

Ludwig-Maximilians-Universität München

---

PLASMA-NEUTRALGAS-  
WECHSELWIRKUNG  
IM  
INTERSTELLAREN MEDIUM



Dissertation  
an der Fakultät für Physik  
der Ludwig-Maximilians-Universität  
München

vorgelegt von  
Stefan Lieb  
aus München

München, 8. Februar 2008

Tag der mündlichen Prüfung: 01.02.2008

1. Gutachter: Prof. Dr. Harald Lesch

2. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Zohm



# Zusammenfassung

Magnetfelder im Universum sind allgegenwärtig. Sie werden in allen Arten von Galaxien, in Galaxienhaufen und sogar im intergalaktischen Medium beobachtet. Die Topologie der Magnetfelder in den gegenwärtigen Spiralgalaxien setzt sich aus zwei Teilen zusammen: Einem großskaligen wohlgeordneten und einem kleinskaligen fluktuierenden Teil, wobei deren Herkunft jeweils unterschiedlicher Natur ist. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich sowohl mit der Frage der Herkunft des großskaligen Magnetfeldes, die heute noch eine große Herausforderung an die moderne Astrophysik stellt, als auch mit astrophysikalischen Prozessen, die durch fluktuierende Magnetfelder hervorgerufen werden. Im Mittelpunkt stehen dabei zum einen das Ionisationsproblem des interstellaren Mediums und zum anderen die Erzeugung von protogalaktischen Saatmagnetfeldern.

Die Eigenschaften des diffus ionisierten Gases in den Halos von Spiralgalaxien kann nicht allein durch Photoionisations-Modelle erklärt werden, sondern setzt eine zusätzliche Heizquelle voraus. Mit Hilfe von dreidimensionalen resistiven turbulenten Plasma-Neutralgas-Simulationen wird untersucht, ob die Dissipation magnetischer Feldenergie infolge magnetischer Rekonnexion eine nennenswerte Heizquelle liefern kann. Die Untersuchungen berücksichtigen insbesondere den Einfluss verschiedener Resistivitäts-Modelle auf das Multifluid-System. Wie sich zeigt, können kleinskalige turbulente Magnetfelder im interstellaren Medium eine bedeutende Heizquelle darstellen. Die Ergebnisse der numerischen Simulationen lassen den Schluss zu, dass in Abhängigkeit von den lokalen Plasmametern und der Ursache anomaler Resistivität, wie zum Beispiel Mikroinstabilitäten, magnetische Rekonnexion prinzipiell dazu führen kann, dass das die Rekonnexionszonen umgebende Gas auf eine Temperatur geheizt wird, bei der das ISM thermische Röntgenstrahlung emittiert.

Die beobachteten Magnetfelder in Spiralgalaxien lassen sich prinzipiell im Rahmen der Dynamo-Theorie verstehen. Der Dynamo-Prozess setzt aber ein Saatfeld voraus, das er verstärken und aufrechterhalten kann. Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Entstehung von protogalaktischen Saatmagnetfeldern. Derartige primordiale Saatfelder können durch einen natürlichen astrophysikalischen Plasma-Prozess entstehen. Anhand dreidimensionaler numerischer Multifluid-Simulationen wird untersucht, ob durch Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung, die in den Scherströmungen rotierender

protogalaktischer Wolken auftreten, signifikante Saatmagnetfelder entstehen können. Es wird die Dynamik von mehreren rotierenden protogalaktischen Wolken, die sich in einem externen Gravitationspotential befinden, modelliert. Die Simulationen zeigen, dass nach  $10^7$  Jahren magnetische Saatfelder von einigen  $10^{-16}$  Gauss erzeugt werden können, die, einer weiterführenden Studie zufolge, sich aufgrund der differentiellen Rotation einer Protogalaxie noch weiter verstärken lassen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhalt</b>	<b>I</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Diffus ionisiertes Gas: DIG oder WIM? . . . . .	1
1.2 Protogalaktische Magnetfelder . . . . .	7
<b>2 Plasmaphysik und Magnetohydrodynamik</b>	<b>13</b>
2.1 Einführung . . . . .	13
2.2 Ideale Magnetohydrodynamik . . . . .	16
2.3 Resistive Magnetohydrodynamik . . . . .	21
2.3.1 Magnetische Rekonnexion . . . . .	24
2.3.2 Die Untere Hybrid-Drift-Instabilität . . . . .	29
2.4 Multifluidtheorie . . . . .	31
2.4.1 Die Plasma-Neutralgas-Gleichungen . . . . .	33
2.4.2 Gültigkeit der Fluidbeschreibung . . . . .	36
<b>3 Diffus ionisiertes Gas im interstellaren Medium</b>	<b>39</b>
3.1 Physik des diffus ionisierten Gases . . . . .	39
3.1.1 Das Ionisationsproblem . . . . .	40
3.1.2 Heizung und Ionisation durch magnetische Rekonnexion . . . . .	43
3.2 Das numerische Modell . . . . .	47
3.2.1 Normierung des Plasma-Neutralgas-Codes . . . . .	49
3.2.2 Die normierten Simulations-Gleichungen . . . . .	50

---

3.3	Numerische Simulationen . . . . .	53
3.3.1	Stromabhängige Resistivität . . . . .	56
3.3.2	Konstante Resistivität . . . . .	68
<b>4</b>	<b>Protogalaktische Magnetfelder</b>	<b>73</b>
4.1	Galaktische und extragalaktische Magnetfelder . . . . .	73
4.1.1	Beobachtungen und Beobachtungsmethoden . . . . .	73
4.1.2	Struktur und Stärke der Magnetfelder . . . . .	77
4.2	Astrophysikalische Mechanismen zur Erzeugung von Saatfeldern . . . . .	80
4.2.1	Batterieprozesse . . . . .	81
4.2.2	Aktive galaktische Kerne . . . . .	82
4.2.3	Plasma-Neutrgas-Wechselwirkung . . . . .	84
4.3	Dreidimensionale Saatfelderzeugung . . . . .	85
4.3.1	Numerische Simulationen der Saatfelderzeugung in externen Gra- vitationspotentialen . . . . .	89
4.3.1.1	1/r-Profil der externen Gravitation . . . . .	89
4.3.1.2	CDM-Gravitationspotential . . . . .	96
4.3.1.3	Künstliche Trägheit . . . . .	104
4.3.2	Verstärkung in rotierenden Protogalaxien . . . . .	112
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>121</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>123</b>

# Kapitel 1

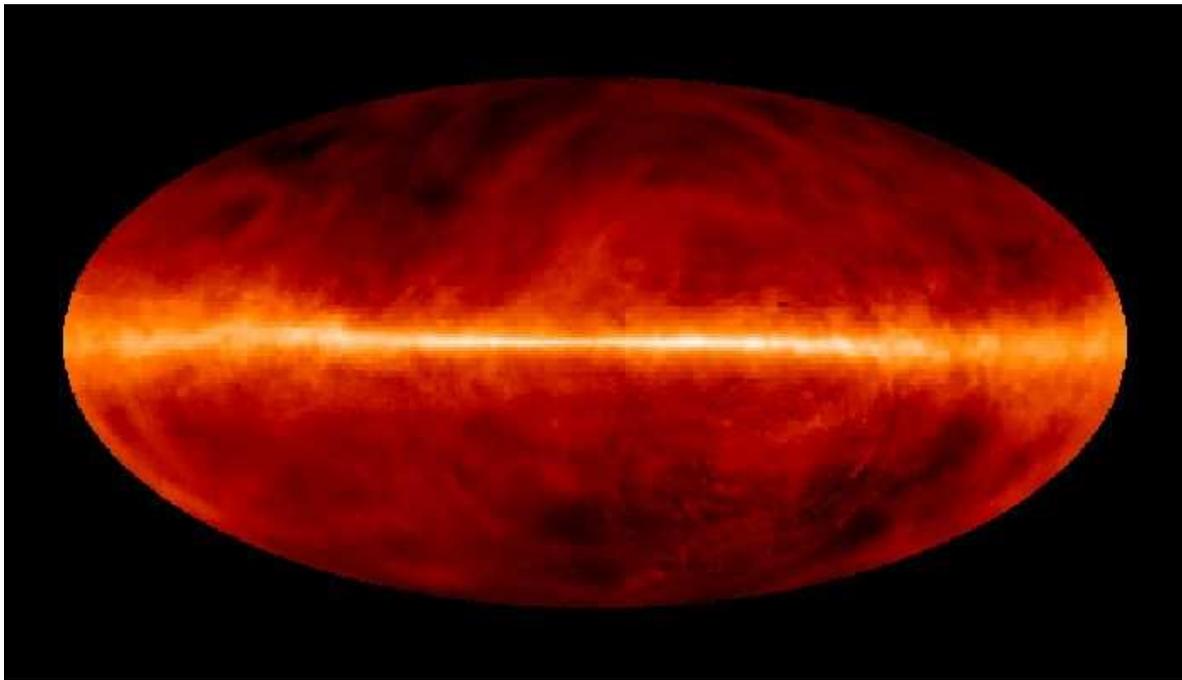
## Einleitung

### 1.1 Diffus ionisiertes Gas: DIG oder WIM?

Lange Zeit galt der Raum zwischen den Sternen als leer und bedeutungslos für die Astronomie. Erst zu Beginn des 19. Jahrhunderts entdeckten Astronomen wie Johannes Hartmann und Edward Emerson Barnard Dunkelwolken - große Wolken interstellarer Materie, die das Licht dahinter liegender Objekte absorbieren - und damit die Existenz des interstellaren Mediums (ISM).

Im Laufe der Jahre stellte sich heraus, dass der interstellare Raum nicht nur mit Dunkelwolken gefüllt war, sondern eine Reihe weiterer Eigenschaften aufwies. Insbesondere Sir Arthur Eddington postulierte bereits 1926 die Existenz des bis dahin unbekanntes diffusen Teils des interstellaren Mediums. Durch die Einführung neuartiger Beobachtungsverfahren, von denen vor allem die Entwicklung der Radioastronomie durch Karl Guthe Jansky 1932 genannt werden muss, gelang es, die interstellare Materie erstmals direkt nachzuweisen. Da die Bestandteile des ISM nur zu einem geringen Teil Licht im sichtbaren Bereich emittieren oder absorbieren, wurden die Beobachtungen größtenteils im Radiobereich fortgeführt. Anhand der 21-cm-Linie konnte zum Beispiel die Verteilung des atomaren neutralen Wasserstoffs in der Milchstraße und anderen Spiralgalaxien sehr genau vermessen werden. Diese Linie entsteht beim Spinflipp des Wasserstoffatoms - ein Energieniveauübergang, bei dem der ursprünglich parallel ausgerichtete Protonen- und Elektronenspin in einen antiparallelen Zustand übergeht, und dabei ein Photon mit einer Wellenlänge von 21 cm emittiert oder absorbiert - und hat den Vorteil, dass sie kaum der interstellaren Extinktion unterliegt und daher über weite Entfernungen beobachtet werden kann. Abbildung 1.1 zeigt die Verteilung des atomaren neutralen Wasserstoffs (von den Astronomen auch HI-Beobachtung genannt) in der Milchstraße, aufgenommen im 21-cm-Bereich. Die Ebene der Milchstraße erstreckt sich horizontal durch das Zen-

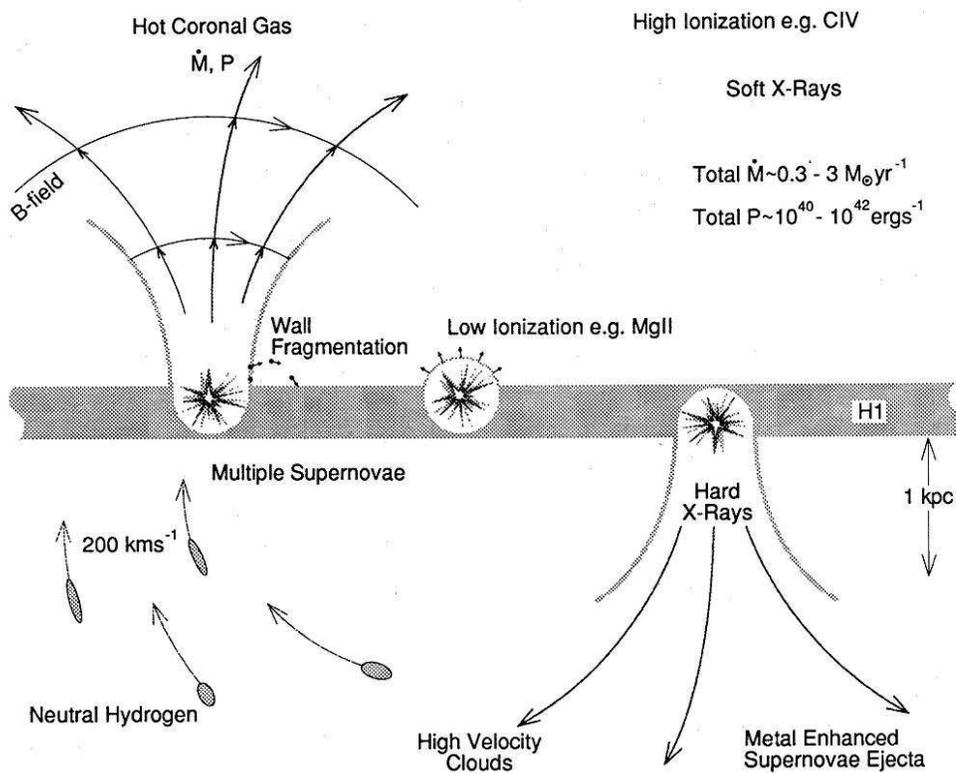
trum des Bildes. Anders als bei Aufnahmen im optischen Frequenzbereich sind hier nicht die einzelnen Sterne sichtbar. Vielmehr erkennt man diffuse Wolken aus Gas, die sich über die ganze Galaxie verteilen, mit einer Anhäufung in der galaktischen Scheibe, und filament- und bogenartige Strukturen bilden. Diese werden durch die Sternaktivität in der Scheibe der Galaxie hervorgerufen.



**Abbildung 1.1:** HI-Beobachtung der Verteilung des neutralen atomaren Wasserstoffs in der Milchstraße (Quelle: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)

Neben den Molekülwolken und dem atomaren Wasserstoff besteht das interstellare Medium jedoch aus weiteren Komponenten. Ein detailliertes Bild über die Zusammensetzung des ISM haben erstmals McKee & Ostriker [1977] gegeben. Nach ihrem Mehr-Phasen-Modell setzt sich der interstellare Raum aus drei Bestandteilen zusammen: Heißem, dünnem Gas ( $n \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10^6 \text{ K}$ ), kaltem, dichtem Gas ( $n \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10^2 \text{ K}$ ) und einer warmen Komponente mit einer Dichte von  $\sim 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen von ungefähr  $10^4 \text{ K}$ , die aus einem ionisierten und einem neutralen Teil besteht. Das heiße Gas (HIM, *hot ionized medium*) entsteht in diesem Modell durch Supernovae-Explosionen und trifft auf Wolken kalter Materie (CNM, *cold neutral medium*). Durch die Interaktion dieser beiden Bestandteile bildet sich eine Schicht warmen Gases (WNM, *warm neutral medium*), das durch Photoionisation von jungen, heißen

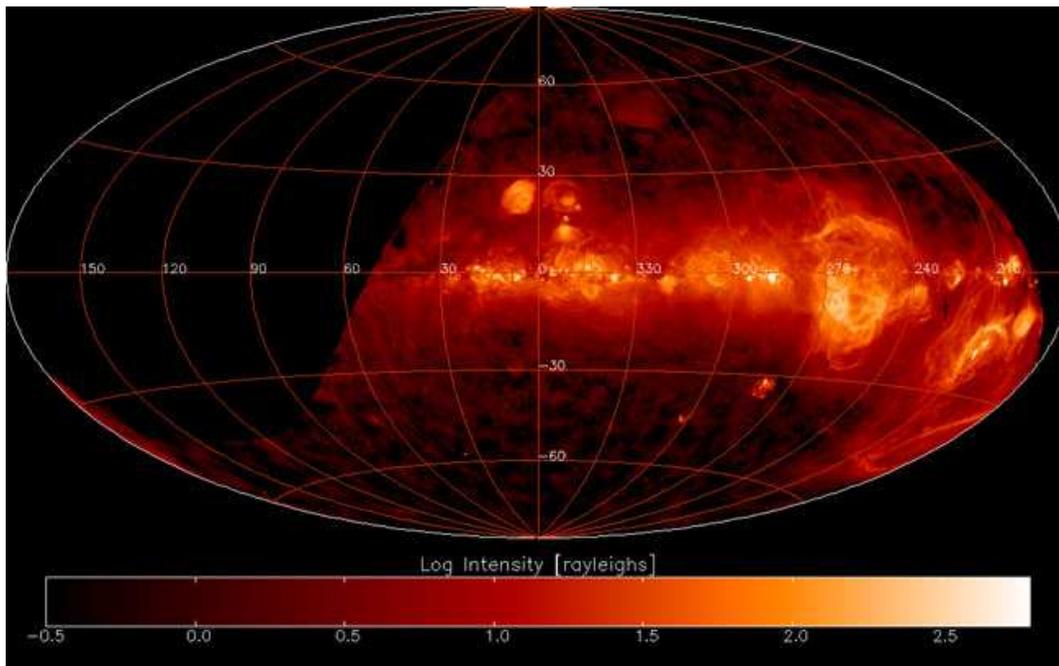
Sternen teilweise ionisiert wird (WIM, *warm ionized medium*). Die drei Bestandteile stehen dabei im ungefähren Druckgleichgewicht.



**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung der Disk-Halo-Verbindung im *chimney model* von Norman & Ikeuchi [1989]

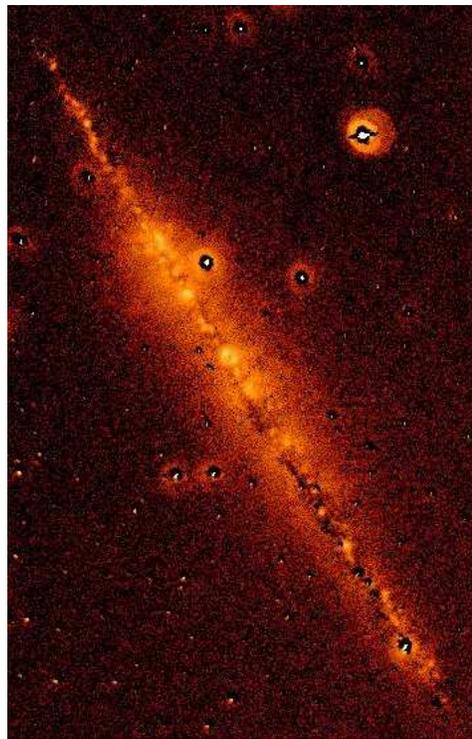
Die Theorie über das interstellare Medium von McKee & Ostriker [1977] stellt die Grundlage für weiterführende Modelle, von denen insbesondere das von Norman & Ikeuchi [1989] zu erwähnen ist, da es die Wechselwirkung der Scheibe mit dem Halo der Milchstraße und anderen Spiralgalaxien beschreibt und somit im direkten Zusammenhang mit der Fragestellung aus **Kapitel 3** steht. In ihrem so genannten *chimney model* besteht die Verbindung der Scheibe mit dem Halo aus Kaminen (engl. *chimney*). Diese gerichteten Strukturen bilden sich durch Supernova-Superblasen (engl. *superbubble*) - das sind Gebilde, die durch zahlreiche räumlich und zeitlich korrelierte Supernovae entstehen - und transportieren heißes Gas, Energie, Impuls und vor allem magnetischen Fluss von der Scheibe in den Halo. Durch dort auftretende Kühlprozesse sammelt sich das Gas zu

Wolken, die ihrerseits wieder auf die Scheibe zurückfallen. Dieser Kreislauf ähnelt dem Modell der galaktischen Fontäne [Shapiro & Field, 1976], wobei der aufwärts gerichtete Energiefluss nicht über die ganze Scheibe, sondern vielmehr stark konzentriert in den Kaminen stattfindet. Bei einer Skalenhöhe - der vertikale Abstand von der Scheibe der Spiralgalaxie - von ca. 1 kpc beginnt die kaminartige Struktur sich zu weiten und die Strömung aus heißem Gas Materie in den oberen Halo zu injizieren. Abbildung 1.2 zeigt exemplarisch einige qualitative Aspekte dieses Vorgangs, bei dem wir besonders den Transport von magnetischen Feldern sowie den gesamten Energieinput von  $10^{40}$  -  $10^{42}$   $\text{erg s}^{-1}$  hervorheben möchten. Norman & Ikeuchi [1989] leiten diesen Wert aus der Rate der Typ II Supernovae in der Milchstraße ab, die auch für die Heizung der heißen Gasphase verantwortlich sind. Bei Temperaturen von einigen  $10^7$  K innerhalb der Kamine ist das Gas im Zustand des Plasmas und somit idealer Träger für den Transport von magnetischem Fluss. Das Magnetfeld ist nämlich in dieser Gasphase an die Materie gekoppelt - man spricht auch von „eingefrorenen“ Feldlinien - und kann so über weite Strecken transportiert werden. Die Supernova-Superblasen stellen somit eine Quelle magnetischer Energie sowohl für die galaktische Scheibe als auch für den Halo dar.



**Abbildung 1.3:** Diffus ionisiertes Gas in der Milchstraße, aufgenommen anhand der  $H\alpha$  Linien, die bei der Rekombinationskaskade des ionisierten Wasserstoffs entsteht. (Quelle: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)

Neben dem bereits oben erwähnten ionisierten Teil des WNM fand man auch eine diffus verteilte ionisierte Komponente des interstellaren Mediums, die sich scheinbar über die ganze Milchstraße erstreckt [Reynolds, 1990]. Abbildung 1.3 zeigt die Verteilung des ionisierten Wasserstoffs unserer Galaxie, aufgenommen anhand der  $H\alpha$  Linien. Neben den hell leuchtenden spektakulären Emissionsnebeln, die durch die UV-Strahlung junger, heißer Sterne ionisiert werden und sich vorwiegend um die galaktische Scheibe konzentrieren, erkennt man deutlich das diffus verteilte ionisierte Gas (DIG, engl. *diffuse ionized gas*), das auch als *Reynolds-Schicht* bekannt ist [Reynolds, 1997]. Die zum Teil komplexen Strukturen des DIG deuten darauf hin, dass es sich nicht um statische Gebilde handelt, sondern dass es vielmehr in ständiger Bewegung ist.



**Abbildung 1.4:** Ausgeprägter Halo diffus ionisierten Gases der edge-on Spiralgalaxie NGC 891. (Quelle: <http://www.atnf.csiro.au>)

DIG wurde auch in Halos zahlreicher anderer Spiralgalaxien nachgewiesen [Rand, 1995; Dettmar, 1998; Rossa & Dettmar, 2000; Collins & Rand, 2001] und ist höchstwahrscheinlich eine direkte Konsequenz aus der Stärke der Sternentstehungsrate (SFR, engl. *star formation rate*) in der Scheibe jeder einzelnen Galaxie [Rossa & Dettmar, 2003].

Darüber hinaus steht das Vorhandensein von DIG in den Halos der Spiralgalaxien im direkten Zusammenhang mit nicht-thermischer, zum Teil polarisierter Radiostrahlung [Dettmar, 1998], ein Indiz, dass magnetische Felder für die Physik des DIGs eine wichtige Rolle spielen. Eines der prominentesten Beispiele mit ausgeprägtem DIG-Halo ist die Spiralgalaxie NGC 891 (Abbildung 1.4). Die bemerkenswerteste Eigenschaft der  $H\alpha$  Emission von NGC 891 ist ihre Ausdehnung in den Halo von 2 kpc und mehr [Dettmar, 1993]. Auch in unserer Galaxie lässt sich das diffus verteilte ionisierte Gas zweifelsfrei bis gut 1 kpc Höhe nachweisen [Reynolds, 1997]. Es stellt sich dabei die Frage, welche Quelle für seine Ionisation verantwortlich ist. Photoionisation durch UV-Photonen von O- und B-Sternen, die sich überwiegend in den Spiralarmen und im Zentrum der Galaxie befinden, beschränkt sich auf herkömmliche Strömungs-Sphären und kann weit oberhalb der Scheibe die Ionisation des DIGs nicht alleine erklären. Andere mögliche Ionisationsquellen, wie Röntgen- oder kosmische Strahlung, scheitern daran den Energieverlust durch Rekombination auszugleichen. Auch heute noch kann keine vollständige Lösung dieses Problems gegeben werden. An Hand der Messungen von spektralen Linienverhältnissen schlossen Reynolds, Haffner, & Tufté [1999] auf einen zusätzlichen Heizmechanismus. Als mögliche Ursachen einer solchen Heizrate wurden unter anderem die Dissipation von interstellarer Plasmaturbulenz [Minter & Spangler, 1997] und die Ohmsche Dissipation via magnetischer Rekonnexion in stromführenden Schichten [Birk, Lesch, & Neukirch, 1998] diskutiert.

Ein gesetztes Ziel dieser Arbeit ist es, einen Beitrag zum besseren Verständnis des Ionisationsproblems diffus ionisierten Gases zu liefern, insbesondere den Heizmechanismus durch Dissipation magnetischer Feldenergie zu untersuchen. Im Zentrum stehen dabei dreidimensionale Simulationen von turbulenten Plasma-Neutralgas-Systemen.

## 1.2 Protogalaktische Magnetfelder

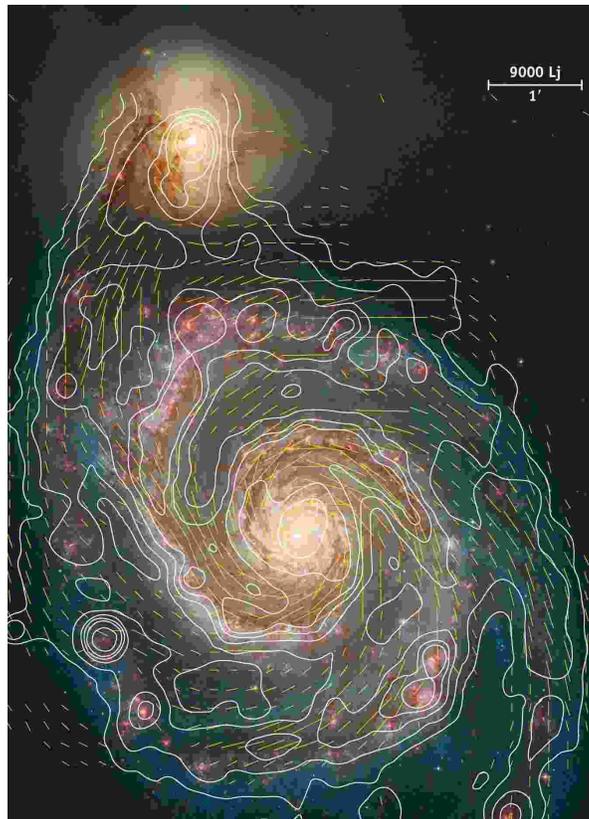
Der Ursprung magnetischer Felder im Universum ist eines der faszinierendsten und herausforderndsten Probleme der modernen Astrophysik. In Anbetracht ihrer vorhergesagten Konsequenzen für die Theorien der Galaxienentstehung und Galaxienentwicklung auf der einen Seite [Wassermann, 1978; Kim, Olinto, & Rosner, 1996; Kulsrud et al., 1997; Gnedin, Ferrara, & Zweibel, 2000] und der Theorien für die Entstehung von Population-III-Sternen (z.B. Bromm, Coppi, & Larson [1999]) auf der anderen Seite, ist die Fülle an vorgeschlagenen Mechanismen zur Erzeugung magnetischer Felder nicht überraschend (z.B. Giovannini [2004] für einen aktuellen Überblick).

Der Konsens ist, dass galaktische Magnetfelder ihren gegenwärtigen Zustand in einem zweistufigen Prozess erreichen: Der Generierung von Saatfeldern in der ersten Stufe, und anschließend der Verstärkung und Aufrechterhaltung der großskaligen Feldstruktur durch magnetohydrodynamische Prozesse, wobei sich dabei die Topologie der Felder ändert (z.B. Widrow [2002] für einen sehr detaillierten und aktuellen Überblick). Zwei unterschiedliche mögliche Szenarien wurden etwas genauer in Betracht gezogen. Das erste geht davon aus, dass ein kosmologisches Magnetfeld bereits vor der Epoche der Rekombination vorhanden war. Dieses Szenarium richtet sich entweder auf QCD beziehungsweise elektroschwache kosmische Phasenübergänge erster Ordnung [Quashnock, Loeb, & Spergel, 1989; Vachaspati, 1991; Giovannini, 2004], auf Inflation [Turner & Widrow, 1988; Ratra, 1992; Giovannini, 2004] oder auf das Antreiben von antiparallelen Druck- und Dichtegradienten durch Verwirbelung, wodurch ein Batterie-Mechanismus angetrieben wird [Harrison, 1979].

Die andere Kategorie von Prozessen richtet ihren Blick auf elektrodynamische Prozesse in der Zeit nach der Rekombination, und zwar in der Phase der Galaxienentstehung. Während diese Phase könnten Saatfelder im Gravitationsfeld rotierender Plasmen infolge unterschiedlicher Trägheit von Elektronen und Ionen entstanden sein [Biermann, 1950]. Ein anderer Batterie-Prozess beruht auf dem Effekt unterschiedlicher Wechselwirkung von Elektronen und Ionen in rotierenden Plasmen mit der kosmischen Hintergrundstrahlung [Mishustin & Ruzmaikin, 1972]. Ein dritter grundlegender Mechanismus zur Selbstgenerierung magnetischer Felder in schwach ionisierten Plasmen wurde von Lesch & Chiba [1995] vorgeschlagen. Ursprünglich wurde dieses Modell von Lesch et al. [1989] für die galaktische Zentralregion und später durch Huba & Fedder [1993] im Zusammenhang mit der Erzeugung von Magnetfeldern in magnetisierten planetarischen Magnetosphären entwickelt. Wir wollen an dieser Stelle kurz erwähnen, dass Birk, Lesch, & Konz [2004] gezeigt haben, wie effektiv dieser Mechanismus bei der Erzeugung von Magnetfeldern selbst in der Ionosphäre einer vermeintlich unmagnetisierten Erde funktioniert. Bei diesem Modell wird das magnetische Feld durch stoßbedingte Wechselwirkung zwischen Plasma und Neutralgas in protogalaktischen Scherströmungen erzeugt. In einer Reihe von Publikationen [Wiechen, Birk, & Lesch, 1998; 1999; Birk, Wiechen, & Lesch,

2002] wurde gezeigt, dass durch die Interaktion des neutralen Gases mit dem Plasma in rotierenden, selbstgravitativen protogalaktischen Wolken Magnetfelder von bis zu  $10^{-14}$  G auf einer Längenskala von einigen hundert parsec in etwa  $10^7$  Jahren erzeugt werden können.

Welcher Prozess auch für die magnetischen Saatfelder in Galaxien verantwortlich sein mag, ihre Erzeugung muss im Kontext des globalen Szenariums der Galaxienentstehung betrachtet werden. Aus diesem Grund wollen wir zuerst eine kurze Zusammenfassung der Voraussetzungen für ein erfolgreiches Modell zur Magnetfeld-Generierung in Galaxien geben.

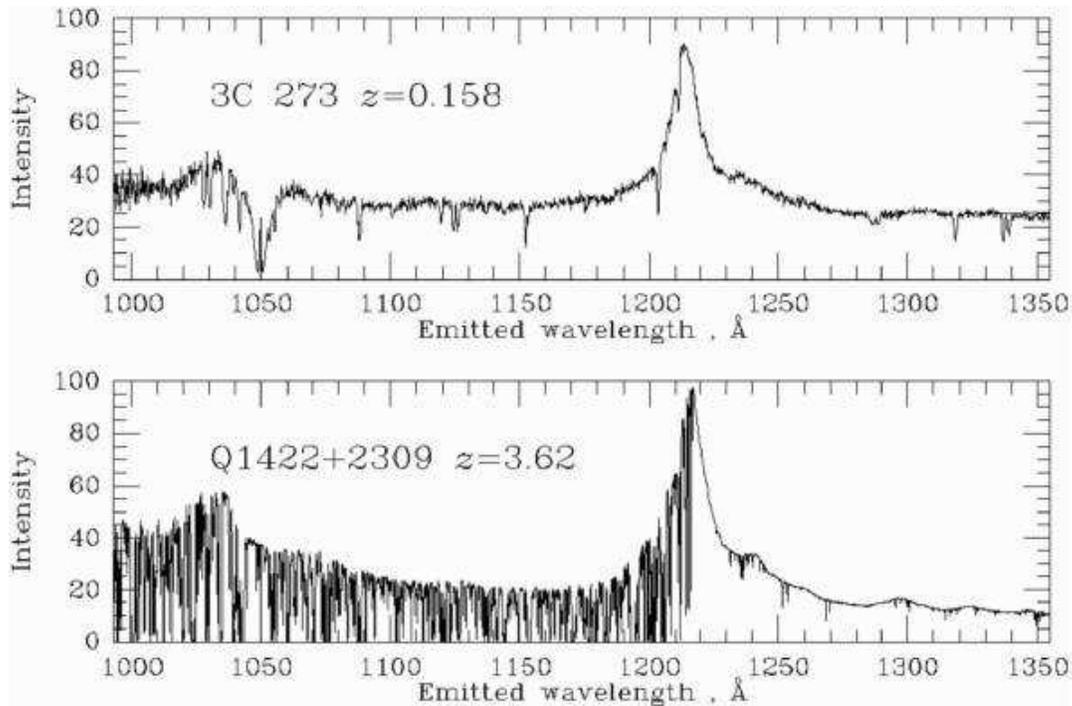


**Abbildung 1.5:** Struktur des großskaligen Magnetfeldes der Spiralgalaxie M 51, aufgenommen anhand Radio-Beobachtungen in Kombination mit dem Radio-Teleskop in Effelsberg und dem VLA. Die Feldlinien folgen den optischen Armen, zeigen aber zwischen diesen ebenfalls starke und geordnete Strukturen. (Copyright: *MPIfR Bonn*)

Beobachtungen zeigen eindeutig, dass großskalige Magnetfelder von einigen  $\mu$  G typische Erscheinungen in Galaxien (z.B. Beck [2004] für einen aktuellen Überblick) und Galaxienhaufen (z.B. Ensslin, Vogt, & Pfrommer [2004] für einen aktuellen Überblick) sind. Abbildung 1.5 zeigt beispielsweise die globale Struktur der Galaxie M 51. Die Stärke des Magnetfeldes unterliegt so gut wie keiner kosmologischen Entwicklung. Die Magnetfelder von Objekten hoher Rotverschiebung ( $z \sim 2 - 3$ ) wie zum Beispiel gedämpfte Lyman-alpha-Wolken (DLAG, engl. *damped Lyman alpha clouds*) sind genau so stark wie die Feldstärken naher Galaxien [Kronberg et al., 1992; Wolfe, Lanzetta, & Oren, 1992]. Bei Rotverschiebungen dieser Größe ist das Universum erst einige wenige Milliarden Jahre alt. Diese Felder können als Folge von Dynamoaktivität zusammen mit Feldverstärkung auf Grund von galaktischem Kollaps verstanden werden [Lesch & Chiba, 1995]. Da der Dynamo die Saatfelder auf einer Zeitskala verglichen mit der Rotationszeit der galaktischen Scheibe von circa  $10^8$  Jahren verstärkt, sind Saatfelder der Größenordnung  $10^{-9}$  G notwendig um mikroGauss-Felder bei einer Rotverschiebung von  $z = 3$  erklären zu können. Eine ähnliche Einschränkung auf die Saatfeldstärke resultiert aus Niederfrequenz-Beobachtungen des intergalaktischen Magnetfeldes durch Kim et al. [1989]. Sie schlossen auf ein intergalaktisches Magnetfeld der Stärke von etwa  $10^{-9}$  G, was eine Problem für jeden Batterieprozess zur Saatfelderzeugung darstellt.

Zweitens betrachten wir die Modelle von protogalaktischen Objekten wie den gedämpften Lyman-alpha-Systemen, die als große (Radius von 100 kpc), stark rotverschobene Vorläufer der gegenwärtigen Spiralgalaxien interpretiert werden [Wolfe et al., 1995] (Howk, Wolfe, & Prochaska [2005]; Rao [2005] für einen aktuellen Überblick). Sie stellen die Klasse der höchsten Säulendichten von Absorptionslinien der Quasare dar (Abbildung 1.6). Definiert durch  $\log N(\text{HI}) \geq 20.3$  [Wolfe et al., 1986], liefern diese Systeme eine Spur auf das interstellare Medium dieser stark rotverschobenen Galaxien. Prochaska & Wolfe [1997] untersuchten eine Vielzahl von Modellen der räumlichen Verteilung und Kinematik des absorbierenden Gases, um zu überprüfen, ob diese Modelle die beobachteten Profile der Absorptionslinien erklären können. Sie kamen zu dem Schluss, dass das Modell einer rotierenden dicken Scheibe die Geschwindigkeits-Verbreiterung (bis zu  $200 \text{ km s}^{-1}$ ) und charakteristische Asymmetrie der beobachteten Absorptionslinien erklären könnte.

Als Alternative haben Haehnelt, Steinmetz, & Rauch [1997] gezeigt, dass die Superposition von irregulären protogalaktischen Wolken ebenso die Verteilung der Linienbreiten und die Asymmetrie in den Absorptionsprofilen erklären kann. Diese Wolken sind eine grundlegende Voraussetzung aller kalten dunklen Materie (CDM: engl. *cold dark matter*) Modelle hierarchischer Strukturformation (z.B. Kauffmann [1996]). Es wurde ebenfalls gezeigt, dass die protogalaktischen Wolken eine wichtige Rolle bei der Re-Ionisation des intergalaktischen Mediums spielen (z.B. Tegmark et al. [1997]). Man geht davon aus, dass sie die ersten Strukturen sind, die bei Rotverschiebungen von  $z \sim 100 - 15$  nicht-linear werden, nicht massiver als  $10^6$  Sonnenmassen sind, und dabei die Einschränkungen



**Abbildung 1.6:** Abgebildet sind hier die Absorptionsspektren zweier Quasare. Das Spektrum des nahe gelegenen Quasars 3C273 (oben) zeigt deutlich weniger Absorptionslinien als der Quasar mit hoher Rotverschiebung (unten). Die Ursache liegt in der Häufigkeit der Lyman alpha Wolken, die die Absorptionslinien erzeugen. Diese ist bei hohen Rotverschiebungen wesentlich größer, mit dem Resultat eng aneinander liegender Linien. Daher die Bezeichnung Lyman alpha forest. (Quelle: <http://www.astro.ucla.edu/wright/Lyman-alpha-forest.html>)

der Mikrowellen-Hintergrundfluktuationen erfüllen. Solche Wolken hätten eine Ausdehnung von einigen 100 pc und stellten die Bausteine von Galaxien dar. Die primordialen Wolken setzen sich aus einer Mischung von Neutralgas und ionisiertem Gas zusammen [Blanchard, Valls-Gabaud, & Mamon, 1992]. Infolge von Gezeitenkräften gewinnen die Wolken Drehimpuls, der sich später zur globalen Rotation der Galaxien addiert. Das Szenarium des Gezeiten-Drehmoments wird durch Hinweise aus der Beobachtung von intensivem Verschmelzen protogalaktischer Wolken bei hohen Rotverschiebungen untermauert [Lavery et al., 1996]. In Übereinstimmung mit zahlreichen Beobachtungen steigt die Verschmelzungsrate mit  $(1+z)^m$ , im Einklang mit  $m = 3.5 \pm 1$ . Da die Galaxiendichte bei hoher Rotverschiebung offensichtlich erheblich größer war als heute, und da die gravitativen Drehmomente sehr leicht Scherströmungen erzeugen, sollten Scherströmungen in kollabierenden Plasma-Neutralgas-Wolken ein völlig natürliches Phänomen sein.

In diesem Zusammenhang betrachten wir in dieser Arbeit die Erzeugung von Magnetfeldern in protogalaktischen Wolken. Die Rolle von Scherströmungen im Plasma-Neutralgas-Saatfeld-Mechanismus wurde von Wiechen, Birk, & Lesch [1998] untersucht, Effekte der Selbstgravitation von Birk, Wiechen, & Lesch [2002]. Sie konnten zeigen, dass Saatfelder von  $10^{-14}$  G in weniger als  $10^7$  Jahren generiert werden können. Wir erweitern hier diese Untersuchung durch die Hinzunahme von lokalen Wirbeln in den Gaswolken, die sich in einem Gravitationspotential, verursacht durch kalte dunkle Material, bewegen. In Kapitel 4 bestätigen wir anhand dreidimensionaler resistiver Plasma-Neutralgas-Simulationen, die Scherströmungen, gravitative Effekte und Wirbelstrukturen enthalten, die Möglichkeit Magnetfelder von anfänglich  $B=0$  bis zu Feldstärken von einigen  $10^{-16}$  G zu erzeugen. In einem weiteren Schritt zeigen wir anhand von differentiell rotierenden Protogalaxien, dass sich die Feldstärken um weitere zwei Größenordnungen verstärken lassen.



# Kapitel 2

## Plasmaphysik und Magnetohydrodynamik

### 2.1 Einführung

Über 99 % der sichtbaren Materie im Universum befindet sich im Zustand des Plasmas. Die Physik dieses Aggregatzustands spielt deshalb in der Astronomie eine entscheidende Rolle. Als Plasma bezeichnet man ein vollständig oder teilweise ionisiertes *quasi neutrales* Gas, das *kollektives* Verhalten zeigt. Die Ursache der kollektiven Effekte sind Coulombkräfte, die auf die geladenen Teilchen des Plasmas wirken. Durch das Zusammenwirken zahlreicher Teilchen können makroskopische elektromagnetische Felder oder Ströme entstehen.

Unter Quasineutralität versteht man die Kompensation der negativen Elektronenladung durch die positiv geladenen Ionen in einem kleinen Teilvolumen des gesamten Plasmas, das global als neutral erscheint. Die Quasineutralität gilt allerdings nur auf Längenskalen, die größer sind als die Debye-Länge  $\lambda_D$ , die ein Maß für die Abschirmung einer Ladung durch Ladungsträger entgegengesetzter Polarität und wie folgt definiert ist:

$$\lambda_D = \left( \frac{kT_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2}. \quad (2.1)$$

$k$  ist die Boltzmann-Konstante,  $T_e$  die Elektronentemperatur,  $n_e$  die Elektronendichte und  $e$  die Elementarladung. Kollektives Verhalten ist auch nur dann gewährleistet, wenn innerhalb einer Debye-Kugel - ein Volumen mit dem Radius der Debye-Länge - die Anzahl der Teilchen groß ist.

Ein anderer wichtiger Parameter in der Plasmaphysik ist die Plasmafrequenz

$$\omega_p = \left( \frac{4\pi n e^2}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (2.2)$$

wobei  $m_e$  die Elektronenmasse ist. Sie ist die Eigenfrequenz einer periodischen Oszillation der Ladungsdichte in einem elektrisch leitenden Medium. Um ein Plasma von einem herkömmlichen Gas unterscheiden zu können, sollte die elektrostatische Wechselwirkung die der normalen Gaskinetik überwiegen. Diese Voraussetzung ist dann erfüllt, wenn der Quotient aus Plasmafrequenz und der Stoßfrequenz der Elektronen mit Neutralen viel größer als eins ist.

Zur Untersuchung von Plasmasystemen bieten sich mehrere Möglichkeiten. Zunächst kann man die Bewegung eines einzelnen Teilchens der Masse  $m$ , der Ladung  $q$  und der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  unter dem Einfluss elektrischer  $\mathbf{E}$ - und magnetischer  $\mathbf{B}$ -Felder gemäß der Lorentz-Kraft

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.3)$$

bestimmen. Diese Beschreibung birgt allerdings eine große Komplexität, da die Teilchen ihrerseits interne elektrische und magnetische Felder induzieren, die wiederum das Verhalten bestimmen. Darüber hinaus ist in jeder realen Plasmamenge die Zahl der Teilchen so groß, dass es unmöglich erscheint, die Bewegung aller einzelnen Teilchen zu verfolgen.

