daher, dass mit dem Absinken der Sternentstehungsrate auch die Heizung des ISM geringer wird und damit nicht mehr genügend thermische Energie für Evaporation zur Verfügung steht. Allerdings kann man bei $t = 1.7$ Gyr und vor allem $t = 2.7$ Gyr erkennen, dass kurzfristig wieder ein Gleichgewicht erreicht werden kann. Dies ist wohl auf Schwankungen in der Sternentstehungsrate zurückzuführen.

In Abb. 4.18 ist die Entwicklung der Massen in den einzelnen Gasphasen dargestellt: Die Masse der Wolkenkomponente nimmt langsam ab, da diese durch Sternentstehung verbraucht wird. Die Gesamtmasse im diffusen ISM ist dagegen nahezu konstant. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass der überwiegende Teil des diffusen Gases in der Scheibe ($R < 20$ kpc und $z < 1$ kpc) gefunden wird. Der Anteil der Scheibenmasse bleibt dabei auch beinahe konstant.

Im Anfangsmodell haben alle Wolkenteilchen die gleiche Masse, aber aufgrund von Fragmentierung durch Sternentstehung und Vereinigung bei Wolkenstößen bildet sich innerhalb von 1 Gyr ein Massenspektrum aus (Abb. 4.19). An dieses Massenspektrum kann ein Potenzgesetz mit dem Index $\alpha \approx -2$ angepasst werden, wobei der statistische Fehler bei 0.2 liegt. Nachdem sich das Massenspektrum aufgebaut hat, bleibt es bis zum Ende der Simulation unverändert.

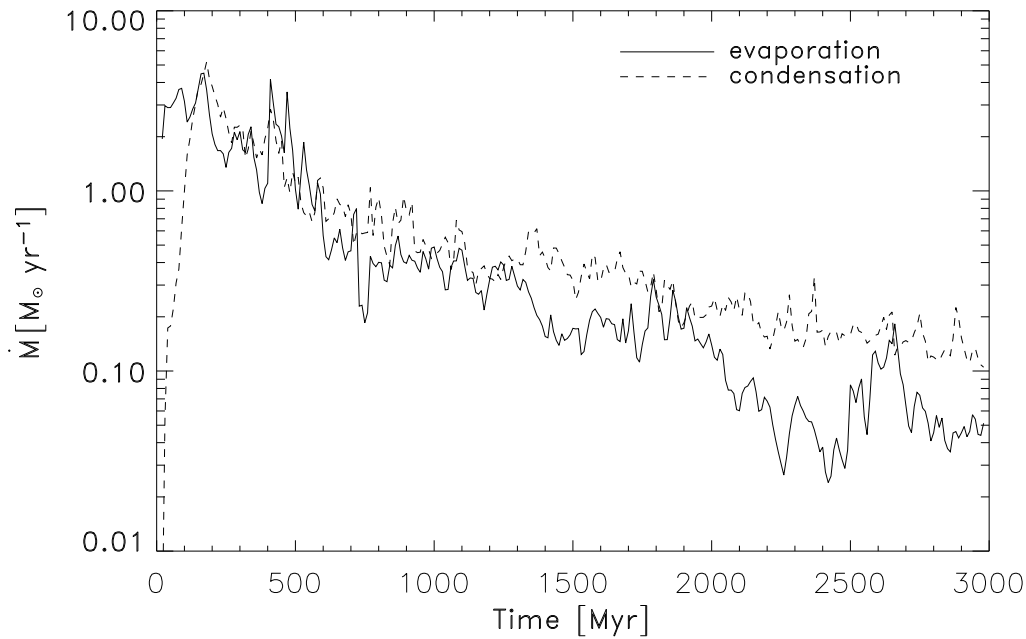


Abbildung 4.17: Die Entwicklung von Kondensations- und Evaporationsraten, die nach einer kurzen Anfangsphase (ca. 300 Myr) ein Gleichgewicht erreichen. Später mit abnehmender Sternentstehung ist Kondensation der dominante Prozess (ab etwa 1.5 Gyr).

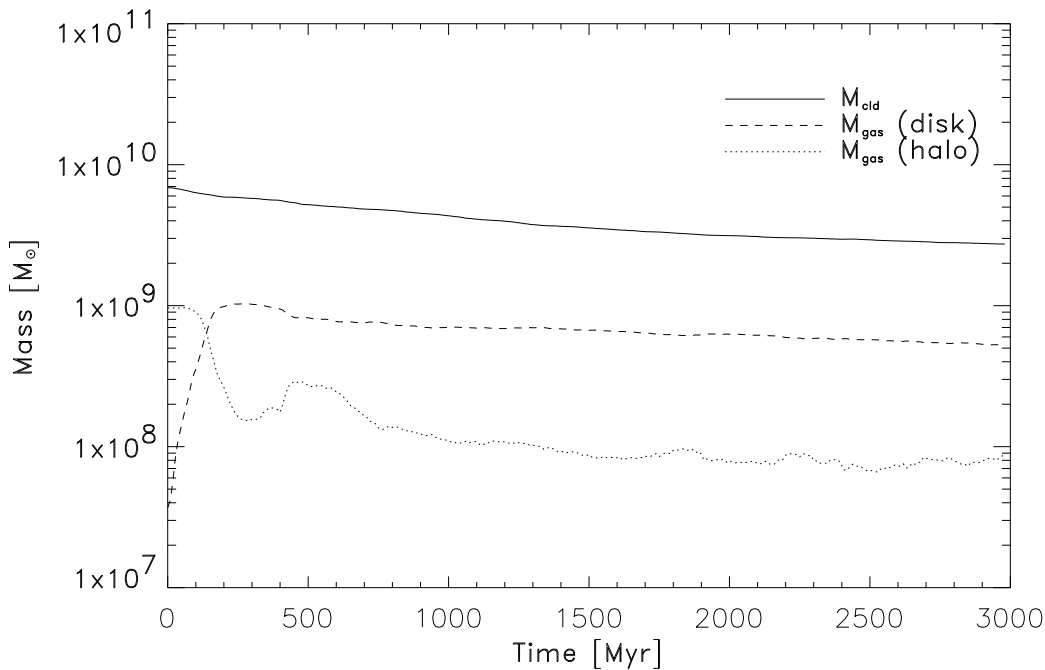


Abbildung 4.18: Die Entwicklung der Massen im ISM. Die Wolkenphase wird durch die Sternentstehung langsam aufgebraucht. Die Gesamtmasse in der diffusen Gasphase ist beinahe konstant. Innerhalb weniger 100 Myr bildet sich eine Gasscheibe, deren Masse danach ebenfalls konstant bleibt, so dass auch das Massenverhältnis von Scheibe zu Halo konstant ist.

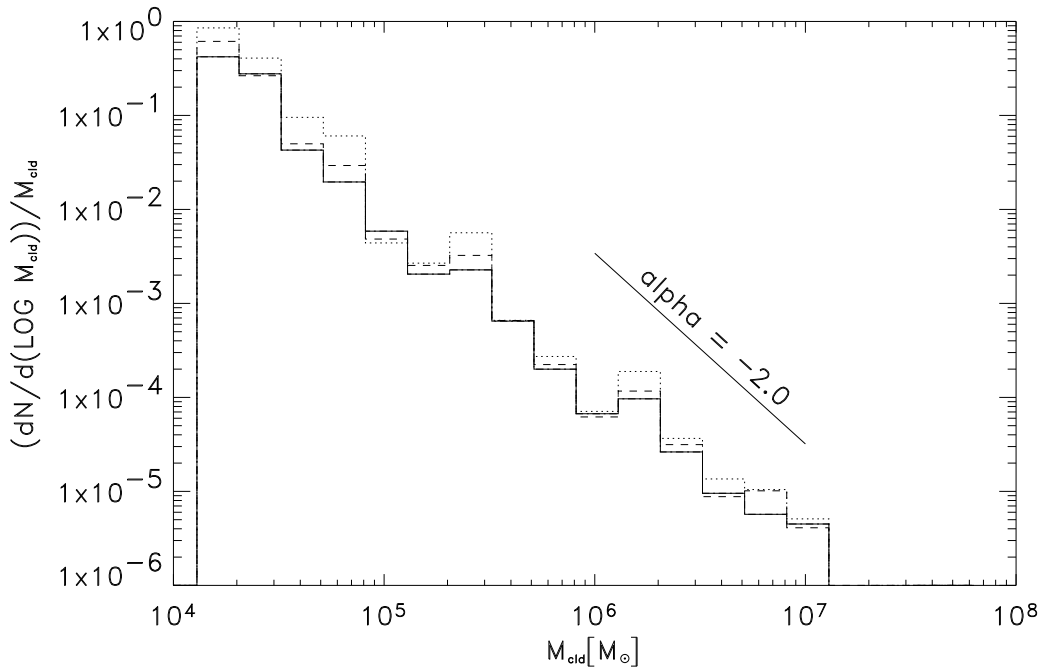


Abbildung 4.19: Das Massenspektrum der Wolken. Die unterschiedlichen Linien stellen das Massenspektrum zu verschiedenen Zeiten dar, nämlich nach 1 Gyr (gepunktet), 2 Gyr (gestrichelt) und am Ende der Entwicklung bei 3 Gyr (durchgezogen). Eine Anpassung an das Spektrum mit einem Potenzgesetz liefert mit $\alpha \approx -2.0$ ein mit Beobachtungen vergleichbares Ergebnis (Abschnitt 5.3).

4.3 Parameterstudie

Im vorherigen Abschnitt wurden die Ergebnisse eines Modells einer Scheibengalaxie vorgestellt, welches als Referenzmodell für eine Parameterstudie dient. Dabei soll der Einfluss der verschiedenen Parameter sowie die Teilchenauflösung des Anfangsmodells untersucht werden. Im einzelnen wurden neben der Teilchenauflösung die Parameter ϵ_{SN} für den Energieeintrag pro Supernova, A_{clid} für den Radius der Wolken, τ_{ia} für Sternentstehungszeitskala, die Metallicität und die Sternentstehungseffizienz ϵ variiert (Tab. 4.3). Im folgenden werden die Ergebnisse dieser Rechnungen kurz beschrieben.

4.3.1 Allgemeine Entwicklung

Alle getesteten Modelle entwickeln sich sehr ähnlich zum Referenzmodell A00. Nach der anfänglichen durch den Kollaps des diffusen Gases gekennzeichneten Phase ist die Galaxie in der weiteren Entwicklung stabil. In Tab. 4.4 sind einige Ergebnisse zusammengefasst, und man kann sehen, dass Sternentstehungsraten und -effizienz in den meisten Modellen bei etwa $1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ bzw. 6% liegen. Auch andere Eigenschaften der Modelle, wie das Massenspektrum der Wolken, das Sternentstehungsgesetz oder die Kondensations- und Evaporationsraten verhalten sich ähnlich wie in Modell A00.

Tabelle 4.3: Änderungen der Parameter in den verschiedenen Modellen im Vergleich zu Modell A00 (Tab. 4.2).

Modell	Parameter	Wert
A01	gesamte Teilchenanzahl (SPH)	40000 (10000)
A02	gesamte Teilchenanzahl (SPH)	80000 (5000)
A03	gesamte Teilchenanzahl (SPH)	85000 (10000)
A04	A00 mit Teilchenhalo	135000 (5000)
A11	Energie pro Supernova ϵ_{SN}^1	$1 \cdot 10^{50}$
A12	Energie pro Supernova ϵ_{SN}^1	$4 \cdot 10^{50}$
A13	Energie pro Supernova ϵ_{SN}^1	$8 \cdot 10^{50}$
A14	Energie pro Supernova ϵ_{SN}^1	$1 \cdot 10^{51}$
A21	Wolkenradius A_{cld}	100
A22	Wolkenradius A_{cld}	25
A31	Sternentstehungszeitskala τ_{ia}^2	100
A32	Sternentstehungszeitskala τ_{ia}^2	300
A41	Metallizität Z/Z_{\odot}	1/100
A42	Metallizität Z/Z_{\odot}	1/10
A43	Metallizität Z/Z_{\odot}	1/2
A44	Metallizität Z/Z_{\odot}	3/2
A51	konstante Sternentstehungseff. mit $P_{\text{SF,lim}}$	-
A52	konstante Sternentstehungseff. ohne $P_{\text{SF,lim}}$	-

¹ in erg, ² in Myr

Die Verteilung der Gasmasse auf die verschiedenen Gasphasen ist in allen untersuchten Modellen ebenfalls vergleichbar. Am Ende der Simulation liegt die Gesamtmasse der Wolken bei etwa $2 - 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ während die Masse der diffusen Phase ca. $0.6 \cdot 10^9 M_{\odot}$ beträgt. Das diffuse Gas kann außerdem noch in eine warme Scheibe und einen heißen Halo unterteilt werden, wobei etwa 80-90% der Masse in der Scheibe zu finden sind.

Im folgenden soll der Einfluss der einzelnen Parameter noch etwas genauer beschrieben werden.

Tabelle 4.4: Ergebnisse der Parameterstudie

Modell	SFR ¹	SFE ²	n^3	Wolken MF ⁴	K/E Raten ⁵
A00	1.66	0.064	1.7	2.0	-0.1/ 0.1/ 0.1
A01	1.61	0.072	1.8	2.1	-1.2/ 0.2/ 0.1
A02	1.55	0.059	1.6	2.1	-0.9/ 0.2/ 0.1
A03	1.22	0.069	1.6	2.3	-2.4/ 0.0/ 0.1
A04	1.72	0.061	1.7	1.9	-0.2/-0.1/ 0.1
A11	1.60	0.064	1.8	1.7	0.2/ 0.2/ 0.1
A12	1.57	0.062	1.8	2.1	-0.9/ 0.1/ 0.0
A13	1.27	0.063	1.7	2.2	-2.1/ 0.0/ 0.1
A14	1.12	0.063	1.7	2.3	-2.5/ 0.0/ 0.1
A21	1.89	0.072	1.9	1.5	0.0/ 0.0/ 0.1
A22	1.34	0.061	1.6	2.1	-0.3/ 0.3/ 0.2
A31	1.77	0.059	1.8	1.9	-0.1/ 0.2/ 0.1
A32	1.40	0.067	1.8	1.9	-0.2/ 0.1/ 0.1
A41	1.83	0.075	1.7	2.1	-0.5/ 0.0/ 0.0
A42	1.71	0.067	1.7	1.8	-0.2/ 0.1/ 0.0
A43	1.64	0.065	1.7	2.0	-0.1/ 0.0/ 0.1
A44	1.61	0.063	1.7	1.9	0.1/ 0.1/ 0.0
A51	1.34	-	1.2	1.8	-0.2/ 0.1/ 0.1
A52	1.58	-	1.2	1.7	-0.1/ 0.1/ 0.1

¹ Sternentstehungsrate in $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, ² Sternentstehungseffizienz, ³ Index n für die Anpassung an ein Schmidt-Gesetz (Eq. (3.35)), ⁴ die Steigung eines an das Massenspektrum der Wolken angepassten Potenzgesetzes nach 3 Gyr, ⁵ K/E Raten in $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, jeder Wert ist über 1 Gyr gemittelt, negative Werte bedeuten Evaporation

4.3.2 Supernovaenergie

In den Modellen A11 bis A14 wurde der Parameter ϵ_{SN} (Gl. 3.43) variiert, der den Energieeintrag durch Supernovae bestimmt. Der Parameter beschreibt die Stärke des stellaren Feedbacks, das im Modell A11 mit $\epsilon_{\text{SN}} = 1 \cdot 10^{50}$ schwächer und in den Modellen A12, A13 und A14 mit $\epsilon_{\text{SN}} = 4 \cdot 10^{50}$, $\epsilon_{\text{SN}} = 8 \cdot 10^{50}$ bzw. $\epsilon_{\text{SN}} = 1 \cdot 10^{51}$ stärker als im Referenzmodell ist. Es zeigt sich, dass die Sternentstehungsrate bei stärkerem Feedback von $1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ auf $1.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ abnimmt und damit auf eine Selbstregulierung hindeutet. Neben der Sternent-

Tabelle 4.5: Verteilung der Gasmasse am Ende der Simulation.

model	m_{cld}	M_{gas}^1	$m_{\text{cld}}/M_{\text{gas}}$	$M_{\text{gas,disk}}^2$	$M_{\text{gas,halo}}^3$
A00	2.7	0.6	4.5	0.52 (86%)	0.09 (14%)
A01	1.9	0.7	2.6	0.66 (89%)	0.08 (11%)
A02	2.3	0.6	3.7	0.57 (89%)	0.07 (11%)
A03	1.6	0.6	2.6	0.59 (93%)	0.04 (7%)
A04	2.5	0.8	3.1	0.70 (88%)	0.10 (12%)
A11	3.3	0.5	6.7	0.44 (91%)	0.05 (9%)
A12	2.1	0.9	2.3	0.80 (87%)	0.12 (13%)
A13	1.7	1.2	1.4	0.97 (81%)	0.23 (19%)
A14	1.7	1.2	1.4	1.09 (88%)	0.15 (12%)
A21	2.0	0.9	2.3	0.74 (82%)	0.17 (18%)
A22	3.7	0.3	11.3	0.31 (95%)	0.02 (5%)
A31	2.6	0.5	4.8	0.47 (88%)	0.06 (12%)
A32	2.9	0.7	3.9	0.61 (83%)	0.12 (17%)
A41	1.7	1.4	1.2	0.92 (68%)	0.44 (32%)
A42	1.8	0.9	1.9	0.74 (78%)	0.21 (22%)
A43	2.3	0.8	3.0	0.66 (84%)	0.13 (16%)
A44	3.0	0.6	5.0	0.52 (86%)	0.08 (14%)
A51	3.4	0.5	6.5	0.43 (82%)	0.10 (18%)
A52	2.9	0.6	4.7	0.51 (84%)	0.10 (16%)

alle Massen sind $10^9 M_{\odot}$ angegeben, ¹ M_{gas} ist die Masse des diffusen Gases innerhalb von 50 kpc, ² die Scheibe wird als $R \leq 20$ kpc und $|z| \leq 1$ kpc definiert, ³ der Halo wird als $R \leq 50$ kpc und nicht in der Scheibe definiert

stehungsrate unterscheiden sich die Modelle auch im Wolkenmassenspektrum, das mit zunehmender Supernovaenergie steiler wird. Der Index eines angepassten Potenzgesetzes nimmt dabei von $\alpha = -1.7$ auf $\alpha = -2.3$ zu. Während der ersten Phase der Entwicklung (bis 1 Gyr) ist auch die Evaporationsrate bei starkem Feedback größer, was dazu führt, dass insgesamt weniger Masse in der Wolkenphase ist. Die höhere Evaporationsrate ist deshalb auch der Grund für die niedrigere Sternentstehungsrate. Das Massenverhältnis zwischen warmem und heißem Gas in der diffusen Phase ist dagegen nur wenig von ϵ_{SN} abhängig.

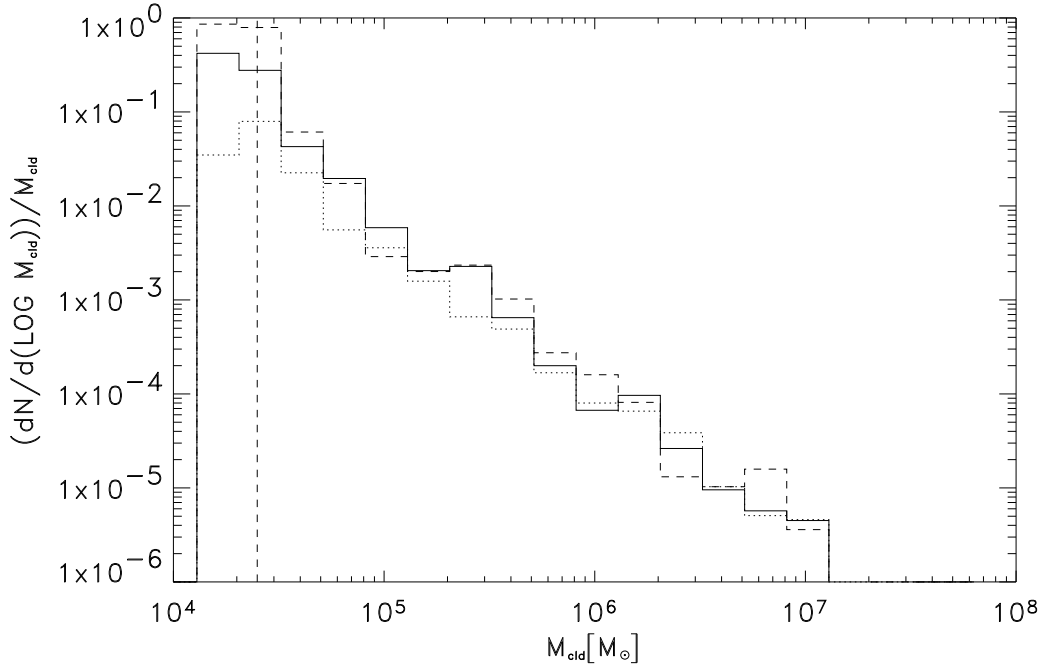


Abbildung 4.20: Massenspektren der Wolken für unterschiedliche A_{cld} . An das Referenzmodell A00 (—) und das Modell A22 (- - -) mit $A_{\text{cld}} = 25$ kann ein Spektrum mit $\alpha \approx -2$ angepasst werden. Das Spektrum für A21 ($A_{\text{cld}} = 100$, \dots) ist mit $\alpha = 1.5$ flacher. Alle drei Spektren unterscheiden sich deutlich in der Anzahl von Wolken, die man unterhalb der Massengrenze $M_{\text{SF,lim}}$ für Sternentstehung findet (senkrechte gestrichelte Linie).