Die kinetische Theorie hingegen benutzt das Konzept einer Verteilungsfunktion  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ , die die Wahrscheinlichkeitsdichte der Teilchen in einem Volumenelement des 6-dimensionalen Phasenraums angibt. Die zeitliche Entwicklung der Verteilungsfunktion wird durch die Vlasov-Gleichung beschrieben

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_s}{m_s} \left[ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \right] \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right\} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 0, \quad (2.4)$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist und der Index  $s$  die Teilchensorte widerspiegelt [Ichimaru, 1973; Kapitel 2]. Das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  in Gleichung 2.4 setzt sich aus einem externen Feld und einem gemittelten, makroskopischen Wechselwirkungspotential zusammen, das auf die Wirkung der Coulomb-Kräfte der einzelnen Teilchen zurückzuführen ist. Die Vlasov-Gleichung ist somit eine selbstkonsistente Formulierung, die allerdings nur gültig ist, wenn  $\omega_p \tau \gg 1$ , wobei  $\tau$  die mittlere Stoßzeit ist. Das heißt, die Effekte von binären Stößen bleiben bei dieser Darstellung unberücksichtigt, und diese kann daher nicht die Annäherung der Verteilungsfunktion an ein Gleichgewicht beschreiben. Im Falle

$$\omega_p \tau \ll 1 \quad (2.5)$$

muss auf der rechten Seite von Gleichung 2.4 ein Stoßterm  $\left(\frac{\partial f_s}{\partial t}\right)_c$  eingeführt werden und man erhält die Boltzmann-Gleichung

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_s}{m_s} \left[ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \right] \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right\} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \left( \frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_c. \quad (2.6)$$

Die elektrischen und magnetischen Felder  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$  müssen bei beiden Betrachtungsweisen stets die Maxwell-Gleichungen

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\delta \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.10)$$

erfüllen, wobei  $\delta$  die Ladungsdichte und  $\mathbf{j}$  die Stromdichte sind.

Im Prinzip können wir Plasmaprozesse, bei denen 2.5 erfüllt ist, anhand der Boltzmann-Gleichung zusammen mit den Gleichungen 2.7 - 2.10 untersuchen. Diese Methode ist aber sehr kompliziert, da allein schon eine mathematische Formulierung des Stoßterms ein schier aussichtsloses Unterfangen darstellt.

Betrachtet man aber die Bedingung 2.5 in Hinblick auf die mittlere Stoßzeit  $\tau$ , so bedeutet sie nichts anderes als das Limit  $\tau \rightarrow 0$ , was wiederum das Limit  $l \rightarrow 0$  nach sich zieht, wobei  $l$  die mittlere freie Weglänge  $l \sim \bar{v}\tau$  ist und  $\bar{v}$  die mittlere thermische Geschwindigkeit. Dieses Limit hat zur Folge, dass man das Plasma als ein kontinuierliches Medium betrachten und seine molekulare Struktur vernachlässigen kann. In diesem Fall kann man auf das Konzept einer Verteilungsfunktion verzichten um das Plasma zu beschreiben. Es genügt eine hydrodynamische Beschreibung, die als grundlegende Größen makroskopische Größen wie die hydrodynamische Geschwindigkeit des Plasmas, seine Dichte und seinen Druck benutzt. Die makroskopischen Plasmagrößen können sich als Funktionen von Zeit und Ort ändern, wobei ihre Änderungen langsam sind, d.h. wenn wir eine charakteristische Längenskala  $L$  einführen, auf der sich die makroskopischen Größen merklich ändern, so gilt die Bedingung  $L \gg l$ . Es stellt sich also sehr schnell ein thermisches Gleichgewicht ein und das Plasma besitzt eine definierte Temperatur. Allerdings muss man auf Grund des großen Massenunterschieds von Elektronen und Ionen zwischen drei mittleren Stoßzeiten unterscheiden: Der mittleren Stoßzeit zwischen Elektronen untereinander  $\tau_{ee}$ , Ionen untereinander  $\tau_{ii}$  und zwischen Elektronen und Ionen  $\tau_{ei}$ . Dabei gelten die Zusammenhänge [Akhiezer et al., 1975; Kapitel 1]

$$\tau_{ii} \sim \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \tau_{ee}, \quad \tau_{ei} \sim \frac{m_i}{m_e} \tau_{ee}, \quad (2.11)$$

wobei  $m_i$  die Ionenmasse ist. Das thermische Gleichgewicht zwischen den Elektronen wird also zuerst erreicht, dann das der Ionen und schließlich das Gleichgewicht zwischen Ionen und Elektronen. Die Gleichgewichtsverteilungen der Elektronen und Ionen sind durch verschiedene Temperaturen und mittlere thermische Geschwindigkeiten charakterisiert. In diesem Fall können wir von einem Zwei-Komponenten-Plasma - oder von einem Multi-Fluid - sprechen. Erst wenn sich ein Gleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen eingestellt hat, haben ihre Verteilungen eine gemeinsame Temperatur und eine gemeinsame thermische Geschwindigkeit, und wir können das Plasma als ein einziges hydrodynamisches Medium betrachten.

Ein Plasma muss keineswegs vollständig ionisiert sein, es kann auch neutrale Atome enthalten. Solange die mittlere freie Weglänge der Neutralen klein gegenüber der charakteristischen Längenskala ist, kann man die neutrale Komponente ebenfalls als Flüssigkeit beschreiben. Plasma und Neutralgas lassen sich dann als zwei sich durchdringende Flüssigkeiten auffassen, die sich über Stöße gegenseitig beeinflussen. Der Einfluss des Neutralgases kann sich sehr entscheidend auf die Physik des Systems auswirken, wie wir in **Kapitel 3** und **Kapitel 4** sehen werden.

Im Folgenden werden wir die Grundgleichungen eines Plasma-Neutralgas-Systems im Rahmen der Multi-Fluid-Theorie skizzieren. Dabei beginnen wir mit den Gleichungen der idealen Magnetohydrodynamik, die für eine Vielzahl von astrophysikalischen Fragestellungen sehr gute Lösungsmöglichkeiten bietet. Im Anschluss analysieren wir die Auswirkungen von Nichtidealitäten auf die Theorie, wobei das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz eine wichtige Rolle spielen wird. Schließlich diskutieren wir die Bilanzgleichungen der Multi-Fluid-Theorie und ihre Gültigkeit im Hinblick auf die in dieser Arbeit untersuchten Plasma-Neutralgas-Systeme.

## 2.2 Ideale Magnetohydrodynamik

Das Konzept der Magnetohydrodynamik verknüpft die Gleichungen der Hydrodynamik mit denen der Elektrodynamik, also insbesondere mit den Maxwell-Gleichungen. Wir wollen hier auf eine exakte Herleitung der Grundgleichungen verzichten und vielmehr auf die grundlegenden Annahmen und Voraussetzungen eingehen. Einen detaillierten Überblick über die Fluidtheorie von elektrisch geladenen Gasen gibt zum Beispiel Raichoudhuri [1998].

Im Folgenden wollen wir das Plasma als ein einziges hydrodynamisches Medium betrachten, d.h. die Bedingung  $\omega_p \tau_{ie} \ll 1$  soll erfüllt sein. Die wesentlichen Größen sind

dann die hydrodynamische Plasmageschwindigkeit  $\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ , sowie die Massendichte  $\rho = \rho(\mathbf{r}, t)$ . Die zugrunde liegenden hydrodynamischen Gleichungen verknüpfen diese Größen anhand der Kontinuitäts-Gleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.12)$$

und der Bewegungsgleichung

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \lambda \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}, \quad (2.13)$$

die in der Hydrodynamik auch als Navier-Stokes-Gleichung bezeichnet wird. Hierbei bezeichnet  $p$  den Druck und  $\mathbf{f}$  die Kraftdichte, die auf die auf die Materie wirkenden äußeren Kräfte zurückzuführen ist, wie z. B. die Gravitation.  $\lambda$  ist der Viskositäts-Koeffizient und für die viskose Energiedissipation im Fluid verantwortlich.

Die magnetohydrodynamische Näherung setzt weiterhin folgende Bedingungen voraus [Kippenhahn & Möllenhoff, 1975]:

Die auftretenden Geschwindigkeiten  $v$  der Materie werden als klein gegen die Lichtgeschwindigkeit vorausgesetzt:

$$\frac{u}{c} \equiv \gamma \ll 1. \quad (2.14)$$

Die charakteristische Länge  $L$  und die charakteristische Zeit  $\tau$ , in der sich die Feldgrößen um ihren eigenen Betrag ändern, definieren die Phasengeschwindigkeiten  $v_{\text{ph}}$  gemäß  $v_{\text{ph}} \approx L/\tau$ . Diese sollen ebenfalls klein gegen die Lichtgeschwindigkeit sein:

$$\frac{v_{\text{ph}}}{c} \equiv \beta \ll 1. \quad (2.15)$$

Außerdem betrachtet man nur sehr gut leitende Plasmen, so dass keine starken elektrischen Felder zu erwarten sind:

$$\frac{E}{B} \equiv \alpha \ll 1. \quad (2.16)$$

Die Theorie der MHD-Näherung ist linear in den kleinen Größen  $\alpha, \beta$  und  $\gamma$ , es werden folglich alle Glieder von zweiter und höherer Ordnung in diesen Größen vernachlässigt. Diese Näherung hat Auswirkungen auf die vierte Maxwell-Gleichung (2.10). Approximiert man nämlich den Term  $\nabla \times \mathbf{B}$  durch  $B/L$  und  $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$  durch  $E/t$ , so ergibt sich nach Multiplikation mit  $L$  und unter Verwendung von 2.15 und 2.16 folgende Gleichung:

$$B \approx \frac{4\pi}{c} jL + \alpha\beta B. \quad (2.17)$$

Man kann also die Verschiebungsstromdichte in der MHD-Näherung vernachlässigen. Die übrigen Maxwell-Gleichungen bleiben erhalten.

Wir benötigen jetzt noch Bestimmungsgleichungen für die magnetische Feldstärke  $\mathbf{B}$ , den Druck  $p$  und die Kraftdichte  $\mathbf{f}$ . Der Druck wird in der MHD durch die Zustandsgleichung  $p = p(\rho, T)$  beschrieben, wobei man sich in der Regel auf Isothermie oder Adiabatie beschränkt. Zur Bestimmung der Magnetfeldstärke geht man vom vereinfachten Ohmschen Gesetz aus und fordert, dass im lokalen Ruhesystem des Plasmas dieses immer in der Form

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.18)$$

gelten soll. Hierbei ist  $\sigma$  die Leitfähigkeit des Plasmas. Bewegt sich das Plasma mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{u}$ , so lautet in unserem Bezugssystem das Ohmsche Gesetz [Kippenhahn & Möllenhoff, 1975]

$$\mathbf{j} = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right). \quad (2.19)$$

Bei den Transformationen der Größen  $\mathbf{j}$  und  $\mathbf{B}$  wurden wiederum quadratische Terme in den Größen  $\alpha$  und  $\gamma$  vernachlässigt. Benutzt man nun die beiden letzten Maxwell-Gleichungen in der magnetohydrodynamischen Näherung, so erhält man aus dem Ohmschen Gesetz die Induktionsgleichung

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (2.20)$$

wobei die Größe  $\eta = c^2/4\pi\sigma$  die gleiche Dimension wie die kinematische Viskosität  $\nu = \lambda/\rho$  hat und als magnetische Viskosität oder resistiver Diffusionskoeffizient bezeichnet wird. Wenn die Leitfähigkeit des Plasmas groß genug ist, kann man den zweiten Term auf der rechten Seite von Gleichung 2.20 vernachlässigen. Genauer gesagt muss die magnetische Reynoldszahl  $R_\sigma$  viel größer als eins sein, damit diese Vereinfachung gerechtfertigt ist.  $R_\sigma$  wird auch als Lundquistzahl bezeichnet und ist analog der Reynoldszahl  $R_\nu = LV/\nu$  definiert als

$$R_\sigma = \frac{LV}{\eta}, \quad (2.21)$$

wobei  $V$  die charakteristische hydrodynamische Geschwindigkeit ist.

Die Bedingung  $R_\sigma \gg 1$  bedeutet offenbar, dass die Energiedissipation durch Leitfähigkeit des Mediums klein ist. Gleichermäßen ist die Energiedissipation, die durch die Viskosität des Fluids verursacht wird, klein, wenn  $R_\nu \gg 1$  ist. In ähnlicher Weise kann man anhand der Zahl  $R_\vartheta = LV/\vartheta$  entscheiden, ob die Dissipation durch die Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  des Mediums klein ist.  $\vartheta$  bezeichnet hier den Quotienten aus  $\kappa$  und der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$ . Wenn die Ungleichungen

$$R_\nu \gg 1, \quad R_\sigma \gg 1, \quad R_\vartheta \gg 1 \quad (2.22)$$

erfüllt sind, spricht man von einem idealen Medium.

Die elektromagnetische Kraftwirkung auf das Plasma lässt sich in der MHD aus der Lorentz-Kraft ableiten, indem man von der Ladung  $q$  auf die Ladungsdichte  $\delta$  und von  $q\mathbf{v}$  auf die Stromdichte  $\mathbf{j}$  übergeht. Zusätzlich muss man alle weiteren externen Kräfte auf das Fluid berücksichtigen, wobei wir uns hier nur auf die Gravitation beschränken wollen. Somit folgt für die Kraftdichte  $\mathbf{f}$ , die auf die Materie wirkt,

$$\mathbf{f} = \delta\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho\mathbf{g}. \quad (2.23)$$

$\rho\mathbf{g}$  bezeichnet die Kraftdichte der Schwerkraft. Den ersten Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.23 kann man in der MHD-Näherung vernachlässigen, da er von zweiter Ordnung in  $\alpha$  ist.

Wir wollen nochmal der Einfachheit halber die wichtigsten Annahmen und Voraussetzungen der Fluidbeschreibung eines Plasmas zusammenfassen und die Grundgleichungen für ein ideales Medium notieren:

Die mittlere freie Weglänge der Teilchen muss hinreichend klein sein, sodass sich sehr schnell eine thermische Gleichgewichtsverteilung einstellen kann und der Zustand des Systems durch makroskopische Größen charakterisiert ist (2.5). Alle auftretenden Geschwindigkeiten müssen klein gegen die Lichtgeschwindigkeit sein, insbesondere die Änderungen der makroskopischen Größen (2.14, 2.15). Die Leitfähigkeit des Plasmas muss sehr groß sein, damit sich keine starken elektrischen Felder ausbilden können (2.16). Schließlich werden die durch Leitfähigkeit, Viskosität und Wärmeleitfähigkeit verursachten Energiedissipationen vernachlässigt (2.22).

Wenn diese Bedingungen alle erfüllt sind, spricht man von der idealen Magnetohydrodynamik, deren Grundgleichungen wie folgt lauten:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\
\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) &= -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \\
\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
p &= p(\rho, T)
\end{aligned} \tag{2.24}$$

Das Gleichungssystem der idealen MHD ist nach wie vor sehr kompliziert und besitzt nur wenige analytische Lösungen. Man muss sich meistens mit statischen oder stationären Lösungen begnügen, kann aber mit Hilfe einer linearen Störungstheorie eine Vielzahl von hydromagnetischen Wellen beschreiben, von denen wir vor allem die Alfvén-Wellen erwähnen möchten. Alfvén-Wellen sind transversale Wellen, die sich mit der Geschwindigkeit

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \tag{2.25}$$

ausbreiten. Die Alfvén-Geschwindigkeit ist für unsere Zwecke eine wichtige Größe, auf die wir später noch zurückkommen werden.

Trotz der zahlreichen Vereinfachungen und der Tatsache, dass sich das Gleichungssystem 2.24 kaum analytisch lösen lässt, hat sich die ideale Magnetohydrodynamik als sehr erfolgreiche Methode erwiesen um astrophysikalische Plasmen zu studieren. Im Gegensatz zu Einteilchen- oder statistischen Beschreibungen konnte man nämlich im Fluidbild sehr einfache Verfahren entwickeln, die die Bilanzgleichungen der makroskopischen Größen numerisch lösen. Diese MHD-Codes finden auch heute noch weltweit Anwendung. Die Ergebnisse der Simulationen bieten eine elegante Möglichkeit, die physikalischen Theorien mit den Beobachtungen zu vergleichen, und werden immer häufiger als anerkannte Wissenschaft akzeptiert.

Durch die Annahme einer hinreichend großen Leitfähigkeit, die zur Vernachlässigung des Terms  $\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})$  in der Induktionsgleichung (2.20) geführt hat, lassen sich allerdings keine Effekte beschreiben, bei denen sich das Magnetfeld ändert. Betrachtet man den Fall einer sehr kleinen magnetischen Reynoldszahl  $R_\sigma \ll 1$ , so lässt sich der erste Term auf der rechten Seite der Induktionsgleichung (2.20) vernachlässigen. Durch größenordnungsmaßige Betrachtung der so gewonnenen Gleichung kann man eine Diffusionszeit  $t_D$  für das Magnetfeld einführen. Dazu ersetzt man  $\partial \mathbf{B} / \partial t$  durch  $B/t_D$  und  $\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})$  durch  $\eta B/L^2$  und erhält

$$t_D = \frac{L^2}{\eta}. \quad (2.26)$$

Die magnetische Reynoldszahl kann man dann auch in der Form  $R_\sigma = t_a/\tau$  angeben. Für sehr große Reynoldszahlen ist somit die Diffusionszeit viel größer als die charakteristische Zeit des Systems und das magnetische Feld ändert sich nicht auf der betrachteten Zeitskala. Betrachten wir schließlich noch den Grenzwert einer unendlich hohen Leitfähigkeit ( $\eta \rightarrow 0$ ), so wird die Diffusionszeit unendlich. Das Magnetfeld bleibt für immer an die Materie gebunden oder ist in der Materie „eingefroren“.

Die magnetische Diffusionszeit hängt quadratisch von der charakteristischen Länge ab. Das heißt, großskalige Magnetfelder ändern sich nur sehr langsam. Dies ist vor allem in astrophysikalischen Systemen der Fall. Betrachten wir beispielsweise das interstellare Medium auf einer Längenskala von  $10^9$  cm, was in etwa einer Alfvén-Wellenlänge entspricht, so ergibt sich eine Diffusionszeit von ca.  $3 \cdot 10^8$  Jahren. Wie wir aber im Folgenden sehen werden, können durch lokal auftretende Nichtidealitäten deutlich kleinere Diffusionszeiten erreicht werden.

## 2.3 Resistive Magnetohydrodynamik

Wir haben im vorigen Abschnitt gezeigt, dass bei der Annahme einer unendlich hohen Leitfähigkeit die Magnetfeldlinien an das Plasma gebunden sind und umgekehrt. Wenn ein Plasmaelement einmal mit einer Feldlinie verknüpft war, bleibt es dies für alle Zeiten. Die Erhaltung der Topologie des magnetischen Feldes ist eine typische Eigenschaft eines idealen Plasmas.

Bei nicht verschwindender Resistivität hingegen können sich die Magnetfeldlinien unabhängig vom Fluid bewegen. Eine entscheidende Konsequenz dieses Effekts ist, dass sich die Topologie des Magnetfeldes ändern und magnetische Feldenergie dissipiert werden kann. Resistivität  $\tilde{\eta} \equiv \sigma^{-1}$  kann durch Stöße zwischen den Plasmateilchen verursacht werden. In diesem Fall spricht man von Spitzer-Resistivität [Spitzer, 1962]. Sie kann aber auch in Form von Mikroinstabilitäten oder kleinskaliger Turbulenz auftreten und wird dann als anomale Resistivität bezeichnet. Die Untere Hybrid-Drift-Instabilität (engl. *Lower Hybrid Drift Instability (LHDI)*) kann beispielsweise die Ursache einer solchen anomalen Resistivität sein, die wir im übernächsten Abschnitt genauer unter die Lupe nehmen werden.

In der resistiven Magnetohydrodynamik gilt das Ohmsche Gesetz nicht mehr in der vereinfachten Form

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\mathbf{u} \times \mathbf{B}, \quad (2.27)$$

sondern es verknüpft das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  mit der elektrischen Stromdichte  $\mathbf{j}$  gemäß der Gleichung 2.19. Die Induktionsgleichung 2.20 lässt sich dann auch in der Form

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \eta \nabla^2 \mathbf{B} - \nabla \eta \times (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.28)$$

angeben. Die drei Terme auf der rechten Seite dieser Gleichung beschreiben unterschiedliche physikalische Eigenschaften. Der erste Term ist für das Mitführen der eingefrorenen Magnetfeldlinien verantwortlich. Wie wir schon erwähnt haben, können großskalige Magnetfelder dissipationsfrei und diffusionsfrei über weite Entfernungen transportiert werden, solange die Resistivität des Plasmas hinreichend klein ist. Ist die Idealität verletzt, so machen sich die beiden anderen Terme bemerkbar. Der Diffusionsterm  $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$  führt dazu, dass die Feldlinien durch das Plasma hindurch diffundieren und damit Bereiche höherer Magnetfelddichte abgebaut werden. Der dritte Term schließlich bewirkt das Auftreten magnetischer Rekonnexion, da diese insbesondere an Stellen mit großen Gradienten in der Resistivität auftritt [Konz, Wiechen, & Lesch, 2000].

Eine weitere wichtige Konsequenz aus einer von Null verschiedenen Resistivität ist, dass sich die Magnetfeldlinien auflösen können und damit magnetische Feldenergie dissipiert werden kann. In der MHD kommt die Energie in drei verschiedenen Formen vor: Als kinetische Energie, innere Energie und magnetische Feldenergie. Die elektrische Feldenergie ist von zweiter Ordnung in  $\gamma$  und kann daher vernachlässigt werden. Die zeitliche Entwicklung der magnetischen Energiedichte erhält man aus dem Ohmschen Gesetz, indem man die Gleichung 2.19 mit  $\mathbf{j}$  multipliziert:

$$\eta j^2 = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{j} \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (2.29)$$

Unter Verwendung der beiden letzten Maxwellgleichungen und mit der Definition des Poynting-Vektors

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (2.30)$$

erhalten wir

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{B^2}{8\pi} = -\eta j^2 - \nabla \cdot \mathbf{S} - \frac{1}{c} \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (2.31)$$

Der Verlust an magnetischer Feldenergie setzt sich demnach aus drei Teilen zusammen: Aus dem Anteil, der in Form von Joulescher Wärme verheizt wird, aus der Divergenz der elektromagnetischen Energiestromdichte und aus der Arbeit, die das Feld an der Materie leistet.

Die zeitliche Entwicklung der kinetischen Energiedichte berechnet man durch skalare Multiplikation der Bewegungsgleichung mit  $\mathbf{u}$ :

$$\rho \mathbf{u} \cdot \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\mathbf{u} \cdot \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \mathbf{u} \cdot \rho \mathbf{g}. \quad (2.32)$$

Nach einfacher Umformung und mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung ergibt sich daraus

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\rho}{2} u^2 = -\nabla \cdot \left( \frac{\rho}{2} u^2 + p \right) \mathbf{u} + \frac{1}{c} \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \mathbf{u} \cdot \rho \mathbf{g}. \quad (2.33)$$

Der Term  $\frac{1}{c} \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ , der den Energieaustausch zwischen Feld und Materie widerspiegelt, hat das umgekehrte Vorzeichen wie in Gleichung 2.31. Der dritte Term auf der rechten Seite beschreibt den Austausch von kinetischer und innerer Energie bei Expansion oder Kompression der Materie. Dieser Term taucht auch in der Gleichung für die zeitliche Änderung der inneren Energiedichte auf, die in der folgenden Form angegeben werden kann [Hübner, 1982; Kapitel 2]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho U = -\nabla \cdot (\mathbf{q} + \rho U \mathbf{u}) + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \epsilon. \quad (2.34)$$

$U$  bezeichnet hierbei die spezifische innere Energie,  $\mathbf{q}$  den Wärmeflussvektor und  $\epsilon$  die zeitlich Änderung der inneren Energie durch Energieaustausch mit der Umgebung, dissipative Prozesse oder innere Energiequellen. Fassen wir die drei Gleichungen 2.31, 2.33 und 2.34 zusammen, so erhalten wir einen Ausdruck für die zeitliche Entwicklung der Gesamtenergiedichte in der magnetohydrodynamischen Beschreibung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{B^2}{8\pi} + \frac{\rho}{2} u^2 + \rho U \right) + \nabla \cdot \left[ \mathbf{S} + \mathbf{q} + \left( \frac{\rho}{2} u^2 + p + \rho U \right) \mathbf{u} \right] = \epsilon - \eta j^2 + \mathbf{u} \cdot \rho \mathbf{g}. \quad (2.35)$$

Dieses Ergebnis ist im Hinblick auf das nächste Kapitel von besonderer Bedeutung. Betrachten wir nämlich ein System abseits von gravitativen Einflüssen, das keine Energie mit der Umgebung austauscht und auch keine inneren Energiequellen besitzt, so ist  $\epsilon = \eta j^2$  und die Energie bleibt im System erhalten. Das heißt, der einzige dissipative Prozess im System ist die Umwandlung von magnetischer Feldenergie in innere Energie in Form von Joulescher Wärme.

Neben dem Auftreten lokaler Nichtidealitäten und der damit verbundenen Resistivität setzt der Ohmsche Heizmechanismus auch eine hinreichend große Stromdichte voraus. Da sich auf Grund der hohen Leitfähigkeit in Plasmen keine großen elektrischen Felder ausbilden können, ist in der Regel die Stromdichte sehr gering. In den magnetischen Rekonnexionszonen können allerdings hohe Stromdichten entstehen, die sich in Form von dünnen Stromschichten ausbilden. Wir wollen deshalb im nächsten Abschnitt einen kurzen Überblick über die Physik der magnetischen Rekonnexion geben. Das Hauptaugenmerk legen wir dabei auf die zwei Rekonnexionsmodelle von Sweet-Parker [Sweet, 1958; Parker, 1957] und Petschek [Petschek, 1964] und auf die Tearing-Instabilität.

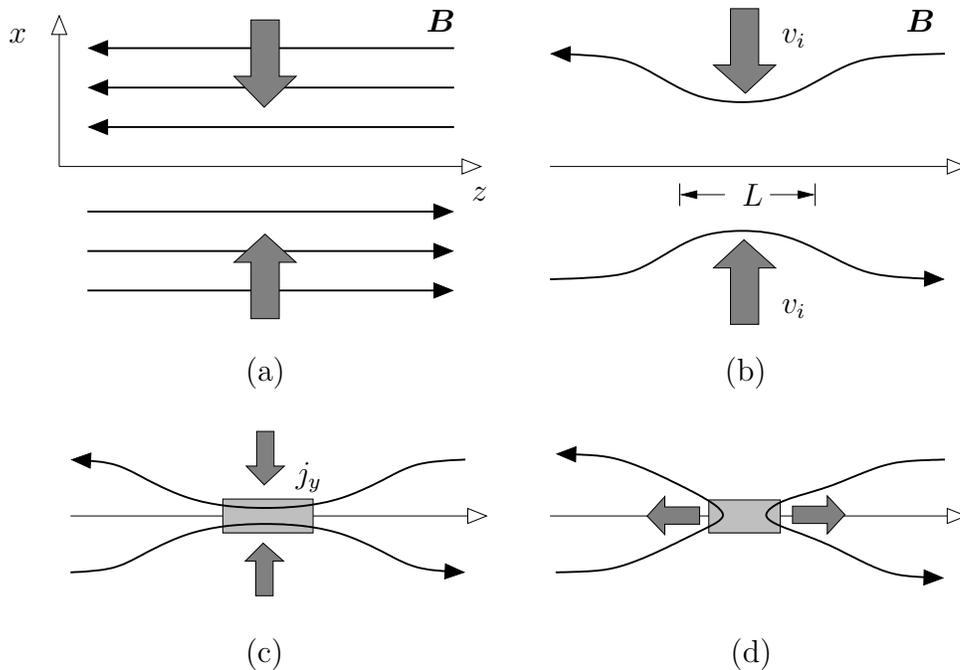
### 2.3.1 Magnetische Rekonnexion

Magnetische Rekonnexion ist sehr schnelle Diffusion, die durch die lokale Verletzung der idealen Leitfähigkeit hervorgerufen wird. Innerhalb der Rekonnexionszone sind die Fluidelemente nicht mehr an das Magnetfeld gebunden, sondern können die Feldlinien wechseln. Man unterscheidet im Wesentlichen zwischen zwei Typen von Rekonnexionsmodellen. Beim Sweet-Parker-Modell bildet eine ausgedehnte Stromschicht die diffusive Region, während beim Modell der schnellen Rekonnexion von Petschek das Diffusionsgebiet und die Stromschicht von verschwindender Größe sind.

In Abbildung 2.1 ist das Prinzip der Rekonnexion in stark idealisierter Form dargestellt. Ideal leitendes Plasma transportiert senkrecht zur Strömungsrichtung Magnetfelder aufeinander zu. An der Grenzschicht treffen Feldlinien entgegengesetzter Richtung aufeinander. Dort ist die Idealität verletzt und es bildet sich eine diffusive Region. Wie bereits erwähnt, kann die Entstehung der Resistivität unterschiedlicher Natur sein. Neben der stoßbedingten Spitzer-Resistivität, die in den meisten astrophysikalischen Plasmen verschwindend gering ist, gibt es die anomale Resistivität, die ohne klassische Teilchenstöße auskommt.

Das Diffusionsgebiet innerhalb der Rekonnexionszone liegt um einen neutralen Punkt, dem sogenannten X-Punkt, an dem  $\mathbf{B} = 0$  ist. Um diesen herum findet Rekonnexion statt. Durch die Topologieänderung des Magnetfeldes kann das Plasma aufgrund magnetischer Zugwirkung entlang der Grenzschicht abströmen. Die Stromschicht trägt dabei einen Strom  $\mathbf{j}$  senkrecht zur Rekonnexionsebene.

Mittels magnetischer Rekonnexion wird also magnetische Feldenergie teilweise in die kinetische Energie des abströmenden Plasmas umgewandelt und durch Annihilation der Feldlinien teilweise in Wärme.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung einer Rekonnexionszone: (a) Als Ausgangskonfiguration dienen entgegengesetzte Feldlinien und eine Stromschiicht, die in der Ebene bei  $x = 0$  senkrecht zur Bildebene liegt. In (b) strömt das außerhalb der Grenzschicht ideal leitende Plasma parallel zur x-Achse ein und nimmt die eingefrorenen Feldlinien mit. An der Grenzschicht ist die Idealität verletzt ( $\eta \neq 0$ ) und es bildet sich eine diffusive Region (c). In (d) haben sich die Magnetfeldlinien neu verknüpft.

## Das Sweet-Parker-Modell

Beim Rekonnexionsmodell von Sweet und Parker handelt es sich um eine stationäre Lösung der resistiven MHD-Gleichungen. Es beruht auf der Erhaltung von Masse, Impuls, Energie und magnetischem Fluss. In Abbildung 2.2 ist die Konfiguration des Magnetfeldes und der Stromschiicht bzw. der Rekonnexionszone in diesem Modell dargestellt. Antiparallele Magnetfeldlinien strömen mit der Geschwindigkeit  $v_i$  in das Diffusionsgebiet der Länge  $L$  und der Breite  $d$  ein. Der Strom fließt dabei aus der Rekonnexionszone heraus. Magnetische Rekonnexion verknüpft die Feldlinien in der Diffusionsschicht neu und durch die magnetische Zugwirkung wird das Plasma auf die Ausströmgeschwindigkeit  $v_o$  beschleunigt. Die Geschwindigkeiten  $v_i$  und  $v_o$  verhalten sich dabei in diesem Modell wie folgt: Aus der Annahme, dass die Masse erhalten bleibt und die Plasmadichte sich im Rekonnexionsgebiet nicht ändert, erhält man die Beziehung

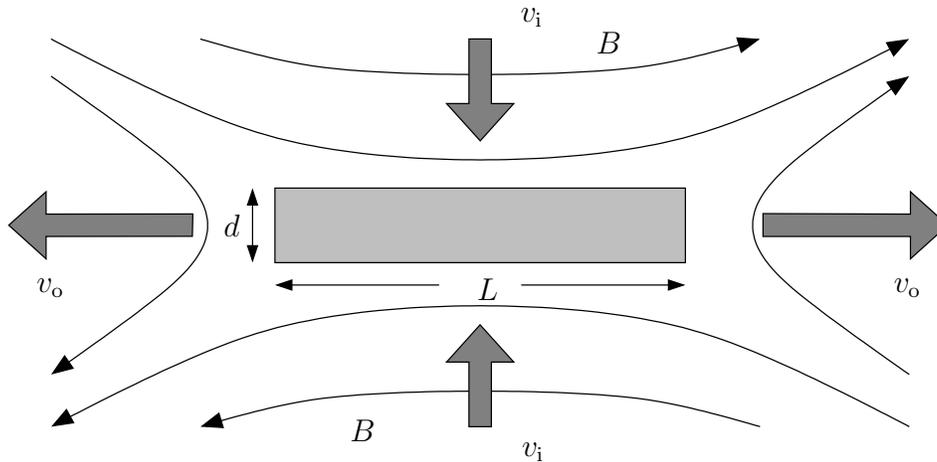


Abbildung 2.2: Das Rekonnexionsmodell nach Sweet-Parker

$$Lv_i = dv_o. \quad (2.36)$$

Für den stationären Fall  $\partial B/\partial t = 0$  liefert die Induktionsgleichung (2.20) den Zusammenhang

$$v_i B = \frac{\eta B}{d}. \quad (2.37)$$

Das entlang der Stromschicht mit  $v_o$  ausströmende Plasma bildet die sogenannten Rekonnexionsjets. Aus der Bewegungsgleichung lässt sich einfach abschätzen, dass die Ausströmgeschwindigkeit in etwa der Alfvén-Geschwindigkeit  $v_A$  entspricht. Die beiden Gleichungen 2.36 und 2.37 zusammen ergeben dann als Verhältnis vom einströmenden zum ausströmenden Plasma die Rekonnexionsrate

$$\frac{v_i}{v_A} = \sqrt{\frac{\eta}{Lv_A}} \equiv R_\sigma^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.38)$$

die damit auch angibt, wie schnell die magnetische Diffusion in der Rekonnexionszone stattfindet.

In astrophysikalischen Plasmen treten für gewöhnlich sehr große magnetische Reynoldszahlen auf, d.h. die Einströmgeschwindigkeit ist signifikant kleiner als die Alfvén-Geschwindigkeit. Dies führt dazu, dass dort die Sweet-Parker-Rekonnexion sehr langsam abläuft, die Diffusionszeit  $\tau_D$  also sehr groß ist. Treten allerdings anomale Resistivitäten auf, können auch in diesem Modell deutlich kleinere Diffusionszeiten erreicht werden.

Numerische Rechnungen haben gezeigt, dass auf den typischen Längenskalen der solaren Flares die Zeitskala für klassische Resistivitätsmodelle einige Monate, für anomale Resistivitäten einige Stunden beträgt [Tajima & Shibata, 1997]. Damit ist dieses vereinfachte Modell nicht in der Lage ausbruchartige Phänomene, wie z.B. solare Flares zu erklären.

Aus energetischen Überlegungen ergibt sich, dass die magnetische Energie bei der Sweet-Parker-Rekonnexion zu gleichen Teilen in kinetische Energie der Rekonnexionsjets und in thermische Energie umgewandelt wird [Priest & Forbes, 2000].

## Das Petschek-Modell

Beim Rekonnexionsmodell von Petschek ist im Gegensatz zum Sweet-Parker-Modell die Stromschicht wesentlich kleiner als die globale Längenskala  $L$ , insbesondere ist die Dissipationsregion stärker lokalisiert. Auch hier strömt Plasma mit der Geschwindigkeit  $v_i$  in das Diffusionsgebiet, jedoch sind zusätzlich zur Diffusion langsame MHD-Schocks für die Umsetzung von magnetischer in kinetische und thermische Energie verantwortlich.

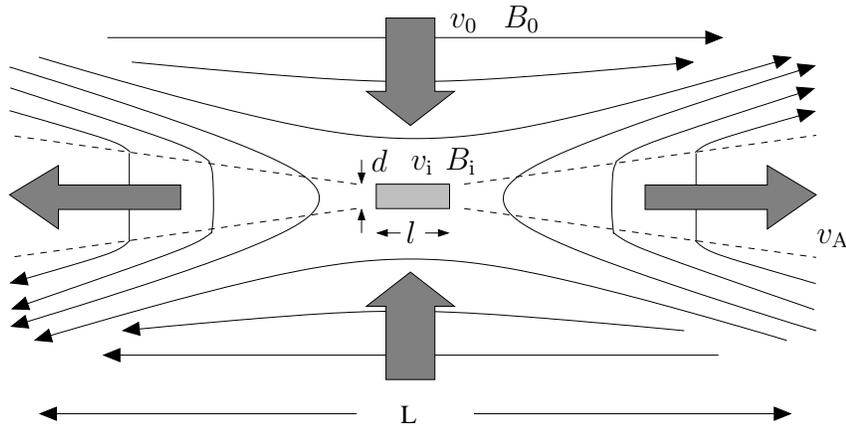


Abbildung 2.3: Das Rekonnexionsmodell nach Petschek.

Diese Schockwellen treten dabei an der Schicht auf, an der das ausströmende auf das ruhende Plasma trifft. Die gestrichelte Linie in Abbildung 2.3 deutet diesen Bereich an. Die Ausströmgeschwindigkeit des Plasmas in den Jets entspricht auch im Petschek-Modell der Alfvén-Geschwindigkeit, wohingegen die Einströmgeschwindigkeit wesentlich höher ist als bei Sweet-Parker. Die Ursache dafür findet sich in der Annahme einer zur

homogenen Komponente zusätzlichen senkrechten Komponente des Magnetfeldes, die von den Schocks erzeugt wird und direkt an der Diffusionsregion verschwindet. Dadurch wird das Feld im Außenbereich zur Diffusionsregion hin abgeschwächt und fällt vom Wert  $B_0$  auf den Wert  $B_i$  direkt an der diffusiven Region ab, während die Einströmgeschwindigkeit von  $v_0$  nach  $v_i$  zunimmt. Die Geschwindigkeit des einströmenden Plasmas berechnete Sonnerup [1970] zu

$$v_i \approx \frac{\pi v_A}{8 \ln R_\sigma}, \quad (2.39)$$

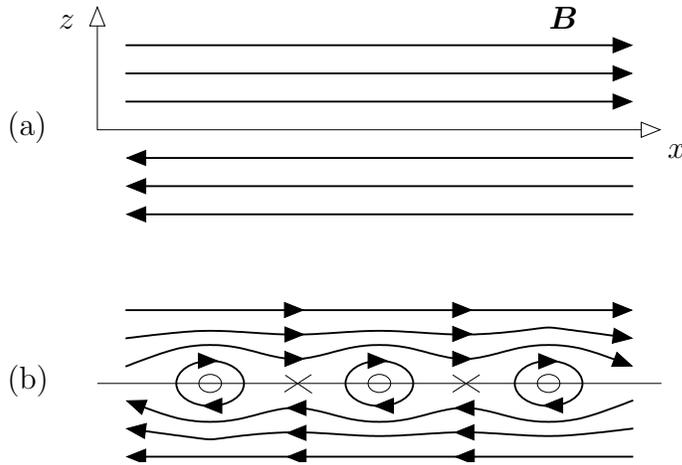
was zu einer Rekonnexionsrate von

$$\frac{v_i}{v_A} \approx \frac{\pi}{8 \ln R_\sigma} \quad (2.40)$$

führt. Die Rekonnexionsrate im Petschek-Modell hängt also logarithmisch von der magnetischen Reynoldszahl ab, d.h. sie ist auch für große Reynoldszahlen vergleichsweise hoch. Man spricht deshalb auch von schneller magnetischer Rekonnexion. Nach Priest & Forbes [2000] wird in diesem Modell die einströmende magnetische Energie zu 3/5 in kinetische und zu 2/5 in thermische Energie umgewandelt. Sie geben auch eine obere Grenze  $v_{\max} \approx v_A/R_\sigma$  der Einströmgeschwindigkeit für die Petschek-Rekonnexion an. Wird magnetischer Fluss schneller ( $v_i > v_{\max}$ ) in das Diffusionsgebiet eingebracht als er rekonnektiert werden kann, wächst die Diffusionsschicht zu einer ausgedehnten Stromschicht an, die schließlich instabil gegen die Tearing-Instabilität wird.

## Die Tearing-Instabilität

Die Tearing-Instabilität ist eine der wichtigsten resistiven Instabilitäten. Sie entsteht aus einer neutralen Stromschicht, der sogenannten Harris-Schicht, wie sie in Abbildung 2.1 (a) zu sehen ist, und führt zum Zerreißen der Stromschicht in magnetische Inseln (O-Punkte). Entscheidend bei allen Instabilitäten ist die Rate, mit der eine Instabilität anwächst. Nur solche, die dies schnell genug tun, sind von physikalischem Interesse. Solange die Anwachsrates vergleichbar ist mit der Zeitskala der Diffusion des Plasmas quer zum Magnetfeld, hat die Instabilität keine wesentliche Auswirkung, da sich die Plasmagleichgewichte im Laufe der Zeit verschieben. Die Wachstumsgeschwindigkeit der Tearing-Instabilität ist allerdings viel größer, da sie auf wesentlich kleineren Längen als denen des gesamten Plasmas stattfindet. Gespeist wird diese Instabilität durch die im Magnetfeld gespeicherte Energie. In Abbildung 2.1 (b) sind die wesentlichen Merkmale des Magnetfeldes dargestellt. An den X-Punkten rekonnektieren die Feldlinien aus der oberen Hälfte mit Feldlinien aus der unteren Hälfte, wodurch in den O-Punkten geschlossene Feldlinien entstehen. Diese magnetischen Inseln können in Form von Plasmoiden entlang der Stromschicht ausgestoßen werden.



**Abbildung 2.4:** Die Tearing-Instabilität. (a) Harris-Schicht. (b) Feldkonfiguration der Tearing-Instabilität.

Die Anwachsrate der Tearing-Instabilität ergibt sich anhand einer Linearmoden-Analyse zu [Priest & Forbes, 2000]

$$\omega = [\tau_D^3 \tau_A^2 (kd)^2]^{-1/5}, \quad (2.41)$$

wobei die Wellenzahlen im Bereich

$$\left(\frac{\tau_A}{\tau_D}\right)^{1/4} < kd < 1 \quad (2.42)$$

liegen. Dabei entspricht  $\tau_D$  der Diffusionszeit, wie wir sie im letzten Abschnitt definiert haben, und  $\tau_A$  der Alfvén-Zeit, bezogen auf die Dicke  $d$  der Stromschicht. Die Tearing-Mode wächst also mit einer Anwachsrate, die deutlich höher ist als die resistive Diffusionsrate  $\omega_D = \tau_D^{-1}$ . Die Mode mit der größtmöglichen Wellenzahl wächst am schnellsten und zwar mit der Anwachsrate  $\omega_{\max} = (\tau_A \tau_D)^{-1/2}$  [Priest & Forbes, 2000]. Die Tearing-Instabilität ist einer der schnellsten bisher bekannten Rekonnexions-Mechanismen. Sie liefert auch eine Erklärung dafür, wie innerhalb von Stromschichten Diffusionsregionen entstehen können.

### 2.3.2 Die Untere Hybrid-Drift-Instabilität

Im letzten Abschnitt haben wir verschiedene Rekonnexionsmodelle diskutiert und dabei das Hauptaugenmerk auf die Zeitskalen gelegt, auf denen magnetischer Fluss dissipiert

wird. Neben den Zeitskalen spielt bei der magnetischen Rekonnexion vor allem auch die Resistivität eine entscheidende Rolle. Diese eigentlich tensorielle Größe - in dieser Arbeit allerdings stets als Skalar angesetzt - wird im Rahmen der kinetischen Theorie studiert, da sie ihren Ursprung in der Wechselwirkung mit Teilchen und Wellen hat. In der resistiven Magnetohydrodynamik wird die Resistivität als über die mikroskopischen Prozesse gemittelte Größe näherungsweise beschrieben.

Die endliche Leitfähigkeit, die aus den Stößen zwischen den Teilchen des Plasmas entsteht, wird klassische Spitzer-Leitfähigkeit genannt und hängt von der Elektronentemperatur  $T_e$ , der Ionendichte  $n_i$  und der Elektronendichte  $n_e$  ab. Ihr Kehrwert wird als transverse Spitzer-Resistivität bezeichnet und ergibt sich unter der Voraussetzung  $n_e = Zn_i$  zu [Huba, 1998]:

$$\eta = 1.14 \times 10^{-14} Z \Lambda_C T_e^{-3/2}. \quad (2.43)$$

Dabei bezeichnet  $\Lambda_C$  den Coulomb-Logarithmus und  $Z$  die Ladungszahl. Die Elektronentemperatur ist hier in eV angegeben. Aufgrund der meist sehr hohen Temperatur ist die klassische Resistivität in astrophysikalischen Plasmen vernachlässigbar klein. Im diffus ionisierten Gas des interstellaren Mediums liegt sie beispielsweise bei ca.  $10^{-13}$  s. In den Stromschichten können aber deutlich höhere Resistivitäten auftreten, die durch mikroskopische Plasmaturbulenzen verursacht werden. Diese kleinskaligen Fluktuationen werden durch Plasmainstabilitäten ausgelöst und erzeugen durch nichtlineare Wechselwirkung mit den Plasmateilchen eine anomale Resistivität. Ein Kriterium für das Auftreten von Mikroinstabilitäten und damit einer anomalen Resistivität lässt sich mit Hilfe einer kritischen Stromdichte ausdrücken. Nach Priest & Forbes [2000] muss die Driftgeschwindigkeit des elektrischen Stroms die thermische Geschwindigkeit der Elektronen  $v_{\text{th},e}$  übersteigen, was zu einer kritischen Stromdichte von

$$j_{\text{crit}} = n_e e v_{\text{th},e} \quad (2.44)$$

führt.

Als Ursache der anomalen Resistivität können unterschiedliche Instabilitäten fungieren. Die untere Hybrid-Drift-Instabilität wird als einer der wahrscheinlichsten Kandidaten in Betracht gezogen um die Physik der magnetischen Rekonnexion im Hinblick auf anomale Resistivität zu modifizieren. Sie wird durch diamagnetische Ströme in Anwesenheit von Inhomogenitäten in der Dichte und des Magnetfeldes getrieben [Davidson et al., 1977]. Der Theorie nach sind zwar die am schnellsten wachsenden Moden der LHDI bei Wellenlängen im Bereich des Elektronen-Gyroradius ( $kr_{g,e} \sim 1$ ) an den Rändern der Stromschicht lokalisiert und nicht in ihrem Zentrum, wo ausgeprägte Fluktuationen für eine signifikante anomale Resistivität nötig sind [Daughton, Lapenta, & Ricci [2004], und Referenzen darin]. Jedoch hat Daughton [2003] gezeigt, dass eine Mode der LHDI

mit einer Wellenlänge  $k(r_{g,i}r_{g,e})^{1/2} \sim 1$  ( $r_{g,i}$  und  $r_{g,e}$  sind der Ionen- bzw. Elektronen-Gyroradius) in die zentrale Region der Stromschicht eindringen kann. Darüber hinaus haben selbstkonsistente kinetische Simulationen ergeben, dass die nichtlineare Entwicklung der LHDI zu einer Beschleunigung der Elektronen im Zentrum der Stromschicht führt und dadurch zu einer Verdünnung der Schicht und zum rapiden Beginn von magnetischer Rekonnexion [Scholer et al., 2003; Daughton, Lapenta, & Ricci, 2004].

Im Hinblick auf das nächste Kapitel, in dem wir einen Heizmechanismus, hervorgerufen durch die Ohmsche Dissipation ( $\sim \eta j^2$ ), diskutieren, sind das entscheidende Ergebnisse. Die LHDI führt zu einer Verdünnung der Stromschicht und dadurch zu einer höheren Stromdichte. Die elektromagnetischen Fluktuationen der LHDI verursachen zudem eine anomale Resistivität, die die klassische um Größenordnungen übersteigt. Lesch, Appl & Camenzind [1989] haben im Zusammenhang mit den Hot Spots extragalaktischer Jets eine durch untere Hybridwellen hervorgerufene anomale Resistivität benutzt und erhalten für die anomale Leitfähigkeit den Ausdruck

$$\sigma_{\text{an}} = \frac{\omega_{\text{p}}^2}{4\pi\omega_{\text{LH}}}. \quad (2.45)$$

Die Frequenz der unteren Hybridwellen ist hierbei definiert als  $\omega_{\text{LH}} = \sqrt{\omega_{\text{c}_i}\omega_{\text{c}_e}}$ , wobei  $\omega_{\text{c}_i}$  und  $\omega_{\text{c}_e}$  die Ionen- bzw. Elektronen-Stoßfrequenz sind. Die daraus resultierende anomale Resistivität nimmt für das diffus ionisierte Gas im interstellaren Medium Werte im Bereich von ca.  $10^{-7}$  s bis ca.  $10^{-10}$  s an, d.h. bis zu sechs Größenordnungen mehr als die klassische Spitzer-Resistivität.

Wir wollen noch anmerken, dass die Moden der unteren Hybrid-Drift-Instabilität sowohl in den Stromschichten des Magnetschweifs der Erde [Sergeev et al., 1993] als auch in denen der Laborplasmen [Carter et al., 2001] beobachtet wurden. Dies legt die Vermutung nahe, dass die LHDI auch in den stromführenden Schichten anderer astrophysikalischer Plasmen in Erscheinung tritt und den magnetischen Rekonnexions-Mechanismus maßgeblich beeinflusst. Die LHDI wird in dieser Arbeit als Ursache der anomalen Resistivität angesehen.

## 2.4 Multifluidtheorie

Die Magnetohydrodynamik beschreibt das Verhalten einer leitfähigen Flüssigkeit unter dem Einfluss elektromagnetischer Felder und gibt damit eine Beschreibung für ein Plasma, in dem die Stöße untereinander so effektiv sind, dass sie ein thermodynamisches Gleichgewicht unter allen Plasmateilchen bewirken. Geht man von der Vorstellung aus, dass die Stöße nur eine Thermalisierung innerhalb der einzelnen Teilchensorten verursachen, kommt man zu einem Zweiflüssigkeitenmodell, in dem man die Elektronen und

Ionen als sich zwei durchdringende Fluide auffassen kann. Jede dieser Flüssigkeiten wird dann durch ein eigenes Gleichungssystem beschrieben, wobei die Kopplung zwischen den Fluiden durch das elektromagnetische Feld und den Transportkoeffizienten gegeben ist. Wir verzichten auch hier auf eine exakte Herleitung der Gleichungen und beschränken uns auf die Diskussion der wesentlichen Aspekte, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Das sind vor allem das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz, die Transportkoeffizienten der Multifluidbeschreibung und die Gültigkeit des Fluidbildes im Hinblick auf die untersuchten astrophysikalischen Systeme.

Betrachten wir zunächst das Fluid der Elektronen. Solange sich diese untereinander stoßen, ändert sich der Gesamtimpuls des Elektronenfluids nicht. Erst Stöße zwischen Elektronen und Ionen führen zu einem Impulsaustausch zwischen den einzelnen Flüssigkeiten. Bezeichnen wir mit  $\mathbf{u}_e$  und  $\mathbf{u}_i$  die Geschwindigkeit des Fluids der Elektronen bzw. der Ionen, so verliert das Elektronenfluid bei jedem Stoß den durchschnittlichen Impuls  $m_e(\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i)$  an das Ionenfluid. Die Bewegungsgleichungen der beiden Fluide sind der Gleichung 2.24 ähnlich, es erscheint nur zusätzlich ein Kollisionsterm, jeweils mit unterschiedlichem Vorzeichen. Mit der Stromdichte  $\mathbf{j} = ne(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e)$  und dem Elektronendruck  $p_e$  ergibt sich für das Elektronenfluid

$$m_e n \left( \frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e \right) = -\nabla p_e - ne \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_e}{c} \times \mathbf{B} \right) + ne \eta \mathbf{j}, \quad (2.46)$$

wobei die gravitative Kraftdichte vernachlässigt und die Teilchendichte  $n$  für beide Fluide gleich groß angenommen wurde (Quasineutralität). Die Bewegungsgleichung für die Ionen ist identisch mit dieser Gleichung, nur dass der letzte Term auf der rechten Seite das Vorzeichen wechselt und die Elektronenmasse, die Fluidgeschwindigkeit der Elektronen und der Elektronendruck mit den entsprechenden Größen der Ionen vertauscht werden. Multipliziert man Gleichung 2.46 mit der Ionenmasse  $m_i$  und die Bewegungsgleichung des Ionenfluids mit  $m_e$  und bildet die Differenz der so gewonnenen Gleichungen, so erhält man eine Bestimmungsgleichung für die Stromdichte, die als verallgemeinertes Ohmsches Gesetz bekannt ist:

$$\frac{m_i m_e}{\rho e^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} - \eta \mathbf{j} - \frac{1}{nec} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} \nabla p_e. \quad (2.47)$$

Die Geschwindigkeit  $\mathbf{u}$  und die Massendichte  $\rho$  sind dabei wie folgt definiert:

$$\mathbf{u} = \frac{m_i \mathbf{u}_i + m_e \mathbf{u}_e}{m_i + m_e} \quad (2.48)$$

$$\rho = n(m_i + m_e). \quad (2.49)$$

Zudem wurden alle quadratischen Terme in den Geschwindigkeiten  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{u}_e$  und  $\mathbf{u}_i$  vernachlässigt, sowie Terme, bei denen der Massenunterschied von Elektronen und Ionen ( $m_i \gg m_e$ ) zu Buche schlägt.

Im Vergleich zum Ohmschen Gesetz in der Form von Gleichung 2.19 treten hier drei weitere Terme in Erscheinung: Der Strombeschleunigungsterm  $\sim \partial \mathbf{j} / \partial t$ , der Druck-Diffusionsterm  $\sim \nabla p_e$  und der Hall-Term  $\sim \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ . Ein Vergleich der Größenordnungen dieser Terme mit den anderen Gliedern zeigt, wann sie vernachlässigt werden können und wann nicht. Der Hall- und der Druck-Diffusionsterm sind von gleicher Größenordnung und nur dann von Bedeutung, wenn die Gyrationfrequenz der Elektronen  $\omega_{g,e}$  mit der Elektronen-Ionen Stoßfrequenz  $\nu$  vergleichbar ist, wenn also die Elektronen zwischen den Stößen merklich gekrümmte Bahnen haben. Der Strombeschleunigungsterm macht sich erst dann bemerkbar, wenn sich der Strom während der mittleren Stoßzeit wesentlich ändert [Kippenhahn & Möllenhoff, 1975]. In dieser Arbeit spielen diese Terme allerdings eine untergeordnete Rolle, vor allem den Strombeschleunigungsterm werden wir generell außer Acht lassen. Im Zusammenhang mit einer dritten Fluidkomponente, dem Neutralgas, wird zu Gleichung 2.47 noch ein weiterer Term hinzukommen, den wir im nächsten Abschnitt diskutieren werden. Er wird in Kapitel 4 eine entscheidende Rolle spielen.

### 2.4.1 Die Plasma-Neutralgas-Gleichungen

Durch die Hinzunahme der Neutralgaskomponente zum Zwei-Flüssigkeiten-Modell muss das Gleichungssystem deutlich erweitert werden. Neben den zusätzlichen Stoßtermen zwischen Elektronen und Neutralen bzw. Ionen und Neutralen müssen wir auch der Ionisation bzw. Rekombination Rechnung tragen. Darüber hinaus benötigen wir Bestimmungsgleichungen für die Neutralgasgrößen Massendichte  $\rho_n$ , Fluid-Geschwindigkeit  $\mathbf{u}_n$  und Druck  $p_n$ . Das in dieser Arbeit verwendete Gleichungssystem für ein Plasma-Neutralgas-Multifluid wurde ursprünglich von Birk & Otto [1996] entwickelt und ist im Wesentlichen eine Erweiterung der resistiven Magnetohydrodynamik um die Wechselwirkungen zwischen Plasma und Neutralgas. Eine Herleitung der quasi-neutralen Bilanzgleichungen für die Masse, den Impuls und die innere Energie der Elektronen, der Ionen und der Neutralgasteilchen findet sich in Birk & Otto [1996] und Birk [1993]. Sie benutzen Quellterme, die sich aus den Momenten des Stoßintegrals der kinetischen Theorie ergeben, um die Wechselwirkung des Plasmas mit dem Neutralgas in den Bilanzgleichungen zu beschreiben. Da die Ionen eine deutlich höhere Trägheit als die Elektronen haben, kann diese Wechselwirkung zu einem Strom führen. Das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz muss daher um den Term  $m_e c / e \nu_{en} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_n)$  erweitert werden [Wiechen, Birk, & Lesch, 1998]. Dabei bezeichnet  $\nu_{en}$  die elastische Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Neutralen und  $\mathbf{u}_n$  die Fluidgeschwindigkeit des Neutralgases. Dieser

Term gewinnt erst dann an Bedeutung, wenn sich das Fluid der Elektronen und das des Neutralgases mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen, wie es zum Beispiel in protogalaktischen Scherströmungen der Fall ist [Lesch & Chiba, 1995]. Durch Kombination des so erhaltenen Ohmschen Gesetzes mit der Faraday-Gleichung erhalten wir folgende Induktionsgleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \frac{c^2}{4\pi} \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) - \frac{c}{e} \frac{1}{n^2} (\nabla n \times \nabla p_e) \\ &- \frac{c}{4\pi e n} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}) + \frac{cm_e}{e} \nabla \times \nu_{en} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_n). \end{aligned} \quad (2.50)$$

Besondere Aufmerksamkeit gilt dem letzten Term dieser Gleichung. In ihm taucht die magnetische Induktion  $\mathbf{B}$  nicht explizit auf, und er ist damit in der Lage, Magnetfelder aus dem “Nichts” entstehen zu lassen. Unter der Annahme unendlicher thermischer Leitfähigkeit ( $R_\theta \gg 1$ ) kann der dritte Term auf der rechten Seite von Gleichung 2.50 vernachlässigt werden ( $\nabla T_e = 0$ ). Die übrigen Terme können nur bereits vorhandene Felder verstärken bzw. abschwächen. Mit diesem sogenannten Saatfeld-Mechanismus werden wir uns in Kapitel 4 beschäftigen.

Neben den Teilchenstößen zwischen den verschiedenen Fluiden, von denen wir in dieser Arbeit nur die elastischen verwenden werden, müssen wir auch die Quellterme der Ionisation bzw. der Rekombination berücksichtigen. Diese ergeben sich aus dem Ionisationskoeffizienten  $\iota$  und dem Rekombinationskoeffizienten  $\beta$ , sowie der Plasma- bzw. Neutralgasdichte und tauchen vor allem in den Kontinuitätsgleichungen auf, aber auch in den Impulsbilanz- und den Druckgleichungen. Insgesamt erhält man folgende Gleichungen für ein resistives Plasma-Neutralgas-System in der magnetohydrodynamischen Beschreibung [Birk & Otto, 1996]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) + (\iota \rho_n - \beta \rho) \rho \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{u}_n) - (\iota \rho_n - \beta \rho) \rho \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{u}) &= -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) - \nabla p + \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \rho \mathbf{g} \\ &- \rho \nu_{pn} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_n) + \iota \rho \rho_n \mathbf{u}_n - \beta \rho^2 \mathbf{u} \end{aligned} \quad (2.53)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_n \mathbf{u}_n) = & - \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{u}_n \mathbf{u}_n) - \nabla p_n + \rho_n \mathbf{g} \\ & - \rho_n \nu_{np}(\mathbf{u}_n - \mathbf{u}) - \iota \rho \rho_n \mathbf{u} + \beta \rho^2 \mathbf{u} \end{aligned} \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = & - \mathbf{u} \cdot \nabla p - \gamma p \nabla \cdot \mathbf{u} + (\gamma - 1) \left[ \eta j^2 - 3\nu_{pn} \left( p - \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right) \right. \\ & \left. + \frac{3}{2}(\iota \rho_n - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n + \frac{1}{2} \rho (3\nu_{pn} + \iota \rho_n + \beta \rho) (\mathbf{u} - \mathbf{u}_n)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.55)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_e}{\partial t} = & - \mathbf{u}_e \cdot \nabla p_e - \gamma p_e \nabla \cdot \mathbf{u}_e \\ & + (\gamma - 1) \left[ \eta j^2 + \frac{3}{4}(\iota \rho_n - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right] \end{aligned} \quad (2.56)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_n}{\partial t} = & - \mathbf{u}_n \cdot \nabla p_n - \gamma_n p_n \nabla \cdot \mathbf{u}_n - (\gamma_n - 1) \left[ 3\nu_{np} \left( p_n - \frac{\rho_n}{\rho} p \right) \right. \\ & \left. + \frac{3}{2}(\iota \rho_n - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n + \frac{3}{2} \rho_n \nu_{np} (\mathbf{u}_n - \mathbf{u})^2 \right]. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Hierbei bezeichnen  $\gamma$  und  $\gamma_n$  die Adiabatenindizes des Plasmas bzw. des Neutralgases und  $\nu_{pn}$  die elastische Stoßfrequenz zwischen Plasma und Neutralgas, die wie folgt definiert ist

$$\nu_{pn} = \frac{m_i \nu_{in} + m_e \nu_{en}}{m_i + m_e} \quad (2.58)$$

und die Bedingung  $\nu_{pn} \rho = \nu_{np} \rho_n$  erfüllen muss. Dabei bezeichnen  $\nu_{in}$  und  $\nu_{en}$  die effektiven elastischen Stoßfrequenzen zwischen Ionen und Neutralgasteilchen beziehungsweise zwischen Elektronen und Neutralgasteilchen. Zusammen mit der Induktionsgleichung 2.50, dem Ampère'schen Gesetz  $\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi/c \mathbf{j}$  in der MHD-Näherung und der Divergenzfreiheit der magnetischen Induktion  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  bilden obige Gleichungen ein vollständiges Gleichungssystem, aus dem sich die zeitliche Entwicklung der Größen  $\rho$ ,  $\rho_n$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{u}_n$ ,  $p$ ,  $p_e$ ,  $p_n$  und  $\mathbf{B}$  bestimmen lässt. Das zentrale Thema dieser Arbeit sind numerische Simulationen von Plasma-Neutralgas-Systemen auf Basis dieser Gleichungen. Insbesondere studieren wir den Heizmechanismus des diffus ionisierten Teils des

interstellaren Mediums, sowie die Entstehung und Verstärkung von Magnetfeldern in Protogalaxien. Inwieweit die Annahmen, die zur Fluidbeschreibung geführt haben, im Hinblick auf die untersuchten Systeme gerechtfertigt sind, wollen wir im Folgenden diskutieren.

### 2.4.2 Gültigkeit der Fluidbeschreibung

Ein entscheidendes Kriterium für die Anwendbarkeit der Fluidtheorie ist die Bedingung, dass die mittleren freien Weglängen der Teilchen klein sind gegenüber der typischen Längenskala des betrachteten Systems, sodass sich schnell ein thermisches Gleichgewicht einstellt und man gemittelte makroskopische Größen betrachten kann. Die typische Längenskala ist in der Regel die Ausdehnung des Systems. Im Falle des diffus ionisierten Gases der Milchstraße ist das die Höhe der Reynolds-Schicht, die sich über eine Skalenhöhe von ca. 0.5 kpc bis 1,5 kpc erstreckt, also  $L \approx 1 \text{ kpc}$ . Die typischen Ausdehnungen von protogalaktischen Wolken in gedämpften Lyman-alpha-Systemen (DLAS: *Damped Lyman Alpha System*), die die Grundlage der Simulation aus Kapitel 4 darstellen, sind im Bereich von 100 pc [Khersonsky & Turnshek, 1996]. Neben der Längenskala spielen auch die mittleren Teilchendichten und die Temperaturen eine wichtige Rolle, um die Voraussetzungen der Fluidbeschreibung überprüfen zu können. Die Werte dieser Größen sind für beide Systeme in etwa gleich:  $n \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3} - 1 \text{ cm}^{-3}$  und  $T \sim 10^4 \text{ K}$ . Weiterhin benötigt man die typische Zeitskala, auf der sich die makroskopischen Größen ändern. Diese gewinnt man aus der Längenskala und der charakteristischen Geschwindigkeit  $v_{\text{ph}}$ , die ein Maß dafür ist, wie schnell sich Störungen im System ausbreiten. Im Falle eines magnetisierten Plasmas ist das die Alfvén-Geschwindigkeit  $v_A = \mathbf{B}_0 / \sqrt{4\pi\rho}$ , wobei  $B_0$  den Referenzwert des Magnetfeldes darstellt. Das mittlere Magnetfeld im DIG beträgt wenige  $\mu\text{G}$ , die Alfvén-Geschwindigkeit liegt somit zwischen  $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$  und  $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ . Für ein unmagnetisiertes Plasma ist die charakteristische Geschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit  $v_{\text{cs}} = (kT/m_i)^{1/2}$ . Sie liegt für ein reines Wasserstoff-Plasma der Temperatur  $10^4 \text{ K}$  bei  $\sim 9 \text{ km s}^{-1}$ .

Mit Hilfe der oben angegebenen Werte lassen sich nun die mittleren freien Weglängen der Teilchen berechnen. Für die Ionen und Elektronen des Plasmas ergeben sich diese aus [Akhiezer et al., 1975]

$$l_{\text{ss}} \approx \frac{(kT)^2}{(4\pi)^2 e^4 n \Lambda_c}. \quad (2.59)$$

Hierbei bezeichnet der Index s die Teilchensorte. Betrachten wir ein Plasma, bei dem die Ionen und die Elektronen die gleiche Temperatur haben, so sind die mittleren freien Weglängen gleich groß. Der ungünstigste Wert, der sich aus den obigen Werten berechnen lässt, ist  $l_{\text{ii}} = l_{\text{ee}} \approx 10^{14} \text{ cm}$ . Verglichen mit den typischen Längenskalen der

betrachteten Systeme ist dieser Wert verschwindend gering. Bei den Simulationen zum extraplanaren diffus ionisierten Gas benutzen wir allerdings eine wesentlich kleinere Längenskala ( $\sim 10^9$  cm), um die kleinskaligen physikalischen Prozesse besser auflösen zu können. Eine Fluidbeschreibung scheint in diesem Fall nicht gerechtfertigt. Nach Artsimowitsch & Sagdejew [1983] lässt sich aber ein Plasma magnetohydrodynamisch beschreiben, wenn die thermische Geschwindigkeit der Plasmateilchen wesentlich kleiner als die charakteristische Geschwindigkeit der Wellenbewegung des Plasmas ist. Die Plasmawellen, im DIG vor allem Scheralfvén-Wellen, dienen dann als Stoßpartner. Die thermische Geschwindigkeit  $v_{\text{th},i} = \sqrt{kT_i/m_i}$  der Ionen liegt bei einer Temperatur von  $10^4$  K bei  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  und damit im Bereich der Alfvén-Geschwindigkeit. Das Magnetfeld trägt zusätzlich zur kollektiven Wechselwirkung der Teilchen bei, was insgesamt die Beschreibung des Plasmas als Fluid legitimiert.

Die Bedingung, dass die auftretenden Geschwindigkeiten klein gegen die Lichtgeschwindigkeit sein müssen (2.14, 2.15), ist ebenfalls hinreichend erfüllt ( $v_A \ll c$ ). Auch die klassische Leitfähigkeit des Plasmas, die ein Maß dafür ist, ob sich starke elektrische Felder ausbilden können oder nicht, ist mit den oben angegebenen Plasmawerten sehr groß ( $\sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ). Es treten folglich keine starken elektrischen Felder auf, was eine grundlegende Bedingung für die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes in der Form 2.19 ist.

Die Vernachlässigung der Energiedissipation durch elektrische Leitfähigkeit, Viskosität und Wärmeleitfähigkeit ist dann gerechtfertigt, wenn die Größen  $R_\nu$ ,  $R_\sigma$  und  $R_\vartheta$  viel größer als eins sind. Ihre Werte sind durch die hohe charakteristische Länge geprägt und durchweg deutlich größer als eins.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Behandlung der in dieser Arbeit untersuchten astrophysikalischen Systeme im Rahmen der Multifluid-Theorie legitim und sinnvoll ist, da sie zum einen wesentlich einfacher als die Methoden der kinetischen Theorie ist und zum anderen die Voraussetzungen und Bedingungen gut erfüllt sind. Einzig die mittleren freien Weglängen der Teilchen bei den Simulationen zum diffus ionisierten Gas sind an der Grenze der notwendigen Voraussetzung. Wir hätten die Längenskala deutlich größer wählen können, aus numerischen Gründen und um physikalische Prozesse besser auflösen zu können, gehen wir aber diesen Kompromiss ein.



# Kapitel 3

## Diffus ionisiertes Gas im interstellaren Medium

### 3.1 Physik des diffus ionisierten Gases

Im Folgenden zeigen wir, dass das Zusammenspiel von Turbulenz und magnetischer Re-kon-nexion eine nennenswerte Heizquelle im interstellaren Medium liefert. Weit entfernt von herkömmlichen Ionisationsquellen, wie der ultravioletten Strahlung von OB-Sternen, kann die Photoionisation nicht ausschließlich für die Re-Ionisation des Wasserstoff-Gases verantwortlich sein, das ohne zusätzliche Energiequelle schnell rekombinieren und abkühlen würde. Dreidimensionale resistive magnetohydrodynamische Plasma-Neutral-gas-Simulationen belegen, dass die notwendigen Heizraten, für das Verständnis der Exi-stenz des diffus ionisierten Gases in den Halos von Spiralgalaxien, mühelos erreicht werden.

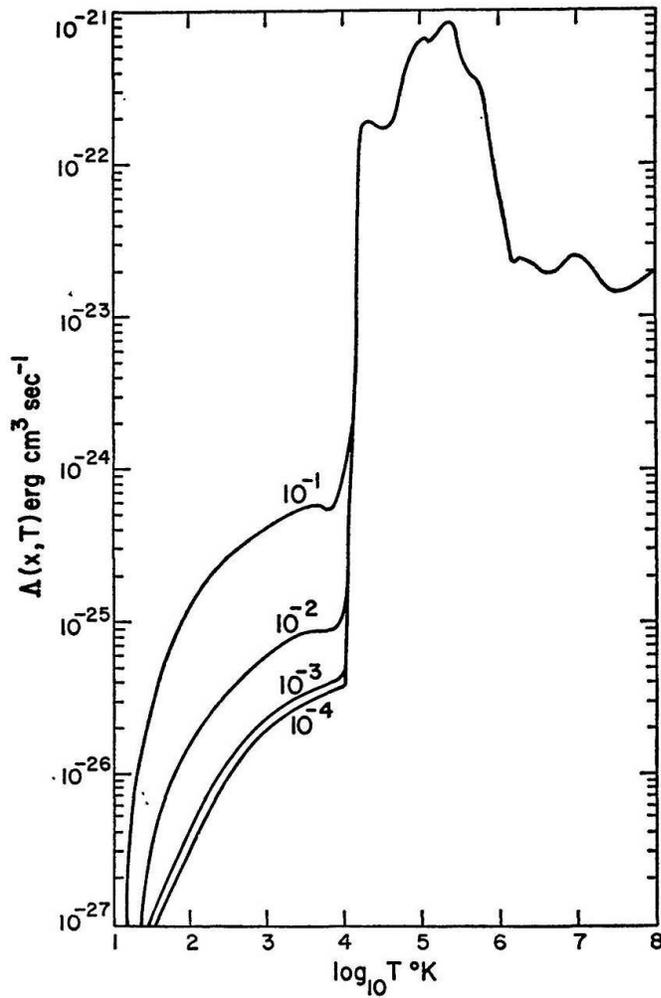
Das Vorhandensein dieser Komponente des interstellaren Mediums wurde in zahlreichen Spiralgalaxien, unserer Galaxie inbegriffen, zweifelsfrei durch Beobachtungen bestätigt [Reynolds, 1990; Rand, 1995; Dettmar, 1998; Rossa & Dettmar, 2000; Collins & Rand, 2001]. Charakteristische Werte der Temperatur und der Teilchendichte lassen sich anhand des Spektrums der Rekombinations-Strahlung gewinnen. Typische Werte des Ma-gnetfeldes ermittelt man aus der Faraday-Rotation, der Zeeman-Aufspaltung oder der Synchrotron-Strahlung. Für die Milchstraße liegen diese Werte des DIGs bei ca.  $10^4$  K,  $10^{-1}$   $\text{cm}^{-3}$  beziehungsweise einigen  $\mu\text{G}$ . Seine räumliche Ausdehnung übertrifft die der herkömmlichen HII-Regionen - Strömngren-Sphären von OB-Sternen und OB-Stern-Verbänden - bei weitem und bildet innere Strukturen wie Blasen und Filamente, die in einen diffusen Hintergrund eingebettet sind. DIG wurde in anderen Galaxien in Ska-lenhöhen von bis zu 2 kpc nachgewiesen und scheint mit der Sternentstehungsrate in der

Scheibe in Korrelation zu stehen [Dettmar, 1998]. Darüber hinaus zeigen die DIG-Halos hoch polarisierte Radio-Kontinuum-Strahlung (10 % und höher), ein strenger Hinweis dafür, dass Magnetfelder eine wichtige Rolle spielen.

### 3.1.1 Das Ionisationsproblem

Ionisiertes Gas rekombiniert und kühlt dabei ab. Um zu verhindern, dass das Gas in der Reynolds-Schicht vollständig rekombiniert, muss es aufgeheizt und re-ionisiert werden. Dalgarno & McRay [1972] haben die Kühlrate des interstellaren Mediums, wie sie in Abbildung 3.1 dargestellt ist, in Abhängigkeit der Teilchendichte und der Temperatur angegeben. Demnach ist eine Heizrate von  $10^{-24}$  erg cm<sup>3</sup> s<sup>-1</sup> nötig, um den Energieverlust durch Rekombination auszugleichen, was einem gesamten Energieaufwand von ca.  $10^{42}$  erg s<sup>-1</sup> entspricht. Das kommt dem gesamten Energieinput durch Supernovae gleich oder etwa 15 % der ionisierenden Strahlung aller OB-Sterne, die somit als wahrscheinlichster Kandidat der in Frage kommenden Energiequellen erscheint. Die Rekombinations-Strahlung lässt sich in Form von Linien im Spektrum identifizieren, und anhand der Wellenlängen lassen sich den Linien Elemente zuordnen. Insbesondere die Verhältnisse der Intensitäten einzelner Linien zur H<sub>α</sub>-Linie geben entscheidende Informationen über den Ionisations-Parameter  $U$ , der das Verhältnis der Photonendichte zur Teilchendichte angibt. Die Verhältnisse der Linienstärke von S<sub>II</sub>/H<sub>α</sub> bei 6717 Å und N<sub>II</sub>/H<sub>α</sub> bei 6584 Å sind aber verglichen mit denen der herkömmlichen HII-Regionen deutlich höher, die von O<sub>I</sub>/H<sub>α</sub> bei 6300 Å und O<sub>III</sub>/H<sub>α</sub> bei 5007 Å wesentlich niedriger. Domgörgen & Mathis [1994] schlagen deshalb vor, dass Photoionisation durch ein verdünntes Strahlungsfeld die beobachteten Linienstärken erzeugt. Photonen der Lyman-Kontinuum-Strahlung heißer OB-Sterne durchdringen demnach die Schicht der HI-Wolken und ionisieren das diffuse Gas innerhalb der Scheibe und im unteren Halo. Unklar bleibt allerdings, wie diese Photonen die Materie im oberen Halo, also bei Skalenhöhen von 500 pc und mehr, ionisieren sollen, da die optische Tiefe des Lyman-Kontinuums groß ist. Zudem lassen sich Variationen einiger Linienverhältnisse mit steigendem Abstand zur Scheibe, wie sie z.B. von Rand [1998] beobachtet wurden, mit variierendem Ionisations-Parameter nicht erklären. Das Strahlungsfeld müsste mit wachsendem Abstand stärker werden.

Das größte Problem bei Photoionisations-Modellen aber ist die Tatsache, dass Schwankungen in  $U$  die Linienstärke von S<sub>II</sub>/H<sub>α</sub> stärker beeinflussen als die von N<sub>II</sub>/H<sub>α</sub>, während die von S<sub>II</sub>/N<sub>II</sub> dagegen quasi konstant bleibt. Dieses Verhalten wurde in der Milchstraße [Haffner, Reynolds, & Tuft, 1999], sowie in anderen Spiralgalaxien [Collins & Rand, 2001] beobachtet. Eine Reihe anderer Modelle, die ohne Photoionisation die Eigenschaften des diffus ionisierten Gases zu erklären versuchen [McCammon et al., 1983; van Dishoeck & Black, 1986; Sokolowski & Bland-Hawthorn, 1991], scheitern allein an der



**Abbildung 3.1:** Kühlrate des interstellaren Mediums in Abhängigkeit der Temperatur und Teilchendichte nach Dalgarno & McRay [1972]

notwendigen Energie, die Strahlungsverluste durch Rekombination auszugleichen. Anhand von detaillierten Analysen der Linienverhältnisse schlossen Reynolds, Haffner, & Tuftte [1999] auf eine neben der Photoionisation zusätzliche Heizquelle. Als charakteristische Werte geben sie zum einen eine linear von der Dichte abhängige Heizrate von  $10^{-25} \text{ erg s}^{-1}$  und zum anderen eine dichteunabhängige von einigen  $10^{-27} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  an. Die starken Schwankungen in den Linienverhältnissen beruhen demnach nicht auf Variationen des Ionisations-Parameters, sondern auf Änderungen in der Elektronentemperatur. Die Konstanz von  $S_{\text{II}}/N_{\text{II}}$  ist dann eine Konsequenz aus der Tatsache, dass beide Linien in etwa die gleiche Anregungsenergie haben.

Wenn man bedenkt, dass das interstellare Medium in Scheibengalaxien von magneti-

sierter turbulenter Natur ist, sind sowohl Turbulenz als auch magnetische Rekonnexion allgemeine Eigenschaften eines astrophysikalischen Plasma-Gas-Systems, die als wichtige Vermittler von Energietransport angesehen werden können. Das Ziel dieses Kapitels ist es zu zeigen, dass die Kombination von Turbulenz und magnetischer Rekonnexion den zusätzlichen Heizterm, der notwendig ist, um die beobachteten Attribute des extraplanaren ionisierten Gases zu verstehen, zu erklären vermag. In gewisser Hinsicht ist unser Modell eine Erweiterung des turbulenten Dissipations-Szenarios von Minter & Spangler [1997] und dem Rekonnexions-Modell von Birk, Lesch, & Neukirch [1998]. Minter & Spangler [1997] diskutieren im Wesentlichen zwei Prozesse, Heizung durch Dämpfung von MHD-Wellen und fluid-ähnliche MHD-Modelle [Hidgon, 1984; 1986], wobei sie Ionen-Neutralgas-Kollisionen als Hauptursache des Heizmechanismus betrachten. Ihr Ansatz stellt eine zusätzliche Heizquelle, die linear zur Teilchendichte ist, dar, während Birk, Lesch, & Neukirch [1998] die Heizwirkung von magnetischer Rekonnexion durch Umsetzung freier magnetischer Energie via Ohmscher Dissipation untersuchen, und somit einen Heizterm, der unabhängig von der Teilchendichte ist.

Magnetische Rekonnexion kann dann stattfinden, wenn Feldlinien entgegengesetzter Richtung aufeinander treffen. Diese Situation ist unter anderem dann sehr wahrscheinlich, wenn die Feldlinien stark gekrümmt sind, also insbesondere in turbulenten Plasmen. Die Turbulenz im ISM wird durch Supernovae-Aktivität und/oder Winde von OB-Stern-Verbänden getrieben. Auf Grund seiner geringen Dichte und seiner hohen Temperatur ist das interstellare Plasma das perfekte Medium um turbulente Magnetfelder zu transportieren. Solange das Plasma als ideal angesehen werden kann, d.h. solange sein elektrischer Widerstand Null ist, ist das Magnetfeld an die Bewegung des Plasmas gebunden. Jede Verzerrung des magnetischen Feldes ist mit einem elektrischen Feld verknüpft, beschrieben durch das ideale Ohmsche Gesetz in der Form

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0. \quad (3.1)$$

Begegnen sich antiparallele Magnetfeldlinien, kann an der Grenzschicht eine von Null verschiedene Resistivität auftreten und damit das ideale Ohmsche Gesetz verletzen. Dort können die Feldlinien ihre Topologie ändern und sich neu verknüpfen. In diesen Rekonnexionszonen wird die magnetische Energie durch die Erzeugung von Stromschichten teilweise dissipiert [Priest & Forbes, 2000]. Es wird also freie magnetische Energie mittels Ohmscher Dissipation in Wärme umgewandelt und dadurch das Plasma aufgeheizt. Thermalisierung zwischen Plasma und Neutralgas sorgt für eine Temperaturzunahme im neutralen Gas, wodurch eine Re-Ionisation stattfinden kann.

In einem turbulenten Plasma-Neutralgas-System wird es eine Vielzahl an Rekonnexionszonen geben, d.h. stromtragende Filamente, die durch die Interaktion von Plasmaströmungen aus der galaktischen Scheibe mit dem globalen magnetischen Feld im Halo

der Galaxie angetrieben werden. Wir werden im Folgenden einen durchschnittlichen Wert der umgesetzten magnetischen Energie in Wärme in einem turbulenten Plasma-Neutralgas-System mit mehreren Stromschichten angeben. Zu diesem Zweck stellen wir dreidimensionale Multifluid-Simulationen vor, die sowohl Plasma als auch Neutralgas enthalten, ein stromabhängiges Resistivitätsmodell, temperaturabhängige Ionisation- und Rekombinationsraten, sowie binäre Stöße zwischen Plasma und Neutralgas.

### 3.1.2 Heizung und Ionisation durch magnetische Rekonnexion

In diesem Abschnitt folgen wir dem Vorschlag von Birk, Lesch, & Neukirch [1998], dass „heating and ionization caused by magnetic reconnection give rise to an ionized gas component“. Dieser Ansatz basiert auf einem quasi-stationären Modell, das in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Plasma, das weit weg von herkömmlichen Ionisationsquellen

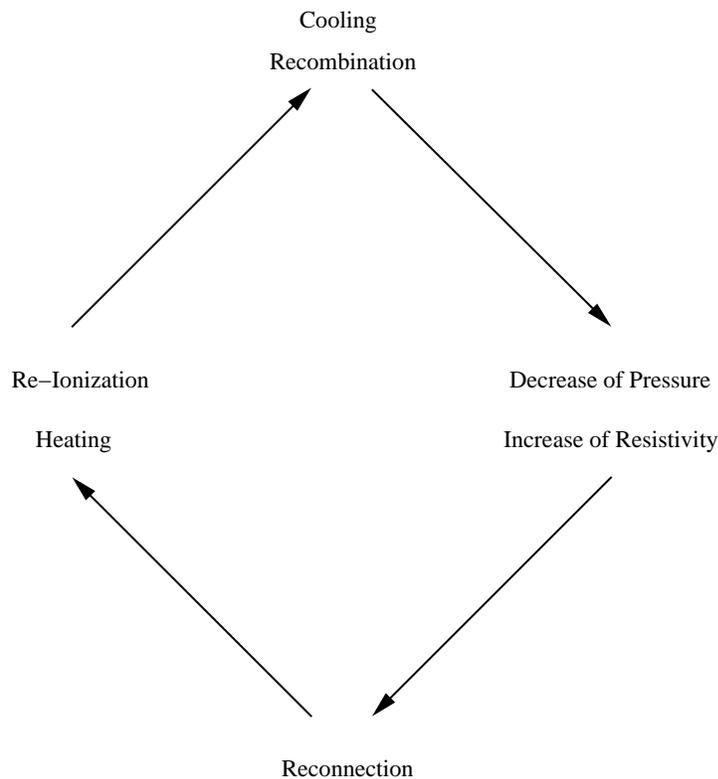


Abbildung 3.2: Quasi-stationärer Ionisations-Zyklus

wie OB-Sterne ist, kühlt sehr effizient durch Rekombinations-Strahlung. Aufgrund der Abnahme des thermischen Drucks, die durch den Rekombinations-Prozess verursacht wird, steigt die Stoßrate zwischen den Teilchen. Die erhöhte Wechselwirkung zwischen den Plasmateilchen führt zu einer niedrigeren Leitfähigkeit und damit zu einer höheren Resistivität. Zusätzlich müssen die durch die lokale Abnahme des thermischen Drucks hervorgerufenen Spannungen des Magnetfeldes ausgeglichen werden, was zu einer Kontraktion der Stromschicht führt. In dünnen resistiven Stromschichten ist das Auftreten von dynamischer magnetischer Rekonnexion sehr wahrscheinlich, wie wir es zum Beispiel von den solaren Ausbrüchen kennen (siehe Parker [1994] für einen weiterführenden Überblick). Während des Rekonnexions-Prozesses wird magnetischer Fluss durch Ohmsche Dissipation teilweise in Wärme umgewandelt mit der Konsequenz, dass das Gas wieder aufgeheizt wird und re-ionisiert werden kann.

Um zu zeigen, dass das oben beschriebene Modell tatsächlich zur Lösung des Ionisationsproblems diffus ionisierten Gases beitragen kann, müssen wir folgende Bedingungen verifizieren: Erstens sollten die Energieverluste durch Bremsstrahlung und Rekombinations-Strahlung durch die Heizraten der Photoionisation, die proportional zu  $\sim n_e^2$  ist, und die der Ohmschen Heizung, die unabhängig von  $n_e$  ist, ausgeglichen werden. Sollten die Strahlungsverluste größer als die Heizraten sein, würde das diffus ionisierte Gas rekombinieren und sehr schnell abkühlen. Wenn das Gegenteil der Fall wäre, würde das Gas überhitzt werden, was im Widerspruch zu den Beobachtungen stünde. Wir können also die Energetik in unserem Modell folgendermaßen beschreiben:

$$G_0 n_e^2 + \eta j^2 = \Lambda n_e^2 \quad (3.2)$$

$\Lambda$  bezeichnet dabei die Kühlrate pro Einheitsvolumen (vgl. Abbildung 3.1) und  $G_0$  die Heizrate infolge Photoionisation. Für Elektronendichten, die größer als  $1 \text{ cm}^{-3}$  sind, überwiegt die Heizrate der Photoionisation, für Dichten unterhalb von  $0.1 \text{ cm}^{-3}$  die der zusätzlichen Heizrate [Reynolds, Haffner, & Tufte, 1999].

Zweitens sollte der Rekonnexions-Prozess auf Zeitskalen agieren, die kürzer sind als die des Rekombinations-Mechanismus, da sonst das extraplanare Gas nicht schnell genug wieder aufgeheizt werden kann. Nach der Theorie der schnellen Rekonnexion (siehe Priest & Forbes [2000]) können zwei unterschiedliche Plasmaeigenschaften Dissipation magnetischen Flusses auf kurzen Zeitskalen ermöglichen: Hinreichend große Resistivitäten auf der einen Seite und kleine Dissipationsgebiete auf der anderen. Wenn wir von der stoßbedingten Spitzer-Resistivität ausgehen, ist die einfache Form der Sweet-Parker-Rekonnexion für gewöhnlich nicht schnell genug, um die benötigten Zeitskalen zu erreichen. Die typische Dissipationszeit in diesem Modell ist (vgl. Gleichung 2.38)

$$\tau_{\text{rek}} = \frac{\Delta}{v_A} R_\sigma^{1/2}, \quad (3.3)$$

wobei  $\Delta$  die Breite der Stromschicht bezeichnet. Mit den typischen Werten des interstellaren diffusen Gases erhalten wir eine Rekonnexions-Zeit von  $\tau_{\text{rek}} \approx 10^{16}$  s, wenn wir als Breite der Stromschicht  $10^9$  cm annehmen. Diese Zeit ist deutlich größer als die Rekombinations-Zeit  $\tau_{\text{rekom}} = 1/\alpha n_p \approx 10^{13}$  [Dettmar, 1992], wobei  $\alpha$  die Rekombinationsrate bezeichnet. Beziehen wir allerdings anomale Resistivität in unsere Rechnung mit ein (vgl. Abschnitt 2.3.2), so erhöht sich der Wert der Rekonnexions-Zeit um bis zu drei Größenordnungen und ist somit mit der Zeitskala der Rekombination vergleichbar. Wenn der Rekonnexions-Prozess nicht auf der ganzen Breite der Stromschicht operiert, kann die magnetische Rekonnexion sogar deutlich schneller ablaufen. Eine stärkere Lokalisierung des Dissipationsgebiets kann ihre Ursache in kleinen Anisotropien der Rekombination entlang der stromführenden Schicht haben. In diesem Fall wird die magnetische Rekonnexion im Petschek-Modell betrieben, die dann erheblich schneller abläuft als im Sweet-Parker-Modell. Eine untere Abschätzung der Schichtbreite  $\Delta'$  im Petschek-Modell

$$\Delta' = \frac{\Delta(\ln R_\sigma)^2}{R_\sigma} = 5 \cdot 10^3 \text{ cm} \quad (3.4)$$

liefert zusammen mit Gleichung 2.40 eine Rekonnexions-Zeit von  $\tau_{\text{rek}} = 4 \cdot 10^4$  s. Solange magnetischer Fluss im Petschek-Modell dissipiert wird, ist der Heizmechanismus schnell genug, um das diffus ionisierte Gas aufzuheizen und zu re-ionisieren. Ziehen wir zusätzlich anomale Resistivität in Betracht, so läuft auch die magnetische Rekonnexion im Sweet-Parker-Modell auf vergleichbaren Zeitskalen ab wie die Rekombination.

Schließlich muss der gesamte Energieaufwand, der nötig ist, das DIG ionisiert zu halten, von einer externen Energiequelle bereitgestellt werden. Die durch Beobachtungen bestätigte Korrelation zwischen der Sternentstehungsrate in der Scheibe von Spiralgalaxien und der DIG-Helligkeit in ihren Halos ist ein klarer Indiz dafür, dass kinetische Energie aus der Scheibe in das Halogas übertragen wird. Das allgemein gültige Szenario schlägt vor, dass das interstellare Medium auf großen Skalen durch Äquipartition zwischen den dynamischen Bestandteilen charakterisiert ist, das heißt zwischen der kosmischen Strahlung, der Turbulenz und dem Magnetfeld (z.B. Ikeuchi [1988]). Als Resultat der magnetischen Rekonnexion wird, wie oben beschrieben, ein Teil des Magnetfeldes in Wärme umgewandelt. Bezeichnen wir mit  $f_{\text{diss}}$  den Wirkungsgrad der magnetischen Felddissipation, so ergibt sich die magnetische Dissipationsrate zu

$$\Gamma_{\text{mag}} = \frac{B^2}{8\pi\tau_{\text{rek}}} f_{\text{diss}}. \quad (3.5)$$

Die Rate der Energiezufuhr, hervorgerufen durch die Aktivität der Scheibe, ist

$$\Gamma_{\text{disc}} = \frac{\dot{E}_{\text{disc}}}{V_{\text{diss}}} f_{\text{in}}, \quad (3.6)$$

wobei  $f_{\text{in}}$  den Wirkungsgrad des Transfers von kinetischer Energie, die an der Aktivität der Scheibe beteiligt ist, in das Magnetfeld angibt.  $\dot{E}_{\text{disc}}$  und  $V_{\text{diss}}$  sind die Leuchtkraft der Scheibe beziehungsweise das betrachtete Volumen.