4.3.3 Wolkenradius

In den Modellen A21 und A22 wurde der Wolkenradius durch den Parameter A_{cld} (Gl. 3.4) verändert. Bei größerem Wolkenradius (Modell A21 mit $A_{\text{cld}} = 100$) sieht man mit $\alpha = -1.5$ ein deutlich flacheres Wolkenmassenspektrum und eine etwas höhere Sternentstehungsrate. Verringert man den Wolkenradius (Modell A22 mit $A_{\text{cld}} = 25$) bleibt das Wolkenmassenspektrum nahezu unverändert. Allerdings kann man auch sehen (Abb. 4.20), dass deutlich mehr Wolken eine Masse unter dem Massenlimit $M_{\text{SF,lim}}$ für Sternentstehung haben. Als Folge ist die Sternentstehungsrate niedriger als im Referenzmodell, was sich wiederum auf die diffuse Gasphase auswirkt. Diese hat zum einen nur rund die Hälfte der Masse, und zum anderen mit nur 5% auch den geringsten Massenanteil in der heißen Phase. Der Grund dafür ist die geringere Heizung durch Supernovae, weshalb weniger Wolkenmaterial evaporiert und weniger diffuses Gas auf hohe Temperaturen aufgeheizt wird.

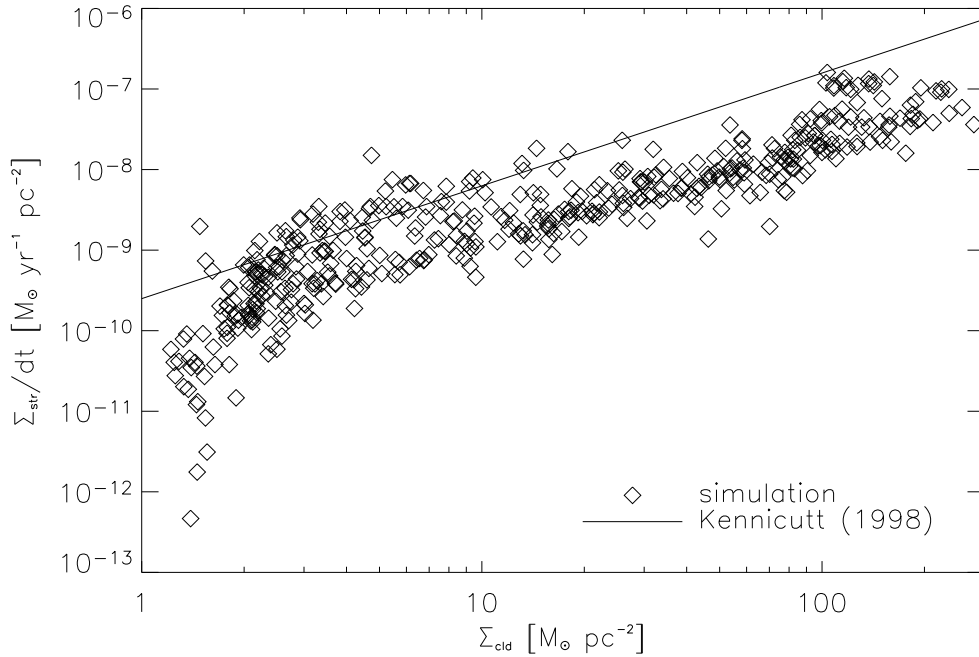


Abbildung 4.21: Das Sternentstehungsgesetz für Modell A52 (vgl. Abb. 4.16), das im Vergleich zum Referenzmodell deutlich flacher ist.

4.3.4 Sternentstehung

In den Modellen A31 und A32 wurde die Zeitskala für die Sternentstehung τ_{ia} (s. Abschnitt 3.9) auf 100 Myr bzw. 300 Myr gesetzt. Im wesentlichen liefern diese beiden Modelle die gleichen Ergebnisse wie das Referenzmodell. Dabei ist insbesondere die Änderung der Sternentstehungsrate deutlich geringer als man es von der einfachen Überlegung, dass die Sternentstehungsrate umgekehrt proportional zu τ_{ia} sein sollte, erwarten würde. Man sieht aber, dass in Modell A31 die Sternentstehungsrate am Anfang höher ist und dann stärker abfällt. Der Grund dafür ist, dass nur eine begrenzte Menge an Gas für Sternentstehung zur Verfügung steht.

Außerdem wurde in den Modellen A51 und A52 der Einfluss der Sternentstehungseffizienz untersucht. In beiden Modellen wurde ϵ dazu konstant auf 0.05 gesetzt. Zusätzlich wurde in Modell A52 auch das Druckkriterium $P_{\text{SF,lim}}$ nicht berücksichtigt. Beide Modelle verhalten sich relativ ähnlich, und zeigen auch in den meisten Eigenschaften gute Übereinstimmung mit dem Referenzmodell. Allerdings ist in den Modellen A51 und A52 ein deutlich flacheres Sternentstehungsgesetz (Gl. 3.35) mit $n = 1.2$ statt $n = 1.7$ zu beobachten (Abb. 4.21).

4.3.5 Metallizität

In den Modellen A41 bis A44 wurde die Metallizität Z geändert, was im wesentlichen die Kühlfunktion beeinflusst. In den Modellen A41 und A42 ist die Metallizität mit $Z = 1/100Z_{\odot}$ bzw. $Z = 1/10Z_{\odot}$ sehr gering, und im Vergleich

mit solarer Metallizität unterscheidet sich die Kühlfunktion insbesondere bei Temperaturen von $10^5 - 10^6$ K. Dementsprechend ist auch der Anteil an heißem Gas in diesen Modellen mit bis zu 32% am höchsten. Auch der Volumenfüllfaktor ist mit ca. 70-80% deutlich höher. Die Modelle A43 und A44 haben mit $Z = 0.5Z_{\odot}$ bzw. $Z = 1.5Z_{\odot}$ nur eine geringfügig andere Metallizität. Diese beiden Modelle zeigen dann auch keine wesentlichen Unterschiede zum Referenzmodell.

4.3.6 Teilchenauflösung

Es wurden auch einige Rechnungen mit unterschiedlicher Teilchenauflösung durchgeführt. In Modell A01 wurde die Anzahl der SPH-Teilchen verdoppelt und in den Modellen A02 und A03 wurde die 2.5-fache Zahl an Stern- und Wolkeneteilchen benutzt. Dabei wurde in A03 zusätzlich auch mit der doppelten Anzahl an SPH-Teilchen gerechnet. Bis auf die Sternentstehungsrate in Modell A03 zeigen diese Modelle kaum Unterschiede im Vergleich mit dem Referenzmodell. Nur die Evaporationsraten sind im Zeitraum bis zu 1 Gyr um einen Faktor 10–20 höher. Das ist dann auch die Erklärung für die niedrigere Sternentstehungsrate in Modell A03, bei dem dieser Effekt am stärksten auftritt. Da das evaporierte Material später nicht über Kondensation in die Wolkenphase zurück gelangt, steht es nicht für die Sternentstehung zur Verfügung.

Schließlich wurde auch noch ein Modell mit einem „live“ Teilchenhalo gerechnet, der aus 10^5 Teilchen besteht. Bei einem Faktor drei in der Teilchenzahl und einem Faktor sechs in der Masse sind die Halo-Teilchen damit um einen Faktor zwei massereicher als die Teilchen in der Scheibe. Das Modell mit dem Teilchenhalo unterscheidet sich in der Entwicklung praktisch nicht vom Referenzmodell. Nur bei der Geschwindigkeitsdispersion sieht man erwartungsgemäß, dass die Aufheizung durch einen zusätzlichen Beitrag der Haloteilchen größer ist. Bei $R = 8$ kpc sieht man für Sterne und Wolken gleichermaßen eine Erhöhung der Heizrate um ca. $0.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Gyr}^{-1}$ auf $1.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Gyr}^{-1}$ bzw. $-0.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Gyr}^{-1}$ (vgl. Abb. 4.14).

4.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Abschließend sollen an dieser Stelle die wichtigsten Ergebnisse der vorgestellten Rechnungen noch einmal kurz zusammengefasst werden:

- Die Entwicklung der Galaxie verläuft nach dem anfänglichen Kollaps der diffusen Gasphase im Gleichgewicht. Insbesondere die Scheibe ist dabei stabil.
- Im ISM kann man drei Phasen unterscheiden: die kalte Wolkenkomponente sowie eine warme und eine heiße diffuse Komponente. Das Massenverhältnis zwischen den beiden letztgenannten ist für die gesamte Ent-

wicklung nahezu konstant. Das heiße Gas findet man sowohl im Halo als auch in Blasen in der Scheibe.

- Die Sternentstehungsrate ist im Mittel etwa $1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ und nimmt mit der Zeit ab, weil die Wolkenmasse durch die Sternentstehung aufgebraucht wird. Die Sternentstehungseffizienz liegt bei 6%, kann im Zentrum aber Werte von bis zu 40% erreichen. Ein Schmidt-Gesetz kann mit einem Index $n \approx 1.7$ angepasst werden.
- Das Wolkenmassenspektrum kann mit einem Potenzgesetz mit dem Index $\alpha \approx -2$ wiedergegeben werden.
- Die Geschwindigkeitsdispersion der Sterne nimmt mit der Zeit zu, während sie sich für die Wolken im Zentrum verringert, dann über einen weiten Bereich konstant bleibt und schließlich weiter außen auch zunimmt. Für diese Heizung sind im wesentlichen numerische Effekte verantwortlich, aber die Streuung der Sterne an massereichen Molekülwolken hat ebenfalls einen Einfluss.
- Die Entwicklung der Galaxie ist im allgemeinen nicht sensitiv zur Wahl der Modellparameter, solange diese in einem physikalisch sinnvollen Rahmen gewählt werden.

Im folgenden Kapitel sollen diese Ergebnisse nun mit Beobachtungen und bisherigen numerischen Modellen verglichen werden.

+++ Divide By Cucumber Error. Please Reinstall Universe And Reboot +++

*Discworlds first computer error message in „Hogfather“,
Terry Pratchett*

Kapitel 5

Diskussion

Im vorherigen Kapitel wurden die Ergebnisse eines mit der Milchstraße vergleichbaren Galaxienmodells vorgestellt. Die Entwicklung der Galaxie wird durch ein komplexes Netzwerk von physikalischen Prozessen beschrieben, deren Einfluss im folgenden näher betrachtet werden soll. Insbesondere sollen dabei die Sternentstehung, Eigenschaften des ISM, die Geschwindigkeitsdispersion, das Wolkenmassenspektrum, die Stabilität der Galaxie und die Metallizität diskutiert werden. Dazu werden auch die Ergebnisse der durchgeführten Parameterstudie berücksichtigt.

5.1 Sternentstehung

Die Modellierung der Sternentstehung ist ein wichtiger Aspekt für die Entwicklung von Galaxien, was daraus deutlich wird, dass eine typische Scheibengalaxie bis heute etwa 90% ihrer baryonischen Materie von Gas in Sterne umgewandelt hat. Leider ist der Prozess noch nicht bis ins letzte Detail verstanden, daher muss man in Simulationen auf phänomologische Beschreibungen zurückgreifen, was zu Problemen führen kann. Bei der typischen Beschreibung der Sternentstehung z.B. bilden sich zu viele Sterne im jungen Universum.

In dieser Arbeit wurde ein neues Verfahren untersucht, bei dem die Sternentstehung für individuelle Molekülwolken beschrieben wird. Außerdem wird über eine variable Sternentstehungseffizienz die Möglichkeit zur Selbstregulierung gegeben. Dabei ergaben sich folgende Ergebnisse: In den meisten untersuchten Modelle ist die mittlere Sternentstehungsrate etwa $1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, wobei die mittlere Sternentstehungseffizienz ca. 6% beträgt. Außerdem wird ein Abfall der Sternentstehungsrate von einigen Sonnenmassen pro Jahr bis zu weniger als einer Sonnenmasse pro Jahr festgestellt. Dies stellt einen Widerspruch zu Beobachtungen dar, die eine eher konstante Sternentstehung zeigen

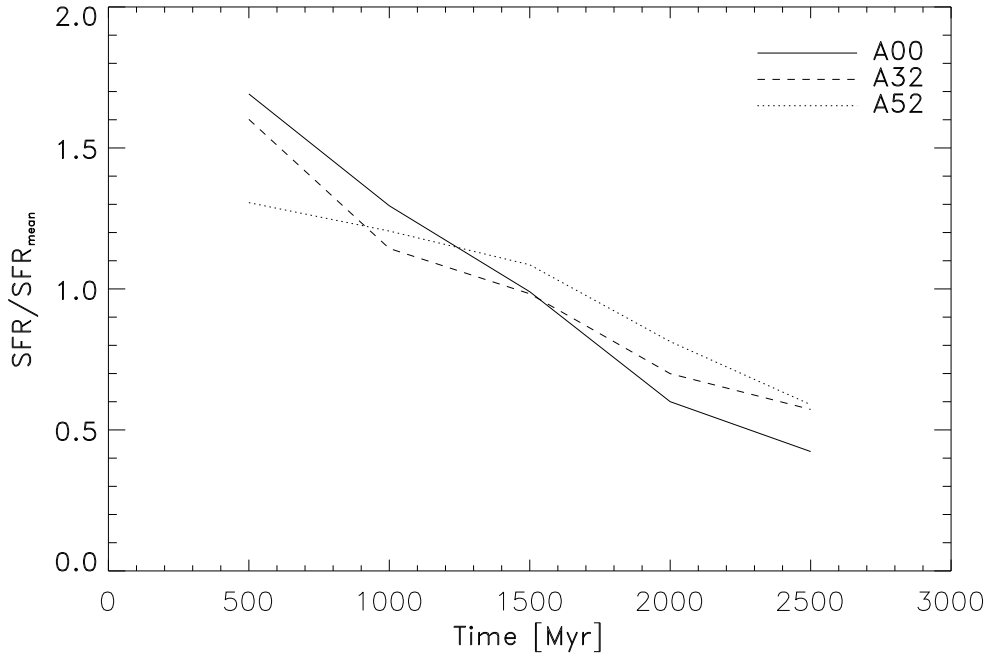


Abbildung 5.1: Normierte Sternentstehungsraten in den Modellen A00, A32 (längeres τ_{ia}) und A52 (konstantes ϵ) im Vergleich. Die Raten sind über 1 Gyr gemittelt. Der Abfall der Sternentstehungsrate ist im Referenzmodell am größten (Faktor 6 – 8) und im Modell mit konstanter Sternentstehungseffizienz am geringsten (Faktor 3).

(Rocha-Pinto et al. 2000). Diesen Effekt kann man auch in anderen numerischen Modellen sehen (z.B. Semelin & Combes 2002). Der Abfall in unseren Modellen kann mit Hilfe eines einfachen analytischen Modells durch den Verbrauch der Wolkenmasse erklärt werden. Ein Grund für den Unterschied zwischen Beobachtungen und unseren Modellen ist vermutlich, dass die Simulation keinen Einfall von Gas berücksichtigt, durch den die Sternentstehungsrate konstant gehalten werden könnte. Eine Einfallrate von etwa einer Sonnenmasse pro Jahr wäre dafür ausreichend, vorausgesetzt das einfallende Gas steht dem Sternentstehungsprozess zur Verfügung. Beobachtungen liefern einige Hinweise, dass so ein Einfall auch tatsächlich stattfindet. In der Milchstraße könnte z.B. durch die sogenannten *high-velocity clouds* Gas in ausreichender Menge einfallen (Blitz et al. 1999; Wakker et al. 1999). In anderen Galaxien beobachtet man neutralen Wasserstoff in weit über den optischen Teil der Galaxie ausgedehnten Gasscheiben (Broeils & van Woerden 1994), die als Vorrat für einen kontinuierlichen Einfall dienen könnten. Allerdings gibt es bisher keine Beobachtungen, die so ein Modell unterstützen. Der Abfall der Sternentstehungsrate ist in den Modellen mit konstanter Sternentstehungseffizienz weniger stark (Faktor 3 statt 6 – 8), weil der Kollaps der diffusen Phase in diesen Modellen keinen Einfluss auf Sternentstehungseffizienz haben kann. In den anderen Modellen erhöht sich durch den im Kollaps größeren Druck die Stern-

entstehungseffizienz, wodurch die Wolkenmasse noch schneller aufgebraucht wird. Auch Modelle mit einer längeren Sternentstehungszeitskala haben eine etwas konstantere Sternentstehungsrate (Faktor 4 – 5), da der Verbrauch der Wolkenmasse gleichmäßiger ist.

Die Sternentstehung wird auch von Änderungen in der Supernovaenergie (Modelle A11 bis A14) beeinflusst. Dabei wird die Rate, mit der Sterne gebildet werden, bei höheren Feedbackenergien niedriger, was auf Selbstregulierung hindeutet. Durch höhere Energien wird das Verhältnis von Kondensations- zu Evaporationsrate kleiner, d.h. es wird mehr Wolkenmaterial evaporiert, das dann nicht mehr für die Sternentstehung zur Verfügung steht. Dementsprechend ist dann auch die Masse der diffusen Phase größer. Allerdings tritt dieser Effekt vor allem während der ersten Milliarde Jahre der Entwicklung auf, wo der Kollaps der diffusen Phase sowieso schon zu höheren Evaporationsraten führt. Daher sollte die Selbstregulierung nochmal genauer an Modellen untersucht werden, in denen die diffuse Gasphase zu Beginn der Rechnung schon näher an dem Gleichgewichtszustand ist.

Auch das Massenspektrum der Wolken hat einen Einfluss auf die Sternentstehungsrate. Es zeigt sich, dass eine flache Massenfunktion zu höheren Sternentstehungsraten führt, was sich wie folgt begründen lässt: Der Anteil der Wolken mit einer Masse unterhalb der Massengrenze $M_{\text{SF,lim}}$ für Sternentstehung ist durch das Massenspektrum bestimmt (Abb. 4.20). Mit anderen Worten ist die Masse, die effektiv für die Sternentstehung zu Verfügung steht, durch das Massenspektrum bestimmt, und diese bei einem flachen Spektrum größer.

Das Sternentstehungsgesetz (Abb. 4.16) stimmt gut mit den Beobachtungen überein. Ein Schmidt-Gesetz (Gl. 3.35) kann an die Modelldaten angepasst werden, wobei sich der Index $n = 1.7 \pm 0.2$ ergibt. Kennicutt (1998) hat den Index des Schmidt-Gesetzes mit $n = 1.4 \pm 0.15$ bestimmt, wobei sich dieser Wert auf Gasdichten und Sternentstehungsraten bezieht, die über die gesamte Scheibe gemittelt wurden. Aber sowohl Kennicutt wie auch Wong & Blitz (2002) und Boissier et al. (2003) haben das Sternentstehungsgesetz auch in einzelnen Scheibengalaxien untersucht. Dabei wurden die Gasdichten und die Sternentstehungsraten wie für unser Modell bei verschiedenen Radien azimuthal gemittelt. Auf diese Weise wurden für n Werte zwischen 1.4 und 2 ermittelt, was noch etwas besser zu unseren Modellen passt.

Es sollte auch noch erwähnt werden, dass das Sternentstehungsgesetz in unserem Modell im wesentlichen unabhängig von den gewählten Parametern ist. Nur die beiden Modelle mit einer konstanten Sternentstehungseffizienz (A51 und A52) zeigen mit $n \approx 1.2$ ein anderes Verhalten. Und auch wenn das Ergebnis dieser Modelle den Beobachtungen nicht völlig widerspricht, so kann man doch zumindest sehen, dass die Rückkopplung durch die lokal variable Sternentstehungseffizienz wichtig ist.

Die Ergebnisse unserer Modelle stimmen auch mit den Untersuchungen von Köppen et al. (1995) überein, die gezeigt haben, dass die stellare Rück-

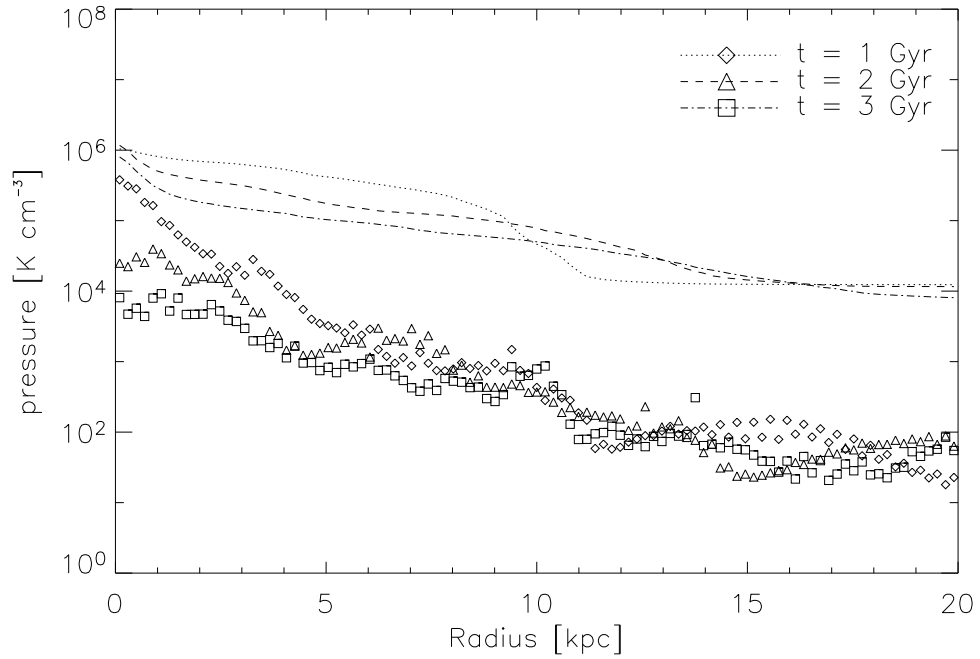


Abbildung 5.2: Radiale Druckprofile im Vergleich zum hydrostatischen Druck. Die Drücke (Symbole) sind zu verschiedenen Zeiten azimuthal über die Scheibe gemittelt worden. Der deutliche Unterschied zum hydrostatischen Druck (Linien) zeigt, dass die Scheibe in radialer Richtung überwiegend rotationsgestützt ist.