Um auf der sicheren Seite zu sein, nehmen wir eine Rekonnexions-Zeit von der Größenordnung der Rekombinations-Zeit an, also  $\tau_{\text{rek}} \approx 10^{13}$  s. Wie bereits oben erwähnt, ist  $\tau_{\text{rek}}$  wesentlich kleiner, wenn wir Petschek-Rekonnexion erlauben und/oder anomale Resistivität. Des Weiteren betrachten wir ein Volumen mit einem Radius von 5 kpc, was um einiges größer ist als die typischen Skalenhöhen der edge-on Galaxien, in denen DIG in ihren Halos nachgewiesen wurde [Becker, 1996]. Die Rate der gesamten Energiezufuhr infolge der Scheibenaktivität in den Halo der Milchstraße beträgt in etwa  $10^{42}$  erg s<sup>-1</sup> [Norman & Ikeuchi, 1989]. Machen wir von dem Prinzip der Äquipartition Gebrauch, so sollte die Rate, mit der magnetische Energie fortlaufend erzeugt wird, von der gleichen Größenordnung oder eine Magnitude kleiner sein, also  $\dot{E}_{\text{disc}} f_{\text{in}} \leq 10^{41}$  erg s<sup>-1</sup>. Die Rate der gesamten zugeführten freien magnetischen Energie ist somit

$$\Gamma_{\text{disc}} = \frac{\dot{E}_{\text{disc}}}{V_{\text{diss}}} f_{\text{in}} \leq \frac{10^{41} \text{ erg s}^{-1}}{(5 \text{ kpc})^3} \approx 10^{-25} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}. \quad (3.7)$$

Vergleichen wir dieses Ergebnis mit dem geforderten Heizterm von  $10^{-27}$  erg cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup> [Reynolds, Haffner, & Tufte, 1999], so wird klar, dass nur ein Prozent der verfügbaren magnetischen Energie durch magnetische Rekonnexion in Wärme umgesetzt werden muss. Die Effizienz  $f_{\text{diss}}$  der magnetischen Energiedissipation im Petschek-Modell beträgt in etwa 0.1. Setzen wir die geforderten  $10^{-27}$  erg cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup> mit 3.5 gleich, so erhalten wir ein Magnetfeld von ca. 2  $\mu$ G, was mit den beobachteten Werten im interstellaren Medium sehr gut übereinstimmt.

Wir können also festhalten, dass durch magnetische Rekonnexion die geforderte Heizrate erklärt werden kann. Die Umsetzung eines kleinen Teils der verfügbaren freien magnetischen Feldenergie mittels Ohmscher Dissipation ist ein effizienter Heizmechanismus, der schnell genug agiert, um die vollständige Rekombination des diffus ionisierten Gases zu verhindern. Die benötigte Energie wird durch die Aktivität in der Scheibe, die vor allem durch Supernovae und stellare Winde verursacht wird, bereitgestellt. Natürlich wird die magnetische Energie in zahlreichen individuellen stromführenden Filamenten umgesetzt, was widersprüchlich erscheint, da DIG quasi ubiquitär im interstellaren Medium beobachtet wird. Wir können aber, ähnlich dem Fall der koronalen Heizung durch lokalisierte magnetische Rekonnexion, einen effektiven Wärmetransport in Form von Abfluss und Schocks auf großen räumlichen Skalen erwarten [Parker, 1994; Biskamp, 1993]. Außerdem regen die einzelnen Rekonnexions-Zonen Alfvén-Wellen an, die Energie über weite Distanzen transportieren können [Champeaux et al., 1997]. Wie Dissipationsgebiete in Verbindung mit einem turbulenten Zweikomponenten-Fluid stehen, werden wir im nächsten Abschnitt anhand dreidimensionaler resistiver magnetohydrodynamischer

Simulationen eines Plasma-Neutralgas-Systems zeigen.

## 3.2 Das numerische Modell

Das gekoppelte Differentialgleichungs-System 2.50, 2.51 - 2.57 ist analytisch so gut wie nicht lösbar. Insbesondere bei dreidimensionalen Lösungen bleibt nur die Option eines numerischen Verfahrens. Die partiellen Differentialgleichungen werden dabei mit Hilfe von geeigneten und erprobten numerischen Algorithmen integriert. Aus Gründen der numerischen Stabilität sind uns aber auch bei diesen Verfahren Grenzen gesetzt. Beispielsweise ist das Verhältnis der zeitlichen Auflösung zur örtlichen an das CFL-Kriterium gebunden. Dieses lautet für das hier verwendete Leapfrog-Verfahren [Press et al., 1988]

$$C = v_{\text{ph}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1. \quad (3.8)$$

$C$  ist die sogenannte Courant-Zahl, die über die Phasen-Geschwindigkeit  $v_{\text{ph}}$ , den Zeitschritt  $\Delta t$  und den verwendeten Gitterabstand  $\Delta x$  der Simulation definiert ist. Die Phasen-Geschwindigkeiten für das Plasma und das Neutralgas sind unterschiedlich. Während im Plasma die magnetosonische Welle die Welle mit der höchsten Phasen-Geschwindigkeit ist

$$v_{\text{ph,Plasma}} = \sqrt{\frac{B^2 + \gamma u^\gamma}{\rho}}, \quad (3.9)$$

ist es im Neutralgas die Phasen-Geschwindigkeit der Schallwelle

$$v_{\text{ph,Neutralgas}} = \sqrt{\frac{\gamma_n u_n^{\gamma_n}}{\rho_n}}. \quad (3.10)$$

Der in dieser Arbeit benutzte Algorithmus gewährt auf allen Gitterpunkten das CFL-Kriterium für beide Phasen-Geschwindigkeiten. Das Entscheidende an der Leapfrog-Methode ist, dass zu einem Integrationsschritt zwei Leapschritte auf zwei alternierenden Untergittern, die anfänglich mit einem Laxschritt um  $\Delta t/2$  gegeneinander versetzt werden, abwechselnd durchgeführt werden. Jeder Leapschritt verschiebt dabei das jeweilige Untergitter um einen ganzen Zeitschritt, sodass der  $\Delta t/2$ -Versatz erhalten bleibt. Man erhält somit ein Verfahren, das in beiden Variablen in zweiter Ordnung genau ist.

Die partiellen Ableitungen werden in Form von finiten Differenzen approximiert. Wir erhalten somit für die Ableitungen der einzelnen Größen  $f$  die Form

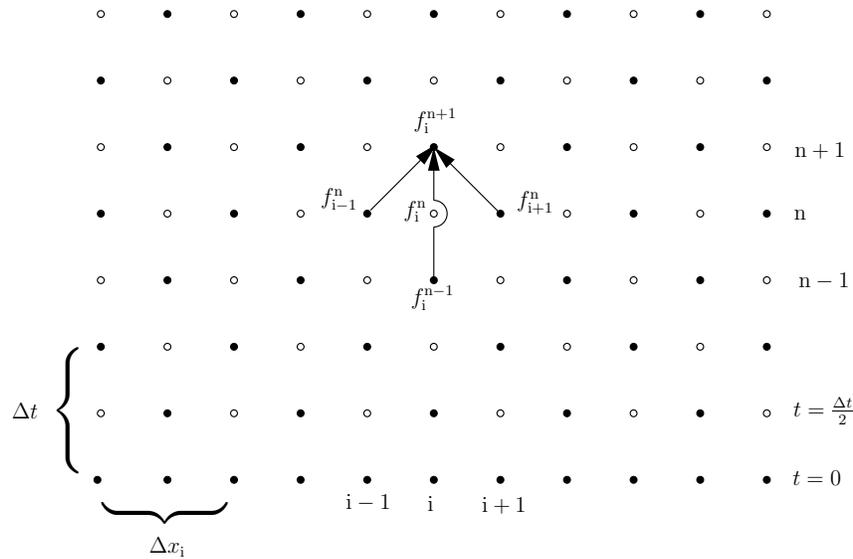


Abbildung 3.3: Das Gitter des Leapfrog-Algorithmus

$$\frac{\partial f}{\partial x_i} \approx \frac{f(x_i + \Delta x_i) - f(x_i - \Delta x_i)}{2\Delta x_i}, \quad i = 1, \dots, 3 \quad (3.11)$$

und für die Zeitableitung die Form

$$\frac{\partial f}{\partial t} \approx \frac{f(t + \Delta t) - f(t)}{\Delta t}. \quad (3.12)$$

Es wird also der zentrierte Differenzenquotient in den räumlichen Koordinaten  $x_i$  und der vordere in der Zeit benutzt. Dabei bezeichnet  $\Delta x_i$  den Abstand in der  $i$ -ten Koordinatenrichtung zwischen zwei Punkten des verwendeten Gitters und  $\Delta t$  den Zeitschritt des Verfahrens (Abbildung 3.3).

Das Leapfrog-Schema versagt allerdings bei der numerischen Integration der Induktionsgleichung, da der resistive Diffusionsterm eine zweite partielle Ableitung enthält. Für die Berechnung von zweiten Ableitungen gemäß

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2} \approx \frac{f(x_i + \Delta x_i) - 2f(x_i) + f(x_i - \Delta x_i)}{\Delta x_i^2} \quad (3.13)$$

wird der Feldwert  $f(x_i)$  auf dem zeitlich versetzten, nicht zugänglichen Raum-Zeit-Gitter benötigt. Die Induktionsgleichung wird deshalb mit Hilfe eines semiimpliziten Algorithmus integriert. Diese nach DuFort-Frankel benannte Methode ist für verschiedene

Resistivitätsmodelle äußerst stabil und erlaubt sogar die Berücksichtigung des Elektromotordruckterms ([Birk, 1993] für weiterführende Details).

### 3.2.1 Normierung des Plasma-Neutralgas-Codes

Um die Ergebnisse der numerischen Simulationen physikalisch auswerten zu können, müssen die einzelnen Größen  $X$  auf einen typischen Wert  $X_0$  des betrachteten Systems normiert werden. Diese Normierung wird gemäß der Gleichung

$$\hat{x} = \frac{X}{X_0} \quad (3.14)$$

durchgeführt. Bei der Wahl der Bezugsgrößen  $X_0$  kann man im Prinzip völlig willkürlich vorgehen, man wird sie aber in der Regel so wählen, dass man im numerischen Verfahren weder mit sehr großen noch mit sehr kleinen Zahlen zu rechnen hat.

Wir werden alle normierten Größen nicht mehr gesondert durch das Symbol  $\hat{\phantom{x}}$  kennzeichnen, da die folgenden Gleichungen nur noch normierte Größen enthalten.

Um ein in sich konsistentes Normierungsschema zu erhalten, müssen wir drei Bezugsgrößen vorgeben. Alle anderen Normierungen ergeben sich dann aus den Plasma-Neutralgas Gleichungen 2.50, 2.51 - 2.57. Für das System „diffus ionisiertes Gas“ werden wir eine charakteristische Länge  $L_0$ , ein typisches Magnetfeld  $B_0$  und eine typische Teilchendichte  $n_0$  vorgeben. Bei den Simulationen zu den protogalaktischen Wolken wählen wir anstelle eines typischen Magnetfeldes eine charakteristische Geschwindigkeit  $v_0$ . Wir wollen an dieser Stelle das Normierungsschema bezogen auf das diffus ionisierte Gas beschreiben. Für die protogalaktischen Wolken verläuft die Normierung analog, wir werden aber dann nur die Werte angeben.

Als Längenskala bietet sich eigentlich die Ausdehnung des Systems an, wobei wir bei den DIG-Simulationen eine deutlich kleine Längenskala wählen, zum einen um physikalische Prozesse besser auflösen zu können, zum anderen aus Gründen der numerischen Stabilität. Eine Längenskala von  $L_0 = 10^9$  cm ist gerade noch mit den Voraussetzungen der Fluidtheorie vertretbar (siehe Abschnitt 2.4.2). Das Magnetfeld im diffus ionisierten Gas des interstellaren Mediums wird auf  $B_0 = 1\mu\text{G}$  normiert, während wir als Referenzwert der Teilchendichte  $n_0 = 10^{-1}\text{cm}^{-3}$  wählen. Da wir ein reines Wasserstoff-Plasma bzw. -Neutralgas betrachten, erhalten wir mit der Protonenmasse  $m_p = 1.7 \cdot 10^{-24}$  g und der Elektronenmasse  $m_e = 9.1 \cdot 10^{-28}$  g die typischen Massendichten  $\rho_0 = \rho_{n,0} = (m_p + m_e)n_0 \approx 1.7 \cdot 10^{-25}$  g cm<sup>-3</sup>.

Als typische Geschwindigkeit erhält man die Alfvén-Geschwindigkeit  $v_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho}$ , wenn man unter Berücksichtigung des Ampère'sche Gesetzes in der MHD-Näherung die Gleichung 2.53 normiert. Mit den oben gewählten Normierungsgrößen ergibt sich

eine Alfvén-Geschwindigkeit von  $v_A = 6.8 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$ . Analog gewinnt man aus der Normierung der Kontinuitäts-Gleichung als charakteristische Zeitskala die Alfvén-Zeit  $\tau_A = L_0/v_A$ , die für den DIG einen Wert von  $\tau_A \approx 1.5 \cdot 10^3 \text{ s}$  annimmt. Die Frequenzen in den Simulations-Gleichungen werden auf den reziproken Wert der Alfvén-Zeit normiert. Für die Ionisations- und Rekombinationsrate erhalten wir aus der Kontinuitäts-gleichung als Normierungsgrößen  $\iota_0 = \beta_0 = 1/\tau_A \rho_0 \approx 3.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ g}^{-1}$ , während die Gravitationsbeschleunigung mit  $g_0 = v_A/\tau_A \approx 4.5 \cdot 10^2 \text{ cm s}^{-2}$  normiert wird. Weiterhin benötigen wir noch die normierten Werte der Stromdichte  $j_0$ , des elektrischen Feldes  $E_0$ , der Resistivität  $\eta_0$  und der Elementarladung  $e_0$ . Durch Normierung des Ampère'sche Gesetzes findet man  $j_0 = cB_0/4\pi L_0 \approx 2.4 \cdot 10^{-6} \text{ statampere cm}^{-2}$ , aus der Faraday-Gleichung  $E_0 = B_0 L_0/c\tau_A \approx 2.2 \cdot 10^{-11} \text{ statvolt cm}^{-1}$  und aus der Induktions-Gleichung  $\eta_0 = 4\pi L_0 v_A/c^2 \approx 9.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  beziehungsweise  $e_0 = c(m_p + m_e)/B_0 \tau_A \approx 3.4 \cdot 10^{-11} \text{ statcoul}$ .

Der Druck wird auf den Referenzwert des magnetischen Drucks  $B_0^2/8\pi$  der Vergleichbarkeit halber normiert, also  $p_0 = B_0^2/8\pi \approx 4.0 \cdot 10^{-14} \text{ dyn cm}^{-2}$ . Dadurch werden der Druckterm in den Impulsbilanz-Gleichungen um den Faktor 1/2 und die resistiven Terme bzw. die quadratischen Geschwindigkeits-Terme in den Druck-Gleichungen um den Faktor 2 korrigiert. Schließlich ergibt sich aus dem idealen Gasgesetz  $p = 2nk_B T$  der Referenzwert für die Temperatur zu  $T_0 = B_0^2/16\pi n_0 k_B = v_A^2 m_p/4k_B \approx 1.4 \cdot 10^3 \text{ K}$ , wobei wir  $T_e = T_i = T$  voraussetzen.

### 3.2.2 Die normierten Simulations-Gleichungen

Zur numerischen Integration der Plasma-Neutralgas-Gleichungen ist es sinnvoll die Impulsdichten  $\mathbf{s} = \rho \mathbf{u}$ ,  $\mathbf{s}_e = \rho_e \mathbf{u}_e$  und  $\mathbf{s}_n = \rho_n \mathbf{u}_n$  einzuführen. Weiterhin führen wir eine Transformation der unabhängigen Variablen  $u$ ,  $u_e$  und  $u_n$  durch, die ähnlich der inneren Energien von Plasma und Neutralgas definiert, aber nicht mit diesen identisch sind:

$$u = \frac{p}{2} \frac{1}{\gamma}, \quad u_n = \frac{p_n}{2} \frac{1}{\gamma_n}, \quad u_e = \frac{p_e}{2} \frac{1}{\gamma}. \quad (3.15)$$

Zusammen mit dem oben beschriebenen Normierungsschema erhalten wir schließlich mit dieser Transformation die dieser Arbeit zugrunde liegenden Simulations-Gleichungen:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{s} + (\iota \rho_n - \beta \rho) \rho \quad (3.16)$$

(Plasma-Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{s}_n - (\nu \rho_n - \beta \rho) \rho \quad (3.17)$$

(Neutralgas-Kontinuitätsgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \mathbf{s} \mathbf{s} \right) - \nabla u^\gamma + \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B} \\ & - \nu_{pn} \left( \mathbf{s} - \frac{\rho}{\rho_n} \mathbf{s}_n \right) + \nu \rho \mathbf{s}_n - \beta \rho \mathbf{s} \end{aligned} \quad (3.18)$$

(Plasma-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}_n}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho_n} \mathbf{s}_n \mathbf{s}_n \right) - \nabla u_n^\gamma \\ & - \nu_{np} \left( \mathbf{s}_n - \frac{\rho_n}{\rho} \mathbf{s} \right) - \nu \rho \mathbf{s}_n + \beta \rho \mathbf{s} \end{aligned} \quad (3.19)$$

(Neutralgas-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{u}{\rho} \mathbf{s} \right) + \frac{\gamma - 1}{\gamma} u^{1-\gamma} \left[ \eta (\nabla \times \mathbf{B})^2 - 3\nu_{pn} \left( u^\gamma - \frac{\rho}{\rho_n} u_n^\gamma \right) \right. \\ & \left. + \frac{3}{2} (\nu \rho_n - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} u_n^\gamma + \frac{1}{2} \rho (3\nu_{pn} + \nu \rho_n + \beta \rho) \left( \frac{\mathbf{s}}{\rho} - \frac{\mathbf{s}_n}{\rho_n} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.20)$$

(Plasma-Druckgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_e}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{u_e}{\rho_e} \mathbf{s}_e \right) \\ & + \frac{\gamma - 1}{\gamma} u_e^{1-\gamma} \left[ \eta (\nabla \times \mathbf{B}^2) + \frac{3}{4} (\nu \rho_n - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} u_n^\gamma \right] \end{aligned} \quad (3.21)$$

(Elektronen-Druckgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_n}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{u_n}{\rho_n} \mathbf{s}_n \right) - \frac{(\gamma_n - 1)}{\gamma_n} \left[ 3\nu_{np} \left( u_n^{\gamma_n} - \frac{\rho_n}{\rho} u^\gamma \right) \right. \\ & \left. + \frac{3}{2} (\iota \rho_n - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} u_n^{\gamma_n} + \frac{3}{2} \rho_n \nu_{np} \left( \frac{\mathbf{s}_n}{\rho_n} - \frac{\mathbf{s}}{\rho} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.22)$$

(Neutralgas-Druckgleichung)

Dabei haben wir in der Plasma- und Elektronen-Druckgleichung das normierte Ampère'sche Gesetz

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j} \quad (3.23)$$

verwendet.

Die Induktionsgleichung lautet unter der Normierungsvorschrift:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = & \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) + \frac{1}{2e} \nabla \times \left( \frac{1}{\rho} \nabla p_e \right) \\ & - \frac{1}{e\rho} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{e} \nabla \times \nu_{en} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_n). \end{aligned} \quad (3.24)$$

(Induktionsgleichung)

Die partiellen Differentialgleichungen 3.16 - 3.22 haben alle einen konservativen Teil, der sich als Divergenz schreiben lässt, und Quellterme, die der Ionisation, der Rekombination, der Resistivität, der Dissipation, der Gravitation und dem Austausch von Energie und Impuls zwischen Plasma und Neutralgas Rechnung tragen. Der konservative Anteil lässt sich mit Hilfe des Leapfrog-Algorithmus problemlos integrieren, da bei jedem Integrationsschritt alle benötigten Werte auf dem numerischen Gitter bekannt sind (vergl. Abbildung 3.3). Im Gegensatz dazu sind bei der Berechnung des nicht konservativen Teils Feldwerte auf dem nicht zugänglichen Untergitter nötig. Die Integration der Quellterme erfolgt deshalb im verwendeten Code in zwei halben Zeitschritten. Dabei werden die fehlenden Feldwerte zum einen durch Mittelung über benachbarte Gitterpunkte und zum anderen über eine Korrektur des Flusstransports bestimmt [Birk & Otto, 1996]. Damit lassen sich die Größen  $\rho$ ,  $\rho_n$ ,  $\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{s}_n$ ,  $u$ ,  $u_n$  und  $\mathbf{B}$  selbstkonsistent aus dem obigen Gleichungssystem numerisch integrieren. Die Selbstkonsistenz gilt dabei allerdings nicht für die Größen  $\eta$ ,  $\iota$ ,  $\beta$  und die Frequenzen  $\nu_{pn}$  bzw.  $\nu_{np}$ , da diese ihren Ursprung in kinetischen Prozessen, wie Stößen haben. Sie können nicht selbstkonsistent im Fluidbild berechnet werden, sondern werden an geeigneter Stelle als Parameter im Code integriert.

### 3.3 Numerische Simulationen

In diesem Abschnitt stellen wir selbstkonsistente dreidimensionale dynamische Plasma-Neutralgas-Simulationen vor, um zu zeigen, dass magnetische Dissipation in turbulenten Plasma-Neutralgas-Systemen zur Re-Ionisation des extraplanaren diffus ionisierten Gases beitragen kann. Die verwendeten Bilanzgleichungen des Multifluid-Systems haben wir im vorigen Abschnitt diskutiert. An dieser Stelle wollen wir noch die Parameter  $\eta$ ,  $\nu$ ,  $\beta$  und die Frequenzen  $\nu_{\text{pn}}$  bzw.  $\nu_{\text{np}}$  genauer vorstellen. Wie bereits erwähnt finden sie ihren Ursprung in der kinetischen Theorie, können aber, basierend auf plausiblen Modellen, als Transportgrößen im Fluidbild integriert werden. Ihre Werte können im Simulationscode entweder als konstant vorgegeben, oder quasi-selbstkonsistent aus den entsprechenden Fluidgrößen berechnet werden.

Die Frequenzen für die elastischen Stöße von Ionen und Elektronen an Neutralgasteilchen sind gegeben durch [Huba, 1998]

$$\nu_{\text{in}} = n_{\text{n}} \sigma_{\text{in}}^{\text{s}} \sqrt{\frac{k_{\text{B}} T_{\text{i}}}{m_{\text{i}}}} \quad (3.25)$$

und

$$\nu_{\text{en}} = n_{\text{n}} \sigma_{\text{en}}^{\text{s}} \sqrt{\frac{k_{\text{B}} T_{\text{e}}}{m_{\text{e}}}}. \quad (3.26)$$

Die Streuquerschnitte  $\sigma_{\text{in}}^{\text{s}}$  und  $\sigma_{\text{en}}^{\text{s}}$  sind nur schwach temperaturabhängig und haben einen Wert von ungefähr  $\sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ . Zur Berechnung von  $\nu_{\text{pn}}$  wählen wir den normierten Ansatz

$$\nu_{\text{pn}} = \nu_{\text{c}} \rho_{\text{n}} \sqrt{\frac{2u^{\gamma}}{\rho}}, \quad (3.27)$$

wobei  $\nu_{\text{c}}$  ein konstanter Koeffizient ist, der sich durch Normierung der Gleichung 2.58 unter Verwendung der Referenzgrößen für Dichte, Frequenz und Temperatur zu

$$\nu_{\text{c}} = \frac{1}{2} \sigma_{\text{in}}^{\text{s}} n_0 L_0 \quad (3.28)$$

ergibt. Wir erhalten somit für das diffus ionisierte Gas einen Wert von  $\sim 2.5 \cdot 10^{-7}$ . Die Zeitabhängigkeit der elastischen Stoßfrequenzen spielt aber für unsere Zwecke eine untergeordnete Rolle. Wir werden deshalb stets konstante Werte für  $\nu_{\text{c}}$  verwenden.

Zudem haben Simulationen mit zeitabhängiger Stoßfrequenz keine signifikanten Abweichungen gezeigt. Die exklusive Rolle dieser Größe besteht in der Thermalisierung des Neutralgases.

Die Ionisationsrate durch Stöße von Elektronen mit Atomen hängt vom Stoßquerschnitt für die Ionisation  $\sigma_{\text{ion}}$  und von der Geschwindigkeit  $v_e$  der Elektronen ab, wobei man davon ausgeht, dass die Geschwindigkeit der Elektronen wesentlich höher ist als die der neutralen Atome. Da der Stoßquerschnitt stark von der Geschwindigkeit abhängt, muss man über die Geschwindigkeitsverteilung mitteln. Die folgende Formel gibt die gemittelte Ionisationsrate im Temperaturbereich von  $0.02 \leq T_e \leq 100$  ( $T_e$  in eV) gut wieder [Goldston & Rutherford, 1998; Huba, 1998]:

$$\langle \sigma_{\text{ion}} v_e \rangle = \frac{2 \cdot 10^{-7}}{6,0 + \frac{T_e}{13,6}} \sqrt{\frac{T_e}{13,6}} \exp\left(-\frac{13,6}{T_e}\right) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (3.29)$$

Die Rekombinationsrate lässt sich durch

$$\langle \sigma_{\text{rek}} v_e \rangle = 0,7 \cdot 10^{-13} \sqrt{\frac{T_e}{13,6}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (3.30)$$

approximieren, wobei  $\sigma_{\text{rek}}$  der Querschnitt für Strahlungsrekombination ist. Der Anteil von der Drei-Körper-Rekombination kann vernachlässigt werden.

Zur Berechnung von  $\iota$  und  $\beta$  wählen wir die normierten Ansätze

$$\iota = \iota_c \frac{1}{6,0 + \frac{1}{13,6} \frac{2u^\gamma}{\rho}} \sqrt{\frac{1}{13,6} \frac{2u^\gamma}{\rho}} \exp\left(-13,6 \frac{\rho}{2u^\gamma}\right) \quad (3.31)$$

und

$$\beta = \beta_c \sqrt{\frac{1}{13,6} \frac{2u^\gamma}{\rho}}. \quad (3.32)$$

Hierbei sind  $\iota_c = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} n_0 \tau_A$  und  $\beta_c = 0,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} n_0 \tau_A$  konstante dimensionslose Koeffizienten, die sich aus der Normierung der Gleichungen 3.29 und 3.30 ergeben und mit den bisher verwendeten Referenzgrößen die Werte  $\iota_c = 3,0 \cdot 10^{-5}$  und  $\beta_c = 1,1 \cdot 10^{-11}$  annehmen. Wir können also die Ionisations- und Rekombinationskoeffizienten quasi-selbstkonsistent aus den Fluidgrößen  $u$  und  $\rho$  berechnen. Alternativ lässt sich im Simulationscode auch ein Ionisationsgleichgewicht einstellen, das durch  $\iota \rho_n = \beta \rho$  gegeben ist. In diesem Fall können wir auf die Parameter  $\iota_c$  und  $\beta_c$  verzichten, da in den Gleichungen die Quellterme, die diese Parameter enthalten, stets in der Form  $\iota \rho_n - \beta \rho$

vorkommen. Schließlich besteht die Möglichkeit konstante, fest vorgegebene Parameter zu wählen, um beispielsweise eine externe Ionisationsquelle zu beschreiben. Bei den Simulationen zum diffus ionisierten Gas benutzen wir die quasi-selbstkonsistente Variante.

Das Resistivitäts-Modell in unserem Code setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Ein Teil besteht aus einer räumlich und zeitlich konstanten Resistivität  $\eta_1$  und beschreibt die stoßbedingte Spitzer-Resistivität. Der andere Teil ist abhängig von der Stromdichte und stellt die Effekte einer anomalen Resistivität  $\eta_2(j)$  dar. Dieser Teil schlägt allerdings erst dann zu Buche, wenn die Stromdichte einen kritischen Wert übersteigt (vgl. Abschnitt 2.3.2):

$$\eta(j) = \eta_1 + \eta_2(j - j_{\text{crit}})\Theta(j - j_{\text{crit}}). \quad (3.33)$$

$j_{\text{crit}}$  bezeichnet die kritische Stromdichte und  $\Theta$  die Heaviside-Funktion, deren Wert 1 für  $j \geq j_{\text{crit}}$  und sonst 0 ist. Die Werte für  $\eta_1$  und  $\eta_2$  sind bei den numerischen Simulationen gewissermaßen willkürlich gewählt, da sie aus kinetischen Modellen abgeleitet werden müssten. Man kann aber aus plausiblen Modellen makroskopische Werte ableiten. Für die Spitzer-Resistivität (Gleichung 2.43) erhalten wir mit den Referenzgrößen des diffus ionisierten Gases einen normierten Wert von  $\eta_1 \approx 2.3 \cdot 10^{-9}$ . Die durch die Untere Hybrid-Drift-Instabilität hervorgerufene anomale Resistivität (Gleichung 2.45) hat in normierter Form den Wert  $\eta_2 \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$ , der um ein Vielfaches größer ist als der der konstanten Hintergrundresistivität.

Zu Beginn der Simulationen wird eine Anfangskonfiguration vorgegeben, die in Form von Profilen und Amplituden in den Code integriert werden kann. Das gewählte Geschwindigkeitsprofil und die ursprüngliche Magnetfeldkonfiguration sowie deren Amplituden werden im nächsten Abschnitt (Gleichung 3.34) vorgestellt. Die Plasmadichte und die Neutralgasdichte sind zu Beginn konstant, jeweils mit einer Amplitude von 1. Die Amplituden der konstant vorgegebenen Anfangstemperaturen beider Fluide sind ebenfalls gleich groß gewählt ( $T = T_n = 1$ ). Die Anfangswerte für die Resistivität und Ionisations- bzw. Rekombinationskoeffizienten ergeben sich, wie oben beschrieben, aus den Normierungsgrößen. Die konstant gehaltene Stoßfrequenz hat einen Wert von  $10^{-2}$ .

Im Folgenden stellen wir die Ergebnisse aus den Simulationen zum diffus ionisierten Gas im interstellaren Medium vor. Als Ausgangskonfiguration dient eine sinusförmige Störung sowohl auf das Magnetfeld als auch auf die Fluidgeschwindigkeit des Plasmas. Dadurch wird im Simulationsgebiet MHD-Turbulenz angeregt. Da das ISM ein magnetisiertes Medium ist, kann die Turbulenz im ISM als MHD-Turbulenz angesehen werden, die durch MHD-Wellen angeregt wird [Minter & Spangler, 1997].

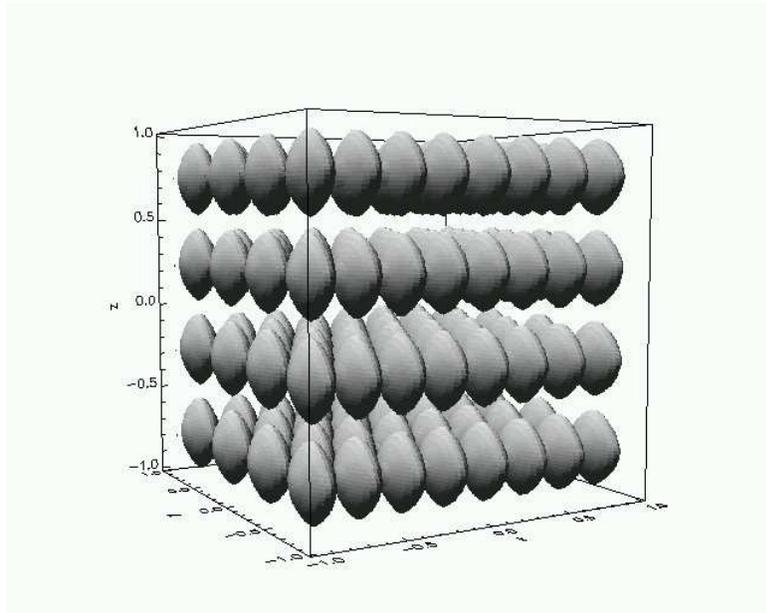
### 3.3.1 Stromabhängige Resistivität

Bei denen in diesem und im nächsten Abschnitt dargestellten Plasma-Neutralgas-Simulationen handelt es sich ausschließlich um dreidimensionale Simulationen, das heißt, alle Vektorfelder und skalaren Größen des Plasmas bzw. des Neutralgases werden zu jedem Zeitschritt auf einem dreidimensionalen Gitter diskretisiert. Als Ausgangskonfiguration werden die Felder vorgegeben, die physikalisch einer Anfangsbedingung entsprechen. Das numerische Schema hat keine expliziten externen Quellterme, wir benutzen stattdessen periodische Randbedingungen. Somit gibt es keinen Nettofluss aus dem Simulationsgebiet durch die Ränder irgendeiner Feldgröße. Zu Beginn regen wir nur einmal Turbulenz an und injizieren dadurch kinetische und magnetische Energie in das System. Der zeitliche Verlauf dieser Anfangskonfiguration ergibt sich aus dem oben beschriebenen Simulations-Gleichungssystem.

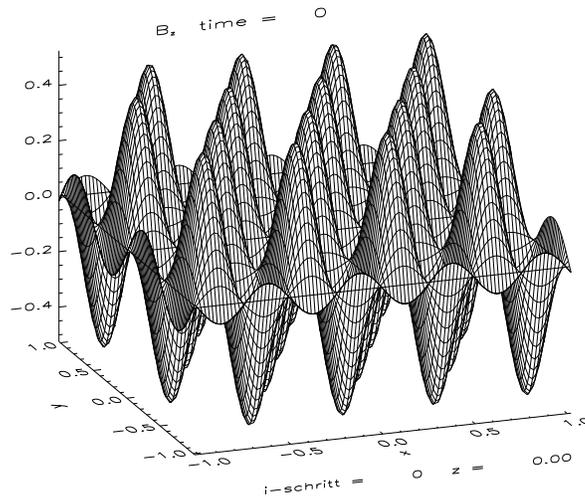
Wir starten unsere Simulationen, indem wir ein homogenes statisches Gleichgewicht durch nichtlinear wechselwirkende Alfvén-Wellen stören und so eine dreidimensionale Verallgemeinerung der Orszag-Tang-Turbulenz erhalten [Orszag & Tang, 1979]. Die Störung der einzelnen Komponenten des Magnetfeldes und der Plasma-Geschwindigkeit im Detail sind gegeben durch

$$\begin{aligned}
 B_x &= -B_1 \sin\left(2\pi \frac{y}{y_{\max}}\right) \sin\left(2\pi \frac{z}{z_{\max}}\right) \\
 B_y &= B_1 \sin\left(4\pi \frac{x}{x_{\max}}\right) \sin\left(2\pi \frac{z}{z_{\max}}\right) \\
 B_z &= B_1 \sin\left(4\pi \frac{x}{x_{\max}}\right) \sin\left(2\pi \frac{y}{y_{\max}}\right) \\
 v_x &= -v_1 \sin\left(2\pi \frac{y}{y_{\max}}\right) \sin\left(2\pi \frac{z}{z_{\max}}\right) \\
 v_y &= v_1 \sin\left(2\pi \frac{x}{x_{\max}}\right) \sin\left(2\pi \frac{z}{z_{\max}}\right) \\
 v_z &= v_1 \sin\left(2\pi \frac{x}{x_{\max}}\right) \sin\left(2\pi \frac{y}{y_{\max}}\right), \tag{3.34}
 \end{aligned}$$

wobei  $x_{\max}$ ,  $y_{\max}$  und  $z_{\max}$  die oberen Grenzen des Simulationsgebietes in den drei Raumrichtungen  $x$ ,  $y$ , und  $z$  sind. Die Amplituden der Störung wurden zu  $B_1 = 0.5$  beziehungsweise  $v_1 = 0.05$  gewählt, jeweils in normierten Einheiten. In Abbildung 3.4 sind zwei Isosurface-Plots dargestellt, die die Konfiguration des magnetischen Feldes, die sich aus dem Anfangsprofil 3.34 ergibt, veranschaulichen sollen. Abgebildet sind die Flächen gleicher Magnetfeldstärke für zwei unterschiedliche Werte.



(a) Isosurface-Plot der Ausgangskonfiguration des magnetischen Feldes  $|\mathbf{B}|$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von 0.53 in normierten Einheiten.



(b) Z-Komponente der Ausgangskonfiguration des magnetischen Feldes.

**Abbildung 3.4:** Veranschaulichung der Magnetfeldkonfiguration zu Beginn der Simulationen.

Die so einmal vorgegebene magnetische und kinetische Energie des Plasmas sinkt während der Simulation, während die innere Energie des Plasmas und des Neutralgases entsprechend ansteigen. Da wir die Turbulenz nur im Plasma anregen und das Neutralgas zu Beginn ruht, wird die kinetische Energie des Plasmas anhand des oben beschriebenen Stoßterms zum Teil auf das Neutralgas übertragen. Die anfangs vorhandene magnetische Energie wird durch Ohmsche Dissipation in Wärme und damit in innere Energie umgewandelt (Abbildung 3.5).

Die Bereiche hoher magnetischer Dissipation sind geprägt durch hohe Stromdichten. Aufgrund des stromabhängigen Resistivitäts-Modells ist in diesen Gebieten die Resistivität auch sehr hoch. Die Ohmsche Heizrate  $\sim \eta j^2$  wird sich daher in diesen Gebieten stark von den durch die Hintergrundresistivität geprägten abheben. Zusätzlich bewirkt eine starke Lokalisierung der Resistivität eine hohe Inhomogenität im Magnetfeld. Im Vergleich zu den Simulationen mit konstanter Resistivität weist das Magnetfeld nach gleicher Simulationszeit deutlich stärkere Inhomogenitäten auf (vgl. Abbildung 3.6 a und b).

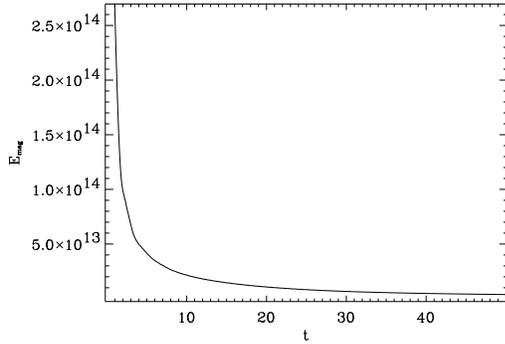
Aus der Anfangskonfiguration 3.34 entsteht mit der Zeit voll entwickelte Turbulenz, in der eine Vielzahl an individuellen Stromschichten generiert wird (Abbildung 3.7). Die Magnetfelder werden aufgrund der „frozen flux“-Bedingung mit der turbulenten Plasma-bewegung mitgeführt und dadurch verwirbelt. Die stromführenden Schichten entstehen dabei in den Gebieten, in denen Magnetfeldlinien entgegengesetzter Richtung aufeinander treffen. Steigt die Stromdichte über den kritischen Wert, setzt das Kriterium für die anomale Resistivität ein. Die kritische Stromdichte bei der Unteren Hybrid-Drift-Instabilität ist proportional zur Ionen-diamagnetischen Geschwindigkeit [Huba, 1985]

$$v_{\text{di}} = \left( \frac{v_{\text{th},i}^2}{\omega_{\text{g},i}} \right) \frac{1}{n} \nabla n, \quad (3.35)$$

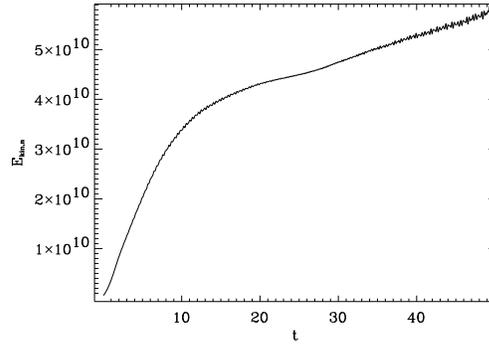
wobei  $\omega_{\text{g},i} = eB/m_i c$  die Gyrationfrequenz der Ionen ist. Das Einsatzkriterium der LHDI ist  $v_{\text{di}} > v_{\text{th},i} (m_e/m_i)^{1/4}$ , d.h.  $v_{\text{di}}$  braucht nur etwa ein Zehntel der thermischen Geschwindigkeit der Ionen haben [Huba, 1985]. Diese Bedingung lässt sich mit den typischen Werten des diffus ionisierten Gases sehr leicht erfüllen, wie folgende Abschätzung zeigt:

$$v_{\text{di}} \sim v_{\text{th},i} \frac{T_i^{1/2} m_i^{1/2} c}{e B_0 L_n} \sim v_{\text{th},i} \frac{10^8 \text{ [cm]}}{L_n} \quad (3.36)$$

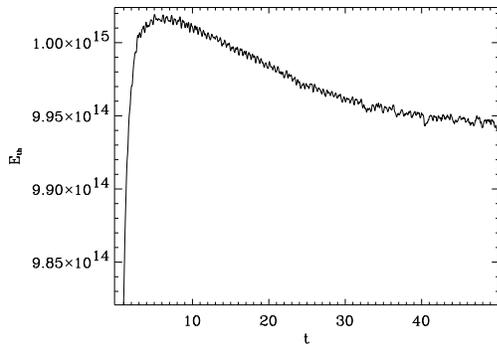
Dabei bezeichnet  $L_n$  die Längenskala des Dichtegradienten. Für die Ionentemperatur und die Magnetfeldstärke haben wir die Werte 1 eV beziehungsweise 1  $\mu\text{G}$  benutzt. Die



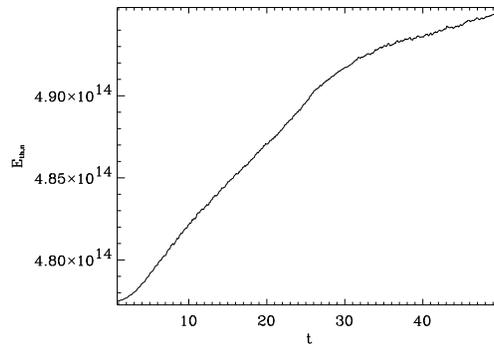
(a) Magnetische Energiedichte



(b) Kinetische Energiedichte des Neutralgases

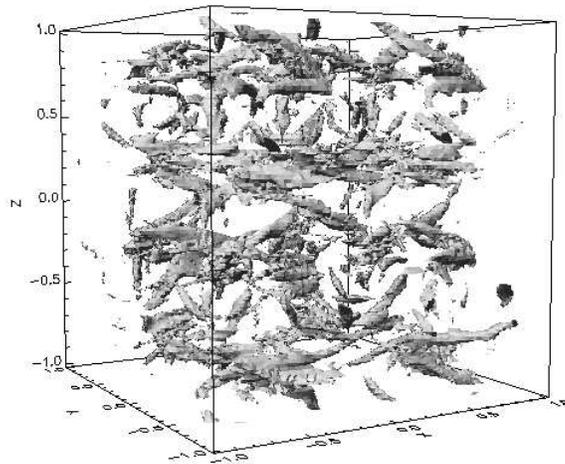


(c) Innere Energiedichte des Plasmas

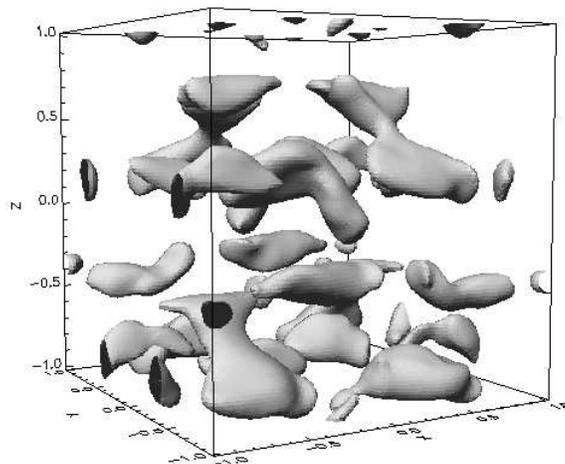


(d) Innere Energiedichte des Neutralgases

**Abbildung 3.5:** Zeitliche Entwicklung der gemittelten magnetischen, kinetischen und inneren Energiedichte von Plasma und Neutralgas. Die ursprünglich, durch die anfängliche Störung auf das statische Gleichgewicht vorgegebene magnetische Energie (a) sinkt exponentiell aufgrund der Verluste durch die Ohmsche Dissipation, während die thermische Energie des Plasmas (c) und des Neutralgases (d) ansteigt. Die Ordinaten sind jeweils in  $\text{erg cm}^{-3}$ , die Abszissen in Alfvénzeiten  $\tau_A$  angegeben.

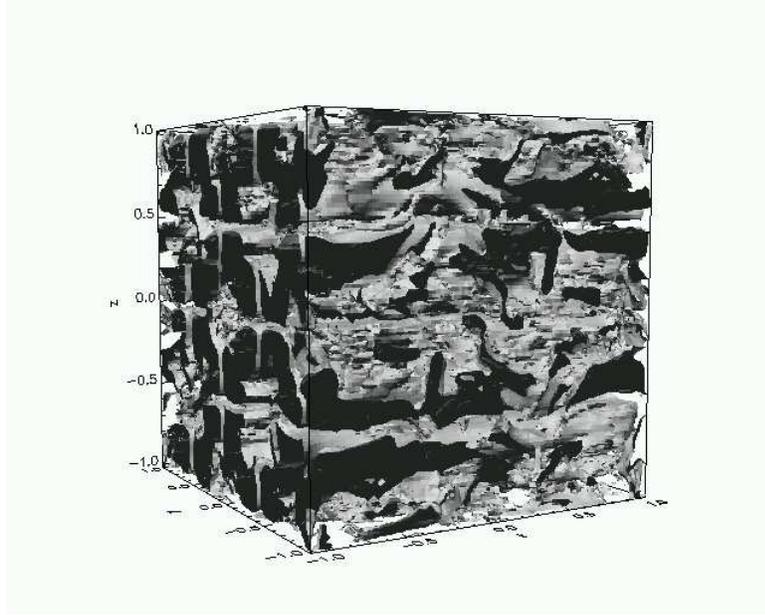


(a) Isosurface-Plot des magnetischen Feldes  $|\mathbf{B}|$  nach einer Simulationszeit von  $\tau_A = 50$  für den Fall stromabhängiger Resistivität.



(b) Isosurface-Plot des magnetischen Feldes  $|\mathbf{B}|$  nach einer Simulationszeit von  $\tau_A = 50$  für den Fall konstanter Resistivität.

**Abbildung 3.6:** Vergleich der Magnetfeldkonfiguration für unterschiedliche Resistivitätsmodelle. Aufgrund der stärker lokalisierten magnetischen Dissipation zeigt das Magnetfeld im stromabhängigen Fall (a) eine wesentlich höhere Inhomogenität als bei konstanter Resistivität (b).

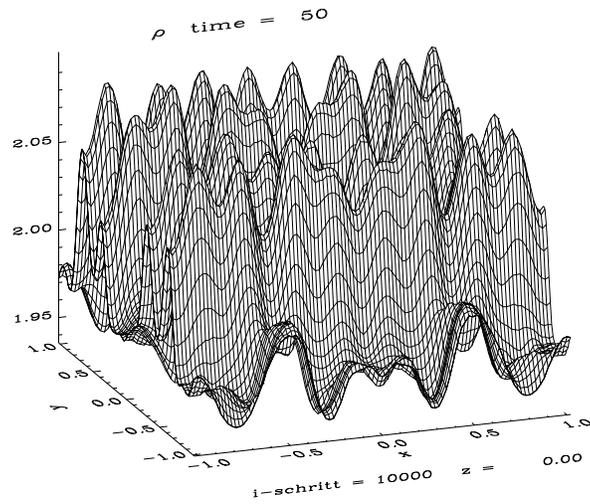


**Abbildung 3.7:** Isosurface-Plot des magnetischen Feldes  $|\mathbf{B}|$  nach einer Simulationszeit von  $\tau_A = 50$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von 0.02 in normierten Einheiten. Die Turbulenz hat sich voll entwickelt.

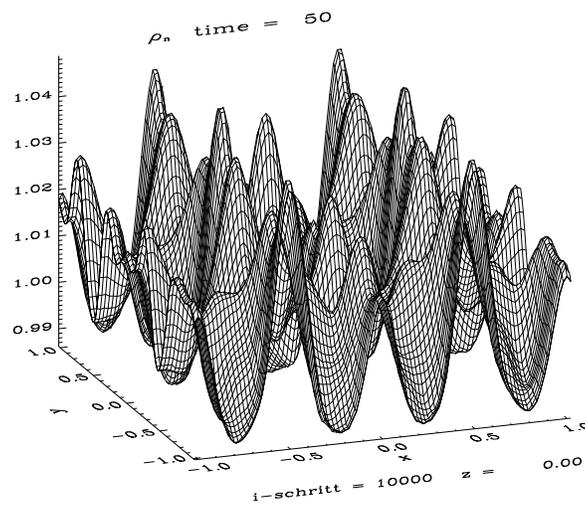
Untere Hybrid-Drift-Instabilität kann also angeregt werden, solange die Dichteschwankungen auf Skalen von  $\leq 10^9$  cm stattfinden, was mit der Wellenlänge einer typischen Alfvén-Welle - die Skala auf der MHD-Turbulenz angeregt wird - vergleichbar ist. Nachdem sich die Turbulenz entwickelt hat, werden sich Dichteschwankungen auf deutlich kleineren Skalen ausbilden. Die Abbildung 3.8, in der die Plasmadichte nach einer Simulationszeit von  $50 \tau_A$  zu sehen ist, soll diesen Sachverhalt verdeutlichen.

Um aus den Simulationen eine realistische durchschnittliche Heizrate ablesen zu können, argumentieren wir folgendermaßen: Turbulenz im interstellaren Medium wird durch Supernovae und Winde von OB-Stern-Verbänden erzeugt und aufrechterhalten und kann als MHD-Turbulenz angesehen werden. Wie bereits oben erwähnt, haben die Simulationsgleichungen keine expliziten Quellterme, und wir können daher keine getriebene Turbulenz realisieren. Durch die Anfangsbedingungen 3.34 entsteht aber MHD-Turbulenz, die nach einer Simulationszeit von 50 Alfvénzeiten voll entwickelt ist. Diese „Momentaufnahme“ ist ein plausibler Vergleich mit den Bedingungen im ISM.

Im Modell der stromabhängigen Resistivität können wir die durchschnittliche Heizrate  $\overline{Q}$  ablesen, indem wir die Ohmsche Heizung gemäß  $f(\eta)j^2$  berechnen, wobei  $f(\eta) = \eta_{\text{anomal}}$  für  $j \geq j_{\text{crit}}$  und  $f(\eta) = \eta_{\text{Spitzer}}$  für  $j < j_{\text{crit}}$ , und über das gesamte Volumen der Simulationsbox mitteln:



(a)



(b)

**Abbildung 3.8:** Die Plasma- (a) und Neutralgasdichte (b) nach 50 Alfvénzeiten. Die turbulente Störung hat sich auf die Dichten übertragen.

$$\bar{Q} = \frac{1}{V} \int f(\eta) j^2 dV \quad (3.37)$$

Dabei sehen wir die Untere Hybrid-Drift-Instabilität als Ursache der anomalen Resistivität  $\eta_{\text{anomal}}$  an, die sich aus dem Kehrwert der Gleichung 2.45 ergibt zu

$$\eta_{\text{anomal}} = \eta_{\text{LHD}} = \frac{4\pi \sqrt{\omega_{c_i} \omega_{c_e}}}{\omega_{\text{pe}}^2}. \quad (3.38)$$

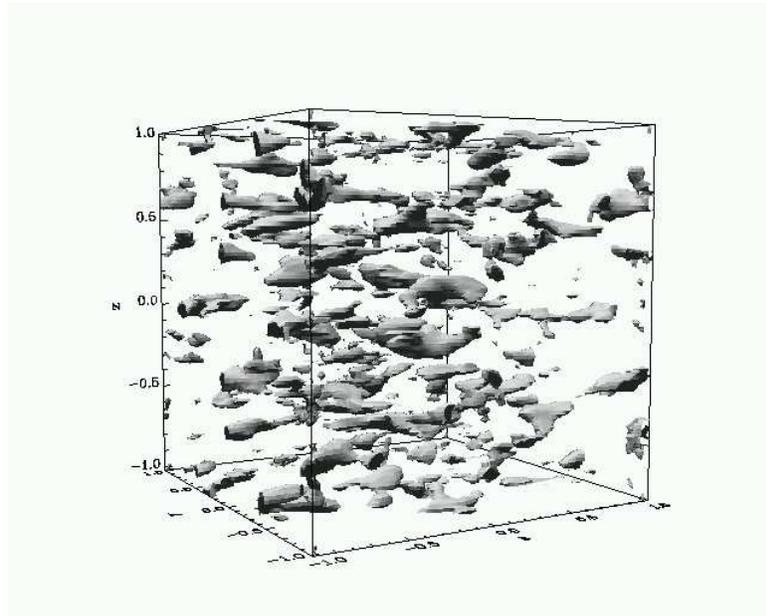
$V$  kennzeichnet das Volumen der numerischen Box, die ein Ausmaß von  $10^9$  cm in jeder Richtung und eine Auflösung von  $101^3$  Gitterpunkten hat. Die Heizraten wurden jeweils nach 50 Alfvénzeiten für unterschiedliche magnetische Feldstärken und Plasmadichten berechnet. Nach dem oben beschriebenen Normierungsschema ergibt sich der Referenzwert der Heizrate  $Q_0$  zu

$$Q_0 = \frac{B_0^3}{(4\pi\rho_0)^{1/2} 4\pi L_0}. \quad (3.39)$$

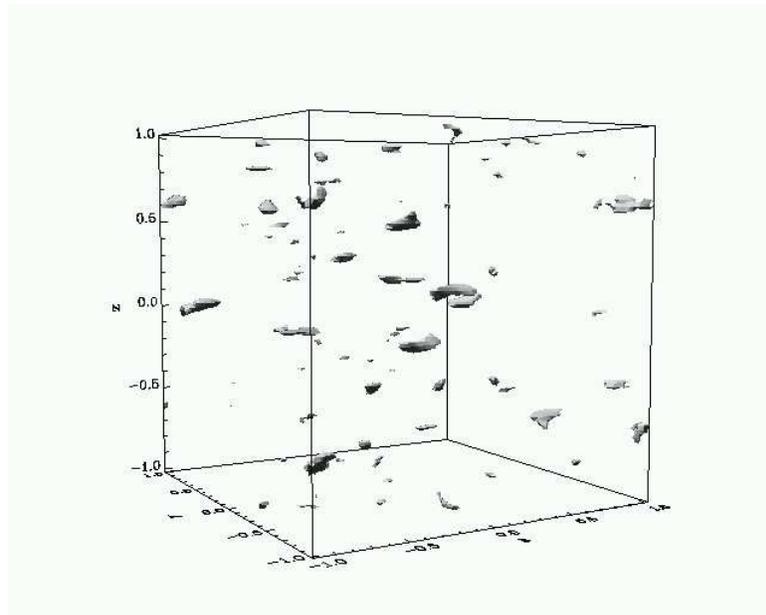
Die Ohmsche Heizung hängt also sehr stark vom typischen Magnetfeld ab, während sich Schwankungen in der Dichte kaum bemerkbar machen. Tabelle 3.1 zeigt die Ergebnisse für sechs verschiedene Simulationen. Angegeben sind die magnetische Feldstärke in Gauss, die Teilchendichte des Plasmas in  $\text{cm}^{-3}$ , der durch die LHDI hervorgerufene Wert der Resistivität in s, sowie die mittlere Ohmsche Heizrate in  $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ . Als Hintergrundresistivität haben wir jeweils einen Wert von  $\eta_{\text{Spitzer}} = 3 \cdot 10^{-13}$  s benutzt, entsprechend einer Plasmatemperatur von  $T = 1$  eV.

Die Simulationen zeigen, dass die Heizrate kaum von der Plasmadichte abhängt, sonder im Wesentlichen von der Magnetfeldstärke. Dieses Ergebnis spiegelt die Aussage der Gleichung 3.39 wider, ist aber keineswegs selbstverständlich, da die Normierung der Heizrate unabhängig von dem Resultat der Simulation ist. Unterschiedliche Werte für Magnetfeld und Dichte haben unterschiedliche Resistivitäten zur Folge, die sich in den Simulationen als Parameter niederschlagen. Wie sich das Gleichungssystem für verschiedene Parameter entwickeln wird, kann a priori nicht gesagt werden.

Im Hinblick auf das diffus ionisierte Gas können die Ergebnisse wie folgt interpretiert werden. Messungen des mittleren Magnetfeldes in der Reynolds-Schicht durch Minter & Spangler [1996] ergeben eine charakteristische Feldstärke von einigen  $\mu\text{G}$ . Wenn Feldstärken dieser Größenordnung am Rekonnexions-Prozess beteiligt sind, erhalten wir mit unserem Modell Heizraten, die deutlich über den von Reynolds, Haffner, & Tufté [1999] geforderten  $10^{-27} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  sind. Dieser Wert wird bereits für Magnetfelder von  $10^{-8}$  Gauss erreicht. Die Heizrate hängt allerdings sehr stark von der Art der Resistivität ab, die in unserem Modell zwar plausiblen Annahmen zugrunde liegt, aber nicht

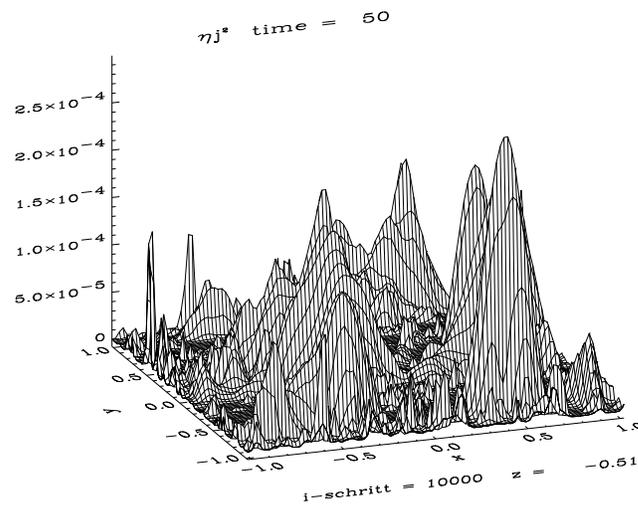


(a) Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $10^{-4}$  in normierten Einheiten.

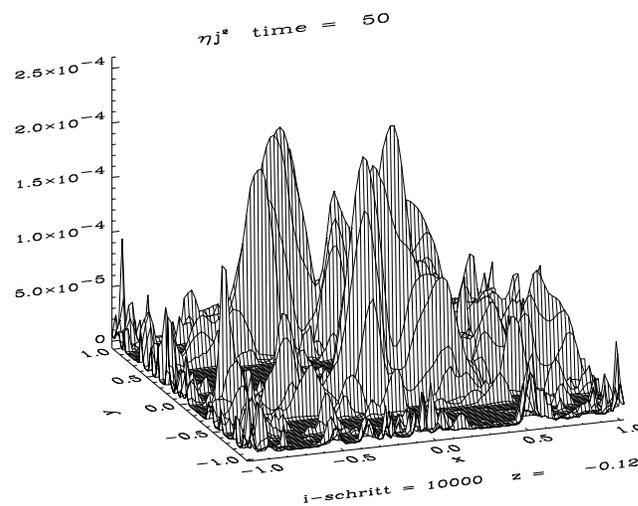


(b) Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $2 \cdot 10^{-4}$  in normierten Einheiten.

**Abbildung 3.9:** Isosurface-Plot der Ohmschen Heizrate  $\eta j^2$  nach einer Simulationszeit von  $\tau_A = 50$  für den Fall stromabhängiger Resistivität. Die Gebiete hoher Dissipation sind stark lokalisiert.



(a)



(b)

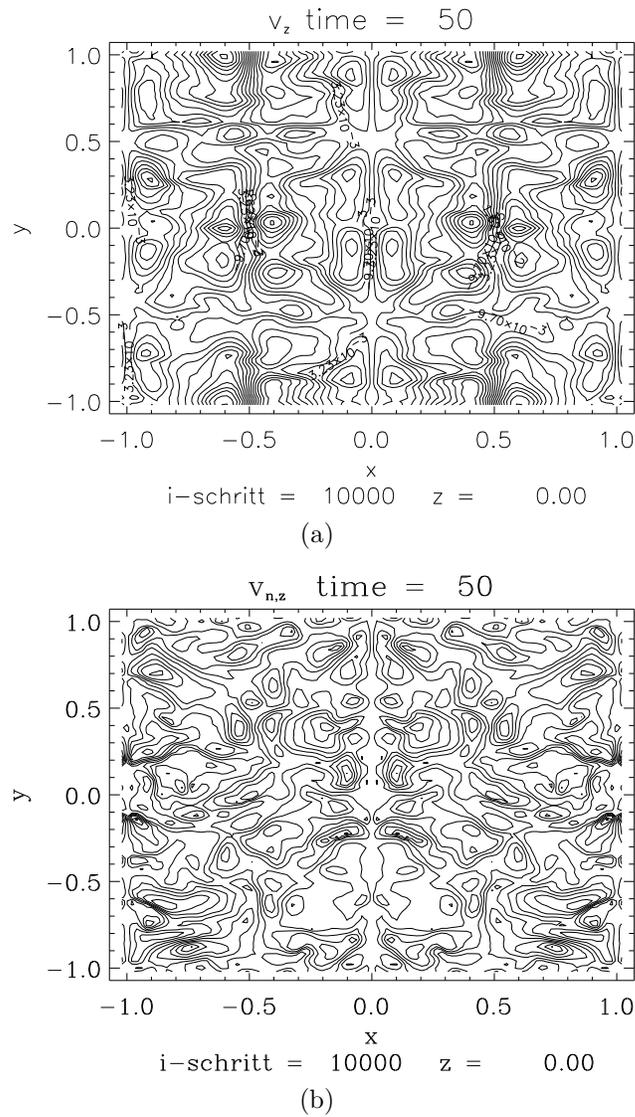
**Abbildung 3.10:** Z-Schnitt bei zwei verschiedenen Werten der Ohmschen Heizrate  $\eta j^2$  nach einer Simulationszeit von  $\tau_A = 50$  für den Fall stromabhängiger Resistivität. Die Gebiete hoher Dissipation sind stark lokalisiert. Im Vergleich zum mittleren Wert von  $6 \cdot 10^{-6}$  bei dieser Simulation treten lokal Heizraten auf, die fast zwei Größenordnungen höher sind.

B [ <i>Gauss</i> ]	n [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$\eta_{\text{LHD}}$ [s]	$\bar{Q}$ [ $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ]
$10^{-6}$	0.1	$1.6 \cdot 10^{-8}$	$3.3 \cdot 10^{-22}$
$10^{-6}$	0.01	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$1.9 \cdot 10^{-22}$
$10^{-7}$	0.1	$1.6 \cdot 10^{-9}$	$3.2 \cdot 10^{-25}$
$10^{-7}$	0.01	$1.6 \cdot 10^{-8}$	$2.1 \cdot 10^{-25}$
$10^{-8}$	0.1	$1.6 \cdot 10^{-10}$	$3.0 \cdot 10^{-27}$
$10^{-8}$	0.01	$1.6 \cdot 10^{-9}$	$1.9 \cdot 10^{-27}$

**Tabelle 3.1:** Durchschnittliche Heizraten nach einer Simulationszeit von 50 Alfvénzeiten für verschiedene Werte der Magnetfeldstärke und der Plasmadichte. Die Heizraten wurden gemäß Gleichung 3.37 berechnet,  $\eta_{\text{LHD}}$  gemäß Gleichung 2.45.

komplett selbstkonsistent angegeben werden kann. Die kritische Stromdichte können wir nämlich nicht konsistent aus den Simulationsgrößen berechnen, vielmehr geben wir sie zu Beginn fest vor. In den hier vorgestellten Simulationen beträgt die kritische Stromdichte  $j_{\text{crit}}$  stets 75 % des charakteristischen Werts  $j_0$ . Vergleichen wir die typische Geschwindigkeit  $v_A = 6.8 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$  des Systems mit der thermischen Geschwindigkeit der Ionen  $v_{\text{th,i}} = (T/m_i)^{1/2} = 9.7 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$ , so ist nach Gleichung 3.36 diese Wahl zumindest von der Größenordnung her gerechtfertigt. Für höhere kritische Stromdichten erhielten wir allerdings niedrigere Heizraten. Im nächsten Abschnitt werden wir aber sehen, dass wir auch für stromunabhängige Resistivität sehr hohe Heizraten erhalten.

Auf der anderen Seite lassen die Ergebnisse den Schluss zu, dass die Ohmsche Heizung so effektiv ist, dass sie das Maximum der interstellaren Kühlfunktion nach Dalgarno & McRay [1972] (vergl. Abbildung 3.1) übersteigt. In diesem Fall kann das extraplanaire Gas bis in den Röntgenbereich aufgeheizt werden. Ob Dissipation durch turbulent magnetische Rekonnexion alleine die Röntgeneigenschaften von ionisiertem Halogas erklären kann, ist fraglich, aber in der direkten Umgebung der Stromschichten ist diese Situation sehr wahrscheinlich. Die Abbildungen 3.9 und 3.10 sollen dies verdeutlichen. Die Heizrate übersteigt lokal den mittleren Wert um fast zwei Größenordnungen. Zudem haben wir die Turbulenz nur im Plasma angeregt, das Neutralgas ruht also zu Beginn der Simulation. Aufgrund der stoßbedingten Wechselwirkung zwischen den beiden Fluiden wird ein Teil der kinetischen Energie des Plasmas auf das Neutralgas übertragen



**Abbildung 3.11:** Höhenlinien-Plot der  $z$ -Komponente der Plasma- (a) und der Neutralgas-Geschwindigkeit (b) in der  $xy$ -Ebene nach einer Simulationszeit von  $\tau_A = 50$ . Die turbulente Struktur der Plasma-Geschwindigkeit hat sich auf das Geschwindigkeitsfeld des Neutralgases übertragen.

(vgl. Abbildung 3.11). Wenn wir am Anfang der Simulation die turbulente Störung auch auf das neutrale Fluid anregen würden, stünde für die Aufrechterhaltung der Turbulenz mehr kinetische Energie zur Verfügung, und damit könnten wir unter Umständen eine noch höhere Heizrate erzielen.

### 3.3.2 Konstante Resistivität

Obwohl das Szenario konstanter Resistivität weniger realistisch ist als das stromabhängige Modell, wollen wir die Ergebnisse dieser numerischen Simulationen trotzdem präsentieren, um zu zeigen, dass unser Modell auch ohne anomale Resistivität zur Lösung des Ionisationsproblems beitragen könnte. In diesem Fall besteht allerdings die Schwierigkeit, die sehr kleinen Werte der Spitzer-Resistivität in unserem numerischen Modell zu behandeln. Zu kleine Werte führen zu numerischen Instabilitäten. Wir haben deshalb die intrinsischen Werte der Resistivität zwei bis drei Größenordnungen höher gesetzt. Wir erzeugen somit künstlich höhere Heizraten, wobei sich der Fehler in Grenzen hält, da eine höhere Resistivität auch zu einer kleineren Stromdichte führt. Die anfängliche Störung des Magnetfeldes und der Plasmageschwindigkeit sind wieder wie im vorigen Abschnitt gewählt. Die räumliche Ausdehnung der numerischen Box sowie die Gitter-Auflösung betragen wieder  $10^9$  cm beziehungsweise  $101^3$  Gitterpunkte.

Die Dimension der Box ist natürlich sehr klein verglichen mit der Ausdehnung der Reynolds-Schicht, aber wie bereits erwähnt, wählen wir bewusst ein kleines Raumgebiet um die physikalischen Prozesse besser auflösen zu können. Die innere Skala der Turbulenz im interstellaren Medium, wie sie von Minter & Spangler [1997] vorgeschlagen wurde, beträgt etwa  $10^8$  cm. Die gewählte räumliche Auflösung ist jedenfalls groß genug, um zumindest den kleinskaligen Bereich der Turbulenz realistisch beschreiben zu können. Wir sind auch nicht daran interessiert, das gesamte Spektrum der Turbulenz aufzulösen, was ohnehin eine numerisch nicht zu bewältigende Aufgabe wäre, da die äußere Skala der Turbulenz  $10^{18}$  cm und mehr beträgt. Unser Ziel ist vielmehr die magnetische Dissipation in einem kleinen Bereich des Turbulenzspektrums, hier der kleinskalige Bereich, in stromführenden Schichten zu studieren. Die physikalischen Annahmen und die Ergebnisse ließen sich auch ohne größere Schwierigkeiten auf größere Skalen der Turbulenz übertragen.

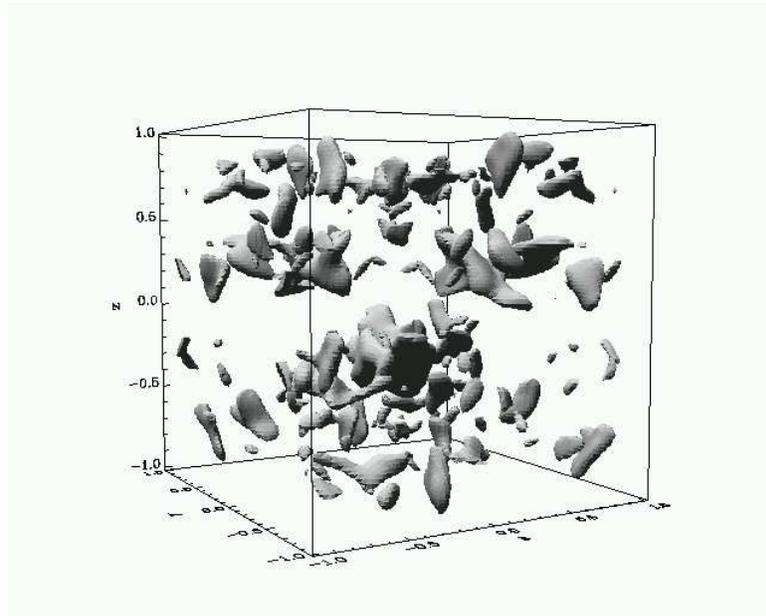
Im Vergleich zu den Ergebnissen aus den Simulationen mit stromabhängigem Resistivitäts-Modell ist das turbulente magnetische Feld nach 50 Alfvénzeiten gleichmäßiger im Raum verteilt (Abbildung 3.6). Auch die Ohmsche Heizrate ist deutlich homogener, wie in den Abbildungen 3.12 und 3.13 zu sehen ist. Dies hat seine Ursache in der Tatsache, dass im Fall der anomalen Resistivität die magnetische Dissipation wesentlich stärker lokalisiert ist, und sich damit die Inhomogenitäten in der Topologie des Magnetfeldes schneller entwickeln. Aufgrund der konstanten Resistivität spiegelt die Ohmsche

B [ <i>Gauss</i> ]	n [cm <sup>-3</sup> ]	$\eta_{\text{Spitzer}}$ [s]	$\bar{Q}$ [erg cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ]
10 <sup>-6</sup>	0.1	3 · 10 <sup>-10</sup>	1.6 · 10 <sup>-20</sup>
10 <sup>-6</sup>	1.0	3 · 10 <sup>-10</sup>	6.4 · 10 <sup>-23</sup>
10 <sup>-7</sup>	0.1	3 · 10 <sup>-11</sup>	1.7 · 10 <sup>-23</sup>
10 <sup>-7</sup>	1.0	3 · 10 <sup>-11</sup>	6.6 · 10 <sup>-26</sup>
10 <sup>-8</sup>	0.1	3 · 10 <sup>-12</sup>	1.3 · 10 <sup>-26</sup>
10 <sup>-8</sup>	1.0	3 · 10 <sup>-12</sup>	6.7 · 10 <sup>-29</sup>

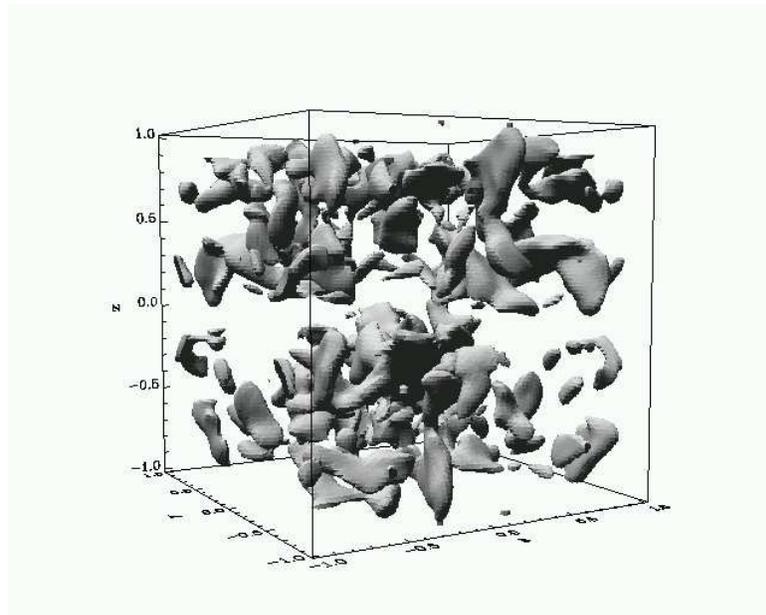
**Tabelle 3.2:** Durchschnittliche Heizraten nach einer Simulationszeit von 50 Alfvénzeiten für verschiedene Werte der Magnetfeldstärke und der Plasmadichte im Modell konstanter Resistivität. Die Spitzer-Resistivität wurde aus numerischen Gründen 1 - 3 Magnituden größer gewählt als der intrinsische Wert 10<sup>-13</sup> s, der sich aus einer Temperatur von 1 eV ergibt.

Heizrate im Wesentlichen die Verteilung der Stromdichte wider und ist nicht zusätzlich durch den Effekt der anomalen Resistivität geprägt. Im Gegensatz zu den Resultaten im letzten Abschnitt ist die mittlere Heizrate hier sowohl von der Dichte als auch von der Magnetfeldstärke abhängig (Tabelle 3.2). Die Werte von  $\bar{Q}$  sind zum Teil höher als bei den Simulationen mit stromabhängiger Resistivität. Das liegt zum einen daran, dass wir aus numerischen Gründen die Spitzer-Resistivität höher gewählt haben als sie sich aus den Referenzgrößen ergeben würden, und zum anderen daran, dass auf Grund der niedrigeren konstanten Resistivität die magnetische Energiedichte langsamer abgebaut wird (vgl. Gleichung 3.24) als bei den Simulationen mit anomaler Resistivität. Wenn wir die Rechnung bis zu 100 Alfvénzeiten fortführen, sinken die Heizraten in der Tat um bis zu zwei Größenordnungen. Insgesamt lässt sich festhalten, dass auch im Modell der konstanten Resistivität Heizraten erreicht werden, die sich im Bereich von 10<sup>-27</sup> erg cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup> bewegen, dem von Reynolds, Haffner, & Tufte [1999] geforderten zusätzlichen Heizterm, um die Physik des diffus ionisierten Gases zu erklären.

In diesem Kapitel sind wir der Frage nachgegangen, welche physikalischen Prozesse die Eigenschaften des extraplanaren diffus ionisierten Gases im interstellaren Medium im Detail hervorrufen. Insbesondere die Variation der Verhältnisse einiger Linienstärken mit der Skalenhöhe lässt sich nicht alleine mit Photoionisationsmodellen erklären. Ein zusätzlicher Heizmechanismus, der entweder linear von der Teilchendichte abhängt oder

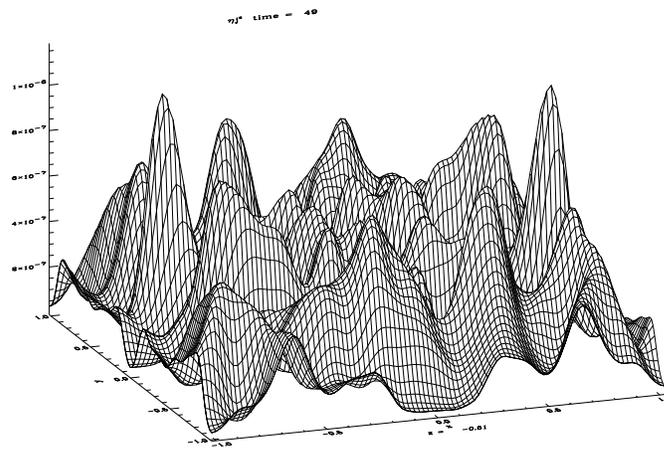


(a) Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $10^{-6}$  in normierten Einheiten.

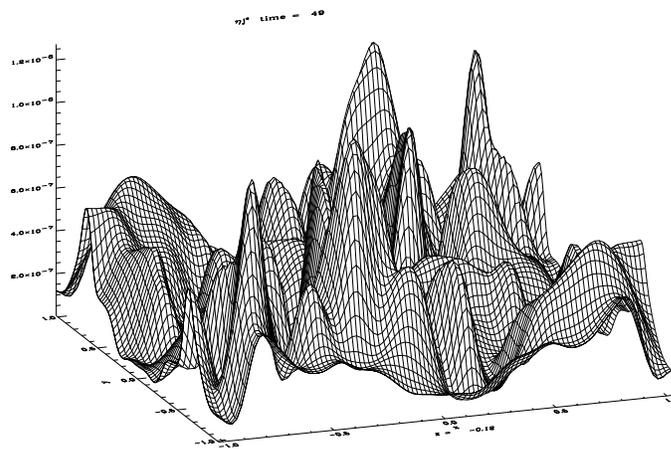


(b) Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $8 \cdot 10^{-7}$  in normierten Einheiten.

**Abbildung 3.12:** Isosurface-Plot der Ohmschen Heizrate  $\eta j^2$  nach einer Simulationszeit von  $\tau_A = 50$  für den Fall konstanter Resistivität. Die Gebiete hoher Dissipation sind im Vergleich zu Abbildung 3.9 weniger stark lokalisiert.



(a)



(b)

**Abbildung 3.13:** Z-Schnitt bei zwei verschiedenen Werten der Ohmschen Heizrate  $\eta j^2$  nach einer Simulationszeit von  $\tau_A = 50$  für den Fall konstanter Resistivität. Die Gebiete hoher Dissipation sind im Vergleich zu Abbildung 3.10 weniger stark lokalisiert. Im Vergleich zum mittleren Wert von  $3.5 \cdot 10^{-7}$  bei dieser Simulation liegen die Maximalwerte unwesentlich höher.

von dieser unabhängig ist, kann diese Unstimmigkeit beseitigen. Minter & Spangler [1997] geben eine linear von  $n_e$  abhängige Heizrate von  $10^{-25}n_e \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  an, indem sie die Dissipation von interstellarer MHD-Turbulenz aufgrund von Ionen-Neutralgas-Dämpfung untersuchen. Die Turbulenz wird dabei durch Supernovae und stellare Winde von OB-Stern-Verbänden angetrieben. Neben der Turbulenz sind aber auch Magnetfelder ein wichtiger Bestandteil astrophysikalischer Plasmen. Vor allem das Phänomen der magnetischen Rekonnexion, das wir als allgemeines Merkmal eines turbulenten Plasmas ansehen, kann magnetische Feldenergie in dünnen stromtragenden Schichten zum Teil in thermische Energie umwandeln. Anhand dreidimensionaler resistiver Multifluid-Simulationen - wir möchten an dieser Stelle betonen, dass wir nicht mit Standard MHD-Gleichungen handhaben - konnten wir zeigen, dass Ohmsche Dissipation in turbulenten Plasma-Neutralgas-Systemen zu Heizraten führen kann, die vereinbar mit dem vorgeschlagenen Wert von Reynolds, Haffner, & Tuftte [1999] sind. Unsere Ergebnisse deuten an, dass das vorgestellte Modell vielleicht sogar in der Lage ist, für sich alleine genug Energie zu dissipieren, um das diffus ionisierte Gas hoch über der galaktischen Scheibe zu ionisieren, wo Photoionisation durch OB-Sterne eher unwahrscheinlich ist. Darüber hinaus lassen die Simulationen den Schluss zu, dass die Ohmsche Heizrate über die interstellare Kühlfunktion hinausgeht und zumindest lokal das Gas bis in den Röntgenbereich aufheizen kann. Thermische Röntgenstrahlung wurde von Dettmar [1998] in zahlreichen Halos von Spiralgalaxien nachgewiesen, in denen auch diffus ionisiertes Gas beobachtet wurde.

Die beobachteten Linienverhältnisse von  $N_{\text{II}}/H_{\alpha}$ ,  $S_{\text{II}}/H_{\alpha}$  und  $O_{\text{II}}/O_{\text{III}}$  konnten auch von Hoffmann et al. [2007] erfolgreich wiedergegeben werden. Unter Hinzunahme der hier berechneten Heizraten haben sie mit Hilfe eines non-LTE-Codes das Linien-Spektrum des interstellaren Gases modelliert. Ihren Ergebnissen zufolge lassen sich die Verhältnisse der thermischen Linienemission nur erklären, wenn neben der Photoionisation eine zusätzlich Heizquelle vorhanden ist.

# Kapitel 4

## Protogalaktische Magnetfelder

### 4.1 Galaktische und extragalaktische Magnetfelder

Im letzten Kapitel standen kleinskalige turbulente Magnetfelder im Mittelpunkt. In diesem Kapitel werden wir uns der Entstehung von großskaligen Magnetfeldern in protogalaktischen Wolken widmen. Dabei steht die Erzeugung magnetischer Saatfelder im Vordergrund. Die herausragende Rolle spielt dabei die Plasma-Neutrgas-Wechselwirkung in externen Gravitationspotentialen. Nach einem kurzen Abriss über die Beobachtungsmethoden der Stärke und Struktur galaktischer Magnetfelder diskutieren wir mögliche Saatfeld-Mechanismen. Schließlich stellen wir die Ergebnisse der dreidimensionalen numerischen Plasma-Neutrgas-Simulationen vor. Im Folgenden skizzieren wir die wesentlichen Befunde aus den Beobachtungen galaktischer und extragalaktischer Magnetfelder (siehe z.B. Widrow [2002] für weiterführende Details).

#### 4.1.1 Beobachtungen und Beobachtungsmethoden

Die ersten Beobachtungen von galaktischen Magnetfeldern fanden im Jahr 1949 statt. Seitdem haben sich die Beobachtungsinstrumente und -techniken deutlich verbessert, sodass sich in den letzten Jahren die detaillierte Struktur und die Stärke der magnetischen Felder in vielen nahe gelegenen Galaxien offenbart hat. Bei der Beobachtung von Magnetfeldern muss grundsätzlich unterschieden werden, ob der geordnete großskalige Teil oder der turbulent kleinskalige Anteil beobachtet werden soll. Wir sind hier nur am großskaligen interessiert. Zusätzlich muss bei der Messung galaktischer Magnetfelder eine Unterscheidung zwischen Magnetfeldern senkrecht ( $B_{\perp}$ ) oder parallel ( $B_{\parallel}$ ) zur Beobachtungsrichtung getroffen werden, da von der Orientierung des Feldes unterschiedliche physikalische Effekte abhängen. Die Magnetfelder können in gewisser Hinsicht nicht di-

rekt beobachtet werden, sondern nur die Signatur, die das Feld der elektromagnetischen Strahlung aufprägt.

### Faraday-Rotation

Mit Hilfe der Faraday-Rotation lässt sich der Wert der Feldstärke des zur Beobachtungsrichtung parallelen Anteils des magnetischen Feldes bestimmen. Dieser Effekt beruht auf der Wechselwirkung von polarisierter elektromagnetischer Strahlung beim Durchgang durch ein Medium, das sowohl ein Magnetfeld als auch freie Elektronen enthält. Für linear polarisierte Strahlung resultiert das in einer Drehung der Polarisations Ebene um den Winkel  $\phi$  in Abhängigkeit von der durchlaufenen Strecke  $l_s$ .  $\phi$  wird üblicherweise in Form des Rotations-Maßes RM angegeben:

$$\phi = (RM)\lambda^2 + \phi_0, \quad (4.1)$$

wobei  $\lambda$  die betrachtete Wellenlänge ist und  $\phi_0$  der anfängliche Polarisationswinkel. Das Rotations-Maß ist dabei folgendermaßen definiert:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^{l_s} n_e(l) B_{\parallel}(l) dl. \quad (4.2)$$

$n_e(l)$  bezeichnet hier die Elektronendichte entlang der Sichtlinie von der Quelle ( $l = l_s$ ) bis zum Beobachter ( $l = 0$ ). Nach Konvention ist RM positiv, wenn das Magnetfeld zum Beobachter hin orientiert ist, beziehungsweise negativ, wenn es von diesem weg gerichtet ist. Üblicherweise muss der Polarisationswinkel bei mehreren Wellenlängen gemessen werden, um das Rotations-Maß genau bestimmen zu können und die  $\phi = \phi \pm \pi$  Entartung zu eliminieren. Mit der Methode der Faraday-Rotation lässt sich allerdings nicht die genaue Orientierung des Magnetfeldes bestimmen, sondern nur der zur Sichtlinie parallele Teil. Außerdem fällt der Wert der Feldstärke durch die Messung im Regelfall zu gering aus, da entgegengesetzt gerichtete Felder entlang der Beobachtungsrichtung den Effekt kompensieren. Diese Unterschätzung lässt sich aber beseitigen, wenn man die Orientierung des globalen Feldes mit anderen Methoden bestimmen kann.

Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der Wellenlänge ist RM für hochfrequente Radiostrahlung sehr klein. Polarisiertes Licht hoher Frequenzen unterliegt also nicht der Faraday-Rotation. Deshalb sind Hochfrequenz-Beobachtungen in der Astronomie sehr wichtig. Die Messungen der Polarisation hochfrequenter Strahlung und der niederfrequenten Faraday-Rotation ergeben zusammen ein dreidimensionales Bild der kosmischen Magnetfeldstruktur. Die polarisierte Radiostrahlung kann dabei durch Synchrotron-Emission entstehen.

## Synchrotron-Strahlung

Synchrotron-Strahlung wird durch relativistische Leptonen erzeugt, die um Magnetfeldlinien gyrieren, und sie wird verwendet, um Magnetfelder von astrophysikalischen Objekten - von Pulsaren bis hin zu Galaxienhaufen - zu studieren. Im Gegensatz zur Faraday-Rotation lässt sich anhand der Polarisation der Synchrotron-Emission der zum Beobachter senkrecht gerichtete Teil des Magnetfeldes bestimmen. Das Spektrum dieser nicht-thermischen Strahlung korreliert mit der Energie-Verteilung der Elektronen  $N(E)$ . In den gängigen Modellen astrophysikalischer Objekte basiert diese Verteilung auf einem Potenzgesetz

$$N(E)dE = N_0 E^{-s} dE, \quad (4.3)$$

das über einen gewissen Energiebereich gültig ist. Der Exponent hat für Spiralgalaxien typischerweise Werte zwischen  $s \simeq 2.6 - 3.0$ . Die Frequenzabhängigkeit der Strahlungsfussdichte  $S_\nu$  folgt dann ebenfalls einem Potenzgesetz  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , wobei  $\nu$  die Frequenz bezeichnet und  $\alpha$  der spektrale Index ist, der der einfachen Beziehung

$$\alpha = \frac{1-s}{2} \quad (4.4)$$

genügt.

Das Emissionsvermögen  $j(\nu, E)$  eines einzelnen Elektrons lässt sich in guter Näherung durch  $j(\nu, E) \propto B_\perp \nu_c \delta(\nu - \nu_c)$  approximieren. Dabei bezeichnet  $\nu_c = \nu_L (E/mc^2)^2$  die kritische Frequenz,  $\nu_L = eB_\perp/2\pi mc$  die Larmor-Frequenz und  $\delta$  die Delta-Funktion. Für eine Verteilung der Elektronen der Form 4.3 erhält man dann nach Integration das gesamte Synchrotron-Emissionsvermögen zu

$$J_\nu \propto N_0 \nu^{(1-s)/2} B_\perp^{(1+s)/2}. \quad (4.5)$$

Unter der Annahme von Äquipartition - man setzt die gesamte kinetische Energiedichte  $\epsilon_k$  gleich der magnetischen, wobei  $\epsilon_k$  standardmäßig aus der Energiedichte der relativistischen Elektronen  $\epsilon_{e,\text{rel}}$  gemäß  $\epsilon_k = (1+k)\epsilon_{e,\text{rel}}$ , mit  $k \sim 100$ , angegeben wird - lässt sich daraus die Magnetfeldstärke berechnen

$$B_{\text{equip}} \propto (F_\nu \nu^{(s-1)/2})^{2/7}. \quad (4.6)$$

Ob die Annahme einer Äquipartition zwischen den Bestandteilen des interstellaren Mediums gerechtfertigt ist oder nicht, wird immer wieder diskutiert. Für die Milchstraße liefern unabhängige Messungen der Magnetfeldstärke jedenfalls exzellente Übereinstimmungen mit diesem Prinzip [Beck et al., 2002].