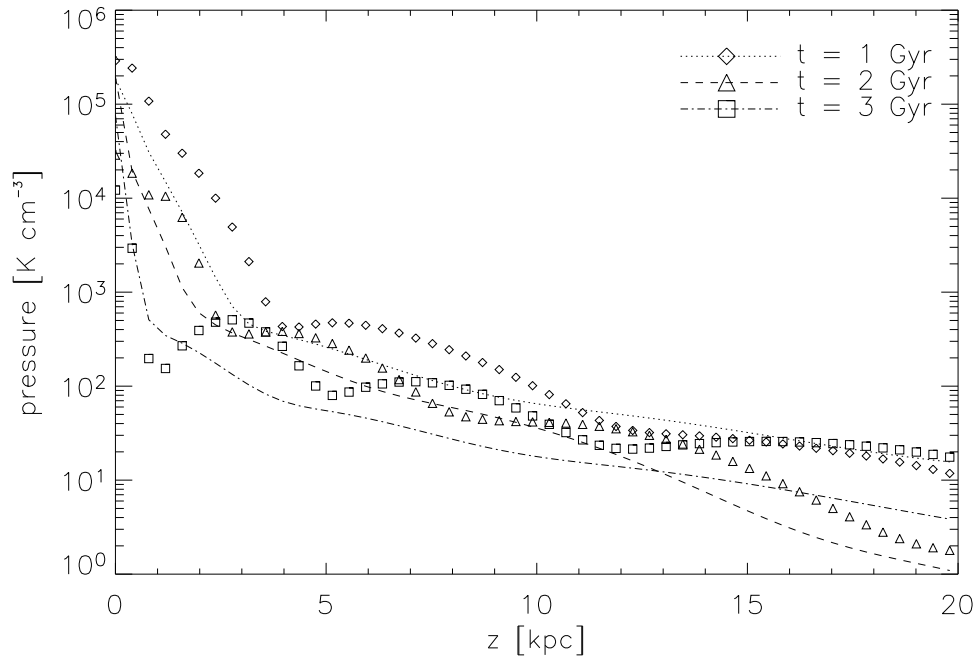


Abbildung 5.3: Vertikale Druckprofile im Vergleich zum hydrostatischen Druck. Die Drücke (Symbole) sind zu verschiedenen Zeiten in der xz -Ebene für $x \leq 1$ kpc gemittelt worden. Der thermische Druck folgt in etwa der Hydrostatik, aber es können sich auch deutliche Abweichungen ergeben.

kopplung zu einer selbstregulierten Sternentstehung führt, die einem Schmidt-Gesetz folgt. Allerdings berücksichtigen die Modelle von Köppen et al. nicht das Gravitationspotential der Galaxie und die Sternentstehungseffizienz ist eine Funktion der Temperatur. In unserem Modell ist die Sternentstehungseffizienz aber vor allem vom Druck abhängig, der auch durch das Galaxienpotential beeinflusst wird. Es bleibt die Frage, wie stark der Druck in der Scheibe von dynamischen Effekten, wie z.B. den beobachteten heißen Gasblasen abhängt. Die Variation der Sternentstehungseffizienz innerhalb der Scheibe (Abb. 4.15) zeigt zumindest, dass auch lokale Effekte eine Rolle spielen.

Dies wird auch durch einen Vergleich der radialen und vertikalen Druckprofile mit dem durch Dichteprofil und Potential vorgegebenen hydrostatischen Druck verdeutlicht (s. Abbildungen 5.2 und 5.3). Die Drücke P ergeben sich dabei aus den Dichte- und Temperaturprofilen (Abschn. 4.2.1) mit $P/k_b = nT$, die in radialer und vertikaler Richtung gemittelt sind (s. Abb. 4.8-4.11 sowie den zugehörigen Text für Details). Der hydrostatische Druck P_{hs} wird aus

$$\frac{\nabla P_{\text{hs}}}{\rho} = -\nabla \Phi_{\text{gal}} \quad (5.1)$$

bestimmt. Für das Potential Φ_{gal} der Galaxie wird das in den Anfangsbedingungen vorgegebene verwendet, d.h. Änderungen der Massenverteilung im Laufe der Entwicklung sind nicht berücksichtigt. Diese sind aber nur gering, und der dominante Anteil am Potential kommt vom Dunklen Halo, der sowieso als statisch angenommen wurde. In Abb. 5.2 sieht man, dass der Druck in radialer Richtung um zwei Größenordnungen niedriger ist als der hydrostatische Druck. Die Erklärung dafür ist die Rotation der Gasscheibe, die mit ca. 200 km s^{-1} nur wenig langsamer als die stellare Scheibe rotiert. Das bedeutet, dass die Gasscheibe überwiegend rotationsgestützt ist. Im Gegensatz dazu folgt das Gas in vertikaler Richtung dem hydrostatischen Druck, d.h. in vertikaler Richtung wird das Gas durch den thermischen Druck gestützt. In beiden Fällen kann man auch deutliche Fluktuationen im Druck sehen, die etwa eine halbe Größenordnung ausmachen können. Dadurch werden die beobachteten Variationen in der Sternentstehungseffizienz verursacht, wobei auch noch anzumerken ist, dass es sich bei den Druckprofilen um gemittelte Werte handelt, d.h. die Schwankungen können lokal auch eine Größenordnung oder mehr betragen.

Zusammenfassend soll festgehalten werden, dass das hier vorgestellte Verfahren zur Behandlung der Sternentstehung eine gute Alternative zu bisherigen Ansätzen liefert. Die lokale Beschreibung der Sternentstehung in einzelnen Molekülwolken entspricht dabei auch den Beobachtungen.

5.2 Das Multiphasen-ISM

Das ISM in unseren Modellen kann in drei Phasen unterteilt werden: Molekülwolken, eine warme und eine heiße diffuse Komponente. In allen Model-

len ist der Anteil des ISM an der Gesamtmasse der baryonischen Materie bei etwa 7% (Tab. 4.5). Das Verhältnis zwischen der Masse der Wolken und des diffusen Gases wird hauptsächlich durch Kondensation und Evaporation bestimmt. Das Verhältnis ist z.B. näher an 1, wenn die Evaporationsrate durch höherer Supernovaenergie (Modelle A12-A14) oder aufgrund weniger effizienter Kühlung (A41 und A42) erhöht ist. Zwischen 80 und 90% des diffusen Gases findet man in einer warmen Scheibe, während etwa 15% im Halo als heißes Gas verbleiben. In dem Modell A41 mit geringer Metallizität ist dieser Anteil allerdings um einen Faktor 2 größer. Ein anderes Modell einer Scheibengalaxie wird von Samland & Gerhard (2003) vorgestellt. Die Rechnungen werden mit einem 3d-chemo-dynamischen Code gemacht, der zwar auf anderen numerischen Verfahren basiert, aber die physikalischen Prozesse in ähnlicher Weise beschreibt. In dem Modell ist das Verhältnis zwischen der Masse der Wolken und des diffusen Gases mit unserem Ergebnis vergleichbar. Die Autoren berichten außerdem auch von heißem Gas im Halo, für das aber keine Masse angegeben wird. Auch Semelin & Combes (2002) haben ähnliche Rechnungen durchgeführt und die Entstehung einer Galaxie aus einer reinen Gasscheibe simuliert. Am Ende der Entwicklung finden sie etwa die gleiche Masse in den Wolken und im diffusen Gas. Dies könnte darin begründet sein, dass in ihren Modellen der Phasenübergang innerhalb des ISM anders behandelt wird. Anstelle von Kondensation wird der Übergang von der diffusen Phase zu den Wolken direkt an die Temperatur geknüpft, d.h. das Gas bildet unterhalb einer Grenztemperatur Wolken. Und statt Evaporation wird Wolkenmaterial bei der Sternentstehung direkt aufgeheizt und verdampft. Nach Köppen et al. (1998) bestimmt aber das Verhältnis von Kondensations- und Evaporationsraten die Massenverhältnisse im ISM.

Die in unseren Modellen gefundenen Kondensations- und Evaporationsraten zwischen 0.1 und $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ sorgen auch für eine Durchmischung des ISM. Allerdings ist dieser Prozess mit Zeitskalen von $1 - 10$ Gyr vergleichsweise langsam. Wenn man annimmt, dass die Anreicherung mit Metallen im wesentlichen durch Supernovae vom Typ II geschieht und die Metalle zunächst in der heißen Gasphase deponiert werden, dann würde das heiße Gas aufgrund des langsamen Durchmischens höhere Häufigkeiten aufweisen als die Wolken.

Das heiße Gas in der Scheibe, das man im Zentrum und auch in heißen Blasen weiter außen finden kann, hat einen Volumenfüllfaktor zwischen 0.3 und 0.4 . Laut Dettmar (1993) beobachtet man in der Milchstraße einen Volumenfüllfaktor von 0.5 , aber dieser Wert ist auch mit großen Unsicherheiten behaftet. In ihrem Dreiphasen-Modell vom ISM haben McKee & Ostriker (1977) noch Füllfaktoren von 0.7 oder größer vorhergesagt. Eine Arbeit von Norman & Ikeuchi (1989), die den Ausfluss von heißem Gas in den Halo in sogenannten *chimneys* berücksichtigt, sagt aber niedrigere Werte von 0.2 für den Füllfaktor voraus. Dieser Wert stimmt deutlich besser mit unseren Ergebnissen überein und zudem kann in unseren Modellen auch ein Ausfluss in Halo beobachtet werden. Eine gute Übereinstimmung ergibt sich auch mit

numerischen Modellen von de Avillez (2000). In diesen drei-dimensionalen Modellen wird ein Ausschnitt aus der galaktischen Scheibe simuliert, der durch den Energieeintrag von Supernovae geheizt wird. Die Heizraten in beiden Modellen sind vergleichbar (etwa eine Supernova alle 100 Jahre, so wie es auch in der Milchstraße beobachtet wird (Cappellaro et al. 1999)). Der resultierende Füllfaktor für heißes Gas mit mehr als 10^4 K beträgt bei de Avillez (2000) 0.4. Oey & Clarke (1997) untersuchen die Entwicklung von solchen Blasen in analytischen Modellen, die eine adiabatische Expansion der Schale annehmen. In diesen Modellen expandieren die Schalen für etwa 40 Myr und erreichen dabei charakteristische Radien von 1.3 kpc. Beide Werte stimmen gut mit den Beobachtungen in unserem Modell überein. Die Zeitskala für die Entwicklung ist dabei stark an die Lebensdauer der massereichen Sterne gekoppelt. Die letzten Supernovae einer Sternpopulation explodieren knapp 40 Myr nach der Geburt der Sterne. Sobald die Heizung stoppt, kann das heiße Gas in wenigen Millionen Jahren abkühlen und die Blase verschwindet.

Betrachtet man die Abhängigkeit des Volumenfüllfaktors von der Supernovaenergie (Abb. 5.4), dann sieht man keine allzu starke Abhängigkeit. Generell ist der Füllfaktor bei höheren Energien größer, aber der Unterschied zwischen Modell A11 mit der niedrigsten und A13 mit der zweithöchsten Energie beträgt weniger als 0.2. Dabei muss man aber beachten, dass die Sternentstehungsrate in diesen Modellen nicht gleich ist. Aus diesem Grund ist der Füllfaktor in Modell A14 auch niedriger als in A13. Für einen besseren Vergleich wurden deshalb die mittleren Sternentstehungsraten $\bar{\Psi}_{\text{SF}}$ und Füllfaktoren \bar{f} für das letzte 1 Gyr der Entwicklung bestimmt. Dann kann man die mittlere Rate des Energieeintrags \bar{e}_{SN} durch Supernovae mit

$$\bar{e}_{\text{SN}} = \bar{\Psi}_{\text{SF}} \cdot \eta_{\text{HMS}} \cdot \epsilon_{\text{SN}} / \bar{m}_{\text{HMS}} \quad (5.2)$$

bestimmen, wobei $\eta_{\text{HMS}} = 0.09$ und $\bar{m}_{\text{HMS}} \approx 16 M_{\odot}$ der Massenanteil und die mittlere Masse von massereichen Sternen sind, die durch die IMF (Gl. 3.1) gegeben sind. In Abb. 5.5 ist \bar{f} in Abhängigkeit von \bar{e}_{SN} dargestellt. Man sieht, dass sich der Füllfaktor von ca. 0.3 auf etwa 0.45 ändert, wenn man den Energieeintrag um einen Faktor 5 variiert. Außerdem scheint ein linearer Zusammenhang zwischen Energieeintrag und Füllfaktor zu bestehen. Dies erscheint sinnvoll, wenn man annimmt, dass die Masse des heißen Gases linear vom Energieeintrag abhängt. Die eher moderate Abhängigkeit des Füllfaktors vom Energieeintrag lässt sich dadurch erklären, dass ein großer Teil des zusätzlich erhitzten Gases in den Halo strömt. Die Zahlen für die Gasmassen in Tab.4.5 bestätigen dies. Außerdem beobachten de Avillez & Breitschwerdt (2004) in ihren Rechnungen den gleichen Effekt.

In Abb. 5.6 ist die Entwicklung des Füllfaktors bei verschiedenen Metallizitäten gezeigt. Bei niedrigen Metallizitäten machen sich dabei die längeren Kühlzeitskalen bemerkbar und der Füllfaktor sinkt nur langsam auf Werte ab, die bis zu etwa 80% reichen können. Betrachtet man die mittleren Füllfaktoren \bar{f} , dann sieht man auch hier einen linearen Zusammenhang zwischen $\log Z/Z_{\odot}$

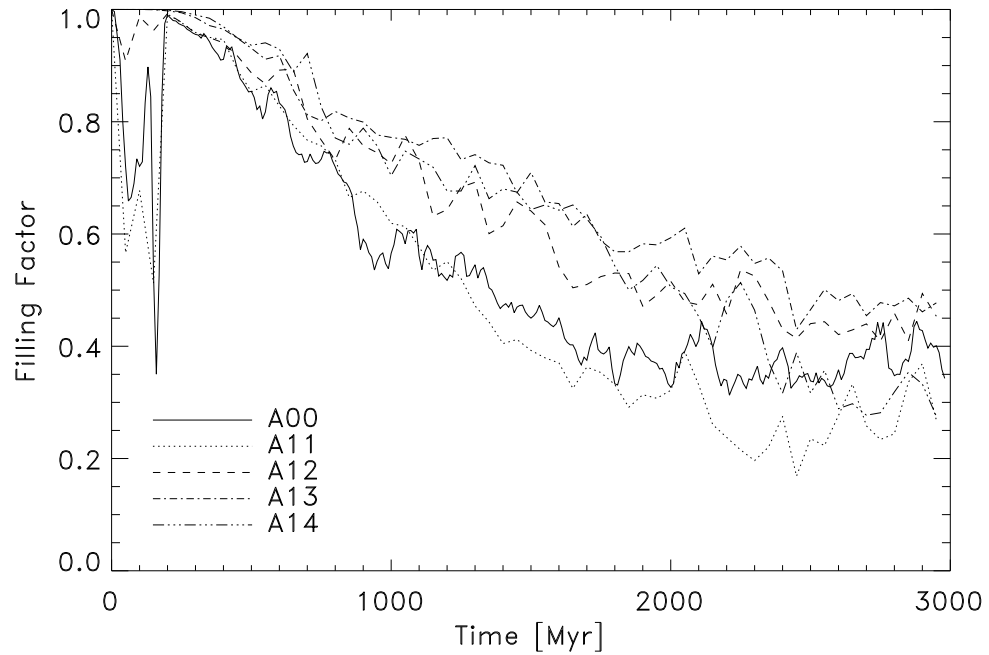


Abbildung 5.4: Volumenfüllfaktoren für verschiedene Supernovaenergien ϵ_{SN} . Die zeitliche Entwicklung ist in allen Fällen ähnlich, allerdings ist der Füllfaktor bei höheren Energien etwas höher.

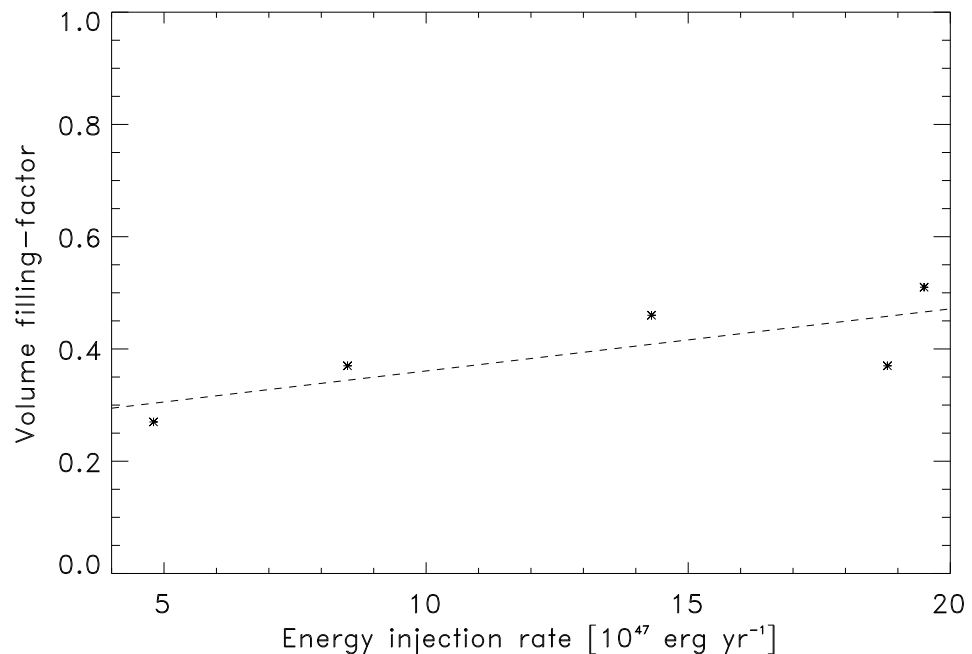


Abbildung 5.5: Volumenfüllfaktor als Funktion der Rate des Energieeintrags. Der Füllfaktor ändert sich von ca. 0.3 auf etwa 0.45, wenn man den Energieeintrag um einen Faktor 5 variiert. Die gestrichelte Gerade deutet einen linearen Trend an.

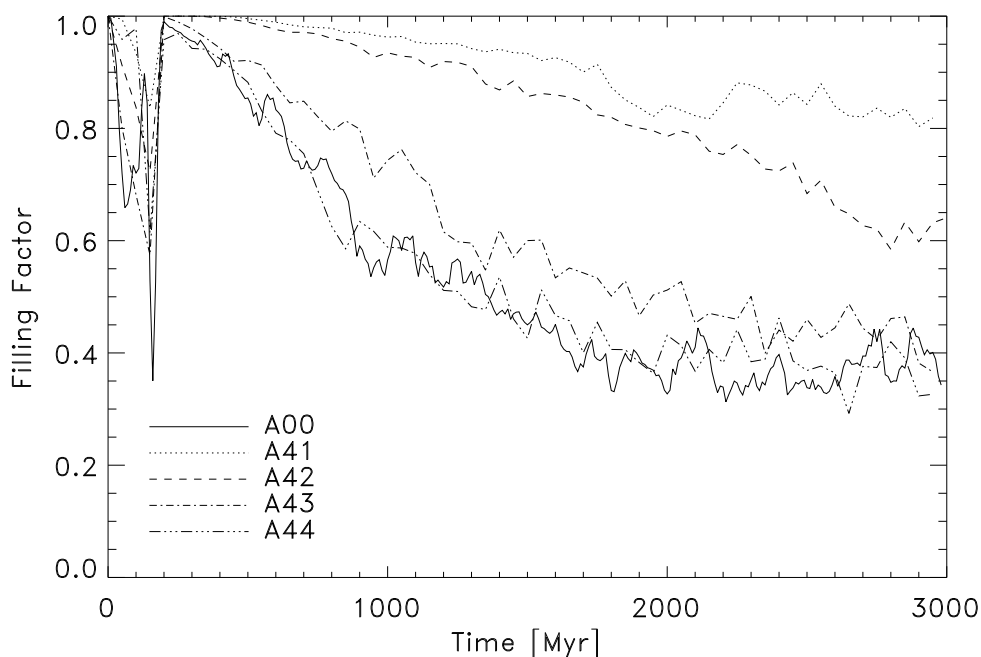


Abbildung 5.6: Volumenfüllfaktoren für verschiedene Metallizitäten Z . Bei niedrigen Metallizitäten machen sich die längeren Kühlzeitskalen bemerkbar und der Füllfaktor sinkt nur langsam auf Werte ab, die bis zu etwa 80% reichen können.

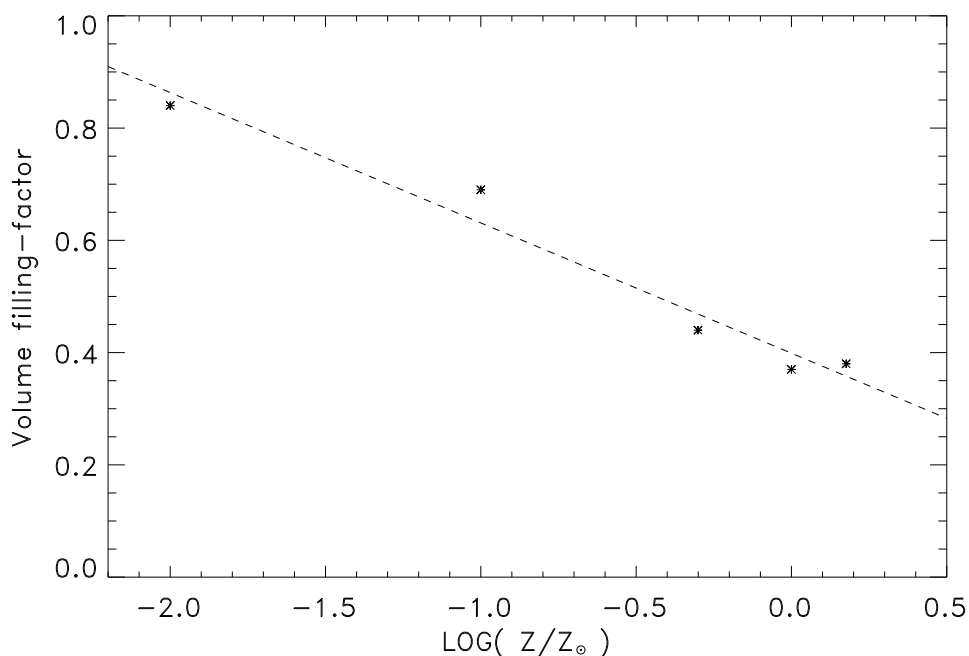


Abbildung 5.7: Volumenfüllfaktor als Funktion der Metallizität. Der Füllfaktor verdoppelt sich bei einer Variation der Metallizität um zwei Größenordnungen. Die gestrichelte Gerade deutet einen linearen Trend mit $\log Z$ an.

und \bar{f} . Die Abhängigkeit ist in diesem Fall stärker, was daran liegt, dass bei niedrigen Metallizitäten auch insgesamt mehr heißes Gas vorhanden ist.

5.3 Massenfunktion der Wolken

Die Massenfunktion der Wolken in unserem Referenzmodell hat eine Steigung von $\alpha = -2$. In Beobachtungen zeigen die Massenspektren mit $\alpha \approx -1.5$ einen flacheren Verlauf (z.B. Sanders et al. 1985), wobei es auch einige Beobachtungen mit größeren Werten gibt. Z.B. finden Brand & Wouterloot (1995) $\alpha \approx -1.8$, was besser mit dem Referenzmodell übereinstimmt.

Auch theoretische Modelle von Field & Saslaw (1965) über Koagulation haben $\alpha = -1.5$ vorhergesagt. Diese Modelle berücksichtigen auch die Fragmentation von Wolken durch Sternentstehung. Im Gegensatz zu unserem Modell findet Sternentstehung nur statt, wenn die Wolken eine obere Massengrenze erreichen. Außerdem haben die neuen Wolkenfragmente immer die niedrigste mögliche Masse, während bei uns die Masse der Fragmente durch die Anzahl der Fragmente (typischerweise vier) gegeben ist. In einem dem von Field & Saslaw ähnlichen Koagulation-Modell, das aber zusätzlich auch eine Masse-Radius-Beziehung der Form (3.4) berücksichtigte, fand Elmegreen (1989) ein Massenspektrum mit $\alpha = -2$. Zusammenfassend kann man also feststellen, dass das Massenspektrum in unserem Modell gut mit theoretischen Modellen übereinstimmt und mit den Beobachtungen zumindest nicht im Widerspruch ist.

In den Modellen A21 und A22 wurde die Masse-Radius-Beziehung geändert, indem in Gl. (3.4) der Wert für A_{cld} auf 100 bzw. 25 gesetzt wurde. Nach Silk & Takahashi (1979) sollte die Massenfunktion der Wolken unabhängig von A_{cld} sein. Bei Modell A22 scheint dies der Fall zu sein. Zwar ist das Massenspektrum mit $\alpha = -2.1$ ein bisschen steiler, aber wenn man den Fehler von 0.2 bei der Bestimmung von α berücksichtigt, ist der Unterschied nicht signifikant. Dies ist bei Modell A21 anders, bei dem sich das Massenspektrum mit $\alpha = -1.5$ deutlich von dem des Referenzmodells unterscheidet. Alle drei Massenspektren unterscheiden sich außerdem noch in der Anzahl der Wolken, die sich unterhalb des Massenlimits $M_{\text{SF,lim}}$ für Sternentstehung befinden (Abb. 4.20).

Dieses Verhalten der Massenspektren kann durch die Betrachtung der Zeitskalen der beteiligten Prozesse erklärt werden. Die Fragmentation der Wolken geschieht auf der Zeitskala der Sternentstehung, die durch den Parameter $\tau_{\text{ia}} = 200$ Myr gegeben ist. Die Zeitskala für Wolkenstöße ist durch den Ausdruck $\tau_{\text{coll}} = 1/(n_{\text{cld}}\sigma_{\text{cld}}A_{\text{cr}})$ gegeben. Dabei ist n_{cld} die Anzahldichte der Wolken und σ_{cld} ihre Geschwindigkeitsdispersion. Der Stoßquerschnitt A_{cr} ist proportional zu r_{cld}^2 bzw. A_{cld}^2 . Mit den entsprechenden Werten aus dem Referenzmodell bekommt man dann $\tau_{\text{coll}} \approx 300$ Myr. Im Referenzmodell A00 ist der Fragmentationsprozess also etwas schneller als die entgegenwirkende Ko-

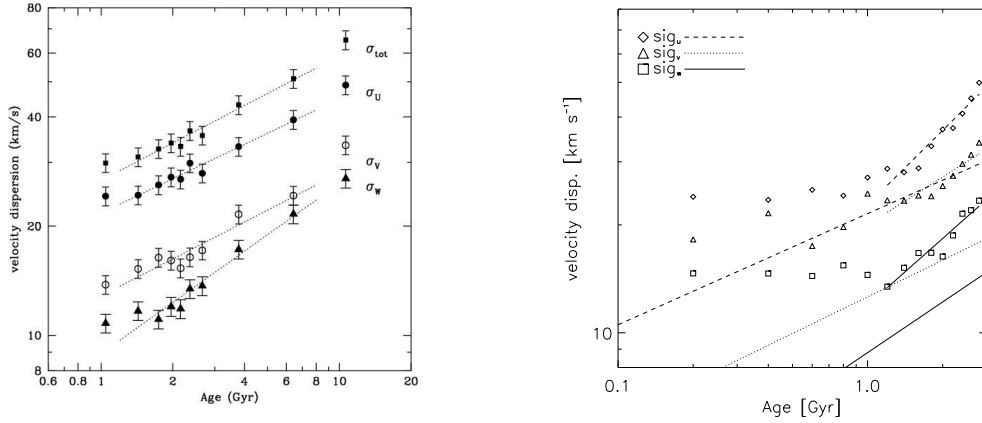


Abbildung 5.8: Die Alters-Geschwindigkeits-Beziehung aus Beobachtungen der Sonnenumgebung (links, aus Nordström et al. (2004) übernommen) und aus dem Modell A00 (rechts). Die verschiedenen Symbole zeigen die Beobachtungs- bzw. Modelldaten für die Geschwindigkeitsdispersion in radialer (σ_u), ϕ - (σ_v) und z -Richtung (σ_w). Im linken Diagramm zeigen die Geraden angepasste Potenzgesetze. Die selben Potenzgesetze sind zum Vergleich rechts als lange Geraden zu sehen. Die kürzeren Geraden (von 1 – 3 Gyr) sind an die Modelldaten angepasste Potenzgesetze, die im Vergleich zu den Beobachtungen einen steileren Verlauf erkennen lassen.

agulation. Und in Modell A22 ist das Verschmelzen der Wolken aufgrund des kleineren A_{cld} noch langsamer. Dadurch nimmt die Anzahl der Wolken mit den geringsten Massen unterhalb der Massengrenze $M_{\text{SF,lim}}$ zu. Im Gegensatz dazu ist der Koagulationsprozess in Modell A21 wegen des größeren A_{cld} schneller als die Fragmentation aufgrund von Sternentstehung. Dadurch findet man weniger massearme Wolken und das Massenspektrum wird insgesamt flacher. Der scheinbare Widerspruch zu den Modellen von Silk & Takahashi (1979), nach denen α nicht von A_{cld} abhängen sollte, kann also durch den unterschiedlichen Fragmentationsprozess erklärt werden.

Höhere Supernovaenergien führen ebenfalls zu einer steileren Wolkenmassenfunktion. Dies kann wie folgt verstanden werden: Die kinetische Energie der Wolkenfragmente hängt von der Supernovaenergie ab. Bei höherer Supernovaenergie haben auch die Fragmente eine höhere kinetische Energie. In diesem Fall ist weniger wahrscheinlich, dass die Fragmente nach dem Sternentstehungsprozess noch gravitativ gebunden sind. Damit wird gleichzeitig im Vergleich zu gebundenen Wolkenfragmenten auch die Wahrscheinlichkeit verringert, dass es zu einer Rückverschmelzung der Wolke kommt.

5.4 Geschwindigkeitsdispersion

Beobachtungen von Sternen in der Scheibe der Milchstraße zeigen eine Alters-Geschwindigkeits-Beziehung (AVR - *age-velocity relation*), die zeigt, dass die Sterne mit zunehmendem Alter eine höhere Geschwindigkeitsdispersion haben (Abb. 5.8, links). Diese AVR wird meistens als Heizung interpretiert. Verschiedene Mechanismen, die als wesentliche Heizprozesse in Frage kommen, sind vorgeschlagen worden (z.B. Hänninen & Flynn 2002, 2004): Störungen durch große Molekülwolken, Streuung an transienten Spiralarmen, massereiche, kompakte Haloobjekte (Schwarze Löcher) oder der Einfall von Satelliten. In N-Körper-Simulationen können neben diesen physikalischen Heizprozessen auch numerische Effekte eine Rolle spielen: Eine Möglichkeit ist die Zwei-Körper-Relaxation, die in direkten N-Körper-Rechnungen für gewöhnlich verstärkt ist, weil man mit weniger Teilchen rechnet, als das physikalische System eigentlich aufweist. Auch eine ungeschickte Wahl der Anfangsbedingungen, z.B. wenn die Boltzmann-Gleichung nicht erfüllt ist, kann zu einer scheinbaren Aufheizung führen.

Nordström et al. (2004) haben kürzlich ein großen Satz an Daten für etwa 14 000 Sterne in der Sonnenumgebung veröffentlicht. Aus diesen Daten konnten sie u.a. auch eine AVR bestimmen (Abb. 5.8, links). Diese zeigt über einen Zeitraum von etwa 10 Gyr eine gleichmäßige Heizung in radialer Richtung (σ_u), in Richtung der galaktischen Rotation (ϕ -Richtung, σ_v) und senkrecht zur Scheibe (z -Richtung, σ_w), wobei die Heizung in z -Richtung am stärksten ist. Eine Anpassung eines Potenzgesetzes an die Daten ergibt für σ_u , σ_v und σ_w die Exponenten 0.31, 0.34 bzw. 0.47, die im folgenden als Heizungskoeffizienten bezeichnet werden sollen.

Auch in unseren Modellen kann eine AVR beobachtet werden (Abb. 5.8, rechts). Dazu werden zunächst alle während der Rechnung entstandenen Sterne betrachtet, die sich am Ende der Simulation in einem Ring zwischen 7 und 10 kpc befinden. Dieser Ring wurde als ein Kompromiss zwischen der beobachteten Sonnenumgebung und einer genügend großen Anzahl an Sternteilchen (ca. 30 000) gewählt. Dann werden die nach Alter sortierten Teilchen in Intervallen von 400 Myr zusammengefasst und schließlich für diese die drei Komponenten der Geschwindigkeitsdispersion bestimmt. Die resultierende AVR zeigt für Sterne mit einem Alter von 1 – 3 Gyr eine Heizung, die aber im Vergleich zu den Beobachtungen stärker ist. Sterne mit einem Alter unter einer Milliarde Jahren haben dagegen eine mehr oder weniger konstante Geschwindigkeitsdispersion. Ein Vergleich mit Beobachtungen ist allerdings nicht möglich, da für diesen Zeitraum (Alter kleiner als 1 Gyr) keine Daten vorliegen. Außerdem erscheint eine Extrapolation der angepassten Potenzgesetze für diesen Bereich fragwürdig. Eine Anpassung von Potenzgesetzen an die Modelldaten für Alter über 1 Gyr ergeben sich Heizungskoeffizienten von 0.69 (σ_u), 0.44 (σ_v) und 0.62 (σ_w), die deutlich größer sind als die beobachteten.

In unseren Simulationen ist ein Teil der Heizung auf die künstlich verstärkte

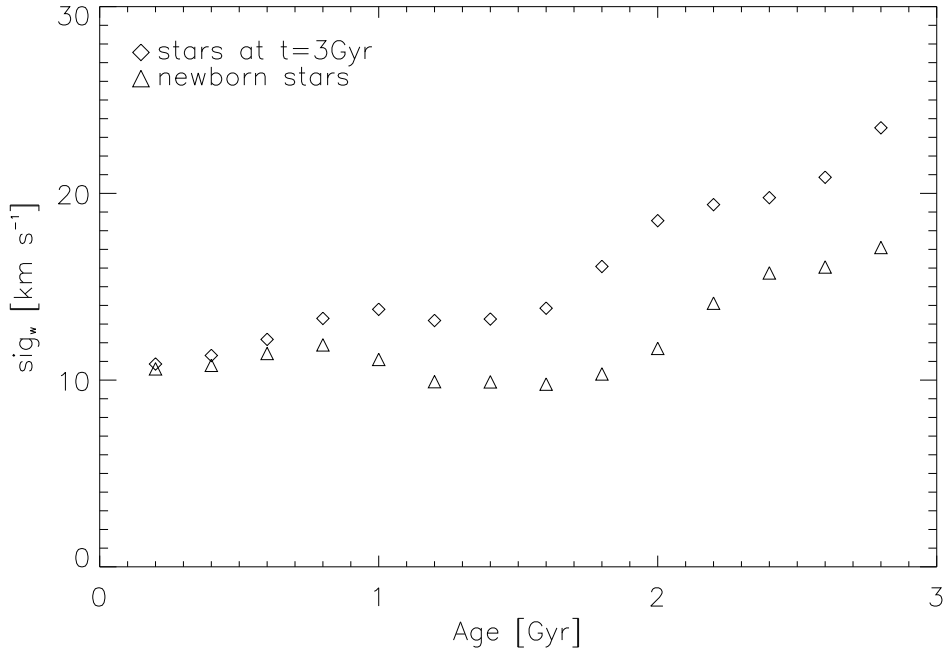


Abbildung 5.9: Die Geschwindigkeitsdispersion in z -Richtung der Sterne am Ende der Simulation ($t = 3$ Gyr) im Vergleich zur Geschwindigkeitsdispersion zum Zeitpunkt der Geburt derselben Sterne. Aufgrund von Dissipation in der Wolkenphase entstehen jüngere Sterne mit einer niedrigeren Geschwindigkeitsdispersion. Ein Teil der in unseren Modellen beobachteten Heizung in der AVR kann durch diesen Effekt erklärt werden.

Zwei-Körper-Relaxation zurückzuführen. In der zum Vergleich durchgeführten reinen N-Körper-Rechnung ist von den oben genannten physikalischen Mechanismen nur die Heizung an transiente Spiralarmlen verfügbar, aber diese ist nur sehr schwach ausgeprägt. Daraus schließen wir, dass die Heizung in der reinen N-Körper-Simulation hauptsächlich durch Zwei-Körper-Relaxation geschieht. Im Vergleich mit Referenzmodell A00 ergibt sich, dass mindestens 75% der beobachteten Heizrate ebenfalls auf diesen Effekt zurückzuführen sind. In diesem Modell steht als zusätzlicher Heizprozess auch die Streuung an Molekülwolken zur Verfügung, da die Wolken in diesem Modell ein realistisches Massenspektrum aufweisen. Allerdings können auch Stern-Stern-Wechselwirkungen eine größere Rolle spielen, da die Sternteilchen sich auch um zwei Größenordnungen in der Masse unterscheiden können. Außerdem haben Hänninen & Flynn (2002) in Simulationen den Heizungskoeffizienten von Molekülwolken mit etwa 0.2 – 0.25 bestimmt, d.h. dieser Prozess kann die Heizung in unseren Modellen nur teilweise erklären.

Wir beobachten in unseren Modellen auch, dass die Geschwindigkeitsdispersion in der Wolkenkomponente mit der Zeit abnimmt (Abb. 4.13). Folglich werden jüngere Sterne auch mit einer geringeren Geschwindigkeitsdispersion geboren, wie Abb. 5.9 bestätigt. Dadurch wird die aus Beobachtungen abge-

leitete benötigte Heizung für ältere Sterne überschätzt. Umgekehrt kann man die Dissipation in der Gasphase als weiteren Heizprozess interpretieren, wie es auch Rocha-Pinto et al. (2004) vorgeschlagen haben. Dieser Effekt ist allerdings am stärksten zu Beginn der Simulation (bei Altern von 2–3 Gyr). Danach scheint bei Geschwindigkeitsdispersionen von ca. 10 km s^{-1} ein Gleichgewicht zwischen Dissipation und Heizung erreicht worden zu sein. Damit würde die Stärke dieses Effekts von den Anfangsbedingungen, sprich der anfänglichen Geschwindigkeitsdispersion der Wolkenkomponente, abhängen.

Insgesamt muss man feststellen, dass die Heizung in unseren Modellen von numerischen Effekten dominiert wird. Man kann abschätzen, dass maximal ca. 25% der beobachteten Heizung auf die Streuung an Wolken zurückzuführen ist. Außerdem zeigt sich qualitativ, dass auch die Dissipation in der Wolkenphase einen Beitrag zur „Heizung“ liefern kann. Diese alternative Möglichkeit wurde bisher kaum untersucht. Man kann dies auch nur durch Simulationen machen, da man für die Milchstraße keine Informationen über die Kinematik älterer Sternenerationen zum Zeitpunkt ihrer Geburt bekommen kann. Um diesen Effekt in weiteren Simulation zu betrachten, muss man aber die Teilchenzahl um eine Größenordnung oder mehr erhöhen. Nur dadurch ist es möglich, die numerische Heizung zu unterdrücken. Außerdem sollten solche Rechnungen nach Möglichkeit auch einen längeren Zeitraum der Entwicklung abdecken. Die erforderliche Rechenzeit für diese Simulationen wäre aber in der Größenordnung von CPU-Monaten.

5.5 Instabilitäten in der Scheibe

Im Gegensatz zur Milchstraße sind unsere Modelle alle relativ stabil gegenüber nicht-achsensymmetrischen Störungen. Es entstehen z.B. im Zentrum keine Balken und es treten auch nur schwache, transiente Spiralstrukturen auf. Der Grund hierfür liegt in erster Linie in den Anfangsbedingungen, die so gewählt worden sind, dass die Scheibe dynamisch stabil ist. Aufgrund der verhältnismäßig hohen Geschwindigkeitsdispersion, die fast um einen Faktor 2 größer ist als in der Milchstraße (s. Abb. 5.8), ist der Toomre-Parameter Q immer größer als $\sqrt{3} \sim 1.7$. Nach Polyachenko et al. (1997) ist damit der kritische Wert für flache Gasscheiben nicht unterschritten und es treten keine Instabilitäten auf. Dieses Ergebnis ist auch in Übereinstimmung mit den rein stellardynamischen Rechnungen von Kuijken & Dubinski (1995).

Die Stabilität der Scheibe wird auch nicht durch die zusätzlichen physikalischen Prozesse beeinflusst, wobei insbesondere Dissipation dazu führen könnte, dass eine Scheibe instabil wird. So wird z.B. durch Wolkenstöße die Geschwindigkeitsdispersion in einem Ring von 7 – 9 kpc um etwa einen Faktor 2 verringert. Gleichzeitig reduziert sich aber auch die Oberflächendichte der Wolken durch Sternentstehung und Massenfluss zum Zentrum um einen Faktor 3. Unter der Annahme, dass man die Wolken als ein dynamisch entkoppeltes Sy-

stem betrachten kann, wird der Toomre-Parameter für dieses Subsystem also um ca. 50% größer. Damit wird die Scheibe mit der Zeit sogar weniger anfällig für Instabilitäten. Dieses Ergebnis ist auch unabhängig von der verwendeten Teilchenauflösung.

5.6 Metallizität

In den Modellen A41 bis A44 wurde der Einfluss der Metallizität auf die Entwicklung der Galaxie untersucht. In den beiden Modellen, in denen die Metallizität nur geringfügig geändert wurde, ergaben sich keine wesentlichen Änderungen zum Referenzmodell. Dies ist deshalb von Bedeutung, weil es zeigt, dass die Näherung konstanter Metallizität keinen entscheidenden Einfluss auf die Ergebnisse hat. Das ergibt sich aus einer einfachen Abschätzung: Geht man von einer Gasmasse von $7 \cdot 10^9 M_{\odot}$ mit solarer Metallizität (2%) und einer Sternentstehungsrate von $2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ aus, dann bleiben nach drei Milliarden Jahren $1 \cdot 10^9 M_{\odot}$ an Gas übrig. Dazu kommt das von den Sternen zurückgegebene Gas, das mit zusätzlichen Metallen angereichert ist. Von den massereichen Sternen über $8 M_{\odot}$, die etwa 10% der Masse der gebildeten Sterne tragen und diese zum größten Teil auch wieder verlieren, werden etwa $0.6 \cdot 10^9 M_{\odot}$ zurückgegeben, wobei man für dieses Gas eine Metallizität von 4% annehmen kann. Diese insgesamt $1.6 \cdot 10^9 M_{\odot}$ an Gas haben dann eine Metallizität von 2.8%. Berücksichtigt man außerdem noch die etwa $1.4 \cdot 10^9 M_{\odot}$ an Gas, das von den Sternen unterhalb von $8 M_{\odot}$ zurückgegeben wird und praktisch nicht mit Metallen angereichert wird, dann ändert sich die Metallizität sogar nur um 0.4% oder $2/10 Z_{\odot}$. Änderungen in dieser Größenordnung sind durch die in den Modelle A43 und A44 gewählten Metallizitäten $Z = 1/2 Z_{\odot}$ bzw. $Z = 1.5 Z_{\odot}$ abgedeckt. Damit bestätigt dieses Ergebnis also, dass die Metallanreicherung für den in unseren Modellen betrachteten späten Zeitraum der Entwicklung dynamisch nicht berücksichtigt werden muss.