Die nicht-thermische Radiostrahlung eines Ensembles relativistischer Elektronen ist teilweise polarisiert. Das Verhältnis der Intensität der linear polarisierten Emission zur Gesamtemission definiert den Polarisationsgrad  $p$ . Für ein homogenes Magnetfeld und eine Energieverteilung der Elektronen gemäß 4.3 wird der Polarisationsgrad durch den Spektralindex festgelegt

$$p = \frac{3s + 3}{3s + 7}. \quad (4.7)$$

Für die typischen Spektralindizes von Spiralgalaxien liegt der Polarisationsgrad im Bereich von  $p = 0.72 - 0.74$ . Die beobachteten Werte von  $p$  sind allerdings deutlich kleiner ( $p = 0.1 - 0.2$ ). Die Depolarisation kann mehrere Ursachen haben, wie zum Beispiel Inhomogenitäten in der Elektronendichte, Depolarisation aufgrund der oben beschriebenen Faraday-Rotation und vor allem die Anwesenheit einer fluktuierenden kleinskaligen Komponente des Magnetfeldes. Der Polarisationsgrad gibt also Auskunft über den Anteil des turbulenten kleinskaligen Feldes im Verhältnis zum wohl geordneten großskaligen.

### **Zeeman-Aufspaltung**

Die Zeeman-Aufspaltung atomarer Linien bietet den direktesten Zugang zur Messung astrophysikalischer Magnetfelder und beruht auf dem normalen Zeeman-Effekt. Dabei wird die Entartung der Energieniveaus des Atoms bezüglich des Drehimpulses durch ein Magnetfeld aufgehoben. Die Aufspaltung der benachbarten Energieniveaus ist  $\Delta E = g\mu B$ , wobei  $g$  der Landé-Faktor ist und  $\mu$  das Bohrsche Magneton. Die Spektrallinien spalten sich durch diesen Effekt in zwei eng aneinander liegende Linien auf. Sobald  $\Delta E$  gemessen wurde, kann die Magnetfeldstärke ohne zusätzliche Annahmen bestimmt werden. Darüber hinaus gibt die Zeeman-Aufspaltung direkte Auskunft über das Magnetfeld an der Quelle der Emission, im Gegensatz zur Synchrotron-Strahlung oder Faraday-Rotation, die das Feld entlang der Sichtlinie messen.

Leider ist der Zeeman-Effekt extrem schwierig zu beobachten. Die Linien-Verschiebung, die mit der Aufspaltung der Energieniveaus verbunden ist, ist

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 1.4g \left( \frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left( \frac{\text{Hz}}{\nu} \right). \quad (4.8)$$

Für die zwei Spektrallinien, die man am häufigsten zur Beobachtung des Zeeman-Effekts heranzieht - die 21-cm-Linie des neutralen Wasserstoffatoms und die 18-cm-Linie von OH -, ergibt sich eine Linienverschiebung von  $\Delta\nu/\nu \simeq 10^{-9}g(B/\mu\text{G})$ . Der Effekt bewirkt daher in der Regel eher eine Linienverbreiterung als ein Aufsplitten. Nur in kühlen Regionen mit starkem Magnetfeld kann dieser Effekt erfolgreich beobachtet werden.

Bisher beschränkt sich der Nachweis der Zeeman-Aufspaltung auf dichte Gaswolken innerhalb unserer Galaxie.

### Polarisation des sichtbaren Sternlichts

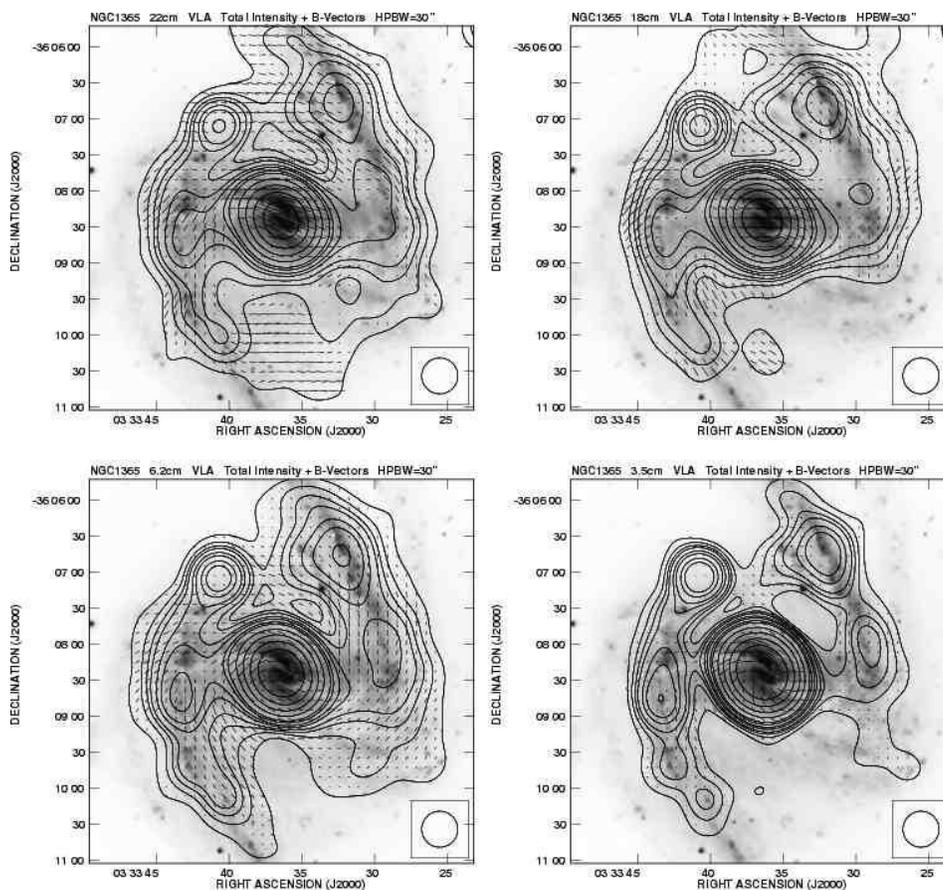
Polarisiertes Sternlicht kann die Anwesenheit von großskaligen Magnetfeldern in unserer Galaxie deutlich machen. Die Verbindung zwischen polarisiertem Sternlicht und galaktischen Magnetfeldern besteht in der Ausrichtung von gedehnten Staubkörnern nach der Richtung des magnetischen Feldes. Eine der kurzen Achsen der gestreckten Staubkörner fällt mit der Orientierung des Feldes zusammen. Der Staub absorbiert Licht polarisiert entlang der langen Achse, also senkrecht zum Magnetfeld. Insgesamt ist das übertragene Licht also parallel zur Magnetfeldrichtung polarisiert. Diese Methode ist zur Bestimmung der Struktur von extragalaktischen Magnetfeldern allerdings beschränkt geeignet, da zum einen die Polarisation von Licht auch durch andere Effekte, wie zum Beispiel durch anisotrope Streuung im interstellaren Medium, hervorgerufen wird. Zum anderen wird durch die linear polarisierte Absorption die Leuchtkraft reduziert, in etwa eine Magnitude pro 3% Polarisation. Darüberhinaus ist der genaue Mechanismus, wie Staubkörner in Magnetfeldern ausgerichtet werden, nicht wohlverstanden. Ein Vergleich dieser Beobachtungsmethode mit der Messung der polarisierten Synchrotron-Emission hat aber zum Teil die gleichen Ergebnisse geliefert. Bei der Richtungs-Bestimmung des Magnetfeldes der Spiralgalaxie M51 beispielsweise stimmen diese beiden Methoden über weite Bereiche überein, unterscheiden sich jedoch zum Teil um bis zu  $60^\circ$ .

Die gängige Methode zur Beobachtung von galaktischen Magnetfeldern ist die Kombination aus der Messung des Rotations-Maßes und der damit verbundenen Drehung der linear polarisierten Signale der Radio-Kontinuum-Strahlung ( $B_{\parallel}$ ) von leuchtstarken Objekten wie Quasaren und der Messung der intrinsischen Orientierung der Polarisat ionsebene in der emittierenden Region anhand der polarisierten Synchrotron-Strahlung ( $B_{\perp}$ ).

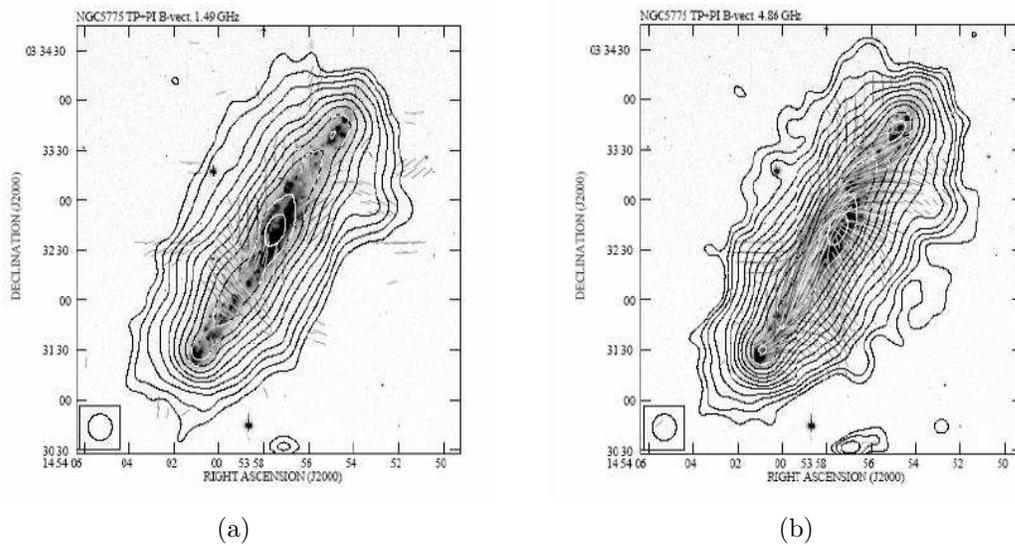
#### 4.1.2 Struktur und Stärke der Magnetfelder

Spiralgalaxien sind die bevorzugten Objekte, um kosmische Magnetfelder zu studieren. Es existieren für über 100 Spiralgalaxien Abschätzungen ihrer Magnetfeldstärke und für einen ziemlich großen Anteil dieser Sternensinseln detaillierte Untersuchungen der magnetischen Struktur und Morphologie. Das Magnetfeld der Milchstraße wurde durch die oben beschriebenen Methoden erforscht. Die großskalige Struktur konnte durch die polarisierte Radiostrahlung bestimmt werden. Anhand des Zeeman-Effekts, beobachtet an der 21-cm-Linie in den galaktischen HI-Regionen, konnten Feldstärken von  $B = 2 - 10 \mu\text{G}$  nachgewiesen werden. Die Struktur des großskaligen Feldes folgt im We-

sentlichen den Spiralarmen, wobei auch zwischen den Armen wohl geordnete Strukturen nachgewiesen wurden, zum Teil gegensätzlich orientiert als in den Spiralarmen. Ähnliche Werte und Strukturen hat man durch Messungen der Faraday-Rotation und der polarisierten Synchrotron-Strahlung in anderen extragalaktischen Quellen erhalten. Abbildung 4.1 zeigt die globale Struktur des Magnetfeldes der Galaxie NGC1365, aufgenommen anhand der linear polarisierten Radiostrahlung in vier verschiedenen Wellenlängen. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der Wellenlänge unterliegen die Aufnahmen der höher-frequenten Strahlung nicht der Faraday-Rotation. Bei den langwelligeren Aufnahmen muss die Depolarisation durch diesen Effekt korrigiert werden. Dargestellt sind jeweils die gesamte und die polarisierte Intensität der Radioemission. Allerdings



**Abbildung 4.1:** Struktur des großskaligen Magnetfeldes der Spiralgalaxie NGC1365, abgeleitet aus Beobachtungen der linearen Polarisation der Radio-Kontinuum-Strahlung (Beck et al. [2002]).



**Abbildung 4.2:** Struktur des magnetischen Feldes im Halo der Spiralgalaxie NGC5775. (Quelle: <http://www.tp4.ruhr-uni-bochum.de>)

sind der Vielfalt der globalen Magnetfeldstrukturen von Spiralgalaxien keine Grenzen gesetzt. Man geht aber davon aus, dass Dynamo-Prozesse eine entscheidende Rolle bei ihrer Gestaltung spielen.

Bei den meisten edge-on-Spiralgalaxien weisen Radiobeobachtungen darauf hin, dass die dominierende Komponente des Magnetfeldes parallel zur Scheibe verläuft. Jedoch konnten in einigen dieser Objekte Magnetfelder beobachtet werden, die eine starke vertikale Komponente haben. Bis hin zu Skalenhöhen von 10 kpc wurden durch Messung der linear polarisierten Radiostrahlung Feldstärken von  $\sim 5 - \sim 8 \mu\text{G}$  gefunden. In Abbildung 4.2 ist die Struktur des magnetischen Feldes im Halo der Spiralgalaxie NGC5775 gezeigt. Man kann deutlich ein wohl geordnetes Feld senkrecht zur Scheibe erkennen, das an ein Dipolfeld erinnert. Aber auch hier lässt sich kein eindeutiger Trend feststellen. In anderen Spiralgalaxien wurden zwar Magnetfelder im Halo beobachtet, jedoch wesentlich desorganisierter, das heißt, es gibt nur in kleinen Bereichen geordnete, aber keine globale Struktur. Gegenwärtig lässt sich nicht klar abgrenzen, ob die Felder im Halo infolge eines Dynamo-Mechanismus strukturiert werden oder ob sie in der Scheibe erzeugt werden und durch galaktische Winde in den Halo transportiert werden.

Die bisherigen Darstellungen bezogen sich ausschließlich auf benachbarte Galaxien. Hinweise auf Magnetfelder in mittel bis hoch rotverschobenen Objekten  $z \leq 2$  konnten ebenfalls erbracht werden. Die Messung der Faraday-Rotation polarisierter Radio-Strahlung von Radiogalaxien und Quasaren von  $RM \geq 1000 \text{ rad m}^{-2}$  lassen nur den Schluss zu,

dass diese weit entfernten Objekte kohärente Magnetfelder der Stärke einiger mikro-Gauss über mehrere kpc haben müssen.

Ähnlich hohe Feldstärken wurden in den gedämpften Lyman-alpha-Systemen bei noch größerer Rotverschiebung ( $z = 3$ ) beobachtet. Das stellt eine beträchtliche Herausforderung an die galaktische Dynamo-Hypothese dar, da dieses Resultat begrenzt verfügbare Zeit impliziert, um die magnetischen Felder zu verstärken. Lesch & Chiba [1995] haben gezeigt, dass diese Felder als Folge von Dynamoaktivität zusammen mit Feldverstärkung auf Grund von galaktischem Kollaps verstanden werden können. Da der Dynamo auf der Zeitskala der Rotationszeit betrieben wird ( $\sim 10^8$  Jahre), sind Saatsfelder von bis zu  $10^{-9}$  G notwendig um microGauss-Felder bei  $z = 3$  erklären zu können. Aussagen über die Struktur der Magnetfelder von hoch rotverschobenen Objekten lassen sich mit den gängigen Beobachtungsmethoden derzeit nicht treffen.

## 4.2 Astrophysikalische Mechanismen zur Erzeugung von Saatsfeldern

Im letzten Abschnitt haben wir die globale Struktur und Stärke der Magnetfelder in benachbarten Spiralgalaxien und anderen extragalaktischen Objekten skizziert. In den Spiralgalaxien lässt sich die Erzeugung der Magnetfelder im Rahmen der Dynamo-Theorie verstehen. Auch für die beobachteten Magnetfeldstärken in gedämpften Lyman-alpha-Systemen, die als Vorläufer der Spiralgalaxien angesehen werden können, ist die Dynamo-Hypothese das geeignete Mittel zum Zweck. Alle Dynamo-Mechanismen haben allerdings die gleiche Voraussetzung, damit sie magnetische Felder verstärken können. Sie benötigen ein bereits vorhandenes Saatsfeld. Diese Saatsfelder können extrem klein sein, da aufeinander folgende Dynamo-Aktivitäten die Felder um viele Größenordnungen verstärken können. Allerdings braucht auch die Herkunft sehr kleiner Felder eine Erklärung. Der Bildung von magnetischen Saatsfeldern ist daher eine Fülle von vorgeschlagenen Mechanismen gewidmet. Sie fallen alle unter zwei Kategorien - eine beruht auf gewöhnlichen astrophysikalischen Prozessen, die andere auf neuer exotischer Physik. Den astrophysikalischen Mechanismen liegt eine unterschiedliche Beweglichkeit zwischen Elektronen und Ionen zugrunde. Dies kann zu einem elektrischen Strom führen und damit zu magnetischen Feldern. Mechanismen dieser Art können während der Galaxienentstehung wirken. Sie können aber auch in anderen Systemen wie Sternen oder aktiven galaktischen Kernen (AGN, engl. *active galactic nuclei*) operieren. Dabei bleibt aber die Frage, wie die erzeugten Saatsfelder in das interstellare oder protogalaktische Medium gelangen.

Exotische Prozesse im sehr frühen Universum könnten auch Magnetfelder erzeugt haben. Man geht davon aus, dass das Universum eine Reihe von Phasenübergängen seit

dem Urknall durchlaufen hat, bei denen magnetische Felder entstanden sein könnten. Die Verknüpfung mit galaktischen und extragalaktischen Magnetfeldern bleibt bei dieser Theorie aber unklar. Darüber hinaus haben Lesch & Birk [1998] gezeigt, dass aufgrund sehr hoher magnetischer Diffusionszeiten unmittelbar nach dem letzten relevanten Phasenübergang - die Elektron-Positron-Annihilation - keine signifikanten großskaligen Magnetfelder in der Pre-Rekombinations-Ära zu erwarten sind. Die Abschätzungen von kosmologischen Magnetfeldern ist um einige Größenordnungen kleiner als die beobachteten Felder in Galaxien und Galaxienhaufen. Das legt die Vermutung nahe, dass magnetische Felder im Rahmen der Galaxienentstehung und -entwicklung entstanden, oder zumindest verstärkt worden sind. Wir wollen im Folgenden das Hauptaugenmerk auf die astrophysikalischen Mechanismen zur Saatfelderzeugung richten. Für weiterführende Details zu postinflationären Szenarien siehe z.B. [Widrow, 2002].

### 4.2.1 Batterieprozesse

Eine wichtige Größe im Zusammenhang mit Batterieprozessen ist die Vortizität  $\boldsymbol{\xi} = \nabla \times \mathbf{u}$ . Bildet man die Rotation auf die Navier-Stokes-Gleichung (Gleichung 2.13) und vernachlässigt Effekte der Viskosität, so erhält man die zeitliche Entwicklung dieser Größe aus

$$\frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\xi}) = \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2}. \quad (4.9)$$

Der Gravitationsterm entfällt hier, da die Rotation auf den Gradienten des Gravitationspotentials Null ist. Der Term auf der rechten Seite dieser Gleichung ist der Quellterm der Vortizität, der dann seine Wirkung zeigt, wenn Druck- und Dichtegradienten nicht kollinear sind. Betrachten wir zum Beispiel zwei Fluidteilchen der Masse  $m$  in einem Gravitationsfeld, die sich in unterschiedlich dichten Gebieten befinden. Das Teilchen im dichteren Gebiet erfährt eine geringere Kraft infolge des Druckgradienten als das Teilchen im weniger dichten, die Gravitationskraft ist aber auf beide Teilchen gleich groß. Dadurch entsteht eine Scherung im Geschwindigkeitsfeld und Vortizität.

In einem ionisierten Plasma führen ganz ähnliche Effekte zu einem elektrischen Strom und dadurch zu Magnetfeldern. Die unterschiedliche Trägheit kommt hierbei aber durch den Massenunterschied zwischen Elektronen und Protonen. Dieser Mechanismus ist als Biermann-Batterie-Effekt bekannt [Biermann, 1950] und geht aus der Kombination des verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes mit den Maxwell-Gleichungen hervor. In der Tat findet sich in der Induktionsgleichung (Gleichung 2.50) ein Term ( $\sim \nabla n \times \nabla p_e$ ), der augenscheinlich proportional zum Quellterm der Vortizität ist. In diesem Term ist die magnetische Induktion nicht explizit enthalten, er kann also tatsächlich Magnetfelder entstehen lassen.

Der Biermann-Batterie-Effekt wurde sowohl in numerischen Simulationen (z.B. Kulsrud et al. [1997]) als auch in analytischen Modellen (z.B. Davies & Widrow [2000]) zur Erzeugung von Magnetfeldern herangezogen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zeigen, dass Saalfelder der Stärke  $10^{-21}$  -  $10^{-20}$  G mit diesem Mechanismus generiert werden können. Zusammen mit dem Szenarium des protogalaktischen Kollaps von Lesch & Chiba [1995] können diese Felder um zwei bis drei Größenordnungen verstärkt werden ( $\sim 10^{-17}$  G).

Eine andere Variante des Biermann-Effekts wurde von Lazarian [1992] vorgeschlagen. In diesem Modell übernimmt die Diffusion von Elektronen die Rolle bei der Herstellung des elektrischen Stroms. Die Diffusion der Elektronen von Gebieten höherer Dichte zu Gebieten niedriger Dichte führt zu einem elektrischen Feld. Eine Abschätzung bei dieser Variante führt zu großskaligen Magnetfeldern im ISM bis zu einer Stärke von  $3 \cdot 10^{-17}$  G.

Ein Batterieeffekt dieses Typs könnte auch vor der Epoche der Galaxienentstehung betrieben worden sein. In der Phase der Re-Ionisation - das Fehlen von Lyman-alpha-Absorption in Spektren von Quasaren impliziert, dass das Wasserstoff-Gas zwischen der Rekombination und  $z \simeq 5$  fast vollständig re-ionisiert worden sein muss - kann man davon ausgehen, dass Ionisations-Fronten durch das intergalaktische Medium (IGM) propagierten. Magnetfelder könnten dadurch erzeugt worden sein, wenn diese Fronten auf Inhomogenitäten in der Elektronendichte stießen. Den Simulationen von Gnedin, Ferrara, & Zweibel [2000] zufolge könnten auf diese Weise großskalige ( $\sim$  Mpc) wohl geordnete Saalfelder der Stärke  $10^{-18}$  G entstanden sein.

Grundsätzlich hat aber jeder Batterie-Prozess seine Ursache in der Ausbildung von elektrischen Strömen. Die zur deren Erzeugung notwendigen unterschiedlichen Kräfte auf Elektronen und Protonen können dabei durch die Wechselwirkung zwischen dem Plasma und einer neutralen Gaskomponente, durch die Rückwirkung auf das Plasma einer starken Strahlungsquelle oder durch ein rotierendes ionisiertes Gas in einem Gravitationspotential zustande kommen.

### 4.2.2 Aktive galaktische Kerne

Aktive galaktische Kerne sind viel versprechende Kandidaten um Magnetfelder entstehen zu lassen. AGN werden durch die Freisetzung gravitativer Energie bei der Akkretion von Materie auf ein zentrales Objekt - vermutlich ein supermassives schwarzes Loch - betrieben. Bei der Akkretion können Dynamo-Prozesse Magnetfelder in sehr kurzer Zeit verstärken. Selbst wenn sich die zentrale Region ohne Magnetfeld geformt hat, kann sich durch Biermann-Batterie-Effekte schnell eines entwickeln. Durch die für AGN typischen kollimierten Jets können die erzeugten Magnetfelder sehr effektiv in das protogalaktische und intergalaktische Medium transportiert werden.

Eine Abschätzung der Größenordnung der Feldstärke im AGN-Szenario gab erstmals Hoyle [1969]. Unter der Annahme von Äquipartition zwischen dem Magnetfeld und der Rotationsenergie des Fluids in der Akkretionsscheibe kam er auf eine Feldstärke von  $\sim 10 \mu\text{G}$ . Vergleichbare Feldstärken mit einer Kohärenzlänge von einigen 10 kpc wurden auch in den Jets beobachtet. Nach dem Vorschlag von Daly & Loeb [1990] entsteht das Magnetfeld einer einzelnen Galaxie in der AGN-Phase der Galaxie selbst. Das setzt voraus, dass alle Galaxien ein zentrales kompaktes Objekt haben, oder zumindest die, die ein starkes Magnetfeld aufweisen. Diese Vermutung steht nicht im Widerspruch zu Beobachtungen. Die AGN-Phase ist charakterisiert durch zwei gegengerichtete, hochkollimierte Jets, die Materie in das interstellare Medium transportieren. Da die Magnetfelder in der zentralen Region an die Materie gekoppelt sind, werden sie in den Jet mittransportiert. In einer detaillierten Darstellung der Wechselwirkung zwischen dem Jet und dem ISM schätzen Daly & Loeb [1990] die Größenordnung des erzeugten Magnetfeldes ab. Unter der Annahme, dass die gesamte magnetische Energie des Jets in der sich entwickelnden Scheibe der Galaxie bleibt, erhalten sie auf der galaktischen Längenskala mikroGauss-Felder. Das wesentliche Merkmal in diesem Modell ist, dass jede Galaxie ihr eigenes Saatfeld generiert.

In einer Alternative dazu „verunreinigt“ eine Population von AGN bei hoher Rotverschiebung das protogalaktische Medium mit Magnetfeldern noch vor der Epoche, in der sich die meisten Galaxien entwickelt haben. In den Hot Spots - riesige Gebiete (einige zehn kpc), in denen die Jets auf das IGM treffen - werden die in der zentralen Region des AGN erzeugten und verstärkten Magnetfelder ( $\gtrsim 10 \mu\text{G}$ ) deponiert. Ein Maß für die Stärke der Felder in Protogalaxien aufgrund der prägalaktischen AGN ist

$$B \simeq 10^{-11} \text{ G} \left( \frac{n_{\text{AGN}}}{\text{Mpc}^{-3}} \right), \quad (4.10)$$

wobei  $n_{\text{AGN}}$  die Anzahl der AGN pro Volumen in  $\text{Mpc}^3$  angibt. Verglichen mit den Feldstärken, die sich aus Batterie-Prozessen ergeben, können die so erzeugten Saatfelder wesentlich größer werden, die Existenz von prägalaktischen AGN vorausgesetzt. Es bleibt die Frage, wie schnell sich zentrale Objekte bei hoher Rotverschiebung in Gegenwart von Drehimpuls-Barrieren ausbilden können.

Im Zusammenhang mit magnetischen Saatfeldern in Spiralgalaxien haben Kronberg, Lesch, & Hopp [1999] und Birk et al. [2000] ein Szenario in Betracht gezogen, bei dem Magnetfelder in Zwerggalaxien, die bei einer Rotverschiebung von  $z \sim 10$  entstehen, generiert werden. In diesem Modell übernehmen Superwinde, getrieben durch Sternausbrüche, den Transport von Magnetfeldern in das IGM. Eine Voraussetzung dabei ist, dass im sehr frühen Entwicklungsstadium der Zwerggalaxie bereits starke Magnetfelder existieren, die durch Dynamo-Prozesse, begünstigt durch Sternentstehung und Ausströmungsaktivität, verstärkt werden können.

### 4.2.3 Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung

Die Magnetisierung eines schwach ionisierten Gases kann durch relative Scherströmungen und stoßbedingte Wechselwirkung zwischen dem ionisierten und dem neutralen Gas etabliert werden. Ursprünglich wurde dieses Modell von Lesch et al. [1989] für die zentrale Region der aktiven galaktischen Kerne und später von Huba & Fedder [1993] im Kontext der Erzeugung von magnetischen Feldern in unmagnetisierten planetaren Ionosphären entwickelt. Seitdem wurde in einer Reihe von Publikationen [Wiechen, Birk, & Lesch, 1998; 1999; Birk, Wiechen, & Lesch, 2002] dieser Mechanismus für rotierende protogalaktische Wolken im Rahmen der Galaxienentwicklung studiert. Die Grundlage dieser Selbstmagnetisierung findet sich in der unterschiedlichen Trägheit von Elektronen und Ionen und der damit verbundenen Driftbewegung der Elektronen relativ zu den Ionen (vgl. Abschnitt 4.2.1). In einem rotierenden gravitativen System korrespondiert diese Driftbewegung mit einem elektrischen Strom, der wiederum ein Magnetfeld induziert. Der Quellterm ist

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{m_e c}{e} \nabla \times \nu_{\text{en}} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_n), \quad (4.11)$$

der sich auch in dieser Form in der Induktionsgleichung (Gleichung 2.50) wiederfindet. Zusammen mit dem  $\sim \nabla \times (1/n \nabla p_e)$  Term, den wir in Abschnitt 4.2.1 diskutiert haben, sind sie die einzigen Terme, in denen die magnetische Induktion nicht explizit enthalten ist, und damit in der Tat Quellterme von  $B$ .

Für Stöße zwischen Elektronen und Neutralgas ist die Stoßfrequenz gegeben durch  $\nu_{\text{en}} = n_n \sigma_{\text{en}}^s (kT_n/m_n)^{1/2}$ , wobei  $n_n$ ,  $T_n$  und  $m_n$  die Teilchendichte des Neutralgases, die Neutralgas-Temperatur beziehungsweise die Masse der Neutralgasteilchen sind und  $\sigma_{\text{en}}^s$  der Streuquerschnitt ( $\sigma_{\text{en}}^s \simeq 4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ ) ist. Aus Gleichung 4.11 lässt sich die Rate, mit der Magnetfelder generiert werden, wie folgt grob abschätzen:

$$\dot{B} \approx 10^{-16} \frac{n_n T_n^{1/2}}{L_{\text{shear}}} v_{\text{shear}}. \quad (4.12)$$

Hierbei sind  $L_{\text{shear}}$  die Scherlänge und  $v_{\text{shear}}$  die Schergeschwindigkeit.

Im Hinblick auf die Erzeugung von Saatfeldern finden Wiechen, Birk, & Lesch [1998] für typische Werte der protogalaktischen Wolken in gedämpften Lyman-alpha-Systemen mit dieser Abschätzung Feldstärken der Größenordnung  $\simeq 10^{-16} \text{ G}$ . In den vorgestellten zweidimensionalen numerischen Simulationen erreichen sie in  $10^6$  Jahren Saatfelder der Stärke  $\sim 10^{-15} \text{ G}$ . Die selbstkonsistente Simulation von Birk, Wiechen, & Lesch [2002], die eine selbstgravitative rotierende primordiale Wolke repräsentiert, übertrifft diesen Wert noch um eine Größenordnung. Die Scherströmungen werden in beiden Fällen durch

einen zweidimensionalen Wirbel verkörpert, der nur im Plasma angeregt wird.

Die primordialen Wolken können als die Bausteine von Spiralgalaxien angesehen werden. Sie sind eine grundlegende Voraussetzung von CDM-Modellen hierarchischer Strukturformation (z.B. Kauffmann [1996]). In einem realistischen Bild formieren sich diese Objekte in einem CDM-Gravitationspotential und bilden DLAS, die als Vorläufer der Galaxien betrachtet werden können. Infolge von Gezeitenkräften gewinnen die Wolken Drehimpuls. Im Folgenden stellen wir dreidimensionale Simulationen vor, die als Erweiterung der Modelle von Wiechen, Birk, & Lesch [1998] und Birk, Wiechen, & Lesch [2002] aufgefasst werden können. Wir versuchen mit diesen Simulationen eine realistische Beschreibung des oben geschilderten Szenarios zu geben, in dem wir mehrere rotierende Wolken in einem externen Gravitationsprofil betrachten.

### 4.3 Dreidimensionale Saatfelderzeugung

Für die nachfolgenden Simulationen sind wieder die in Kapitel 2 vorgestellten Multifluid-Gleichungen die Grundlage. Der Einfachheit halber wollen wir die entsprechenden Simulationsgleichungen hier nochmals notieren. Allerdings haben wir das Gleichungssystem im Vergleich zum letzten Kapitel etwas modifiziert. Zudem brauchen wir auch ein anderes Normierungsschema, da wir ein System betrachten, in dem die Magnetfeldstärke zu Beginn gleich Null ist. Als typische Werte können wir diesmal eine Länge, die Teilchendichte und eine Temperatur vorgeben. Die charakteristischen Werte für das modellierte System sind  $L_0 = 10pc$ ,  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$  und  $T_0 = 5 \cdot 10^4 \text{ K}$ . Diese Werte können mit beobachteten Werten der protogalaktischen Wolken von gedämpfte Lyman-alpha-Systemen verglichen werden (z.B. Tegmark et al. [1997]), auch wenn die räumliche Ausdehnung hier etwas niedriger gewählt wurde. Wir geben an dieser Stelle nicht die komplette Normierung aller Fluidgrößen an, sondern nur die der für unsere Zwecke elementar wichtigen. Alle anderen Größen können analog zum Normierungsschema aus dem vorherigen Kapitel übernommen werden. Für die typische Geschwindigkeit des Systems finden wir  $v_0 = (4T_0k_B/m_p)^{1/2}$  mit einem Wert von  $4 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ . Aus der Länge  $L_0$  und der Geschwindigkeit  $v_0$  ergibt sich eine typische Zeitskala von  $t_0 \approx 7.4 \cdot 10^{12} \text{ s}$  oder  $t_0 \approx 2 \cdot 10^5$  Jahren. Die Normierung der Elementarladung  $e$  ergibt mit den charakteristischen Werten  $e_0 = cm_p/B_0t_0 \approx 3 \cdot 10^{-22} \text{ statcoul}$ . Dieser sehr kleine Wert hat zur Folge, dass der entsprechende Parameter in den Simulationsgleichungen sehr groß ist ( $\sim 10^{12}$ ). Er taucht vor allem im Nenner des Quellterms für die magnetische Induktion auf (siehe Gleichung 4.11). Wir werden es also in den Simulationen mit sehr kleinen Magnetfeldern zu tun haben. Die Skalierung der erzeugten Magnetfelder ergibt sich aus  $B_0 = (16\pi n_0 k_B T_0)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ G}$ , also aus der Normierung der magnetischen auf die innere Energiedichte.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{s} \quad (4.13)$$

(Plasma-Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{s}_n \quad (4.14)$$

(Neutralgas-Kontinuitätsgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \mathbf{s} \mathbf{s} \right) - \nabla u^\gamma + \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B} - \rho \nabla \Psi \\ & - \nu_{\text{pn}} \left( \mathbf{s} - \frac{\rho}{\rho_n} \mathbf{s}_n \right) \end{aligned} \quad (4.15)$$

(Plasma-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}_n}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho_n} \mathbf{s}_n \mathbf{s}_n \right) - \nabla u_n^\gamma - \rho_n \nabla \Psi \\ & - \nu_{\text{np}} \left( \mathbf{s}_n - \frac{\rho_n}{\rho} \mathbf{s} \right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

(Neutralgas-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{u}{\rho} \mathbf{s} \right) + \frac{\gamma - 1}{\gamma} u^{1-\gamma} \left[ \eta (\nabla \times \mathbf{B})^2 - 3\nu_{\text{pn}} \left( u^\gamma - \frac{\rho}{\rho_n} u_n^\gamma \right) \right. \\ & \left. + \frac{3}{2} \rho \nu_{\text{pn}} \left( \frac{\mathbf{s}}{\rho} - \frac{\mathbf{s}_n}{\rho_n} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (4.17)$$

(Plasma-Druckgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_n}{\partial t} = & - \nabla \cdot \left( \frac{u_n}{\rho_n} \mathbf{s}_n \right) - \frac{(\gamma_n - 1)}{\gamma_n} \left[ 3\nu_{np} \left( u_n^{\gamma_n} - \frac{\rho_n}{\rho} u^\gamma \right) \right. \\ & \left. + \frac{3}{2} \rho_n \nu_{np} \left( \frac{\mathbf{s}_n}{\rho_n} - \frac{\mathbf{s}}{\rho} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.18)$$

(Neutralgas-Druckgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = & \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) \\ & + \frac{1}{e} \nabla \times \nu_{en} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_n). \end{aligned} \quad (4.19)$$

(Induktionsgleichung)

Um dem externen Gravitationspotential Rechnung zu tragen, wurde in den Impulsbilanzgleichungen jeweils der gravitative Term in Form eines Gradientenfeldes  $\sim \nabla \Psi$  berücksichtigt.  $\Psi$  stellt das externe Gravitationspotential dar. In der Induktionsgleichung haben wir den Hall-Term und den „Biermann-Batterie-Term“ vernachlässigt. Ein Vergleich der Größenordnungen dieser Terme mit den anderen rechtfertigt dies. Weiterhin wurde ein Ionisationsgleichgewicht vorausgesetzt, also  $\nu\rho = \beta\rho_n$ . Da in allen Simulationsgleichungen der Ionisations- bzw. Rekombinationskoeffizient stets in der Form  $\nu\rho - \beta\rho_n$  vorkommt, wurden diese Parameter gleich Null gesetzt. Die beiden anderen Transportgrößen wurden hier konstant gehalten; für die Resistivität wurde eine Amplitude von  $10^{-4}$ , für die Stoßfrequenz eine Amplitude von 0.1 vorgegeben. Die Dichten von Plasma und Neutralgas sind anfänglich konstant gewählt, allerdings im Verhältnis 100 zu 1 zu Gunsten des Neutralgases. Die Ausgangstemperatur von Plasma und Neutralgas ist konstant und mit einer Amplitude von 1 gewählt.

Das anfängliche Geschwindigkeitsprofil jeder einzelnen Komponente ist gegeben durch

$$\begin{aligned}
v_x = & - \left[ v_{x,0} \frac{\sinh(\frac{y-5}{2})}{\cosh(\frac{y-5}{2})^2 \cosh(\frac{x-5}{2})^2} + v_{x,0} \frac{\sinh(\frac{y+5}{2})}{\cosh(\frac{y+5}{2})^2 \cosh(\frac{x+5}{2})^2} \right. \\
& + v_{x,0} \frac{\sinh(\frac{y-5}{2})}{\cosh(\frac{y-5}{2})^2 \cosh(\frac{x+5}{2})^2} + v_{x,0} \frac{\sinh(\frac{y+5}{2})}{\cosh(\frac{y+5}{2})^2 \cosh(\frac{x-5}{2})^2} \left. \right] \frac{v_{z,0}}{\cosh(z)} \\
& - \left[ v_{x,0} \frac{\sinh(\frac{z-5}{2})}{\cosh(\frac{z-5}{2})^2 \cosh(\frac{x-5}{2})^2} + v_{x,0} \frac{\sinh(\frac{z+5}{2})}{\cosh(\frac{z+5}{2})^2 \cosh(\frac{x+5}{2})^2} \right. \\
& + v_{x,0} \frac{\sinh(\frac{z-5}{2})}{\cosh(\frac{z-5}{2})^2 \cosh(\frac{x+5}{2})^2} + v_{x,0} \frac{\sinh(\frac{z+5}{2})}{\cosh(\frac{z+5}{2})^2 \cosh(\frac{x-5}{2})^2} \left. \right] \frac{v_{y,0}}{\cosh(y)} \\
v_y = & + \left[ v_{y,0} \frac{\sinh(\frac{x-5}{2})}{\cosh(\frac{x-5}{2})^2 \cosh(\frac{y-5}{2})^2} + v_{y,0} \frac{\sinh(\frac{x+5}{2})}{\cosh(\frac{x+5}{2})^2 \cosh(\frac{y+5}{2})^2} \right. \\
& + v_{y,0} \frac{\sinh(\frac{x-5}{2})}{\cosh(\frac{x-5}{2})^2 \cosh(\frac{y+5}{2})^2} + v_{y,0} \frac{\sinh(\frac{x+5}{2})}{\cosh(\frac{x+5}{2})^2 \cosh(\frac{y-5}{2})^2} \left. \right] \frac{v_{z,0}}{\cosh(z)} \\
& - \left[ v_{y,0} \frac{\sinh(\frac{z-5}{2})}{\cosh(\frac{z-5}{2})^2 \cosh(\frac{y-5}{2})^2} + v_{y,0} \frac{\sinh(\frac{z+5}{2})}{\cosh(\frac{z+5}{2})^2 \cosh(\frac{y+5}{2})^2} \right. \\
& + v_{y,0} \frac{\sinh(\frac{z-5}{2})}{\cosh(\frac{z-5}{2})^2 \cosh(\frac{y+5}{2})^2} + v_{y,0} \frac{\sinh(\frac{z+5}{2})}{\cosh(\frac{z+5}{2})^2 \cosh(\frac{y-5}{2})^2} \left. \right] \frac{v_{x,0}}{\cosh(x)} \\
v_z = & + \left[ v_{z,0} \frac{\sinh(\frac{x-5}{2})}{\cosh(\frac{x-5}{2})^2 \cosh(\frac{z-5}{2})^2} + v_{z,0} \frac{\sinh(\frac{x+5}{2})}{\cosh(\frac{x+5}{2})^2 \cosh(\frac{z+5}{2})^2} \right. \\
& + v_{z,0} \frac{\sinh(\frac{x-5}{2})}{\cosh(\frac{x-5}{2})^2 \cosh(\frac{z+5}{2})^2} + v_{z,0} \frac{\sinh(\frac{x+5}{2})}{\cosh(\frac{x+5}{2})^2 \cosh(\frac{z-5}{2})^2} \left. \right] \frac{v_{y,0}}{\cosh(y)} \\
& + \left[ v_{z,0} \frac{\sinh(\frac{y-5}{2})}{\cosh(\frac{y-5}{2})^2 \cosh(\frac{z-5}{2})^2} + v_{z,0} \frac{\sinh(\frac{y+5}{2})}{\cosh(\frac{y+5}{2})^2 \cosh(\frac{z+5}{2})^2} \right. \\
& + v_{z,0} \frac{\sinh(\frac{y-5}{2})}{\cosh(\frac{y-5}{2})^2 \cosh(\frac{z+5}{2})^2} + v_{z,0} \frac{\sinh(\frac{y+5}{2})}{\cosh(\frac{y+5}{2})^2 \cosh(\frac{z-5}{2})^2} \left. \right] \frac{v_{x,0}}{\cosh(x)}. \quad (4.20)
\end{aligned}$$

Dabei bezeichnen  $v_x$ ,  $v_y$  und  $v_z$  die x-, y- beziehungsweise die z-Komponente der Plasmageschwindigkeit und  $v_{x,0}$ ,  $v_{y,0}$  und  $v_{z,0}$  die jeweiligen Amplituden, die alle einen Wert von 0.55 haben. Im Neutralgas wurde das identische Geschwindigkeitsprofil vorgegeben. Diese Anfangskonfiguration stellt somit zwölf rotierende protogalaktische Wolken dar. Abbildung 4.3 veranschaulicht das verwendete Geschwindigkeitsprofil in Form eines Iso-Surfaceplots (a), bei dem die Fläche einen Wert von  $2.8 \text{ km s}^{-1}$  zeigt, und durch einen

zweidimensionalen Vektorplot in der  $z$ -Ebene bei  $z = 0$  (b).

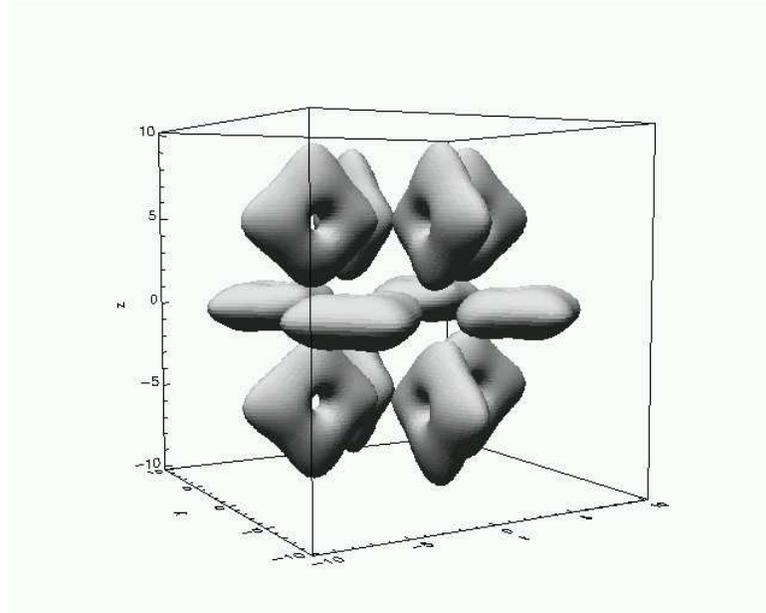
### 4.3.1 Numerische Simulationen der Saatfelderzeugung in externen Gravitationspotentialen

Im Folgenden werden Resultate von Simulationsrechnungen für verschiedene Gravitationspotentiale beschrieben. Im ersten Fall wird ein  $1/r$ -Profil für die externe Gravitation angesetzt um das Szenario zu simulieren, in dem im Zentrum einer Protogalaxie ein supermassives Schwarzes Loch das Gravitationsfeld erzeugt. Es wird untersucht, wie sich in diesem Gravitationspotential die im vorangegangenen Kapitel dargestellte Anfangskonfiguration dynamisch entwickelt und insbesondere zur Ausbildung von protogalaktischen Saatfeldern führt. In einem weiteren Beispiel wird die Erzeugung von Saatfeldern im Rahmen eines CDM-Szenarios untersucht. In einem solchen stellt sich das Gravitationspotential in unserer Simulation in einem  $1/\cosh(r)$ -Profil dar. In beiden Fällen wurden Simulationen mit Potentialen entsprechend einigen Millionen Sonnenmassen durchgeführt. In einem weiteren Abschnitt wird eine Vergleichsstudie für den Fall einer künstlichen Trägheit vorgestellt. Schließlich zeigen wir die Auswirkungen auf die erzeugten magnetischen Saatfelder durch die galaktische Rotation auf.