Anders sieht es aus, wenn man einen längeren Zeitraum und vor allem auch frühere Phasen der Entwicklung untersuchen möchte. Zum einen ändert sich die Entwicklung bei niedrigen Metallizitäten, wie die Modelle A41 und A42 für $Z = 1/100 Z_{\odot}$ bzw. $Z = 1/10 Z_{\odot}$ zeigen. Damit entsprechen die Metallizitäten in diesen Modellen einer frühen Phase der Entwicklung. Dadurch erhöht sich insbesondere aufgrund der geringeren Kühlung bei Temperaturen über 10^5 K der Anteil an heißem Gas im ISM. Außerdem macht sich bei geringen Metallizitäten die Anreicherung durch die Sterne stärker bemerkbar, zumal die Sternentstehungsrate in dieser Phase der Entwicklung auch höher ist. Bei solchen Modellen müsste man also die Anreicherung des ISM mit Metallen berücksichtigen. Die notwendigen Daten hierzu sind aus den entsprechenden Sternentwicklungsrechnungen bekannt, die den sogenannten *yield* in Abhängigkeit von der Masse eines Sternes vorhersagen. Durch die Berücksichtigung der Metallanreicherung gewinnt man zusätzlich auch eine weitere Größe, die man mit Beobachtungen vergleichen kann. Dabei können z.B. Metallizitätsgradienten-

ten in der Scheibe oder die Alters-Metallizitäts-Beziehung von Interesse sein. In den hier vorgestellten Modellen muss man dafür aber auch entsprechend realistische Anfangsbedingungen für die galaktische Frühphase kennen.

5.7 Teilchenauflösung

Es wurden auch mehrere Rechnungen durchgeführt, um das Verhalten des Modells bei verschiedenen Auflösungen zu testen. Ein Modell wurde mit der zweifachen Anzahl an SPH-Teilchen gerechnet (A02). Zwei weitere Modelle, A01 und A03, hatten die 2.5-fache Anzahl an Wolken- und Sternteilchen, wobei in Modell A03 auch wieder mit der doppelten SPH-Teilchenzahl gerechnet wurde. Im wesentlichen ergeben sich für diese Modelle ähnliche Ergebnisse, nur Modell A03 hat eine deutlich niedrigere Sternentstehungsrate. Dies wird durch eine zu Beginn der Rechnung stattfindende Phase mit sehr hoher Evaporation verursacht, welche wiederum auf den Kollaps der diffusen Gasphase zurückzuführen ist. In der Summe werden während der ersten Milliarde Jahre der Entwicklung $2.4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ an Wolkenmasse evaporiert. Weil im späteren Verlauf Kondensation nur mit sehr viel niedrigeren Raten stattfindet, d.h. auf deutlich längeren Zeitskalen, steht das evaporierte Material nicht mehr für die Sternentstehung zur Verfügung.

Das Problem, warum in der Anfangsphase der Entwicklung die Evaporationsrate von den Wolken abhängt, kann wie folgt beantwortet werden: Der Wolkenradius ist proportional zu $m_{\text{clد}}^{0.5}$ (Gl. 3.4) und zu Beginn haben alle Wolken die gleiche Masse und den gleichen Radius. Die Evaporationsrate ist nach Gl. (3.50) für den Fall des klassischen Wärmestroms linear vom Wolkenradius abhängig. Demnach skaliert die Evaporationsrate mit der Anzahl der Wolkenteilchen $\sqrt{N_{\text{clد}}}$ im Startmodell, d.h. für eine höhere Teilchenauflösung ergibt sich auch eine höhere Evaporationsrate. Zusätzlich hat die Teilchenzahl $N_{\text{clد}}$ über den Wolkenradius auch einen Einfluss auf σ_0 . Der bei höheren Teilchenzahlen kleiner werdende Wolkenradius sorgt für eine Erhöhung von σ_0 , weshalb die Wahrscheinlichkeit erhöht ist, dass sich eine Wolke im Bereich für Evaporation befindet ($\sigma_0 > 0.03$). Dieser Effekt macht sich auch in Modell A01 bemerkbar, bei dem die Evaporationsrate zu Beginn ebenfalls höher ist als im Referenzmodell.

Auch die Anzahl der SPH-Teilchen beeinflusst die Entwicklung. In Modell A02 kann man ebenfalls eine im Vergleich zum Referenzmodell dominantere Evaporationsphase beobachten. In diesem Fall ist das Problem der Kollaps der diffusen Gasphase, ausgelöst durch die gewählten Anfangsbedingungen. Das diffuse Gas erreicht während dieses Kollapses bei höherer Teilchenauflösung auch etwas höhere Temperaturen, wodurch die Evaporationsrate ebenfalls größer wird. In Modell A03 kombiniert sich dieser Effekt dann noch mit dem oben beschriebenen Einfluss des Wolkenradius, und beide Effekte zusammen haben dann auch deutliche Auswirkungen auf die Sternentstehungs-

rate.

Das bedeutet, dass man für einen fairen Vergleich von Modellen mit verschiedener Auflösung ein besseres Anfangsmodell benötigt. Um dieses zu erzeugen, können die Ergebnisse der vorliegenden Rechnungen benutzt werden. Mit den Temperatur- und Dichteprofilen für das diffuse Gas (Abb. 4.8 bis Abb. 4.11) kann man eine Verteilung dieser Phase aufsetzen, die näher am Gleichgewichtszustand ist und damit keinen starken Kollaps durchläuft. Außerdem kann man für die Wolken ein Massenspektrum mit $\alpha = -2$ annehmen, wodurch man die oben beschriebenen Effekte beim Kondensations- und Evaporationsprozess aufgrund der Teilchenauflösung vermeidet. Ein Massenspektrum würde sogar bei gegebener Gesamtmasse die genaue Zahl der Teilchen bestimmen. Dadurch ist es dann allerdings auch schwierig, diese Wolken selbstkonsistent in die Scheibe einzusetzen. Im Endeffekt muss man je nach Teilchenzahl in der Scheibe mehrere Teilchen zu einer Wolke zusammenfassen (hohe Auflösung) oder einzelne Scheibenteilchen in mehrere Wolken aufteilen (niedrige Auflösung).

Ein weiterer Test zur Teilchenauflösung war Modell A04, das anstelle eines statischen Potentials mit einem Dunklen Halo aus Teilchen gerechnet wurde. Erwartungsgemäß liefert dieses Modell die gleichen Ergebnisse wie das Referenzmodell. Dadurch wurde die Annahme bestätigt, dass der Halo während der Entwicklung der hier gezeigten Modelle als statisch betrachtet werden kann. Mit Teilchenhalos muss aber z.B. im Fall von wechselwirkenden Galaxien gerechnet werden, da dann u.a. die dynamische Reibung für die Orbits der Galaxien von Bedeutung sein kann.

5.8 Zusammenfassung der Diskussion

Die Ergebnisse der Diskussion sollen hier noch einmal kurz zusammengefasst werden:

- Die mittlere Sternentstehungsrate ist vergleichbar mit der in der Milchstraße beobachteten. Allerdings fällt die Rate im Laufe der Entwicklung stärker als beobachtet ab. Um eine konstantere Sternentstehung zu erreichen, könnte ein Gaseinfall mit einer Rate von $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ausreichen.
- Der Index $n \approx 1.7$ des Sternentstehungsgesetzes ist unabhängig von der Wahl anderer Modellparameter und passt gut in den in verschiedenen Beobachtungen ermittelten Bereich für n . Außerdem ist n in den Modellen von der Beschreibung der Sternentstehungseffizienz abhängig. Wird diese auf einen konstanten Wert gesetzt, ergibt sich ein deutlich anderes Sternentstehungsgesetz.
- Das ISM kann in drei Phasen unterteilt werden: Wolken sowie diffuses warmes und heißes Gas. Die warme Gasphase bildet eine rotierende

Scheibe aus, während das heiße Gas im Halo und in Blasen in der Scheibe zu finden ist. Der Volumenfüllfaktor des heißen Gases ist mit ca. 35% im Rahmen dessen, was auch andere Modelle vorhersagen.

- Das Massenspektrum der Wolken folgt einem Potenzgesetz mit $\alpha \approx -2$, was gut mit anderen theoretischen Modellen übereinstimmt. Die Sternentstehungs- und Koagulationszeitskalen bestimmen das Massenspektrum.
- Bei der Alters-Geschwindigkeits-Beziehung ist das Verhalten in dem Modell qualitativ ähnlich zu dem in Beobachtungen. Die Heizung ist aber im wesentlichen auf die niedrige Teilchenauflösung zurückzuführen, was zur Folge hat, dass die Heizrate in dem Modell auch deutlich höher ist.
- Eine Analyse des Toomre-Parameters zeigt, dass die Scheibe über die gesamte Entwicklung als stabil betrachtet werden kann.
- Modelle mit unterschiedlicher Metallizität zeigen, dass die geringe Anreicherung mit Metallen, die man im betrachteten Zeitraum erwarten würde, keinen Einfluss auf die globale Entwicklung der Galaxie hat.
- Es konnte gezeigt werden, dass die Teilchenauflösung keinen wesentlichen Einfluss auf die Entwicklung hat, allerdings sind Modelle mit besseren Anfangsbedingungen für eine genauere Untersuchung notwendig. Für die Entwicklung der hier betrachteten Modelle macht auch ein Teilchenhalo gegenüber einem statischen Potential keinen Unterschied.

„In the beginning there was nothing, which exploded.“

- in „Lord and Ladies“, Terry Pratchett

Kapitel 6

Modell einer Wechselwirkung

In den vorherigen Kapiteln wurde die Entwicklung einer isolierten Modellgalaxie vorgestellt. In der Realität sind Galaxien nur selten völlig isoliert und Wechselwirkungen zwischen Galaxien kommen oft vor. Aus diesem Grund war die Untersuchung von solchen Systemen von Anfang an eine geplante Anwendung für unser Galaxienmodell. An dieser Stelle soll ein einfaches Modell für eine Wechselwirkung vorgestellt werden.

6.1 Wechselwirkungen zwischen Galaxien

Wenn man sich die großskalige Verteilung der Galaxien ansieht, stellt man fest, dass sich die Galaxien nicht gleichmäßig am Himmel verteilen, sondern überwiegend in großen Haufen oder zumindest kleineren Gruppen befinden. Bekannte Beispiele sind der Virgo-Haufen oder auch die Lokale Gruppe, zu der die Milchstraße gehört. Daher sind Wechselwirkungen zwischen Galaxien kein seltenes Ereignis und spielen bei ihrer Entwicklung eine wichtige Rolle. Z.B. rast der Andromeda-Nebel (M31), unser galaktischer Nachbar, mit ca. 100 km s^{-1} auf uns zu und wird voraussichtlich in etwa $6 - 7 \cdot 10^9$ Jahren mit der Milchstraße kollidieren.

Auch die Beobachtungen von anderen Galaxien zeigen eine ganze Reihe von eigentümlichen Objekten, die sich nicht in die Hubble-Sequenz einordnen lassen (Arp 1966). Die Objekte zeigen z.B. Ringe, Arme (*tails*) oder Verbindungen zu einer anderen Galaxie (Brücken). Die genaue Natur dieser „Missbildungen“ war zu der Zeit der ersten Entdeckungen noch ungeklärt, aber bald wurden Wechselwirkungen als eine mögliche Ursache vermutet (Zwicky 1953). Objekte, wie die Whirlpool Galaxie (M51, s. Abb. 6.1), bei der man einen mutmaßlich wechselwirkenden Begleiter erkennen kann, bestätigen diese Vermutung. Kurze Zeit später untermauerten dann auch erste numerische Simulationen diese

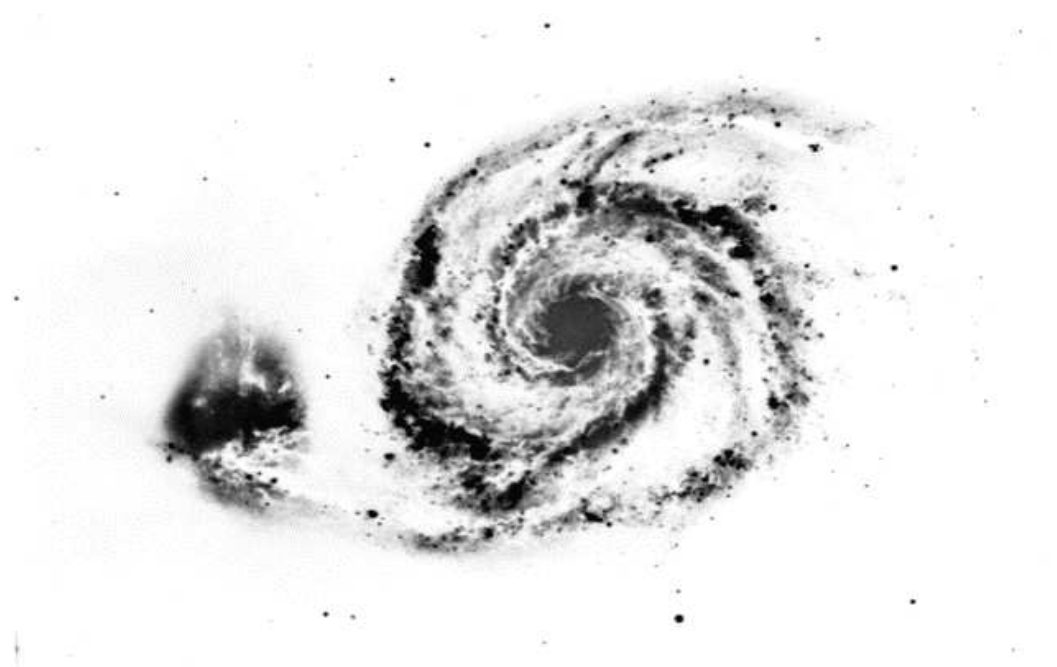


Abbildung 6.1: Die Whirlpool Galaxie (M51). Es wird vermutet, dass die Spiralarms auf die Wechselwirkung mit dem Begleiter (unten links) zurückzuführen sind.

Annahme (Pfleiderer & Siedentopf 1961; Toomre & Toomre 1972).

Diese Wechselwirkungen zwischen Galaxien reichen von weiten Vorbeigängen mit relativ geringen Effekten bis hin zu Verschmelzungen (*merger*) mit deutlich drastischeren Auswirkungen auf die Dynamik und Entwicklung der beteiligten Objekte. Dabei ist nicht nur die Kinematik interessant, sondern auch die Aktivität der Galaxie. Die Gesamthelligkeit kann z.B. durch induzierte Sternentstehung beeinflusst werden, wie man sie etwa in Gezeitenarmen findet (Chromey et al. 1998).

6.1.1 Schwache Wechselwirkungen

Bei Vorbeigängen von zwei Galaxien kommt es zu einer Wechselwirkung, die stark vom Stoßparameter bzw. minimalen Abstand und dem Massenverhältnis abhängt. Unter geeigneten Bedingungen ändern sich die Massen der Galaxien nicht oder nur wenig. Mit der weiteren Annahme, dass der größte Teil der Masse einer Galaxie in ihrem jeweiligen Zentrum zu finden ist, kann man die Galaxien durch Punktmassen approximieren. Die Bahnen dieser Punktmassen lassen sich dann durch die bekannten Kepler-Orbits beschreiben. Die Parameter, die das Aussehen einer Kepler-Bahn auf der Himmelsebene bestimmen, sind unter anderem das Massenverhältnis, die Exzentrizität und die Neigung der Bahnebene.

Toomre & Toomre (1972) haben ausführlich untersucht, wie die Gezeitenkräfte die Dynamik der Galaxien bei Wechselwirkungen beeinflussen. Dazu verwendeten sie einen einfachen Ansatz, bei dem die Bahnen der Galaxien auf

Kepler-Orbits beschränkt werden (s. Abschn. 3.5.2). Die Galaxien selbst werden durch eine Scheibe von Testteilchen, die um die zentrale Masse kreisen, dargestellt.

Die Untersuchungen ergaben, dass sich Orbits mit Exzentrizitäten von $0.5 \leq e \leq 1.0$ am besten zur Bildung von Gezeitenarmen eignen. Weiter wird festgestellt, dass bei gleichen Massen vorwiegend entgegengesetzt liegende Gezeitenarme gebildet werden, während Brücken eher auf ein Massenverhältnis von Eins zu Vier oder geringer schließen lassen. Die Strukturen, die sich aus solchen Simulationen ergeben, passen auch qualitativ gut zu verschiedenen Beobachtungen.

Es sei aber noch einmal darauf hingewiesen, dass die genannten Vereinfachungen nur für Zentralmassen gelten, also insbesondere Massenverlust oder Übertragung von Drehimpuls auf die Scheibenmaterie nicht konsistent berücksichtigen. Für diese Fälle muss man die Gravitationskräfte selbst-konsistent mitberechnen, wie es in unserem Modell der Fall ist.

6.1.2 Verschmelzung von Galaxien

Treffen zwei vergleichbare Spiralgalaxien mit geringer Relativgeschwindigkeit aufeinander, ist ein Verschmelzen der beiden möglich. Aus einem solchen *major merger* kann sich eine elliptische Galaxie bilden (Barnes 1988). Während es in einer derartigen Kollision praktisch nie zu Zusammenstößen von Einzelsternen kommt (Binney & Tremaine 1987), sind die Störungen im ISM deutlich ausgeprägter und können insbesondere zu einem Anstieg in der Sternentstehung führen (Barnes & Hernquist 1996). Da die herkömmlichen Beschreibungen der Sternentstehung auf dem Schmidt-Gesetz beruhen, das für ungestörte Galaxien gemessen wurde, ergeben sich hierbei aber Schwierigkeiten (Barnes 2004). Daher sind solche Wechselwirkungen auch ein guter Test für die Beschreibung der Sternentstehung.

Ein Einfall einer kleinen Satellitengalaxie (*minor merger*), wie z.B. der von der Sagittarius-Zwerggalaxie in die Milchstraße, ist ebenfalls möglich (Ibata et al. 1994). Dieser Prozess ist für Scheibengalaxien sogar normal, d.h. er sollte durchschnittlich mindestens einmal vorkommen (Carlberg & Couchman 1989). Wegen der geringen Masse des Satelliten (10% oder darunter) sind die Störungen der Scheibe eher gering. Verschiedene Rechnungen zeigen eine Aufheizung der Scheibe und die Bildung einer dicken Scheibe (u.a. Hernquist & Quinn 1989; Velazquez & White 1999; Benson et al. 2004).

6.2 Einfall eines Satelliten

Um zu testen, wie das in Kap. 4 vorgestellte Modell einer Milchstraße auf den Einfall eines Satelliten reagiert, wird ein einfaches Szenario gerechnet.

6.2.1 Das Modell

Untersucht wird der Einfall eines Satelliten in das Referenzmodell A00. Der Satellit hat mit $1 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ etwa 30% der Masse der Scheibe und 4% der Masse der gesamten Galaxie. Die Bahn des Satelliten liegt in die Scheibenebene und wurde so gewählt, dass die Wechselwirkung erst nach gut einer Milliarde Jahre beginnt. Bei $t = 0$ Gyr ist die Position des Satelliten $(x, y) = (200., 10.)$ kpc (die Scheibengalaxie befindet sich im Ursprung des Koordinatensystems). Die Geschwindigkeit beträgt $(v_x, v_y) = (164., 0.)$ km s⁻¹.

In einer ersten Näherung wird der Satellit als Punktmasse behandelt, d.h. er enthält vor allem auch kein Gas, dass die Sternentstehung in der großen Galaxie zusätzlich verstärken könnte. Außerdem wird auf die Verwendung eines Teilchenhalos verzichtet, obwohl dieser die Bahn des Satelliten über dynamische Reibung beeinflussen würde (Chandrasekhar 1943). Die exakte Bahn des Satelliten spielt für den Moment auch keine große Rolle (es sollen nur prinzipielle Effekte aufgezeigt werden). Außerdem durchquert der Satellit die Scheibe, wo die Auswirkungen der dynamischen Reibung um ein Vielfaches größer sind als im Halo.

6.2.2 Auswirkungen des Einfalls

In der Scheibengalaxie bilden sich während des Einfalls des Satelliten Spiralarme aus. Die ersten erscheinen nach gut 1 Gyr und sind sehr stark ausgeprägt (Abb. 6.2). Man kann auch sehen, dass sich massereiche Wolken entlang der Spiralarme anordnen. Eine Änderung beim Wolkenmassenspektrum ist allerdings nicht festzustellen. Außerdem befindet sich im Vergleich zum Referenzmodell mehr Wolkenmaterie ober- und unterhalb der Scheibe. Im weiteren Verlauf der Entwicklung verschwinden die Spiralarme wieder bzw. werden weniger auffällig. Allerdings tauchen auch neue Spiralstrukturen auf, die aber weniger stark ausgeprägt sind. Der Satellit kommt bei seiner ersten Durchquerung bis etwa 5 kpc ans Zentrum der Galaxie, um sich dann wieder auf etwa 20 kpc zu entfernen. Nach 1.5 Gyr hat der Satellit die Galaxie einmal umrundet und befindet sich wieder relativ dicht am Zentrum, das er von da an auch nicht mehr verlässt. Dieser vergleichsweise schnelle Einfall zum Zentrum ist zusammen mit der relativ großen Masse des Satelliten (30% der Scheibe) dafür verantwortlich, dass die Scheibe sehr stark gestört wird. So ist z.B. die vertikale Ausdehnung der Wolken Scheibe etwa doppelt so groß wie im Referenzmodell.

Abb. 6.3 zeigt die Sternentstehungsrate dieses Modells im Vergleich zum Referenzmodell. Bis etwa 2 Gyr ist dabei kein wesentlicher Unterschied festzustellen. Im letzten Gigajahr der Entwicklung zeigt das Satellitenmodell dann kurze, *burst*-artige Phasen mit deutlich erhöhter Sternentstehungsrate. Die mittlere Sternentstehungsrate im Modell A00 liegt zu dieser Zeit bei etwa $0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Die *bursts* erreichen für wenige 10 Myr etwa das sechsfache und in einem Fall sogar das 16-fache dieser Rate. Auch beim Sternentstehungsge-

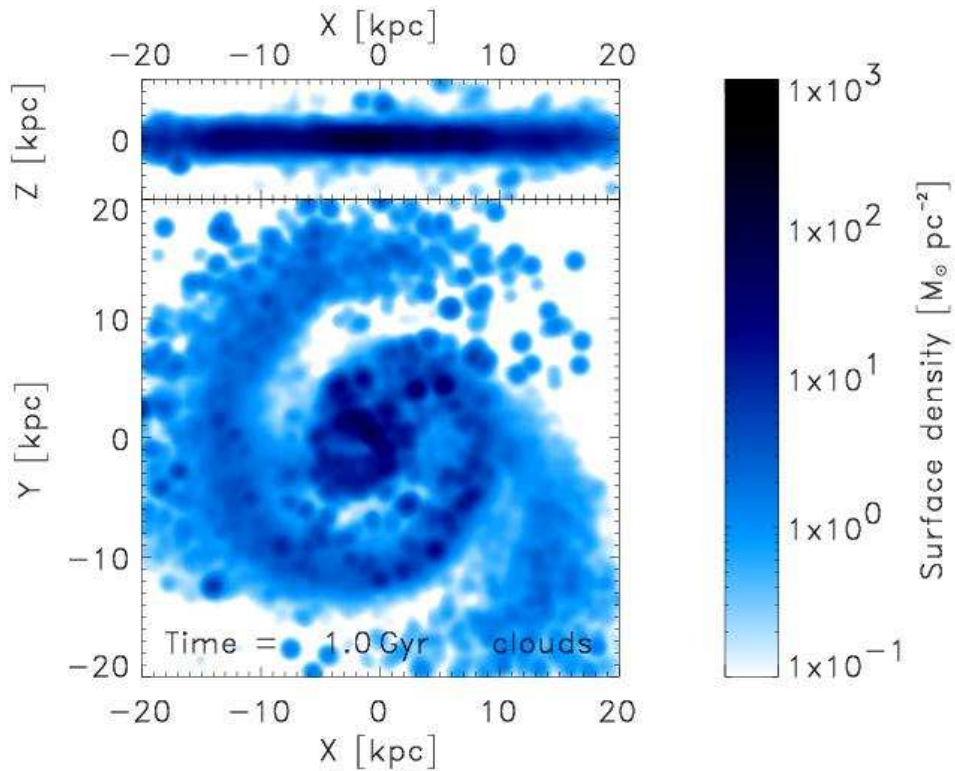


Abbildung 6.2: Die Wolkenkomponente während des Satelliteneinfalls. Es werden Spiralarme gebildet. Die massereichen Wolken sind entlang der Spiralarme angeordnet.

setz sieht man ein anderes Verhalten (Abb. 6.4): Bei niedrigen Dichten Σ_{cd} ist die Sternentstehungsrate höher. Außerdem ist die Streuung um das Schmidt-Gesetz größer.

Damit konnte gezeigt werden, dass schon ein einfaches Modell für einen Satelliteneinfall deutlich erkennbare Auswirkungen hat. Dies ist ein ermutigendes Ergebnis für die geplanten Simulationen von wechselwirkenden Galaxien.

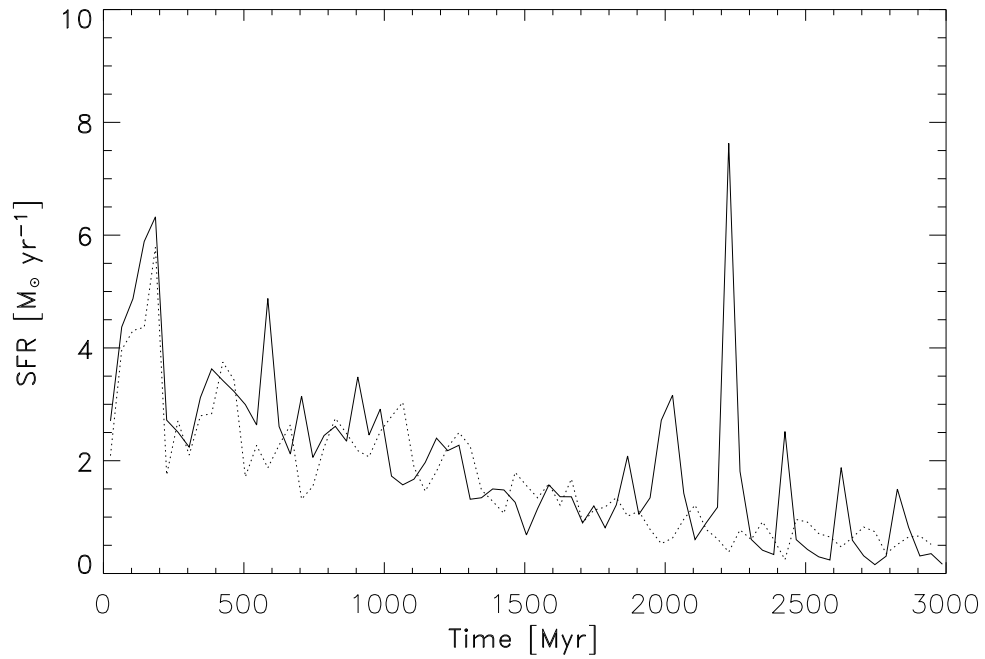


Abbildung 6.3: Die Sternentstehungsraten für ein Modell mit Satelliteneinfall (—) und das Referenzmodell A00 (···) im Vergleich. Das Modell mit Einfall zeigt in den letzten 10^9 Jahren der Entwicklung kurze Phasen deutlich erhöhter Sternentstehung.

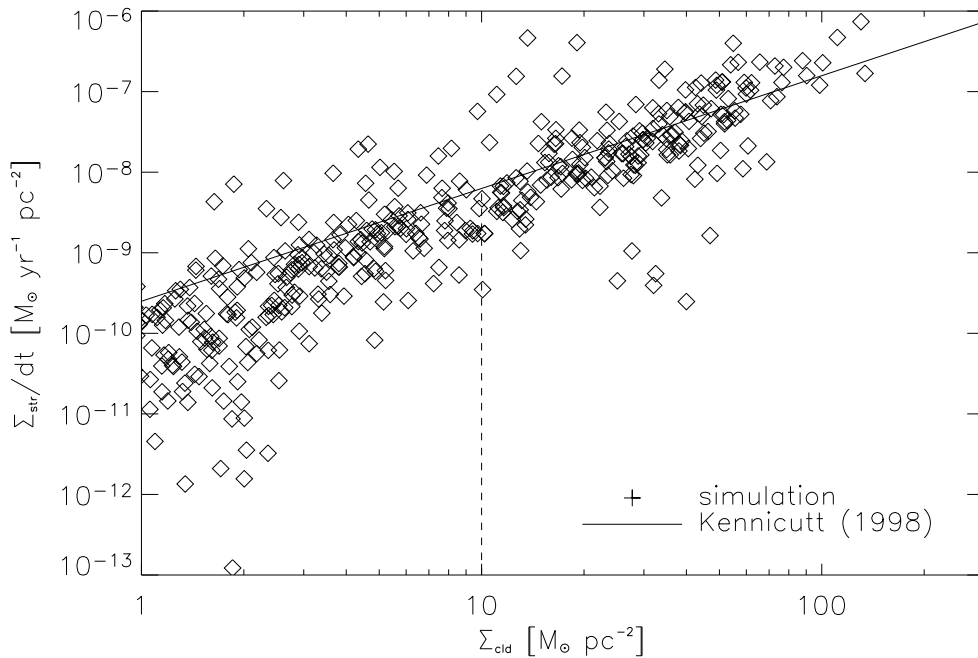


Abbildung 6.4: Das Sternentstehungsgesetz in dem Modell mit einfallendem Satelliten. Im Vergleich zum Referenzmodell (Abb. 4.16) sieht man vor allem höhere Sternentstehungsraten bei niedrigen Oberflächendichten. Außerdem ist die Streuung um das Schmidt-Gesetz von Kennicutt (1998) bei allen Dichten größer.

„Darkness is the only thing faster than light. No matter how fast light travels it finds the darkness there first, and is waiting for it.“

- in „Reaper Man“, Terry Pratchett

Kapitel 7

Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden Simulationen von Scheibengalaxien mit einem neu entwickelten Modell durchgeführt, welches eine Multiphasen-Beschreibung des ISM und eine neue Methode zur Behandlung von Sternentstehung enthält. Die ersten Ergebnisse dieser Rechnungen sind vielversprechend und zeigen u.a. gute Übereinstimmungen mit Beobachtungen des Sternentstehungsgesetzes und des Massenspektrums der Wolken. Im folgenden sollen die weiteren Schritte und die zukünftigen Anwendungsgebiete für dieses Modell beschrieben werden.

Zunächst kann man in einem nächsten Schritt das Anfangsmodell weiter verbessern, indem man z.B. die Ergebnisse der hier vorgestellten Modelle benutzt, um auch die diffuse Gaskomponente zumindest annähernd im Gleichgewicht aufzusetzen. Dadurch kann man den anfänglichen, unrealistischen Kollaps dieser Phase vermeiden, der bei verschiedenen Teilchenauflösungen unterschiedliche Auswirkungen hat. Auch ein Wolkenmassenspektrum kann anhand der bisherigen Ergebnisse vorgegeben werden. Weitere Verbesserungen können bei den Metallizitäten (z.B. Gradienten in der Scheibe) und dem Alter der Sterne gemacht werden. Außerdem kann das Modell um einen Vorrat an einfallendem Gas erweitert werden, um eine konstante Sternentstehung in Übereinstimmung mit den Beobachtungen zu erreichen. Dabei kann man dann auch unterschiedliche Formen des Einfalls untersuchen, z.B. aus einer in vielen Galaxien beobachteten ausgedehnten Gasscheibe heraus oder durch die sogenannten *high-velocity-clouds*, die man im Halo der Milchstraße findet.

Weiterhin soll auch die Untersuchung von isolierten Galaxien weitergeführt werden. Dabei ist vor allem die Beziehung zwischen Alter der Sterne und deren Geschwindigkeitsdispersion und die Frage, ob die Dissipation in der Wolkenphase signifikant zu der beobachteten Heizung beitragen kann, interessant. Die ersten Ergebnisse deuten darauf hin. Um die numerische Heizung zu unterdrücken, müssen solche Modelle mit möglichst hoher Auflösung gerechnet

werden.

Die Rechnungen zu den isolierten Galaxien dienen auch als Grundlage für Simulationen von wechselwirkenden Galaxien, die von einfallenden Satelliten (*minor merger*) bis zu Kollisionen von zwei großen Spiralgalaxien (*major merger*) reichen können. Im Falle der *minor merger* ist z.B. die Frage interessant, inwieweit der einfallende Satellit die Sternentstehung beeinflusst und unter welchen Bedingungen ein *star burst* ausgelöst werden kann. Dazu wurde eine erste, einfache Testrechnung durchgeführt, bei der ein durch ein Teilchen dargestellter Satellit in das Referenzmodell A00 einfällt. Schon in diesem einfachen Fall kann man einen deutlichen Einfluss feststellen.

Daher ist es sinnvoll weitere Rechnungen mit einfallenden Satelliten durchzuführen, um die auftretenden Effekte besser verstehen zu können. Dabei kann z.B. das Verhalten der Galaxie in Abhängigkeit von der Masse und dem Gasanteil des Satelliten untersucht werden. Auch Wechselwirkungen zwischen zwei Spiralgalaxien kann man untersuchen. U.a. wäre eine Frage, unter welcher Voraussetzung zwei Spiralgalaxien zu einer elliptischen verschmelzen, wenn man dabei die Sternentstehung in einem Mehrphasen-ISM berücksichtigt. Eine andere Möglichkeit ist die Anwendung auf schwach wechselwirkende Systeme. Für einige dieser Systeme kann man die dynamischen Modelle der Wechselwirkung durch Beobachtungen bestimmen (z.B. für M 51, Theis & Spinneker 2003). Dabei ist dann von Interesse, ob unser neu entwickeltes Verfahren die beobachteten Sternentstehungsgesetze in diesen Galaxien besser reproduziert.

Schließlich sollen die Modelle auch auf die Entstehung und Frühphase der Entwicklung von Galaxien angewendet werden. Unter der Annahme, dass die aus der Kosmologie bekannten Anfangsbedingungen im wesentlichen richtig sind, müssen die Probleme, die in den bisherigen Simulationen zur Entstehung von Galaxien auftreten, auf die Berücksichtigung der physikalischen Prozesse zurückzuführen sein. Es ist zu vermuten, dass die Beschreibung von Sternentstehung und Feedback dabei ein wesentlicher Punkt ist. Aber auch die detaillierte Modellierung des ISM mit mindestens zwei Phasen kann insbesondere in der Frühphase der Entwicklung von Bedeutung sein. Da unser Modell sich gerade in diesen Punkten von den meisten bisherigen Rechnungen abhebt, ist ein Vergleich zwischen den verschiedenen Arbeiten von großem Interesse. Allerdings sind hierfür noch zwei Erweiterungen unseres Modells notwendig. Zum einen muss man in der Frühphase der Galaxienentwicklung auch die Anreicherung mit Metallen berücksichtigen. Die Sternentwicklungsmodelle liefern die dafür erforderlichen Daten und lassen sich relativ leicht in das bestehende Feedback-Modell einbauen. Der zweite Aspekt betrifft die Entstehung von Wolken. Da man nicht genau weiß, in welchem Zustand sich das Gas im frühen Universum befunden hat, ist das Massenverhältnis von Wolken und diffusem Gas ein freier Parameter. Dieser Parameter hätte aber einen relativ großen Einfluss auf die Entwicklung. Ist die Wolkenphase dominant, entstehen schnell viele Sterne und das Gas wird zu schnell verbraucht. Im anderen Fall entstehen insgesamt kaum Sterne, da die Zeitskala für Kondensation zu lang ist, d.h.

die Masse steckt in der diffusen Gasphase fest und steht nicht für Sternentstehung zur Verfügung. Daher ist es sinnvoll, unser Modell um einen Prozess zur Wolkenentstehung zu erweitern. Das Problem dabei ist, dass man diesen Prozess bisher noch nicht genau verstanden hat. Eine Modellierung wäre aber analog zu den typischen Sternentstehungsrezepten möglich. Mit der Wolkenentstehung würde man auch einen weiteren Schritt zu noch realistischerer Sternentstehung machen, da man dadurch den Parameter τ_{ia} ersetzen kann, indem man die Wolkenfragmente einfach der diffusen Gasphase zuordnet. Mit diesen Erweiterungen ist es dann auch möglich, die chemische Entwicklung von Galaxien zu verfolgen.

Literaturverzeichnis

- Aarseth, S. J. 1963, MNRAS, 126, 223
- Aarseth, S. J. 1985, in *Multiple Time Scales*, ed. J. U. Brackbill & B. I. Cohen, 377
- Alongi, M., Bertelli, G., Bressan, A., et al. 1993, A&AS, 97, 851
- Appel, A. W. 1985, J. Sci. Stat. Comput., 6, 85
- Arabadjis, J. S. & Bregman, J. N. 1999, ApJ, 510, 806
- Arp, H. 1966, ApJS, 14, 1
- Barnes, J. & Hut, P. 1986, Nature, 324, 446
- Barnes, J. E. 1988, ApJ, 331, 699
- . 1992, ApJ, 393, 484
- . 2002, MNRAS, 333, 481
- . 2004, MNRAS, 350, 798
- Barnes, J. E. & Hernquist, L. 1996, ApJ, 471, 115
- Benson, A. J., Lacey, C. G., Frenk, C. S., Baugh, C. M., & Cole, S. 2004, MNRAS, 351, 1215
- Benz, W. 1988, Comput. Phys. Comm., 48
- Berczik, P. 1999, Ap&SS, 265, 473
- Berczik, P., Hensler, G., Theis, C., & Spurzem, R. 2003, Ap&SS, 284, 865
- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Fagotto, F., & Nasi, E. 1994, A&AS, 106, 275
- Bertola, F. & Capaccioli, M. 1975, ApJ, 200, 439
- Binggeli, B. 1994, in *Panchromatic View of Galaxies*, ed. G. Hensler, C. Theis, & J. S. Gallagher (Editions Frontieres), 173
- Binney, J. 1978, MNRAS, 183, 501
- Binney, J. & Merrifield, M. 1998, Galactic astronomy (Galactic astronomy / James Binney and Michael Merrifield. Princeton, NJ : Princeton University Press, 1998. (Princeton series in astrophysics) QB857 .B522 1998 (\$35.00))
- Binney, J. & Tremaine, S. 1987, Galactic dynamics (Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p.)
- Blitz, L., Spiegel, D. N., Teuben, P. J., Hartmann, D., & Burton, W. B. 1999, ApJ, 514, 818

- Böhringer, H. & Hensler, G. 1989, *A&A*, 215, 147
- Boily, C. M. & Kroupa, P. 2003a, *MNRAS*, 338, 665
- . 2003b, *MNRAS*, 338, 673
- Boissier, S., Prantzos, N., Boselli, A., & Gavazzi, G. 2003, *MNRAS*, 346, 1215
- Brand, J. & Wouterloot, J. G. A. 1995, *A&A*, 303, 851
- Bregman, J. N. 1980, *ApJ*, 236, 577
- Bressan, A., Fagotto, F., Bertelli, G., & Chiosi, C. 1993, *A&AS*, 100, 647
- Broeils, A. H. & van Woerden, H. 1994, *A&AS*, 107, 129
- Brook, C. B., Kawata, D., Gibson, B. K., & Flynn, C. 2003, *ApJ*, 585, L125
- . 2004, *MNRAS*, 349, 52
- Brown, J. H., Burkert, A., & Truran, J. W. 1995, *ApJ*, 440, 666
- Burkert, A. 1993, *A&A*, 278, 23
- Burkert, A. & Hensler, G. 1988, *A&A*, 199, 131
- Burkert, A., Truran, J. W., & Hensler, G. 1992, *ApJ*, 391, 651
- Cappellaro, E., Evans, R., & Turatto, M. 1999, *A&A*, 351, 459
- Carlberg, R. G. 1984, *ApJ*, 286, 416
- Carlberg, R. G. & Couchman, H. M. P. 1989, *ApJ*, 340, 47
- Chandrasekhar, S. 1943, *ApJ*, 98, 54
- Chromey, F. R., Elmegreen, D. M., Mandell, A., & McDermott, J. 1998, *AJ*, 115, 2331
- Combes, F. & Gerin, M. 1985, *A&A*, 150, 327
- Cowie, L. L., McKee, C. F., & Ostriker, J. P. 1981, *ApJ*, 247, 908
- Dalgarno, A. & McCray, R. A. 1972, *ARA&A*, 10, 375
- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1985, *ApJ*, 292, 371
- de Avillez, M. A. 2000, *MNRAS*, 315, 479
- de Avillez, M. A. & Breitschwerdt, D. 2004, *A&A*, 425, 899
- de Vaucouleurs, G. 1948, *Annales d'Astrophysique*, 11, 247
- . 1959, *Handbuch der Physik*, 53, 311
- de Vaucouleurs, G. & Pence, W. D. 1978, *AJ*, 83, 1163
- Dehnen, W. 2002, *JCP*, 179, 27
- Dettmar, R.-J. 1993, *Reviews of Modern Astronomy*, 6, 33
- Dubinski, J. 1998, *ApJ*, 502, 141
- Elmegreen, B. G. 1989, *ApJ*, 347, 859
- . 2000, *ApJ*, 530, 277
- Elmegreen, B. G. & Efremov, Y. N. 1997, *ApJ*, 480, 235
- Evans, N. J. 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Evrard, A. E. 1988, *MNRAS*, 235, 911
- Falgarone, E. & Puget, J. L. 1985, *A&A*, 142, 157
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149+
- Field, G. B. & Saslaw, W. C. 1965, *ApJ*, 142, 568
- Forbes, D. A., Brodie, J. P., & Larsen, S. S. 2001, *ApJ*, 556, L83
- Frenk, C. S. & White, S. D. M. 1982, *MNRAS*, 198, 173