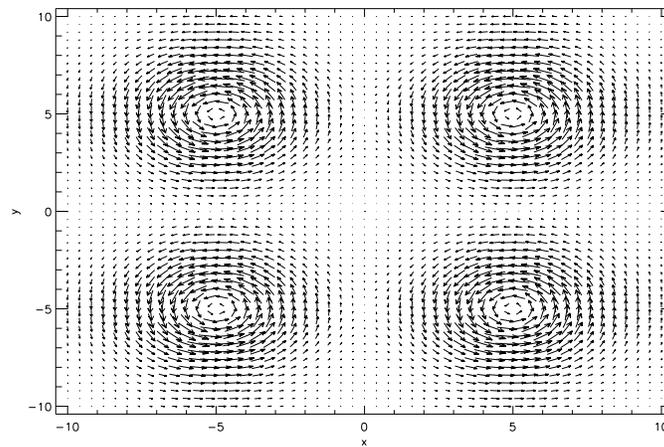
#### 4.3.1.1 $1/r$ -Profil der externen Gravitation

Das in diesem Abschnitt verwendete Gravitationsprofil ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Abgebildet sind die  $x$ -Komponente des Gradientenfeldes des Gravitationspotentials  $\Psi$  (a) und der Betrag des Gradienten des Potentials (b). Die bei  $r = 0$  auftretende Singularität wurde aus numerischen Gründen durch einen konstanten Wert eliminiert. Aufgrund dieses Gravitationspotentials wird das Plasma sowie das Neutralgas beschleunigt, woraus eine Zunahme der entsprechenden Dichten im Zentrum resultiert (siehe Abbildung 4.5). Wie zu erkennen ist, hat sich die zentrale Plasmadichte nach fünf Simulationszeiten um ca. 50 Prozent erhöht, genauso wie die des Neutralgases. Die ringförmige Erhöhung der jeweiligen Dichten entsteht dadurch, dass die in dem Potential einströmende Materie einen erhöhten Druck ausübt, wodurch sich eine Dichtestörung radial nach außen etabliert.

Die dynamische Entwicklung der Plasmageschwindigkeit soll in Abbildung 4.6 veranschaulicht werden. Nach einer Simulationszeit von  $t = 5 t_0$  ist die anfänglich induzierte Wirbelstruktur noch deutlich zu erkennen (a). Ebenso sieht man die durch das Gravitationspotential verursachte Strömung Richtung Zentrum, insbesondere in der Nähe der Ebene bei  $z = 0$ . Die Fläche des dargestellten Iso-Surfaceplots entspricht einem Wert von  $0.8 \text{ km s}^{-1}$ . Nach 50 Simulationszeiten ist die zentral gerichtete Strömung dominanter ausgeprägt und die Wirbelstruktur hat sich dementsprechend geändert (b). Die

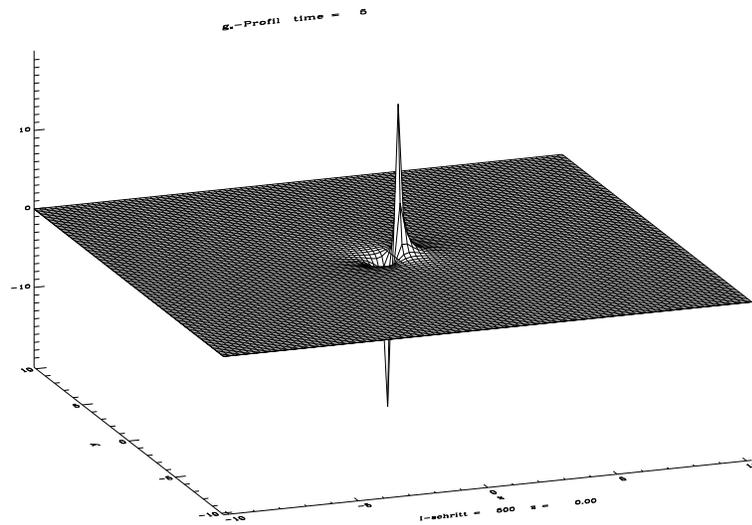


(a) Isosurface-Plot der Ausgangskonfiguration des Geschwindigkeitsfeldes des Plasmas. Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von 0.07 in normierten Einheiten.

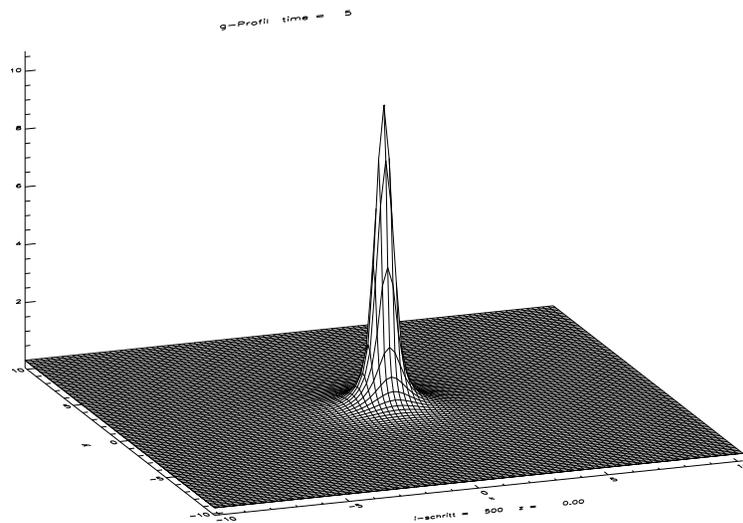


(b) Geschwindigkeitsfeld  $v_x$  versus  $v_y$  in der  $z$ -Ebene bei  $z = 0$ .

**Abbildung 4.3:** Schematische Darstellung des Geschwindigkeitsprofils zu Beginn der Simulationen.

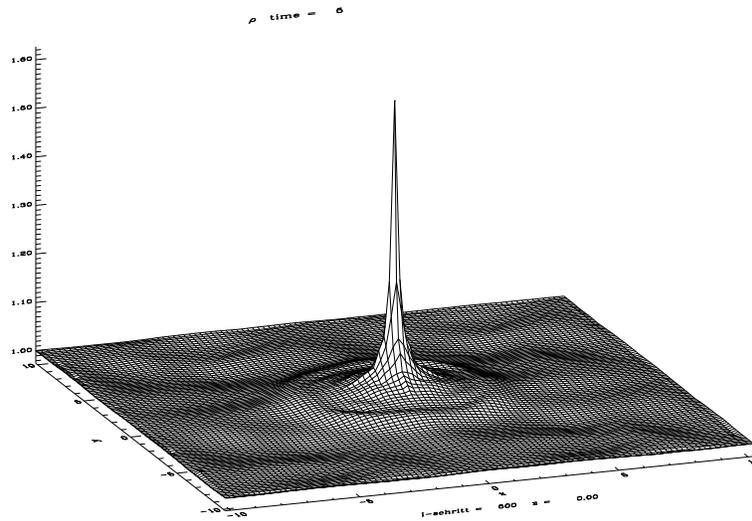


(a) X-Komponente des Gradientenfeldes der Gravitation.

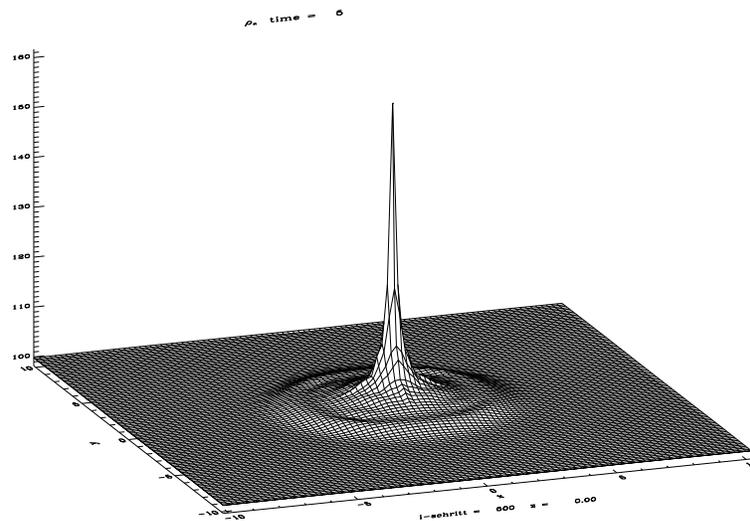


(b) Das Gravitationsprofil entspricht einem  $1/r$ -Potential, wobei hier der Betrag des Gradienten  $|\nabla 1/r|$  abgebildet ist. Die Singularität bei  $r=0$  wurde durch einen konstanten Wert ersetzt.

**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung des verwendeten Gravitationspotentials.



(a) Plasmadichte nach einer Simulationszeit von  $t = 5 t_0$ .



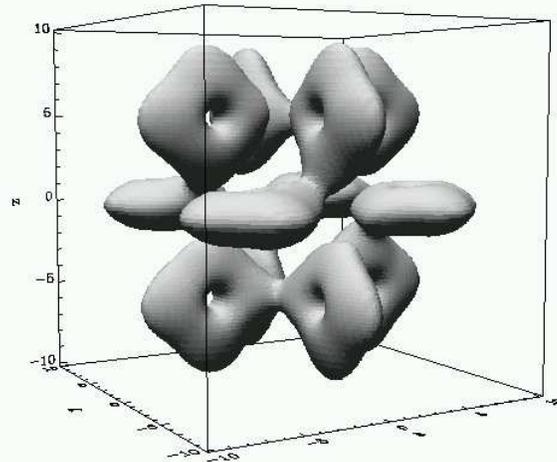
(b) Neutralgasdichte nach einer Simulationszeit von  $t = 5 t_0$ .

**Abbildung 4.5:** Wirkung des  $1/r$ -Profils der Gravitation auf die Plasmadichte (a) und die Neutralgasdichte (b), die zu Beginn im Verhältnis  $1/100$  stehen.

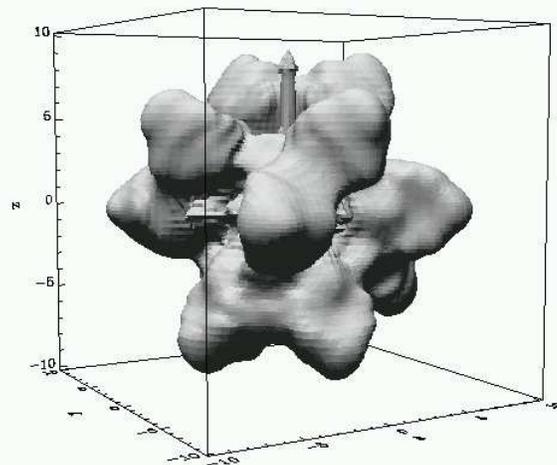
in (b) gezeigte Fläche entspricht wieder einem Wert von  $0.8 \text{ km s}^{-1}$ . Die Dynamik des Neutralgases verhält sich analog und ist deshalb nicht gesondert dargestellt.

Entscheidend für den hier betrachteten Saatfeld-Mechanismus ist eine Relativgeschwindigkeit zwischen Plasma und dem neutralen Fluid (vgl. letzter Term auf der rechten Seite von Gleichung 4.19). Während zu Beginn der Simulation die Plasma- und Neutralgas-Geschwindigkeitsfelder identisch waren, verläuft die Dynamik der Plasma- und Neutralgas-Komponenten in dem externen Gravitationspotential auf Grund der sich ausbildenden Druckkräfte unterschiedlich. Die zeitliche Entwicklung der Relativgeschwindigkeit beider Fluide für das  $1/r$ -Gravitationspotential ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Die Strömungsrichtung der Relativgeschwindigkeit der x- und y-Komponente ist in einem zweidimensionalen Vektorfeld bei  $z = 0$  nach  $t = 5 t_0$  dargestellt (a). Die im Plasma und Neutralgas induzierte Wirbelstruktur hat sich auf die Relativgeschwindigkeit übertragen und lässt sich eindeutig in (a) identifizieren. Zudem erkennt man deutlich, dass die durch das Gravitationspotential verursachte Dynamik zu einer zentral gerichteten Relativgeschwindigkeit zwischen Plasma und Neutralgas führt. In (b) ist exemplarisch die Differenz der x-Komponenten der jeweiligen Geschwindigkeitsfelder in einem Schnitt bei  $z = 0$  nach  $t = 25 t_0$  dargestellt. In den Bereichen der Wirbel ist der Wert der Differenzgeschwindigkeit ca.  $0.2 \text{ km s}^{-1}$ , im zentralen Bereich steigt dieser Wert bis zu etwa  $0.4 \text{ km s}^{-1}$ . Aufgrund der Symmetrie der modellierten Konfiguration ergeben sich vergleichbare Profile und Werte für die y- und z-Komponenten der Relativgeschwindigkeit. Die Entwicklung des in Abbildung 4.7 veranschaulichten Profils ist nach nunmehr  $50 t_0$  in Abbildung 4.8 als Iso-Surfaceplot dargestellt. In dieser Abbildung sind Flächen einer Relativgeschwindigkeit von  $80 \text{ m s}^{-1}$  gezeigt. Die Wirbelstruktur ist auch in diesem Plot zumindest andeutungsweise zu erkennen; dominant ist jedoch die durch das Gravitationsprofil aufgeprägte Relativströmung.

Wie bereits oben erwähnt, ist die endliche Relativgeschwindigkeit zwischen Plasma und Neutralgas für die Entstehung von Magnetfeldern verantwortlich. Die dynamische Entwicklung der z-Komponente des entstehenden Magnetfeldes nach  $t = 5 t_0$  bzw.  $t = 25 t_0$  ist aus der Abbildung 4.9 ersichtlich. Auch hier ergeben sich vergleichbare Strukturen und Stärken der x- und y-Komponenten infolge der symmetrisch angeordneten Wirbelstruktur. Das generierte Magnetfeld weist einerseits eine Struktur gemäß der Wirbeldynamik und andererseits eine solche aufgrund der Gravitationsdynamik auf. Nach fünf Simulationszeiten entsteht ein Magnetfeld mit einer z-Komponente von etwa  $2 \cdot 10^{-18} \text{ G}$  in den Zentren der Wirbel und vergleichbaren Werten im Zentrum der Simulationsbox (a). Die Stärke der z-Komponente im zentralen Bereich nach einer Simulationszeit von  $t = 25 t_0$  hat sich gegenüber derjenigen zur Zeit  $t = 5 t_0$  um einen Faktor von 50 auf ca.  $10^{-16} \text{ G}$  erhöht (b). Wie aus einem Vergleich mit Abbildung 4.7 hervorgeht, entsprechen die entstehenden Magnetfeldstrukturen der Signatur des Relativgeschwindigkeitsfeldes.

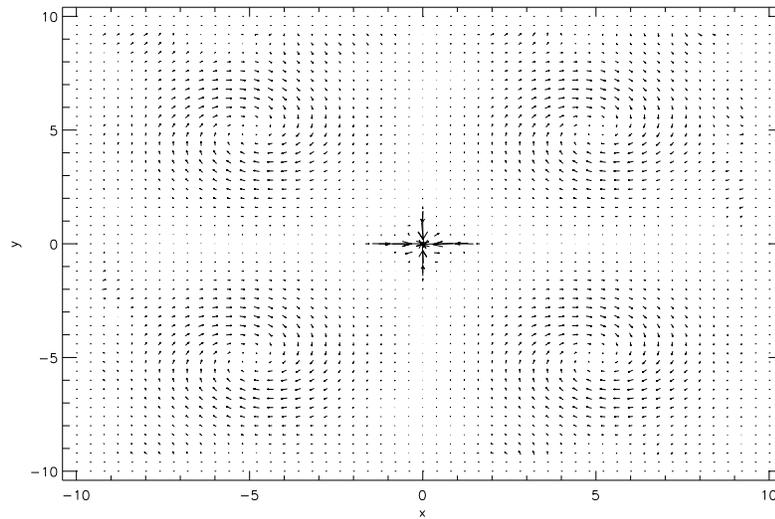


(a) Isosurface-Plot der Plasmageschwindigkeit bei  $t = 5 t_0$ . Die Fläche entspricht einem Wert von  $4 \cdot 10^{-2}$  in normierten Einheiten.

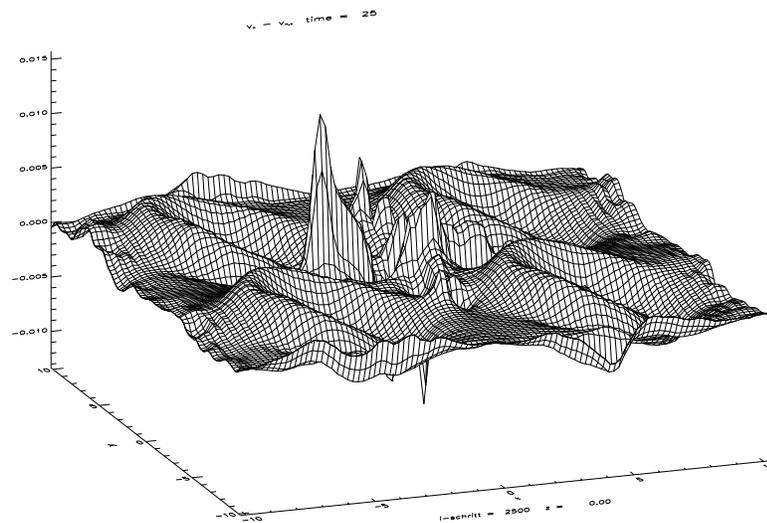


(b) Isosurface-Plot der Plasmageschwindigkeit bei  $t = 50 t_0$ . Die Fläche entspricht einem Wert von  $4 \cdot 10^{-2}$  in normierten Einheiten.

**Abbildung 4.6:** Zeitliche Entwicklung der Plasmageschwindigkeit im Falle des  $1/r$ -Profils der Gravitation.

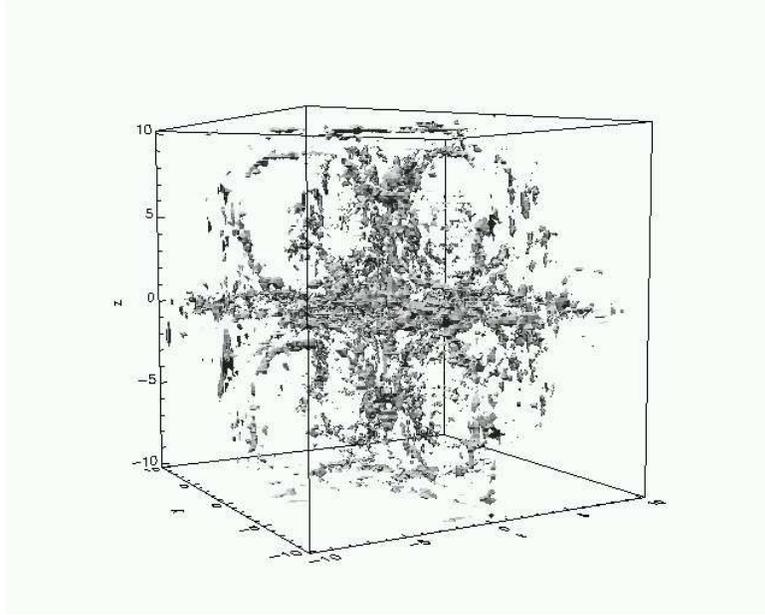


(a) Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  versus  $v_y - v_{n,y}$  bei  $z = 0$  nach  $t = 5 t_0$



(b) Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  bei  $z = 0$  nach  $t = 25 t_0$

**Abbildung 4.7:** Zeitliche Entwicklung der Relativgeschwindigkeit der beiden Fluide für das  $1/r$ -Gravitationspotential.

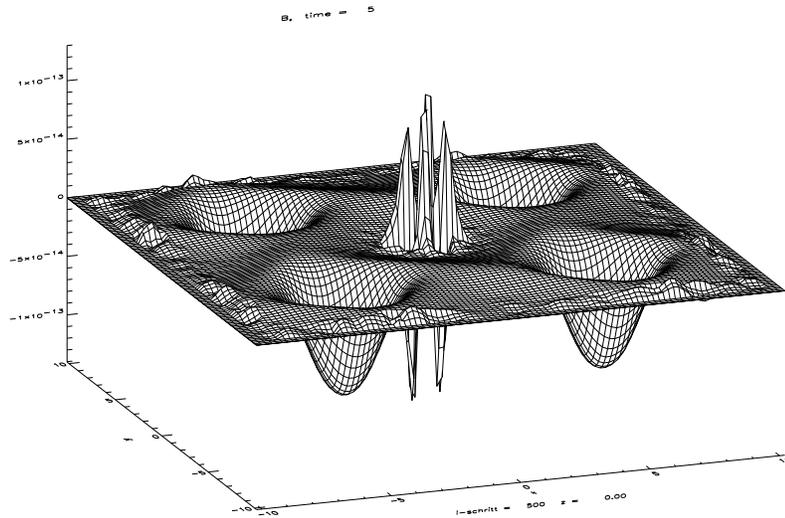


**Abbildung 4.8:** Isosurface-Plot der Relativgeschwindigkeit  $v - v_n$  nach  $t = 50 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $4 \cdot 10^{-3}$  in normierten Einheiten.

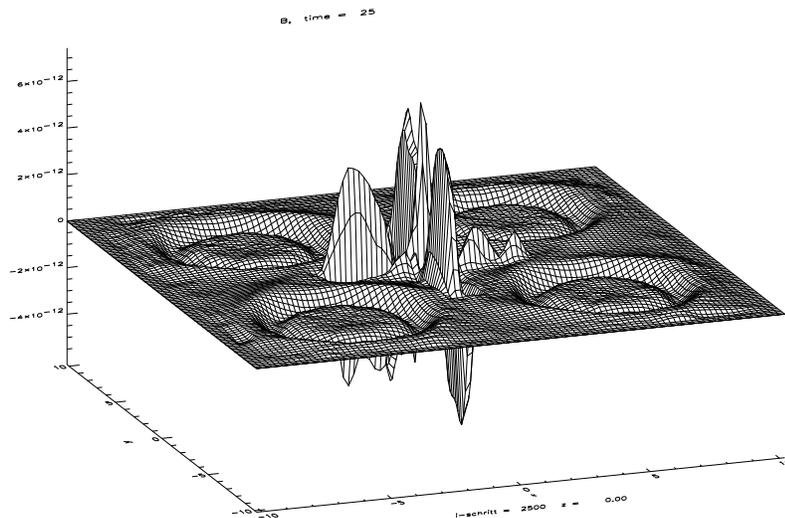
Wie aus Abbildung 4.10 ersichtlich ist, bildet sich nach 50 Simulationszeiten eine ausgedehnte Magnetfeldstruktur aus. Insbesondere erzeugen die in Abbildung 4.7 gezeigten Wirbel in der Relativgeschwindigkeit von Plasma und Neutralgas die in 4.10 (a) erkennbare Magnetfeldstruktur. Die in dieser Abbildung dargestellte Fläche entspricht einem Wert des Magnetfeldes von  $4 \cdot 10^{-17}$  G. Neben den durch die Wirbel erzeugten Magnetfeldern werden ebenso Magnetfelder durch die Strömung von Plasma und Neutralgas und der damit verbundenen Relativgeschwindigkeiten in dem Gravitationspotential erzeugt. Diese Magnetfeldstruktur wird besonders im Iso-Surfaceplot 4.10 (b) deutlich, in dem eine Fläche mit dem Wert  $8 \cdot 10^{-17}$  G gezeigt ist. Neben den abgebildeten Magnetfeldstrukturen haben wir aus der Simulation nach  $t = 50 t_0$  den maximalen Wert und den durchschnittlichen Wert der Feldstärke ermittelt. Diese Werte ergaben sich zu  $B_{\max} = 4 \cdot 10^{-16}$  G und  $B_{\emptyset} = 2 \cdot 10^{-17}$  G.

#### 4.3.1.2 CDM-Gravitationspotential

Im Rahmen eines CDM-Modells wird das Gravitationspotential einer Protogalaxie maßgeblich durch kalte dunkle Materie, die weit in der Galaxie verteilt ist, bestimmt. Eine geeignete Modellierung dieses Gravitationspotentials kann mit Hilfe eines  $1/\cosh(r)$ -

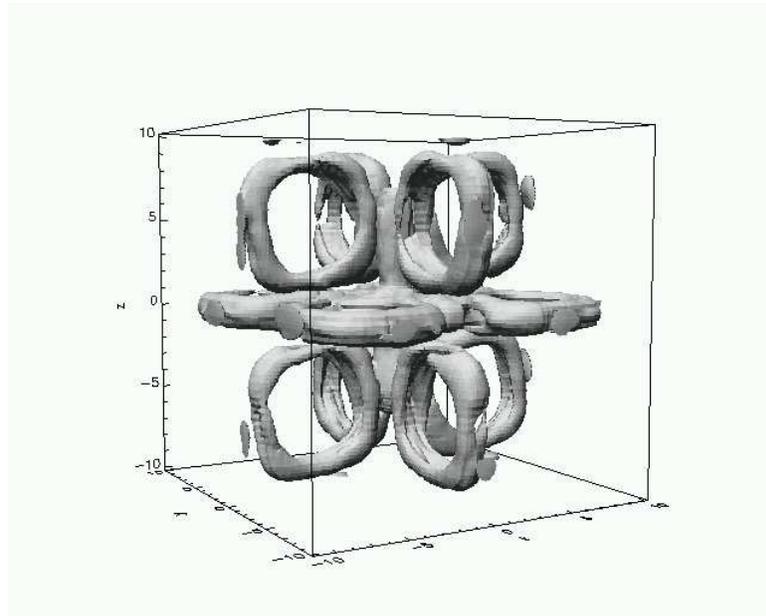


(a) z-Komponente von  $B$  nach einer Simulationszeit von  $t = 5 t_0$ .

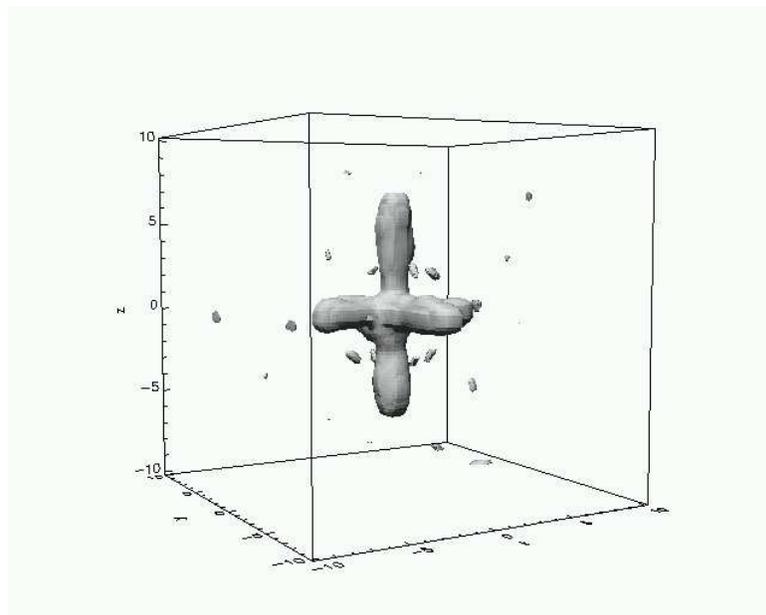


(b) z-Komponente von  $B$  nach einer Simulationszeit von  $t = 25 t_0$ .

**Abbildung 4.9:** Zeitliche Entwicklung der magnetischen Feldstärke im Falle des  $1/r$ -Profils.



(a) Isosurface-Plot der Magnetfeldstärke nach einer Simulationszeit von  $t = 50 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $2 \cdot 10^{-12}$  in normierten Einheiten.



(b) Isosurface-Plot der Magnetfeldstärke nach einer Simulationszeit von  $t = 50 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $4 \cdot 10^{-12}$  in normierten Einheiten.

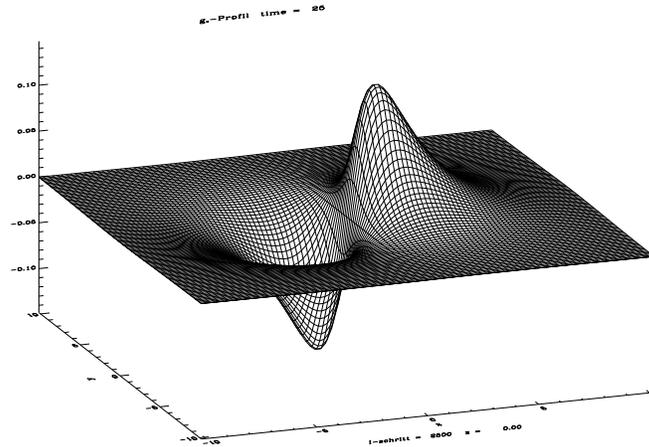
**Abbildung 4.10:** Zeitliche Entwicklung der magnetischen Feldstärke im Falle des  $1/r$ -Profils. Dargestellt ist die  $z$ -Komponente von  $\mathbf{B}$  bei  $z = 0$  (a) sowie eine Iso-Fläche des Magnetfeldes.

Profils realisiert werden. Entsprechend wurde eine Simulationsstudie zur Erzeugung von magnetischen Saatfeldern in dem in Abbildung 4.11 dargestellten Gravitationspotential durchgeführt. Abgebildet sind die x-Komponente des Gradientenfeldes des Gravitationspotentials  $\Psi$  (a) und der Betrag des Gradienten des Potentials (b), wobei die bei  $r = 0$  auftretende Singularität wiederum durch einen konstanten Wert ersetzt wurde. Die aus der Beschleunigung des Plasmas in dem Gravitationspotential resultierende Plasmadichte ist in Abbildung 4.12 nach  $t = 5 t_0$  bzw.  $t = 25 t_0$  gezeigt. Verglichen mit der Plasmadichte, die sich in dem  $1/r$ -Gravitationspotential entwickelt hat, ist das sich im CDM-Szenario ausgebildete Dichteprofil weiter um das Zentrum herum ausgedehnt und weniger stark konzentriert. Zudem ist die relative Zunahme wesentlich geringer als im oben beschriebenen Fall. Die maximale Dichte beträgt nach  $t = 25 t_0$  nur etwa 5 Prozent mehr als die Ausgangsdichte. Im Vergleich zur Dichteentwicklung nach  $t = 5 t_0$  hat sich die Maximaldichte nicht weiter erhöht, anders als im Fall des  $1/r$ -Profils. Die Dichte des Neutralgases entwickelt sich analog zur Plasmadichte und wird deshalb nicht explizit abgebildet.

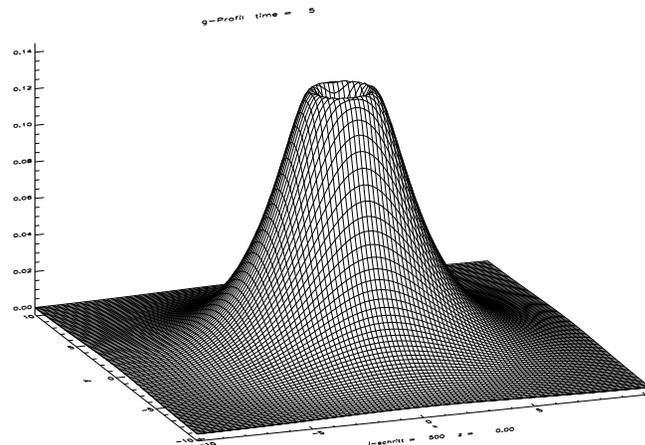
Die Dynamische Entwicklung der Plasmageschwindigkeit kann der Abbildung 4.13 entnommen werden. Die Flächen der Iso-Surfaceplots zur Zeit  $t = 25 t_0$  (a) und  $t = 50 t_0$  (b) entsprechen Geschwindigkeitswerten von jeweils  $2 \text{ km s}^{-1}$ . Im Vergleich zur Entwicklung der Plasmageschwindigkeit bei dem  $1/r$ -Profil der Gravitation, bleiben die Wirbelstrukturen deutlicher erhalten, und die zentrale Strömung ist weniger dominant, wenngleich klar erkennbar.

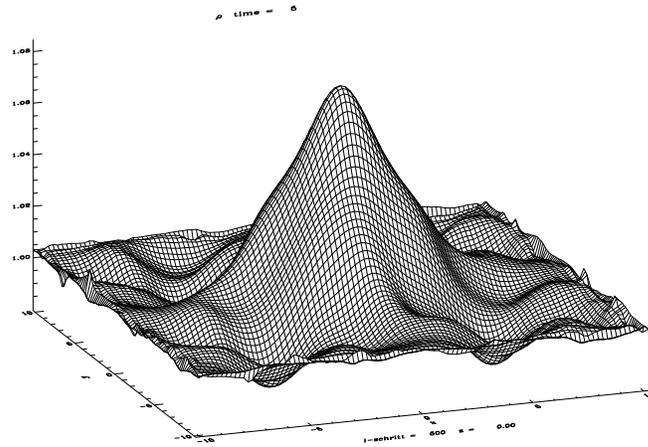
Die entsprechenden Relativgeschwindigkeiten von Plasma und Neutralgas sind in den Abbildungen 4.14 und 4.15 zu sehen. Das Profil der Relativgeschwindigkeit der x- und y-Komponenten ist in einem zweidimensionalen Vektorfeld bei  $z = 0$  nach  $t = 5 t_0$  dargestellt (a). Verglichen mit dem Profil, das sich infolge des  $1/r$ -Gravitationspotentials ergibt (4.7 (a)), ist hier die Relativgeschwindigkeit zwischen Plasma und dem neutralen Gas fast ausschließlich in der Wirbelstruktur ausgeprägt. Die im Plasma und Neutralgas induzierte Wirbelstruktur hat sich auf die Relativgeschwindigkeit übertragen und lässt sich eindeutig in (a) identifizieren. Exemplarisch ist in (b) ein Schnitt der x-Komponenten der Differenz der jeweiligen Geschwindigkeitsfelder bei  $z = 0$  zur Zeit  $t = 25 t_0$  dargestellt. Es hat sich ein relativ glattes Profil gemäß der induzierten Wirbel entwickelt. Die Amplitude der Differenzgeschwindigkeit beträgt ca.  $80 \text{ m s}^{-1}$ . Aufgrund der Wirbel-Symmetrie ergeben sich vergleichbare Profile und Werte für die y- und z-Komponenten der Relativgeschwindigkeit.

Die Entwicklung der Relativgeschwindigkeit in der zweidimensionalen Vektordarstellung nach einer Simulationszeit von  $t = 25 t_0$  ist in Abbildung 4.15 (a) veranschaulicht. Wie zu erkennen ist, ergibt sich eine Tendenz dahingehend, dass die Relativgeschwindigkeit ins Zentrum der einzelnen Wirbel gerichtet ist und sich zudem der Drehsinn gegenüber demjenigen zur Zeit  $t = 5 t_0$  umgekehrt hat. Selbst nach einer Zeit von  $t = 50 t_0$  ist die

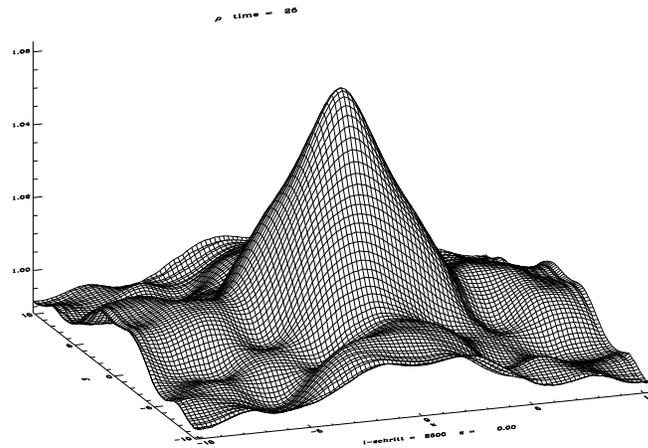


(a) X-Komponente des Gradientenfeldes der Gravitation.

(b) Gravitationspotential im CDM-Szenario dargestellt durch ein  $1/\cosh(r)$ -Profil. Abgebildet ist der Betrag des Gradienten des Profils  $|\nabla 1/\cosh(r)|$ . Die Singularität bei  $r = 0$  wurde durch einen konstanten Wert ersetzt.**Abbildung 4.11:** Gravitationsprofil im CDM-Szenario.

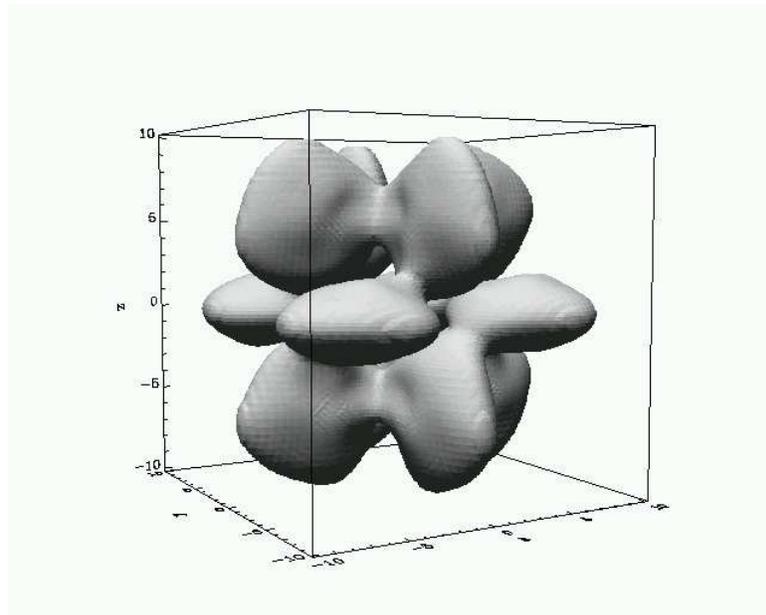


(a) Plasmadichte nach einer Simulationszeit von  $t = 5 t_0$ .

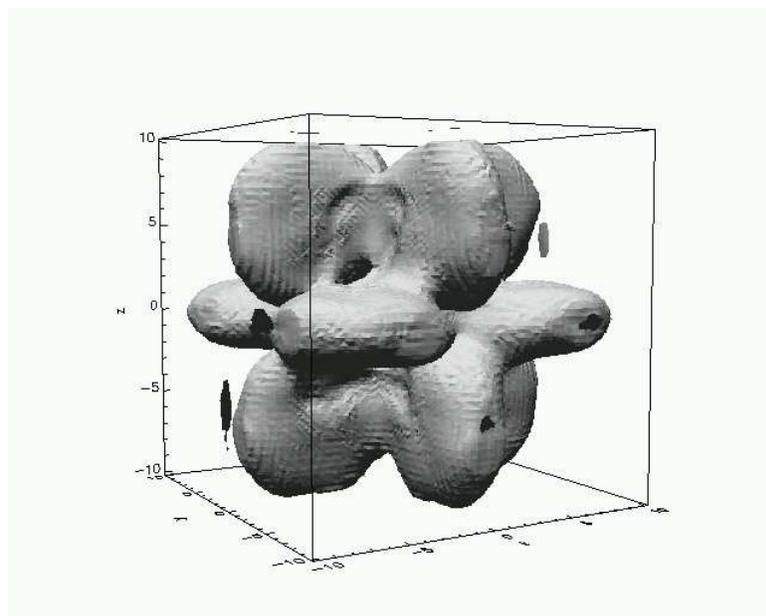


(b) Plasmadichte nach einer Simulationszeit von  $t = 25 t_0$ .

**Abbildung 4.12:** Zeitliche Entwicklung der Plasmadichte im CDM-Szenario.

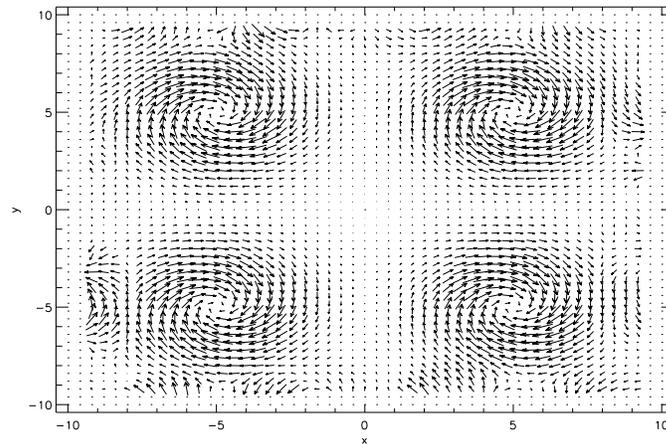


(a) Isosurface-Plot der Plasmageschwindigkeit bei  $t = 25 t_0$ . Die Fläche entspricht einem Wert von 0.05 in normierten Einheiten.

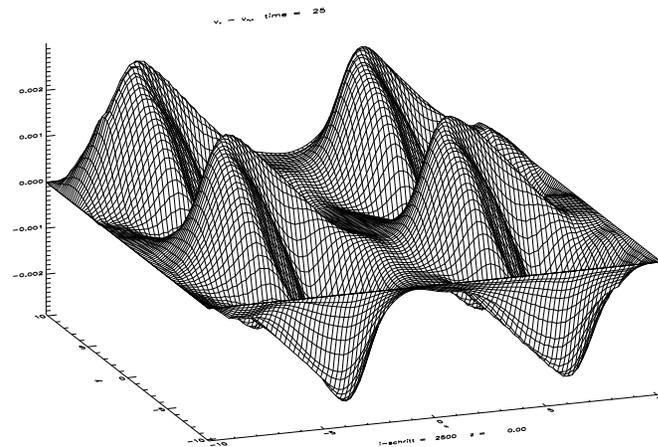


(b) Isosurface-Plot der Plasmageschwindigkeit bei  $t = 50 t_0$ . Die Fläche entspricht einem Wert von 0.05 in normierten Einheiten.

**Abbildung 4.13:** Zeitliche Entwicklung der Plasmageschwindigkeit im Falle des  $1/\cosh(r)$ -Profils der Gravitation.



(a) Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  versus  $v_y - v_{n,y}$  bei  $z = 0$  nach  $t = 5 t_0$ .



(b) Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  bei  $z = 0$  nach  $t = 25 t_0$ .

**Abbildung 4.14:** Zeitliche Entwicklung der Relativgeschwindigkeit der beiden Fluide für das  $1/\cosh(r)$ -Gravitationspotential.

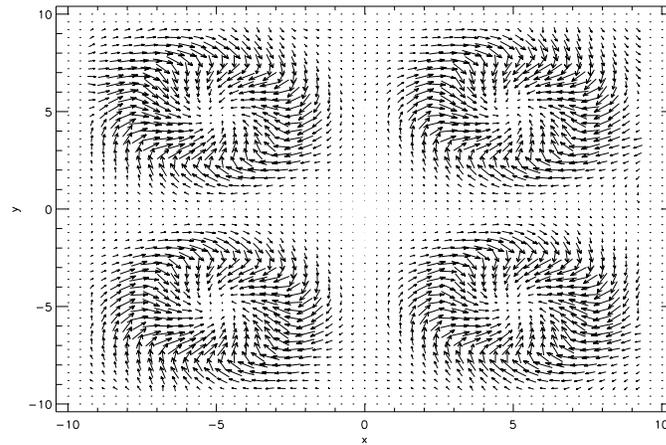
Wirbelstruktur in der Relativgeschwindigkeit zwischen Plasma und Neutralgas offensichtlich (4.15 (b)). Die dargestellte Fläche bei diesem Iso-Surfaceplot entspricht einem Wert von  $16 \text{ m s}^{-1}$ . Aufgrund der geringeren Dominanz des Gravitationspotentials haben sich somit die Plasma- und Neutralgasbewegung beinahe vollständig aneinander angeglichen.

Das durch die Relativgeschwindigkeit von Plasma und Neutralgas erzeugte Magnetfeld ist in Abbildung 4.16 und in Abbildung 4.17 ersichtlich. In 4.16 ist die z-Komponente des Magnetfeldes nach  $t = 5 t_0$  (a) beziehungsweise  $t = 25 t_0$  (b) dargestellt. Durch die wirbelartige Relativbewegung zwischen den beiden Fluiden entsteht nach einer Zeit von einer Million Jahren ein Magnetfeld der Stärke  $\sim 10^{-18} \text{ G}$ , während sich nach fünf Millionen Jahren ein Magnetfeld von  $\sim 5 \cdot 10^{-18} \text{ G}$  entwickelt hat. Auch nach 50 Simulationszeiten erhöht sich die Magnetfeldstärke nicht mehr weiter signifikant, wie es ja auch die sehr niedrige korrespondierende Relativgeschwindigkeit (Abbildung 4.15) erwarten lässt. Abbildung 4.17 ist ein Iso-Surfaceplot, in dem Flächen einer Magnetfeldstärke von  $8 \cdot 10^{-18} \text{ G}$  nach  $t = 50 t_0$  gezeigt sind. Man kann erkennen, dass das Magnetfeld über die Simulationsbox verteilt ist.