-
- Frenk, C. S., White, S. D. M., Davis, M., & Efstathiou, G. 1988, *ApJ*, 327, 507
Frenk, C. S., White, S. D. M., Efstathiou, G., & Davis, M. 1985, *Nature*, 317, 595
— . 1990, *ApJ*, 351, 10
Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2003, *ApJ*, 594, 888
Gingold, R. A. & Monaghan, J. J. 1977, *MNRAS*, 181, 375
— . 1983, *MNRAS*, 204, 715
Hänninen, J. & Flynn, C. 2002, *MNRAS*, 337, 731
— . 2004, *A&A*, 421, 1001
Hartmann, D., Magnani, L., & Thaddeus, P. 1998, *ApJ*, 492, 205
Heithausen, A., Bensch, F., Stutzki, J., Falgarone, E., & Panis, J. F. 1998, *A&A*, 331, L65
Hensler, G. & Vieser, W. 2002, *Ap&SS*, 281, 275
Hernquist, L. 1987, *ApJS*, 64, 715
— . 1993, *ApJS*, 86, 389
Hernquist, L. & Katz, N. 1989, *ApJS*, 70, 419
Hernquist, L. & Quinn, P. J. 1989, in *NATO ASIC Proc. 264: The Epoch of Galaxy Formation*, 427
Heyer, M. H. & Terebey, S. 1998, *ApJ*, 502, 265
Hubble, E. P. 1925, *ApJ*, 62, 409
— . 1926, *ApJ*, 63, 236
— . 1936, *Realm of the Nebulae*, Yale University Press
Hultman, J. & Pharasyn, A. 1999, *A&A*, 347, 769
Hunter, C. 1977, *ApJ*, 213, 497
Ibata, R. A., Gilmore, G., & Irwin, M. J. 1994, *Nature*, 370, 194
Katz, N. 1992, *ApJ*, 391, 502
Katz, N. & Gunn, J. E. 1991, *ApJ*, 377, 365
Kawata, D. & Gibson, B. K. 2003, *MNRAS*, 340, 908
Kay, S. T., Pearce, F. R., Frenk, C. S., & Jenkins, A. 2002, *MNRAS*, 330, 113
Kennicutt, R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
Klessen, R. S. 2001, *ApJ*, 556, 837
Köppen, J., Theis, C., & Hensler, G. 1995, *A&A*, 296, 99
— . 1998, *A&A*, 331, 524
Kramer, C., Alves, J., Lada, C., et al. 1998, *A&A*, 329, L33
Kroupa, P., Tout, C. A., & Gilmore, G. 1993, *MNRAS*, 262, 545
Kuijken, K. & Dubinski, J. 1995, *MNRAS*, 277, 1341
Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 405
— . 1974, *MNRAS*, 166, 585
Larson, R. B. 1975, in *IAU Symp. 69: Dynamics of stellar systems*, Vol. 69, 247
Lucas, R. & Liszt, H. 1996, *A&A*, 307, 237
Lucy, L. B. 1977, *AJ*, 82, 1013

- Mac Low, M. 2004, *Ap&SS*, 289, 323
- Mac Low, M., Klessen, R. S., Burkert, A., & Smith, M. D. 1998, *Physical Review Letters*, 80, 2754
- Marri, S. & White, S. D. M. 2003, *MNRAS*, 345, 561
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- Melnick, J. & Sargent, W. L. W. 1977, *ApJ*, 215, 401
- Mihos, J. C., Bothun, G. D., & Richstone, D. O. 1993, *ApJ*, 418, 82
- Mihos, J. C., Richstone, D. O., & Bothun, G. D. 1992, *ApJ*, 400, 153
- Miyamoto, M. & Nagai, R. 1975, *PASJ*, 27, 533
- Monaghan, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 543
- . 2001, *Journal of Korean Astronomical Society*, 34, 203
- Monaghan, J. J. & Lattanzio, J. C. 1985, *A&A*, 149, 135
- Naab, T. & Burkert, A. 2001, *ApJ*, 555, L91
- . 2003, *ApJ*, 597, 893
- Navarro, J. F. & Benz, W. 1991, *ApJ*, 380, 320
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563
- . 1997, *ApJ*, 490, 493
- Navarro, J. F. & White, S. D. M. 1993, *MNRAS*, 265, 271
- Noguchi, M. 1988, *A&A*, 203, 259
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Norman, C. A. & Ikeuchi, S. 1989, *ApJ*, 345, 372
- Oey, M. S. & Clarke, C. J. 1997, *MNRAS*, 289, 570
- Owen, J. M., Villumsen, J. V., Shapiro, P. R., & Martel, H. 1998, *ApJS*, 116, 155
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 1999, *ApJ*, 526, 279
- Palouš, J., Jungwiert, B., & Kopecky, J. 1993, *A&A*, 274, 189
- Pearce, F. R., Jenkins, A., Frenk, C. S., et al. 1999, *ApJ*, 521, L99
- Peebles, P. J. E. 1982, *ApJ*, 263, L1
- Peters, H. E. & et al. 1965, *Appl. Phys. Lett.*, 7, 34
- Pfleiderer, J. & Siedentopf, H. 1961, *Zeitschrift für Astrophysik*, 51, 201
- Polyachenko, V. L., Polyachenko, E. V., & Strel'Nikov, A. V. 1997, *Astronomy Letters*, 23, 483
- Pringle, J. E., Allen, R. J., & Lubow, S. H. 2001, *MNRAS*, 327, 663
- Raiteri, C. M., Villata, M., & Navarro, J. F. 1996, *A&A*, 315, 105
- Richtmyer, R. D. & Morton, K. W. 1967, *Difference methods for initial-value problems* (Wiley New York)
- Ritchie, B. W. & Thomas, P. A. 2001, *MNRAS*, 323, 743
- Rivolo, A. R. & Solomon, P. M. 1988, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 315, 42
- Robertson, B., Yoshida, N., Springel, V., & Hernquist, L. 2004, *ApJ*, 606, 32
- Rocha-Pinto, H. J., Flynn, C., Scalo, J., et al. 2004, *A&A*, 423, 517
- Rocha-Pinto, H. J., Scalo, J., Maciel, W. J., & Flynn, C. 2000, *A&A*, 358, 869

-
- Samland, M. & Gerhard, O. E. 2003, *A&A*, 399, 961
- Samland, M., Hensler, G., & Theis, C. 1997, *ApJ*, 476, 544
- Sandage, A. & Bedke, J. 1994, *The Carnegie atlas of galaxies* (Washington, DC: Carnegie Institution of Washington with The Flintridge Foundation)
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., & Solomon, P. M. 1985, *ApJ*, 289, 373
- Savage, B. D., Drake, J. F., Budich, W., & Bohlin, R. C. 1977, *ApJ*, 216, 291
- Scalo, J. M. 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 11, 1
- Schmeja, S. & Klessen, R. S. 2004, *A&A*, 419, 405
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Searle, L. & Zinn, R. 1978, *ApJ*, 225, 357
- Sedov, L. I. 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, New York: Academic Press, 1959)
- Semelin, B. & Combes, F. 2002, *A&A*, 388, 826
- Shapiro, P. R. & Field, G. B. 1976, *ApJ*, 205, 762
- Shu, F. H., Milione, V., Gebel, W., et al. 1972, *ApJ*, 173, 557
- Silk, J. & Takahashi, T. 1979, *ApJ*, 229, 242
- Snowden, S. L., Egger, R., Finkbeiner, D. P., Freyberg, M. J., & Plucinsky, P. P. 1998, *ApJ*, 493, 715
- Spitzer, L. J. & Hart, M. H. 1971, *ApJ*, 164, 399
- Springel, V. & Hernquist, L. 2003, *MNRAS*, 339, 289
- Steinmetz, M. & Müller, E. 1994, *A&A*, 281, L97
- . 1995, *MNRAS*, 276, 549
- Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, *ApJ*, 508, L99
- Struve, O. 1928, *ApJ*, 67, 353
- Sugimoto, D., Chikada, Y., Makino, J., et al. 1990, *Nature*, 345, 33
- Sutherland, R. S. & Dopita, M. A. 1993, *ApJS*, 88, 253
- Teuben, P. 1995, in *ASP Conf. Ser. 77: Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, 398
- Thacker, R. J. & Couchman, H. M. P. 2000, *ApJ*, 545, 728
- . 2001, *ApJ*, 555, L17
- Thacker, R. J., Tittley, E. R., Pearce, F. R., Couchman, H. M. P., & Thomas, P. A. 2000, *MNRAS*, 319, 619
- Theis, C. 1998, *A&A*, 330, 1180
- Theis, C., Burkert, A., & Hensler, G. 1992, *A&A*, 265, 465
- Theis, C., Ehlerová, S., Palouš, J., & Hensler, G. 1998, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 506, 409
- Theis, C. & Hensler, G. 1993, *A&A*, 280, 85
- Theis, C. & Spinneker, C. 2003, *Ap&SS*, 284, 495
- Toomre, A. 1977, in *Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, ed. B. M. Tinsley & R. B. Larson (Yale Univ. Obs.), 401
- Toomre, A. & Toomre, J. 1972, *ApJ*, 178, 623

- Trümpler, R. J. 1930, PASP, 42, 267
- van Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman, K., & Sancisi, R. 1985, ApJ, 295, 305
- van Dishoeck, E. F. & Black, J. H. 1988, ApJ, 334, 771
- Velazquez, H. & White, S. D. M. 1999, MNRAS, 304, 254
- Vieser, W. & Hensler, G. 2000, Ap&SS, 272, 189
- Wakker, B. P., Howk, J. C., Savage, B. D., et al. 1999, Nature, 402, 388
- Wakker, B. P., Oosterloo, T. A., & Putman, M. E. 2002, AJ, 123, 1953
- Weidemann, V. 2000, A&A, 363, 647
- White, S. D. M., Davis, M., Efstathiou, G., & Frenk, C. S. 1987a, Nature, 330, 451
- White, S. D. M., Frenk, C. S., Davis, M., & Efstathiou, G. 1987b, ApJ, 313, 505
- Williams, J. P., Blitz, L., & McKee, C. F. 2000, Protostars and Planets IV, 97
- Wong, T. & Blitz, L. 2002, ApJ, 569, 157
- Zezas, A., Fabbiano, G., Ward, M., Prestwich, A., & Murray, S. S. 2001, Bulletin of the American Astronomical Society, 33, 858
- Zinn, R. 1985, ApJ, 293, 424
- Zwicky, F. 1953, Phys. Today, 6, 7

Anhang

A. Testrechnungen

Im folgenden sollen einige Rechnungen vorgestellt werden, die zum Testen einzelner Teile des Programms gemacht wurden. Im Abschnitt A.1 werden die verschiedenen Methoden zur Berechnung der Gravitation miteinander verglichen. Danach wird das SPH-Verfahren für den Kollaps einer sphärischen Gasverteilung getestet (Abschn. A.2). Außerdem wird in dem sogenannten Sedov-Test noch die Ausbreitung einer Schockfront untersucht.

A.1 Vergleich von TREE-Codes und GRAPE

Die Berechnung der Eigengravitation kann in dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programm auf mehrere Arten erfolgen: durch das TREE-Verfahren nach Barnes & Hut (1986, kurz BH-TREE), das auch für Vektorrechner optimiert wurde (Hernquist 1987); durch das TREE-Verfahren nach Dehnen (2002, D-TREE) und durch ein GRAPE-*board*. Zum Vergleich dieser verschiedenen Methoden werden Testrechnungen mit einem Plummer-Modell durchgeführt. Das Plummer-Modell hat die Masse $M_P = 1$, den Plummer-Radius $R_P = 1$ und einen äußeren Grenzradius $R_c = 10$. Der Virialkoeffizient $\eta_{\text{vir}} = 2E_{\text{kin}}/|W|$ (mit kinetischer Energie E_{kin} und potentieller Energie W) wurde auf 0.5 gesetzt, so dass es zunächst zu einem Kollaps kommt. Die *softening*-Länge ist $\epsilon_s = 0.01$. Die zeitliche Intergration erfolgte mit individuellen Zeitschritten über einen Zeitraum von $t = 50$ in Systemeinheiten.

Insgesamt wurden vier Testrechnungen gemacht. Jeweils eine Simulation mit dem BH-Tree und dem D-TREE wurden auf einem PentiumIII mit 800 MHz durchgeführt. Zwei weitere Rechnungen wurden auf einem GRAPE3af-*board* und einem Vektorrechner (NEC SX-5e mit 250 MHz) gemacht.

Die zeitliche Entwicklung der Energie ist im wesentlichen unabhängig von dem verwendeten Verfahren (Abb. A.1, links). Insbesondere ist die Energieerhaltung in allen Modellen deutlich besser als 1%. Das Modell entwickelt sich

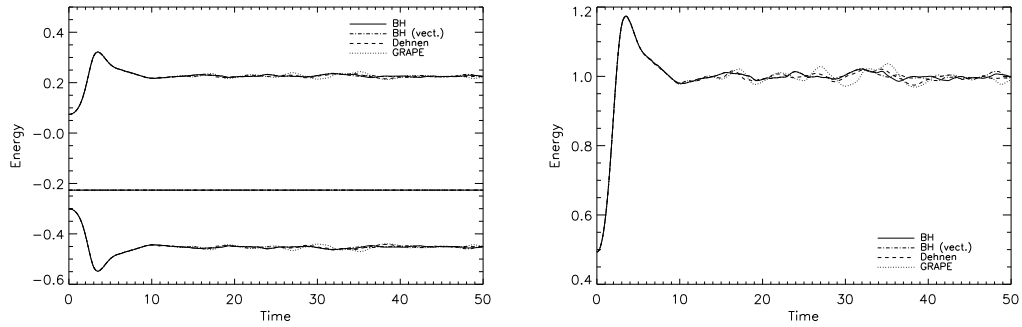


Abbildung A.1: Links ist die zeitliche Entwicklung von kinetischer, gesamter und potentieller Energie (von oben nach unten) für die verschiedenen Verfahren zur Berechnung der Eigengravitation zu sehen. Insgesamt ist die Entwicklung unabhängig vom Verfahren, und die Energieerhaltung ist in allen Fällen deutlich besser als 1%. Der Virial-Koeffizient η_{vir} (rechts) zeigt, dass sich nach dem anfänglichen Kollaps, bei dem potentielle in kinetische Energie umgewandelt wird, ein viriales Gleichgewicht ($\eta_{\text{vir}} = 1$) einstellt.

auch erwartungsgemäß: Zunächst kommt es aufgrund des vorgegebenen Virialkoeffizienten η_{vir} zu einem Kollaps, bei dem potentielle in kinetische Energie umgewandelt wird. Dadurch steigt η_{vir} auf Werte größer eins (Abb. A.1, rechts). Schließlich wird das Virialgleichgewicht mit $\eta_{\text{vir}} = 1$ erreicht. Der CPU-Zeitbedarf ist beim D-Tree mit ca. 11 000 s am niedrigsten. Ähnlich schnell sind mit 13 000 s bzw. 15 000 s noch die Rechnungen auf dem GRAPE-board und dem Vektorrechner. Deutlich am längsten rechnet der BH-TREE auf dem PentiumIII-PC mit 68 000 s.

Ein genauere Vergleich des CPU-Zeitbedarfs zeigt die Vorteile des D-TREE noch deutlicher. Dazu wurden weitere Rechnungen, diesmal mit festem Zeitschritt und mit Teilchenzahlen zwischen 10^2 und 10^5 , durchgeführt und daraus die mittlere CPU-Zeit pro Berechnung der Eigengravitation bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. A.2 dargestellt. Erwartungsgemäß ist der D-TREE bei großen Teilchenzahlen aufgrund der linearen Skalierung am schnellsten. Bei weniger als 10^4 Teilchen ist das GRAPE-board etwa genauso schnell wie der D-TREE, dann macht sich die Skalierung mit N^2 bemerkbar. Fairerweise sollte man aber erwähnen, dass das verwendete GRAPE-System zehn Jahre alt ist. Modernere Anlagen haben eine deutlich höher Grundgeschwindigkeit, so dass sich der Punkt, an dem der D-TREE schneller wird, zu größeren Teilchenzahlen verschiebt. Man sieht aber auch, dass beim GRAPE-board bei den niedrigen Teilchenzahlen die zusätzliche Rechenzeit für die Kommunikation zum Vorrechner eine Rolle spielt. Auf dem Vektorrechner skaliert der BH-TREE wie erwartet mit $O(N \log N)$, während er auf dem PentiumIII-PC bei kleinen Teilchenzahlen sogar schlechter skaliert. Der CPU-Zeitbedarf bei 10^5 Teilchen ist für den vektorisierten BH-TREE um fast eine Größenordnungen höher als beim D-TREE. Beim nicht-vektorierten BH-TREE sind es sogar beinahe zwei Größenordnungen. Aber selbst der nicht-vektorierte BH-TREE ist ab wenigen hundert Teilchen deutlich schneller als die direkte Berechnung

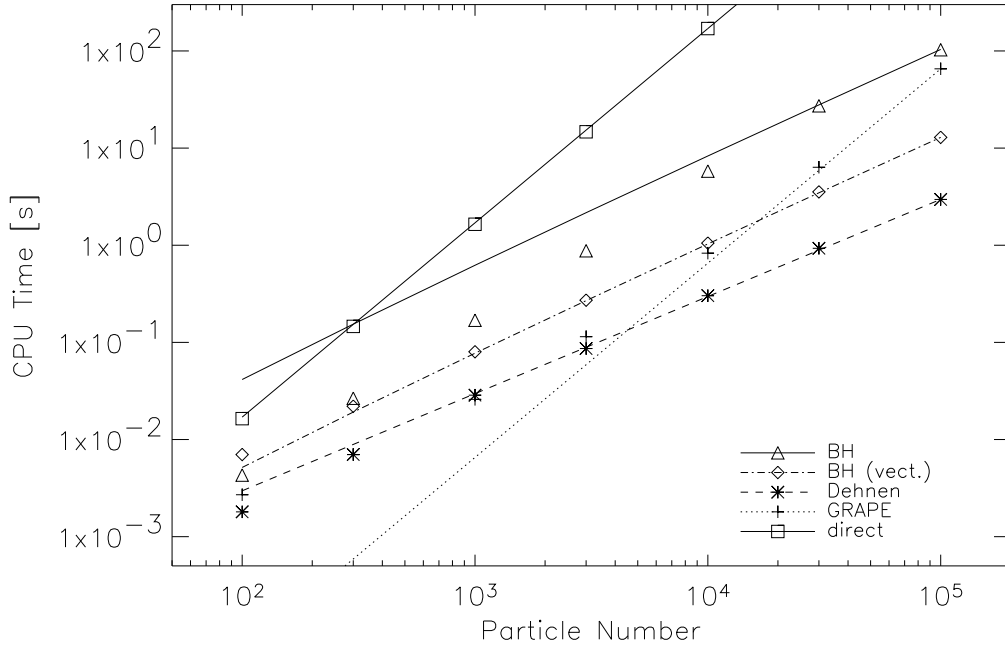


Abbildung A.2: Die verschiedenen Symbole zeigen den mittleren CPU-Zeitbedarf pro Zeitschritt in Abhängigkeit von der Teilchenzahl für die verschiedenen Methoden zur Berechnung der Eigengravitation. Die Linien zeigen Anpassungen des jeweiligen theoretischen CPU-Zeitbedarfs: für den BH-TREE (auch vektorisiert) $N \log N$, für den D-TREE N und für das GRAPE sowie die direkte Berechnung der Kraft N^2 .

der Kraft.

Ein weiterer Vorteil des D-TREE, neben der linearen CPU-Zeit-Skalierung, ist auch die Tatsache, dass er auf gewöhnlichen PCs genutzt werden kann, also im Gegensatz zu GRAPE-board oder Vektorrechner keine spezielle Hardware benötigt. Außerdem ist die Berechnung der Gravitation nur einer von mehreren rechenintensiven Teilen einer vollständigen Galaxiensimulation. So lässt sich zum Beispiel das SPH-Verfahren nicht so gut vektorisieren, da die Schleifen über die relativ kleine Anzahl von Nachbarpartikeln laufen. Als Folge verliert man den durch die Vektorisierung erzielten Rechenzeitgewinn durch die typischerweise niedrigere skalare Leistung der Vektorprozessoren. Zum Beispiel ist die Rechenzeit auf der NEC SX-5e für den BH-TREE bei Abschaltung der Vektoroptimierung um etwa einen Faktor zwei größer als die entsprechende Zeit auf einem PC. Beim GRAPE-board ist es ähnlich, da dort der Vorrechner relativ langsam sein kann; für die hier getestete Konfiguration ist er um einen Faktor fünf langsamer. Neben der schnellsten Berechnung der Gravitation erlaubt der D-TREE also auch die schnellste Behandlung aller anderen Prozesse.

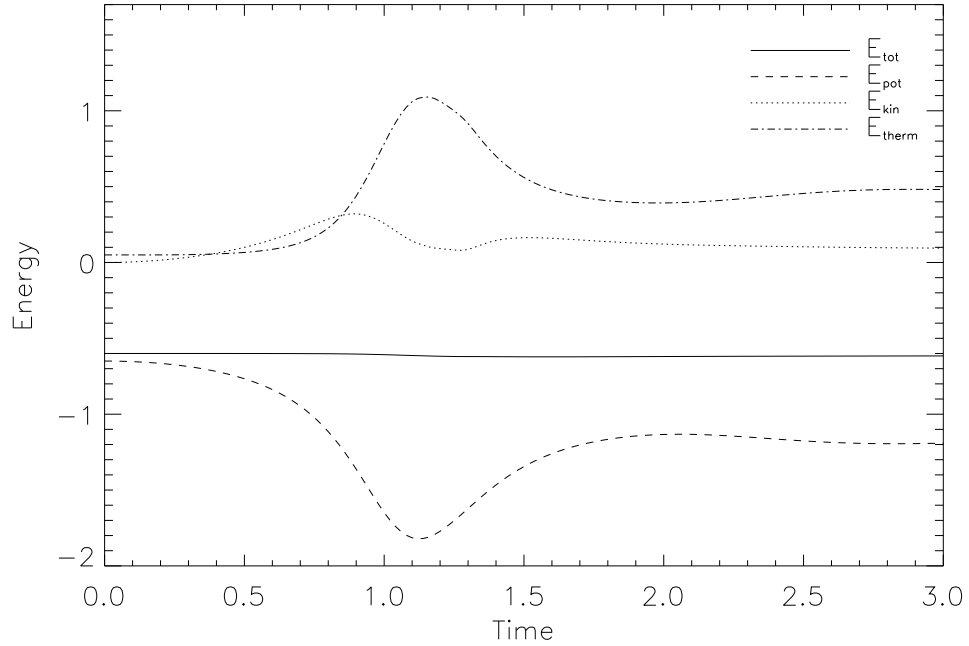


Abbildung A.3: Die Entwicklung der Energien beim Kollaps einer Gassphäre. Während des Kollaps wird potentielle Energie erst in kinetische und dann in thermische Energie umgewandelt. Bei $t = 1.1$ wird der Kollaps gestoppt und das Gas expandiert wieder. Ab $t = 2$ ist das Gas dann im Virialgleichgewicht, d.h. $E_{\text{kin}} + E_{\text{therm}} \approx -E_{\text{pot}}/2$.

A.2 Testrechnungen zum SPH-Verfahren

Evrard-Test

Um numerische Verfahren zur Behandlung der Hydrodynamik zu testen, werden häufig von Evrard (1988) vorgeschlagene Anfangsbedingungen verwendet. In dem sogenannten Evrard-Test wird der Kollaps einer sphärischen, anfänglich isothermen Gasverteilung simuliert. Die Gassphäre mit einem $1/r$ -Dichteprofil hat die Masse $M_{\text{gas}} = 1$ und den Radius $R_{\text{gas}} = 1$. Die spezifische Energie u wird auf $u = 0.05GM_{\text{gas}}/R_{\text{gas}}$ gesetzt. Damit ergibt sich ein Virialkoeffizient von $\eta_V = 0.15$. Das System wird durch 4096 Teilchen realisiert, die zufällig nach dem vorgegebenen Dichteprofil verteilt wurden. Die Entwicklung der Gassphäre wird für drei Systemzeiteinheiten berechnet, wobei der maximale Systemzeitschritt 0.02 ist. Die individuellen Zeitschritte werden nach Gl. (3.32) mit $C = 0.3$ berechnet. Die Anzahl der Nachbarn N_{sm} wird auf 32 festgelegt. Die Viskositätsparameter α_v und β_v in Gl. (3.26) werden auf 2 bzw. 1 gesetzt.

Das Modell entwickelt sich wie erwartet, d.h. zunächst kommt es zu einem Kollaps. Dabei sinkt die potentielle Energie von -0.65 auf -1.9 . Diese freiwerdende Energie wird hauptsächlich in thermische Energie umgewandelt. Der Kollaps wird bei $t = 1.1$ gestoppt. Danach expandiert das Gas wieder, bis

ab etwa $t = 2$ ein Gleichgewichtszustand erreicht wird, für den der Virialkoeffizient $\eta_V \approx 1$ ist. Die Entwicklung der Energien ist auch gut mit anderen Rechnungen zu vergleichen (z.B. Evrard 1988; Hernquist & Katz 1989). Auch ein Modell mit der vierfachen Teilchenzahl liefert das gleiche Ergebnis.

Sedov-Test

Zusätzlich zum eben vorgestellten Evrard-Test soll der SPH-Code alternativ auch anhand des Sedov-Problems getestet werden. Das Sedov-Problem behandelt die Überschall-expansion einer Schale in einem homogenen Medium, wie man es z.B. bei einem zentralen *starburst* erwartet. Für den Test wurde eine starke, fast punktförmige Explosion in einem homogenen Gas simuliert. Sedov (1959) hat für dieses Problem analytische Lösungen gefunden. Unter der Voraussetzung, dass die Energie der Explosion erhalten bleibt und nicht durch Strahlung verloren geht, ist die Ausbreitung der Schockfront dann gegeben durch $R_{\text{sh}} = \xi_0 (Et^2/\rho_{\text{gas}})^{1/5}$ (vgl. Anhang B). Aus der Energieerhaltung lässt sich u.a. ableiten, dass für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schockfront $v_{\text{sh}} \gg c_s$ gelten muss (c_s ist die Schallgeschwindigkeit).

Die Simulation von Schocks durch den SPH-Formalismus erfordert eine künstliche Viskosität, wie in Abschnitt 3.6.2 beschrieben ist. Das Testmodell besteht aus einer homogenen, sphärischen Gasverteilung mit $R = 0.5$, $M_{\text{gas}} = 1.0$ und $u_{\text{therm}} = 6 \cdot 10^{-11}$. Eine im Vergleich dazu große Energiemenge von $E = 4 \cdot 10^{-4}$ wird zum Zeitpunkt $t = 0$ auf wenige Teilchen in der Nähe des Zentrums verteilt. Abb. A.4 zeigt Ergebnisse dieser Tests für unterschiedliche Teilchenzahlen N und verschiedene Viskositätsparameter α_v und β_v : Die oberen vier Diagramme zeigen den radialen Dichteverlauf ρ normiert auf die anfängliche Dichte ρ_0 . Die Radien R sind ebenfalls normiert auf den Radius der Schockfront R_{sh} . Die Kreuze zeigen jeweils die Ergebnisse der Simulation zum Zeitpunkt $t = 5.0$, während die durchgezogene Linie die (semi-)analytische Lösung zeigt. Der erste Graph (oben links) stellt den Vergleichsfall mit $\alpha_v = 1.0$, $\beta_v = 2.0$ und $N = 32935$ dar. Durch die relativ hohe Teilchenzahl N wird eine gute räumliche Auflösung erreicht und die Schockfront ist in der Simulation deutlich zu erkennen. Der Dichteverlauf innerhalb der Schockfront wird gut wiedergegeben, ohne dass die theoretisch vorhergesagte maximale Dichte erreicht wird. Dagegen ist der Dichtesprung am äußeren Rand des Schocks erwartungsgemäß verschmiert, d.h. es zeigt sich eine Übergangsschicht zwischen der maximalen Dichte des Schocks und der niedrigen Umgebungsdichte. Die Breite dieser Schicht beträgt in etwa 20% des Schockradius. Der nächste Graph (Abb. A.4, oben rechts) zeigt exemplarisch, dass die Wahl von α_v und β_v in den typischen Bereichen ($\alpha_v = [0.5, \dots, 2.0]$ und $\beta_v = [1.0, \dots, 4.0]$) praktisch keinen Einfluss auf die Simulation hat, d.h. die Schockfront in allen Fällen ähnlich gut wiedergegeben wird. Im Gegensatz dazu hat die Verringerung der Teilchenzahl auf $N = 3215$ deutliche Auswirkungen. Die Schockfront verbreitert sich etwa auf das Doppelte, während die maximale Dichte kaum noch über der ursprünglichen Dichte des umgebenden Mediums

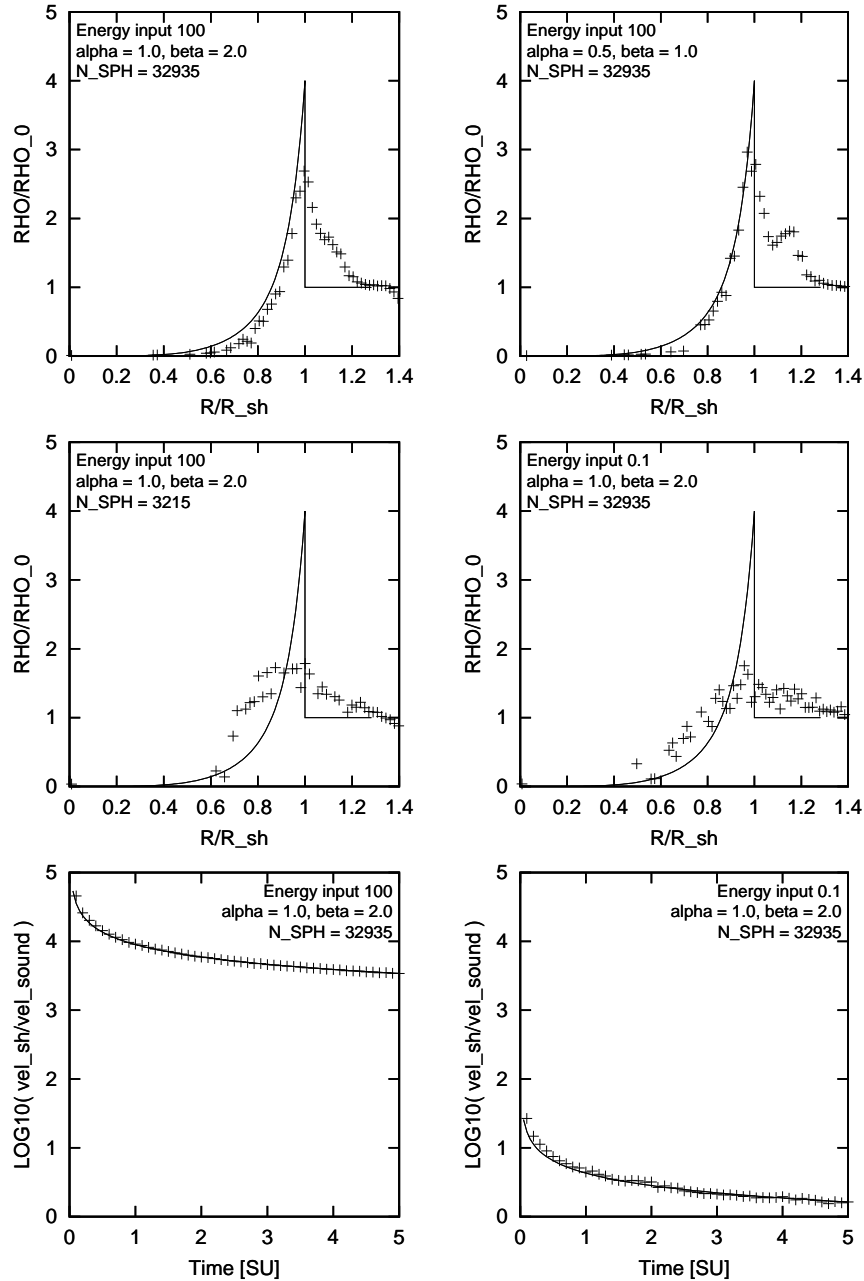


Abbildung A.4: Die Entwicklung einer Schockfront in einer homogenen Gas-sphäre. Die oberen vier Graphen zeigen den radialen Dichteverlauf, wobei beim zweiten Diagramm (oben rechts) α und β , beim dritten N_{SPH} und beim vierten der Energieeintrag E im Vergleich zur ersten Testrechnung (oben links) variiert wurden. Die unteren beiden Graphen zeigen die Geschwindigkeit der Schockfront bei verschiedenen Energien E .

liegt. Diese beiden Effekte treten sogar noch stärker auf, wenn man statt der Teilchenzahl die eingebrachte Energiemenge um einen Faktor 1000 verringert (Abb. A.4, Mitte rechts). Allerdings ist dann die Voraussetzung $v_{\text{sh}} \gg c_s$ für die Sedov-Lösung nicht mehr gegeben, wie man in den beiden unteren Graphen der Abb. A.4 sehen kann. Dort ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schockfront v_{sh} in Einheiten der Schallgeschwindigkeit c_s des umgebenden Mediums dargestellt. Man sieht, dass v_{sh} für die Fälle mit größerer Energie um etwa vier Größenordnungen über der Schallgeschwindigkeit liegt, während für die niedrige Energie v_{sh} nur bis etwa $t = 1.0$ um den Faktor 10 größer ist und am Ende der Simulation bei $t = 5.0$ die Schockfront sogar fast bis auf Schallgeschwindigkeit abgebremst wurde.

Insgesamt zeigen diese Tests, dass Schocks einigermaßen gut simuliert werden können, wobei besonders die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schockfront gut reproduziert wird. Bei geeigneter Auflösung, also mit hohen Teilchenzahlen, wird auch der radiale Dichteverlauf innerhalb des Schocks gut wiedergegeben. Die Grenze der Auflösung liegt für das betrachtete Testbeispiel in etwa bei 3000 Teilchen. Allerdings erreicht auch bei der zehnmal höheren Auflösung die maximale Dichte nur etwa 75% des Wertes der analytischen Lösung und der Dichtesprung ist über einen relativ großen Bereich verschmiert. Beides ist aber beim SPH-Verfahren zu erwarten und stimmt mit den Ergebnissen anderer Arbeiten überein (z.B. Owen et al. 1998). In Simulationen von Scheibengalaxien werden die Teilchenzahlen damit aber nicht ausreichen, um einzelne *starburst*-Regionen und die resultierenden Schalen genau genug darzustellen, um damit z.B. eine selbstinduzierte Sternentstehung zu ermöglichen.

B. Expansion ein Schale

Ein einfaches Modell von Brown et al. (1995) beschreibt die Expansion einer Schale aufgrund eines Energieeintrags. Die Energie-Gleichung ist dabei durch

$$\frac{d}{dt}(2\pi r_{\text{sh}}^3 P) = \dot{E} - 4\pi r_{\text{sh}}^2 P v_{\text{sh}} \quad (\text{B.1})$$

gegeben. Dabei sind r_{sh} und $v_{\text{sh}} = \dot{r}_{\text{sh}}$ der Radius und die Expansionsgeschwindigkeit der Schale. P ist der Druck im Innern der Schale und \dot{E} beschreibt die Rate, mit welcher der Eintrag der Energie erfolgt. In der Impuls-Gleichung

$$\frac{d}{dt}(m_{\text{sh}} v_{\text{sh}}) = 4\pi r_{\text{sh}}^2 P \quad (\text{B.2})$$

sind hier die Eigengravitation und der äussere Druck vernachlässigt worden. m_{sh} ist die in der Schale aufgesammelte Masse, welche mit

$$\frac{d}{dt}m_{\text{sh}} = 4\pi r_{\text{sh}}^2 v_{\text{sh}} \rho(r_{\text{sh}}) \quad (\text{B.3})$$

bestimmt wird. Die Dichte ρ des Umgebungsmediums soll durch ein allgemeines Potenz-Gesetz beschrieben sein:

$$\rho(r) = \rho_0 r^{-\alpha}, \quad (\text{B.4})$$

wobei $\alpha < 3$ sein soll. Betrachtet man eine Wolke mit Radius r_{cld} und Masse m_{cld} , dann ist

$$\rho_0 = \frac{3 - \alpha}{4\pi} \frac{m_{\text{cld}}}{r_{\text{cld}}^{3-\alpha}} = \frac{3 - \alpha}{4\pi} \rho_1, \quad (\text{B.5})$$

wobei ρ_1 als Abkürzung für $m_{\text{cld}}/r_{\text{cld}}^{3-\alpha}$ dient.

Die Expansion der Schale lässt sich durch eine selbstähnliche Lösung beschreiben. Als Lösungsansatz wird dazu der Ausdruck

$$r_{\text{sh}} = \xi t^{-l} \rho_1^{-m} \dot{E}^{-n} \quad (\text{B.6})$$

gewählt, wobei ξ eine dimensionslose Konstante ist. Die Potenzen $l = 3/(5-\alpha)$ und $m = -n = 1/(5-\alpha)$ ergeben sich aus den Dimensionen, d.h. der rechte Term muss eine Längeneinheit ergeben. Es ist also

$$r_{\text{sh}} = \xi t^{\frac{3}{5-\alpha}} \left(\frac{\dot{E}}{\rho_1} \right)^{\frac{1}{5-\alpha}}, = K t^{\frac{3}{5-\alpha}} \quad (\text{B.7})$$

woraus man durch Ableitung nach der Zeit auch die Expansionsgeschwindigkeit der Schale erhält:

$$v_{\text{sh}} = \frac{3}{5-\alpha} K t^{\frac{\alpha-2}{5-\alpha}} = v_0 t^{\frac{\alpha-2}{5-\alpha}}. \quad (\text{B.8})$$

Mit r_{sh} und v_{sh} sowie $m_{\text{sh}} = \rho_1 r_{\text{sh}}^{3-\alpha}$ kann man aus Gl. (B.2) den Druck P bestimmen:

$$P = \frac{1}{4\pi} v_0 K^{1-\alpha} \rho_1 \frac{7-2\alpha}{5-\alpha} t^{\frac{-4-\alpha}{5-\alpha}} = \frac{1}{4\pi} P_0 t^{\frac{-4-\alpha}{5-\alpha}}. \quad (\text{B.9})$$

Als nächstes wird P in Gl. (B.1) eingesetzt und es ergibt sich

$$\dot{E} = \frac{11-\alpha}{10-2\alpha} K^3 P_0. \quad (\text{B.10})$$

Ersetzt man nun die Konstanten und löst nach ξ auf, dann bekommt man mit

$$\xi = \frac{2(5-\alpha)^3}{3(7-2\alpha)(11-\alpha)} \quad (\text{B.11})$$

eine eindeutige Lösung für die Expansion der Schale bei gegebenem Energieeintrag \dot{E} und Dichteparameter ρ_1 .

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit behilflich waren:

Mein erster Dank gilt Christian Theis für die Vergabe des Themas, aber vor allem auch für seine ständige Hilfsbereitschaft und die in zahlreichen Diskussionen gegebenen Anregungen, die viel zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Auch das freundschaftliche Arbeitsklima, die Unterstützung bei Tagungsbesuchen und die Vermittlung von Kontakten sollen nicht unerwähnt bleiben. Weiterhin danke ich ihm für die Überlassung seines Programms, das die Basis für diese Arbeit gewesen ist und es hoffentlich auch für eine zukünftige Zusammenarbeit sein wird.

Bei Gerhard Hensler bedanke ich mich für zahlreiche Gespräche, in denen viele neue Ideen diskutiert wurden. Außerdem möchte ich ihm für die Kontakte und Tagungsbesuche danken, die auf seine Initiative hin zustande gekommen sind. Auch die freundliche Atmosphäre in seiner Arbeitsgruppe sei an dieser Stelle erwähnt.

Diese Arbeit wäre auch nicht möglich gewesen ohne die (moralische) Unterstützung einiger Mitarbeiter des Instituts. Hier möchte ich besonders Elke Rödiger, Tim Freyer und Carsten Weidner erwähnen. Aber auch allen bisher unerwähnten Arbeitskollegen möchte ich für die freundliche Atmosphäre im Institut danken, die ein angenehmes Arbeiten möglich machte.

Die Arbeit hat auch von verschiedenen öffentlich verfügbaren Programmen profitiert. Hier sollen vor allem die Programmpakete GALACTICS von Konrad Kuijken und John Dubinski sowie Peter Teubens NEMO genannt werden. Ein besonderer Dank gilt Walter Dehnen für das zur Verfügung Stellen seines Treecodes FALCON.

Holger Boll gilt mein Dank für die Betreuung der Rechner im Institut und die ständige Bereitschaft, kleinere Probleme schnell zu lösen. Den Mitarbeitern des Rechenzentrums der Universität Kiel gilt ein Dank dafür, daß mir der Zugang zu den dortigen Großrechnern ermöglicht wurde.

Bedanken möchte ich mich auch bei Lia Athamassoula und ihren Kollegen für die freundliche Aufnahme am Observatoire de Marseille. Ein ganz besonderer Dank gilt Brad Gibson, Daisuke Kawata und Chris Brook für ihre Unterstützung und ergiebige Diskussionen während meines Aufenthaltes

am *Centre for Astrophysics and Supercomputing* der *Swinburne University of Technology* in Melbourne. Ihnen und auch allen anderen dortigen Mitarbeitern, insbesondere Alina Kiessling, Chris Thom und Steve Ord und möchte ich für die herzliche Gastfreundschaft danken.

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unter dem Aktenzeichen TH511/2 gefördert. Im Rahmen dieser Förderung konnte ich auch verschiedene Tagungen besuchen. Außerdem wurde ein zweimonatiger Forschungsaufenthalt in Australien bezuschusst. Dafür möchte ich mich bedanken.

Ein Marie-Curie-Forschungsstipendium hat mir einen dreimonatigen Aufenthalt am Observatoire de Marseille ermöglicht. Ein insgesamt achtmonatiger Forschungsaufenthalt konnte mit Hilfe des *Australian Research Councils* im Rahmen des *Linkage International Award* Programms und durch ein *Australia-Europe*-Stipendium des *Australian Commonwealth* realisiert werden.

Bei einigen Tagungsteilnahmen wurde ich durch die Astronomische Gesellschaft unterstützt, wofür ich mich ebenfalls bedanken möchte.

Schließlich – *last but not least* – möchte ich mich bei meinen Eltern für ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums bedanken, das ohne sie so nicht möglich gewesen wäre und wodurch sie letztlich auch diese Arbeit ermöglicht haben.

Erklärung

Diese Dissertationsschrift wurde von mir in Form und Inhalt unter Anleitung von Univ.-Doz. Dr. Ch. Theis und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Hilfsmittel angefertigt.

Sie wurde noch nicht an anderer Stelle ganz oder zum Teil im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegt.

Teile dieser Arbeit wurden bei der Zeitschrift *Astronomy & Astrophysics* zur Veröffentlichung eingereicht.

Kiel, den 15. März 2005

Stefan Harfst

Lebenslauf

Name: Stefan Harfst
Geburt: am 29.04.1973 in Bremen
Beruf: Physiker
Staatsangehörigkeit: deutsch

Werdegang

1979-1983 Grundschule Philip-Reis-Straße
1983-1989 Orientierungsstufe und Gymnasium Sek. I
am Schulzentrum Ronzelenstraße
1989-1992 Gymnasium Sek. II am Schulzentrum Vor-
kampsweg
Abitur am 4. Juni 1992
1993-1994 Zivildienst als Rettungshelfer beim Arbeiter-
Samariter-Bund Bremen e.V.
1992-1995 Grundstudium Dipl.-Physik an der Univer-
sität Bremen
Vordiplom am 16. August 1995
1995-1996 *3rd-year Physics* am University College Gal-
way
1996-2000 Hauptstudium Dipl.-Physik an der
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Diplom am 8. Mai 2000
ab 2000 Vorbereitung der Promotion an der
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
und Beschäftigung als wissenschaftlicher
Mitarbeiter (bis Juli 2003)
2003 3 Monate Forschungsaufenthalt bei Prof.
Dr. E. Athanassoula am Observatoire de
Marseille im Rahmen eines Marie-Curie
Trainings-Site Stipendiums
2003-2004 8 Monate Forschungsaufenthalt bei Prof.
Dr. B. Gibson an der Swinburne University
of Technology im Rahmen eines Australia-
Europe-Stipendiums