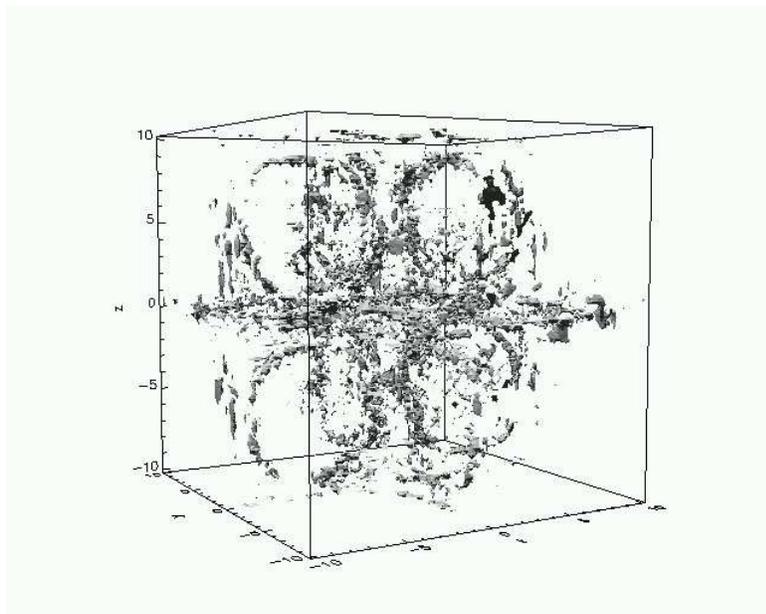
Die Studien für beide Gravitationsprofile zeigen eindeutig, dass signifikante Saatmagnetfelder in protogalaktischen Objekten infolge der Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung erzeugt werden. Im Fall des steileren  $1/r$ -Profils werden etwas stärkere Magnetfelder generiert. In beiden Fällen jedoch sättigt die Erzeugung der Magnetfelder nach einigen  $10^7$  Jahren. Diese Sättigung ist selbst in dem Fall zu erkennen, in dem in der Anfangskonfiguration das Geschwindigkeits-Profil nur im Plasma aufgesetzt wird, das Neutralgas also zunächst ruht. Dadurch werden künstlich zu Beginn sehr hohe Relativgeschwindigkeiten erreicht und damit auch sehr schnell Magnetfelder generiert. Dieser Fall soll im Weiteren zu Vergleichszwecken kurz diskutiert werden.

### 4.3.1.3 Künstliche Trägheit

Bei dieser Studie wurde wieder ein  $1/r$ -Profil und die oben beschriebene Wirbelkonfiguration nur im Plasma verwendet. Abbildung 4.18 zeigt die nach fünf Simulationszeiten resultierende Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  bei  $z = 0$  (a) beziehungsweise die zweidimensionale Vektordarstellung derselben (b). Im Vergleich zu Abbildung 4.7, die die Differenz der Geschwindigkeit zwischen Plasma und Neutralgas ohne künstliche Trägheit widerspiegelt, ist die Relativgeschwindigkeit insbesondere in den Wirbeln deutlich größer. Sie beträgt dort gut  $2 \text{ km s}^{-1}$ . Wie auch in (b) ersichtlich ist, ist die dynamische Entwicklung der Relativgeschwindigkeit zur Zeit  $t = 5 t_0$  noch durch die Wirbel dominiert. Im Verlauf der weiteren Dynamik überwiegt jedoch der Einfluss des Gravitationspotentials (siehe Abbildung 4.19 (a)). Nach 50 Simulationszeiten zeigt die Abbildung 4.19 (b), dass über weite Bereiche die Relativgeschwindigkeit bei Werten von  $240 \text{ m s}^{-1}$  liegt.

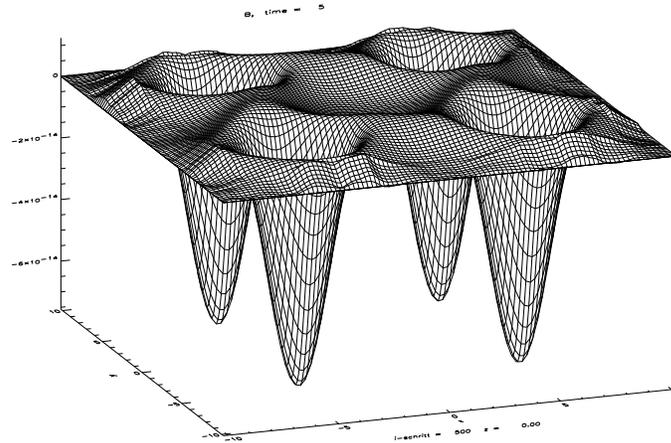


(a) Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  versus  $v_y - v_{n,y}$  bei  $z = 0$  nach  $t = 25 t_0$

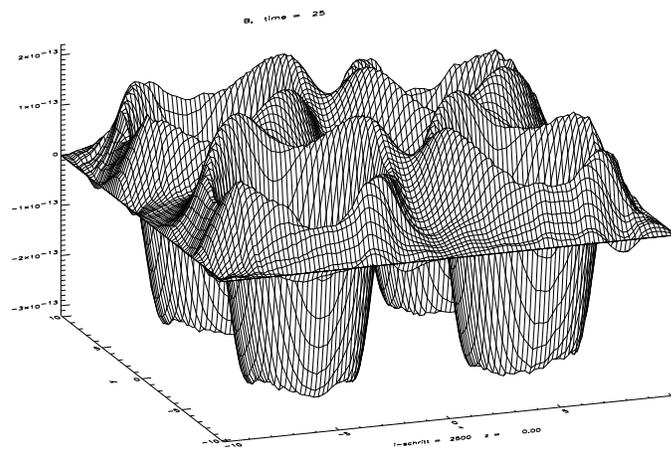


(b) Isosurface-Plot der Relativgeschwindigkeit  $v - v_n$  nach  $t = 50 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $4 \cdot 10^{-4}$  in normierten Einheiten.

**Abbildung 4.15:** Zeitliche Entwicklung der Relativgeschwindigkeit der beiden Fluide für das  $1/\cosh(r)$ -Gravitationspotential.

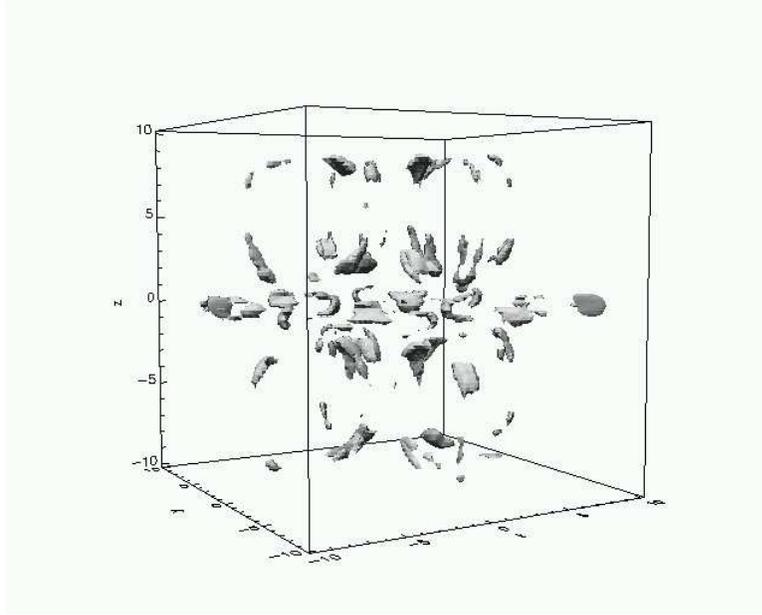


(a) z-Komponente von  $\mathbf{B}$  nach einer Simulationszeit von  $t = 5 t_0$ .



(b) z-Komponente von  $\mathbf{B}$  nach einer Simulationszeit von  $t = 25 t_0$ .

**Abbildung 4.16:** Zeitliche Entwicklung der z-Komponente des magnetischen Feldes im Falle des  $1/\cosh(r)$ -Profils.



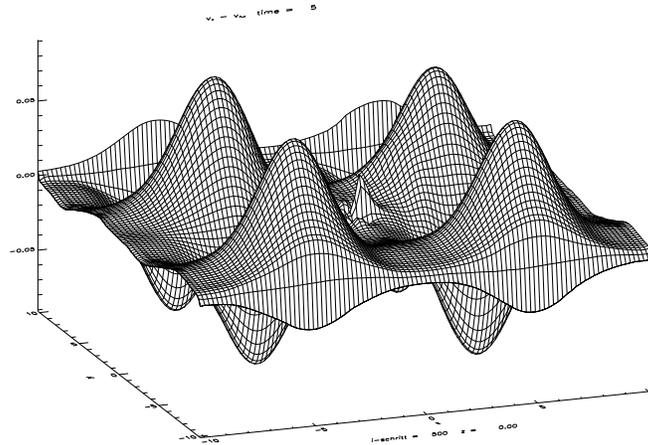
**Abbildung 4.17:** Isosurface-Plot der Magnetfeldstärke nach einer Simulationszeit von  $t = 50 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $4 \cdot 10^{-13}$  in normierten Einheiten.

Dieser Wert ist vergleichbar mit der in Abbildung 4.8 (b) dargestellten Relativgeschwindigkeit aus der Simulation ohne künstliche Trägheit nach gleicher Simulationszeit, auch wenn sich hier die Isoflächen kompakter darstellen. Es tritt eine ähnliche Angleichung der Fluidgeschwindigkeiten in Erscheinung.

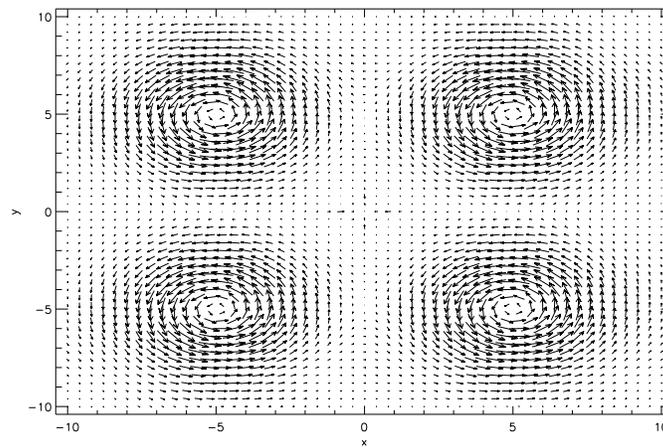
Die künstliche Trägheit führt schnell zur Erzeugung eines signifikanten Magnetfeldes (siehe Abbildung 4.20 (a)). Nach bereits fünf Simulationszeiten ist der Wert der  $z$ -Komponente schon auf über  $10^{-16}$  G angewachsen, nach einer Zeit von  $t = 25 t_0$  ist dieser Wert jedoch unwesentlich höher. Es beginnt sich aber ein Magnetfeld aufgrund der von dem Gravitationspotential verursachten Dynamik im zentralen Bereich auszubilden. Dieser Effekt ist nach 50 Simulationszeiten dominant (Abbildung 4.21 (a)). Nach dieser Zeit zeigt die  $z$ -Komponente des Magnetfeldes Maximalwerte von ca.  $10^{-15}$  G.

Wie die Abbildung 4.21 (b) zeigt, führt die künstliche Trägheit dazu, dass auch in den Bereichen der Wirbel relativ starke Magnetfelder entstehen, und nicht, wie im Fall ohne künstliche Trägheit, besonders ausgeprägt im zentralen Bereich (vgl. Abbildung 4.10 (b)). Die in 4.21 (b) dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $2 \cdot 10^{-16}$  G.

Abgesehen von der Topologie des entstehenden Magnetfeldes zeigen unsere Simulationen, dass die resultierenden Magnetfelder nicht besonders davon abhängen, wie stark die anfängliche Dynamik von Plasma und Neutralgas aneinander gekoppelt ist. Vor diesem

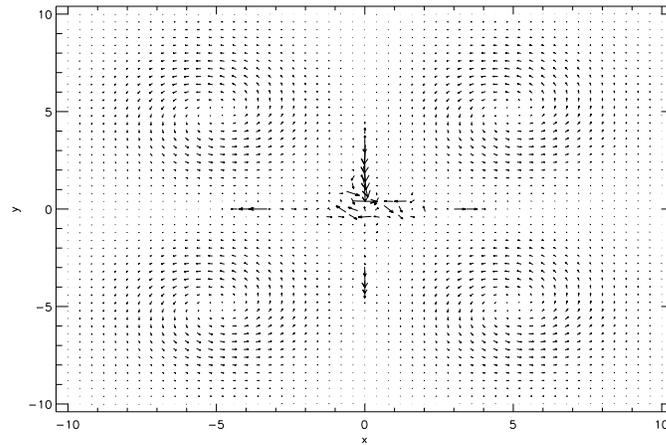


(a) Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  bei  $z = 0$  nach  $t = 5 t_0$

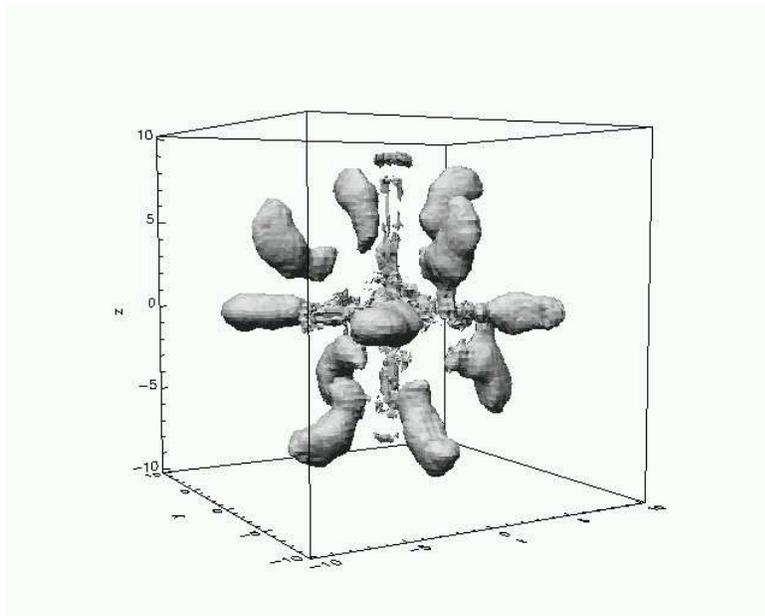


(b) Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  versus  $v_y - v_{n,y}$  bei  $z = 0$  nach  $t = 5 t_0$

**Abbildung 4.18:** Zeitliche Entwicklung der Relativgeschwindigkeit der beiden Fluide für ein  $1/r$ -Gravitationspotential im Fall künstlicher Trägheit.

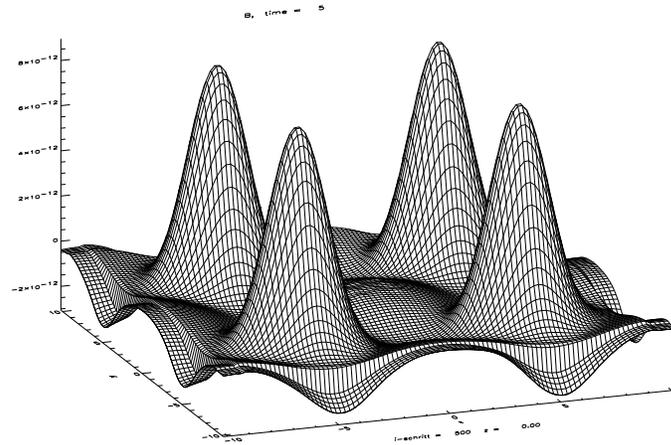


(a) Relativgeschwindigkeit  $v_x - v_{n,x}$  versus  $v_y - v_{n,y}$  bei  $z = 0$  nach  $t = 25 t_0$

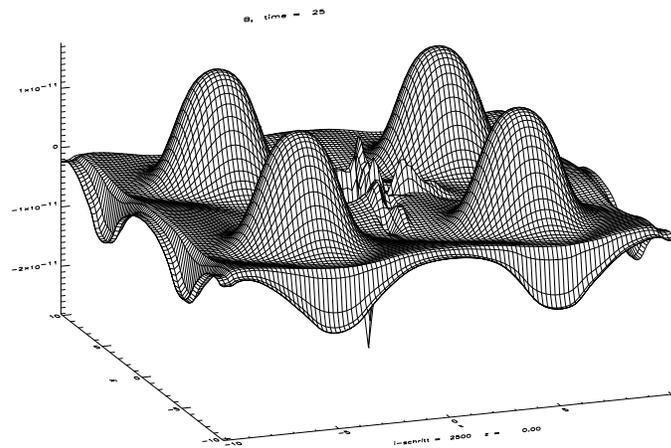


(b) Isosurface-Plot der Relativgeschwindigkeit  $v - v_n$  nach  $t = 50 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $6 \cdot 10^{-3}$  in normierten Einheiten.

**Abbildung 4.19:** Zeitliche Entwicklung der Relativgeschwindigkeit der beiden Fluide für ein  $1/r$ -Gravitationspotential im Fall künstlicher Trägheit.

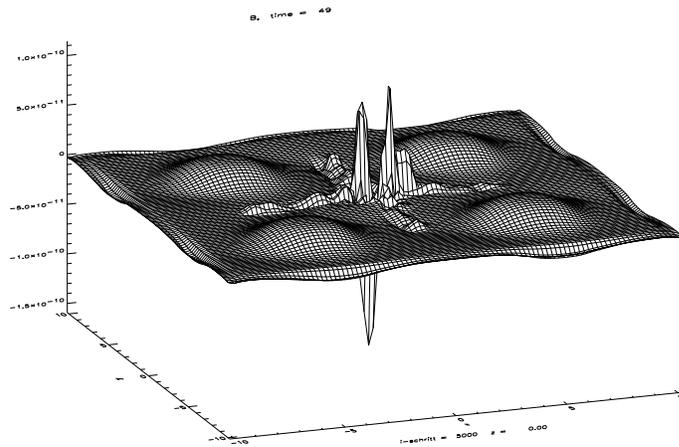


(a) z-Komponente von  $\mathbf{B}$  nach einer Simulationszeit von  $t = 5 t_0$ .

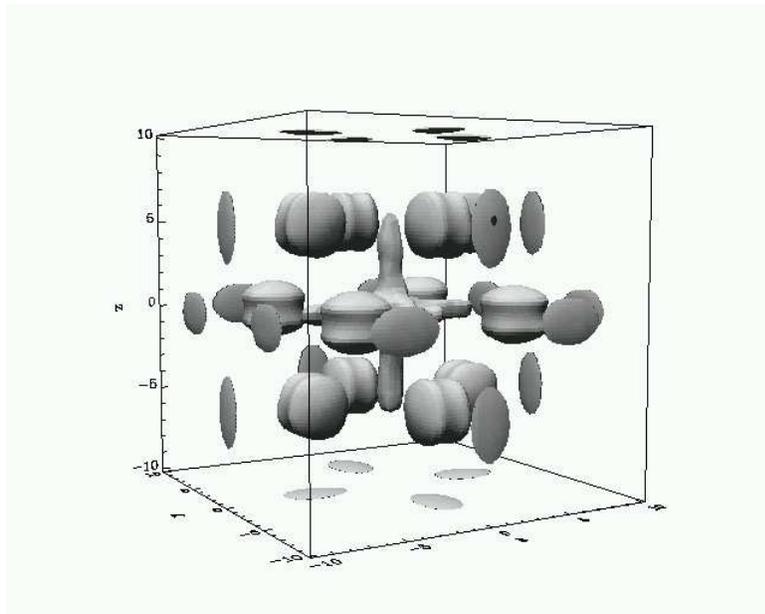


(b) z-Komponente von  $\mathbf{B}$  nach einer Simulationszeit von  $t = 25 t_0$ .

**Abbildung 4.20:** Zeitliche Entwicklung der magnetischen Feldstärke des  $1/r$ -Profils im Fall künstlicher Trägheit.



(a)  $z$ -Komponente von  $\mathbf{B}$  nach einer Simulationszeit von  $t = 50 t_0$ .



(b) Isosurface-Plot der Magnetfeldstärke nach einer Simulationszeit von  $t = 50 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $10^{-11}$  in normierten Einheiten.

**Abbildung 4.21:** Zeitliche Entwicklung der magnetischen Feldstärke des  $1/r$ -Profils im Fall künstlicher Trägheit. Dargestellt ist die  $z$ -Komponente von  $\mathbf{B}$  bei  $z = 0$  (a), sowie eine Iso-Fläche des Magnetfeldes.

Hintergrund ist festzustellen, dass die Ergebnisse der zweidimensionalen Simulationen von Wiechen, Birk, & Lesch [1998] und Birk, Wiechen, & Lesch [2002], bei denen lediglich in einer Fluidkomponente zu Beginn ein Wirbel angelegt wurde, hinsichtlich der Erzeugung signifikanter Magnetfelder durchaus aussagekräftig bleiben. Andererseits resultiert die vollständige Berücksichtigung der dreidimensionalen Plasma-Neutralgas-Dynamik in etwas schwächeren erzeugten Feldstärken der Größenordnung  $10^{-17}$  -  $10^{-16}$  G.

### 4.3.2 Verstärkung in rotierenden Protogalaxien

Wir haben im vorherigen Abschnitt zeigen können, dass durch Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung in rotierenden protogalaktischen Objekten signifikante magnetische Saatfelder von etwa  $10^{-16}$  G erzeugt werden können. Die Beobachtung von mikroGaussfeldern in gedämpften Lyman-alpha-Systemen setzt allerdings voraus, dass galaktische Dynamo-Prozesse größere Ausgangsfelder verstärken. Das bedeutet, dass entweder größere Saatfelder in den Protogalaxien entstehen oder Saatfelder der Größenordnung  $10^{-15}$  auf kurzen Zeitskalen ( $\sim 10^8$  Jahre) verstärkt werden. Ein nahe liegender Mechanismus, der die Saatfelder auf solch kurzen Zeitskalen verstärkt, wird durch die natürliche Rotation der Protogalaxien bereitgestellt. Daher wird im Folgenden die Verstärkung der oben erzielten Saatemagnetfelder durch eine differentielle Rotation untersucht.

Rufen wir uns erneut die magnetische Induktionsgleichung ins Gedächtnis und richten das Hauptaugenmerk auf das Verhältnis

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \sim \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (4.21)$$

so erkennen wir, dass ein differentielles Geschwindigkeitsfeld im Plasma direkt zu einer Verstärkung des Magnetfeldes führen kann. Der resistive Term in der Induktionsgleichung ist hier vernachlässigbar ( $\eta/L \ll u$ ).

Als Ausgangskonfiguration für die nachfolgende Simulationsstudie zur Verstärkung von Saatemagnetfeldern durch differentielle Rotation dient eine der oben beschriebenen ähnliche Endkonfiguration aus der Simulation zur Erzeugung von Saatfeldern in einem  $1/\cosh(r)$ -Gravitationsprofil nach 50 Simulationszeiten, entsprechend  $10^7$  Jahren.

Die differentielle Rotation wird durch  $v_\Phi(r) \sim r$  für  $r \leq r_{\text{Kern}}$  und  $v_\Phi(r) \sim r^{-1/2}$  für  $r > r_{\text{Kern}}$  (Kepler-Rotation) modelliert. Dabei bezeichnet  $r_{\text{Kern}}$  den Übergang von starrer zur Keplerschen Rotation. Dieser Übergang wurde stetig modelliert. Zudem wurde das Geschwindigkeitsfeld in z-Richtung durch ein  $1/\cosh(z)$ -Profil beschränkt, um die Rotation einer protogalaktischen Scheibe realistisch zu beschreiben. Die y-Komponente in Abhängigkeit von der x-Koordinate dieses Rotationsprofils ist in Abbildung 4.22 (a)

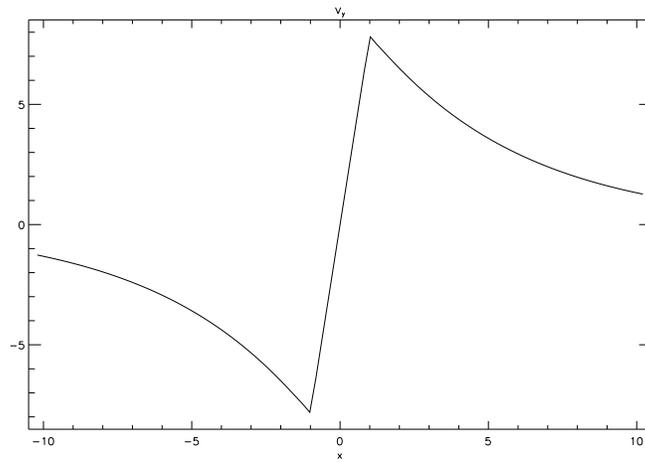
zeigt. Zur weiteren Veranschaulichung stellt Abbildung 4.22 (b) einen zweidimensionalen Vektorplot bei  $z = 0$  dar. Die Amplitude der differentiellen Rotation ist mit über  $300 \text{ km s}^{-1}$  etwas höher gewählt als es die Beobachtungen nahe legen ( $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ ). Dieses ist darin begründet, dass die numerische Stabilität der Simulation nur bis 100 Simulationszeiten garantiert und mit der gewählten Amplitude die Dynamik bis hin zur Sättigung der Magnetfeldverstärkung modelliert werden konnte.

Die Auswirkung der differentielle Rotation auf das Saatmagnetfeld ist in den Abbildungen 4.23 und 4.24 dargestellt. Die Teilabbildung 4.23 (a) zeigt einen zweidimensionalen Vektorplot der x- und y-Komponente des Magnetfeldes nach  $t = 10 t_0$  in der  $z = 0$ -Ebene. Man kann deutlich eine Spiralstruktur des Magnetfeldes erkennen, die an die Struktur des globalen Magnetfeldes von Spiralgalaxien, wie sie vielfach beobachtet wurde, erinnert. Die Spiralstruktur beinhaltet auch mehrere Richtungswechsel und lokale Konzentrationen des magnetischen Feldes. Aus dem Iso-Surfaceplot 4.23 (b), der eine Fläche des Wertes  $1.2 \cdot 10^{-16} \text{ G}$  nach  $t = 10 t_0$  zeigt, kann man erkennen, dass das Magnetfeld in einer Scheibe um die z-Ebene bei  $z = 0$  konzentriert wird, wobei noch vergleichbare Magnetfeldstärken außerhalb der Scheibe erkennbar sind.

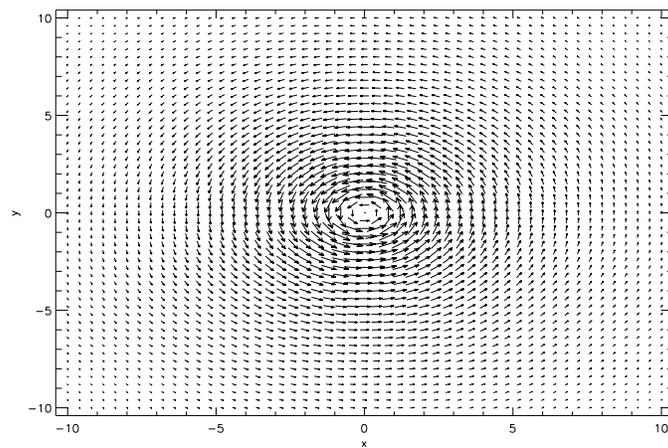
Nach einer Simulationszeit von  $t = 50 t_0$  hat sich das Magnetfeld in der Scheibe bereits um knapp eine Größenordnung verstärkt (Abbildung 4.24 (a)). Außerhalb der Scheibe tritt eine vergleichbare Magnetfeldstärke nur noch vereinzelt auf. Schließlich ist das Magnetfeld nach 100 Simulationszeiten auf knapp  $10^{-14} \text{ G}$  verstärkt worden (Abbildung 4.24 (b)). Zudem sind die Gebiete der höchsten Feldstärke vollständig in der Scheibe konzentriert.

Die Entwicklung des Saatmagnetfeldes aufgrund der protogalaktischen Rotation wird mit Hilfe von Feldlinien-Plots weiter veranschaulicht (Abbildungen 4.25 und 4.26). Die Feldlinien wurden dabei gemäß der magnetischen Energiedichte ausgewählt, das heißt die Feldlinien veranschaulichen Gebiete erhöhter Magnetfeldkonzentration. Die unterschiedlichen Farben dienen der besseren Unterscheidbarkeit der einzelnen Feldlinien und geben keine Aussage über Feldstärke. Die Teilabbildung 4.25 (a) spiegelt die Saatfelder wider, die als Ausgangskonfiguration in die numerische Routine bei dieser Studie eingelesen wurden. In dieser, wie auch in den anderen Teilabbildungen, ist eine Projektion der Feldlinien auf die x-y-Ebene gezeigt. In dieser Projektion lässt sich die Wirbelstruktur aus der Saatfeldsimulation ausmachen.

Abbildung 4.25 (b) zeigt die zeitliche Entwicklung der Feldlinien infolge der protogalaktischen Rotation nach einer Simulationszeit von  $t = 10 t_0$ . Man kann bereits gut erkennen, dass Magnetfeldlinien in die Scheibe „hineingezogen“ werden. Das Magnetfeld wird geordneter und durch die Rotation „aufgewickelt“. Dieser Effekt wird besonders in der Projektionsebene deutlich. Dieser Prozess entwickelt sich im Laufe der Zeit stärker, wie aus Abbildung 4.26 (a) ersichtlich ist. Diese Abbildung zeigt die Magnetfeldkonfiguration nach 20 Simulationszeiten. Das Magnetfeld ist stark in der Scheibe konzentriert, in

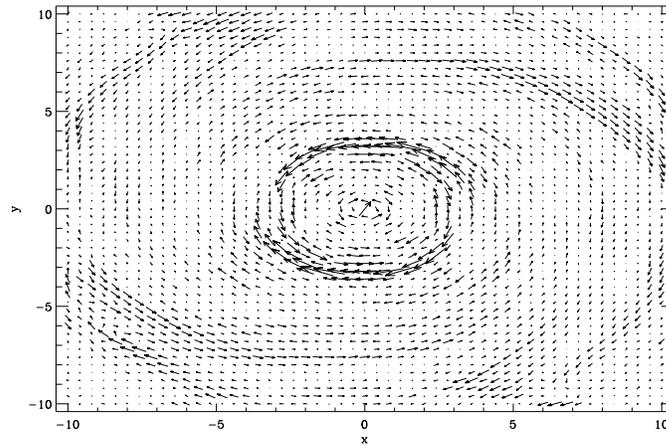


(a)  $y$ -Komponente des Profils der Geschwindigkeit bei  $z = 0$ .

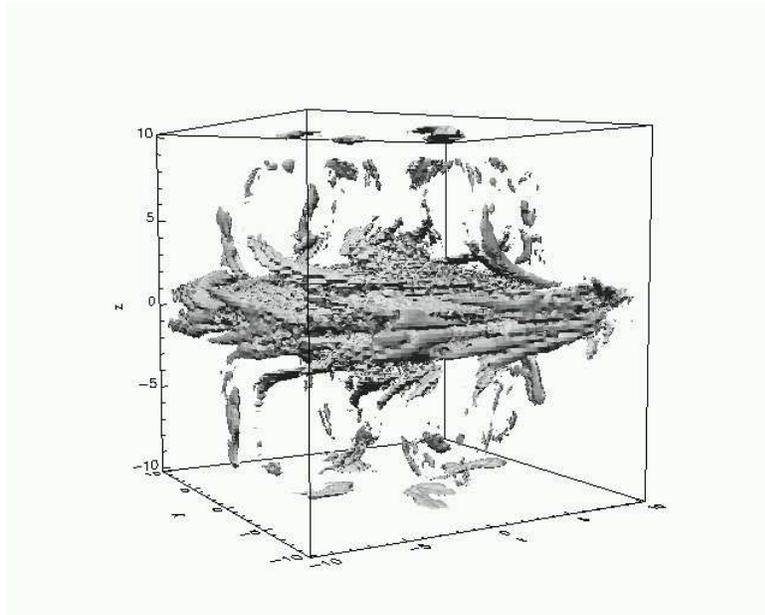


(b) Geschwindigkeitsfeld  $v_x$  versus  $v_y$  in der  $z$ -Ebene bei  $z = 0$ .

**Abbildung 4.22:** Geschwindigkeitsprofil der differentiellen Rotation.

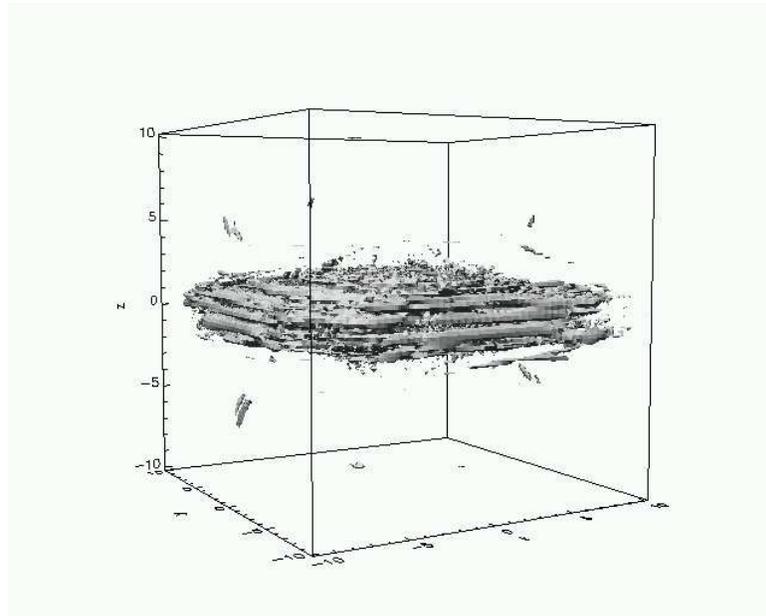


(a) Magnetfeldkomponente  $B_x$  versus  $B_y$  in der  $z$ -Ebene bei  $z = 0$  nach einer Simulationszeit von  $t = 10 t_0$ .

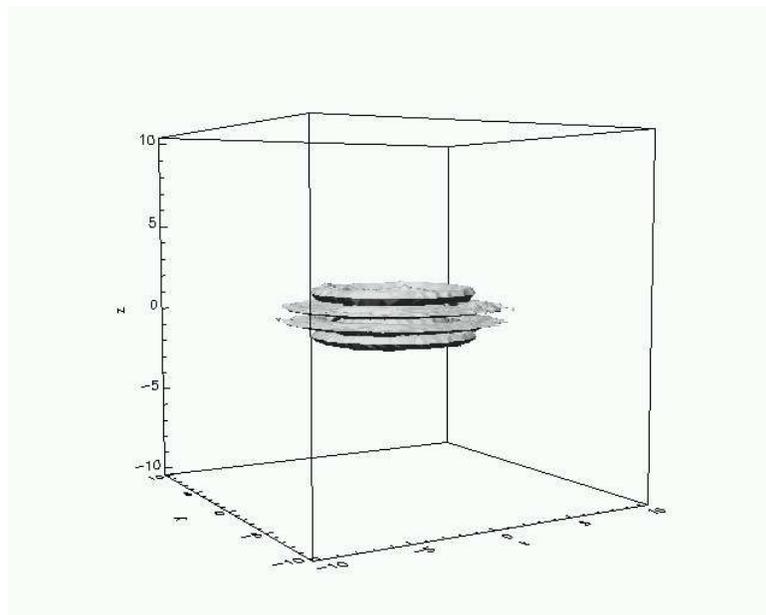


(b) Isosurface-Plot der Magnetfeldstärke nach einer Simulationszeit von  $t = 10 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $6 \cdot 10^{-12}$  in normierten Einheiten.

**Abbildung 4.23:** Zeitliche Entwicklung der magnetischen Feldstärke für differentielle Rotation.

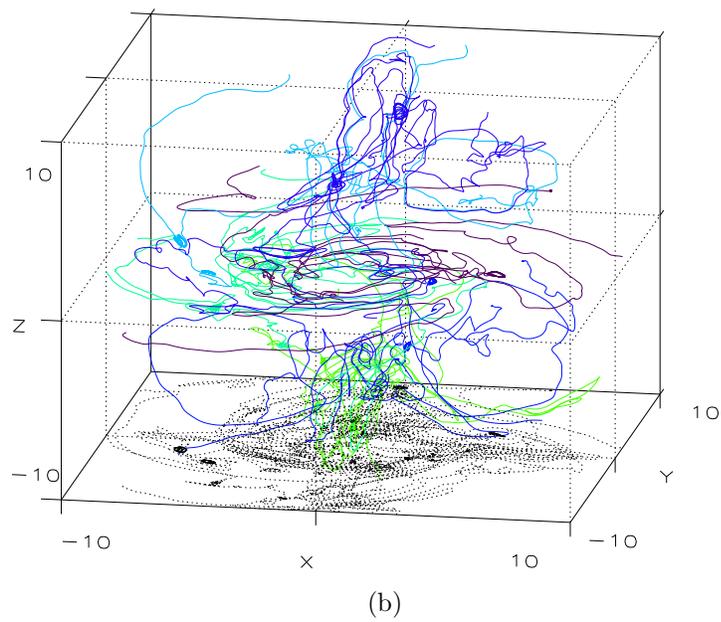
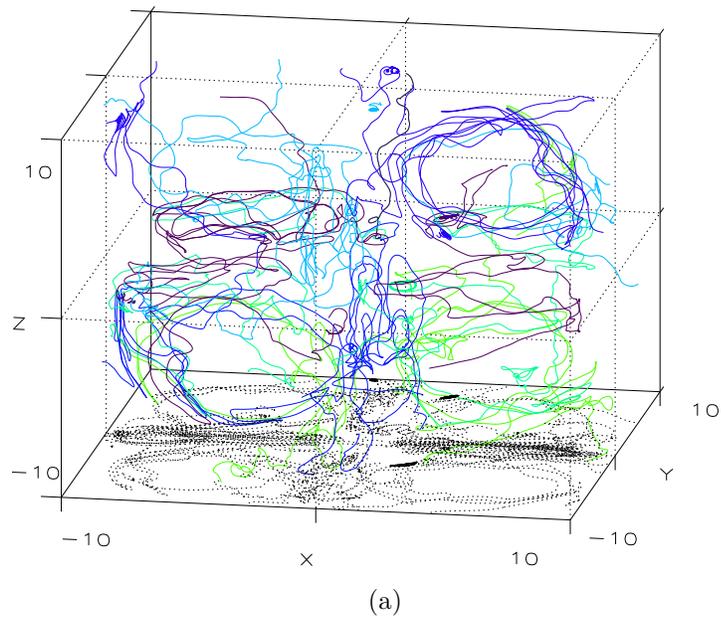


(a) Isosurface-Plot der Magnetfeldstärke nach einer Simulationszeit von  $t = 50 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $5 \cdot 10^{-11}$  in normierten Einheiten.



(b) Isosurface-Plot der Magnetfeldstärke nach einer Simulationszeit von  $t = 100 t_0$ . Die dargestellte Fläche entspricht einem Wert von  $4 \cdot 10^{-10}$  in normierten Einheiten.

**Abbildung 4.24:** Zeitliche Entwicklung der magnetischen Feldstärke für differentielle Rotation.

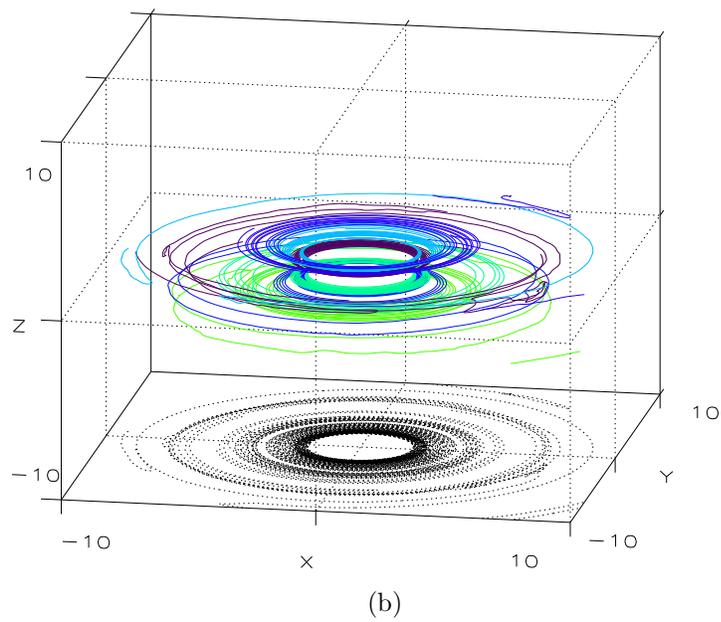
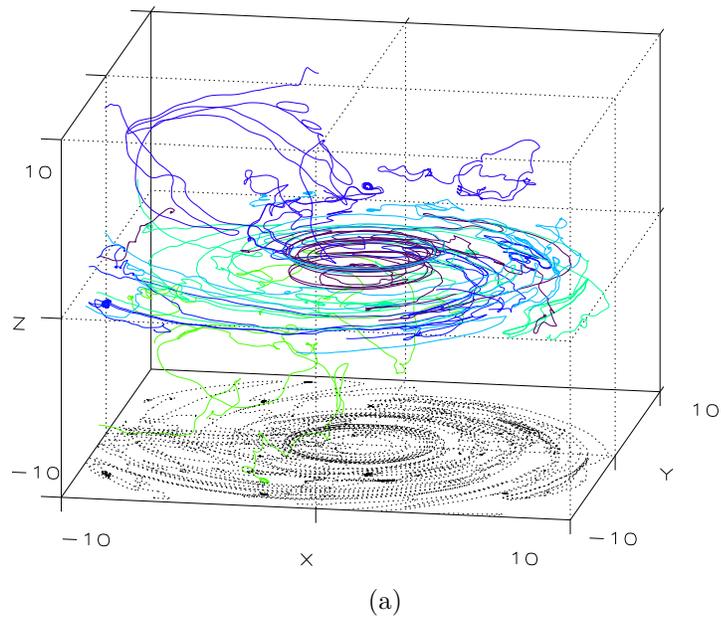


**Abbildung 4.25:** Darstellung der zeitlichen Entwicklung der magnetischen Feldlinien: zu Beginn der Simulation (a) und nach  $t = 10 t_0$  (b).

den Außenbereichen sind nur noch vereinzelt Feldlinien zu erkennen. Nach 100 Simulationszeiten ist das Feld quasi restlos in der Scheibe konzentriert (siehe Abbildung 4.26 (b)), das heißt die Magnetfeldlinien werden vollständig mit dem Geschwindigkeitsfeld mitgeführt. Der Prozess der Magnetfeldverstärkung ist somit gesättigt.

In diesem Kapitel haben wir gezeigt, dass durch elementare astrophysikalische Plasmaprozesse signifikante magnetische Saatfelder in protogalaktischen Objekten erzeugt werden und durch die Rotation der Protogalaxie verstärkt werden können. Für realistische Annahmen und Parameter wurden Magnetfeldstärken von bis zu  $10^{-14}$  G in relativ kurzer Zeit ( $\sim 10^7$  Jahre) generiert. Die durch die numerischen Simulationen erhaltenen Saatmagnetfelder weisen Wirbelstrukturen und Konzentrationen in dem zentralen Bereich externer Gravitationspotentiale auf. Die protogalaktische Rotation führt zu einer Lokalisierung und Verstärkung der Saatfelder in der protogalaktischen Scheibe auf ähnlich kurzen Zeitskalen. Ein Rückgriff auf physikalisch exotische Prozesse zur Erklärung der Entstehung protogalaktischer Magnetfelder scheint angesichts der vorliegenden Ergebnisse nicht notwendig.

Es ist zu erwarten, dass galaktische Dynamo-Prozesse zu einer Verstärkung der hier untersuchten Magnetfelder führen. Solche Dynamo-Mechanismen sind jedoch nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Kleinskalige plasmaphysikalische Prozesse wie turbulente Verstärkung von Magnetfeldern, turbulente magnetische Rekonnexion, Plasmainstabilitäten und lokale Schocks oder Ähnliches können ebenso eine weitere Verstärkung von Magnetfeldern bewirken. Im Rahmen der globalen Simulationsstudien dieser Arbeit sind derartige Prozesse jedoch nicht numerisch zu realisieren.



**Abbildung 4.26:** Darstellung der zeitlichen Entwicklung der magnetischen Feldlinien: nach  $t = 20 t_0$  (a) und nach  $t = 100 t_0$  (b).



# Kapitel 5

## Diskussion

In der vorliegenden Arbeit wurde zum einen die Dissipation kleinskaliger turbulenter Magnetfelder, insbesondere die damit verbundene Heizung des interstellaren Mediums untersucht. Zum anderen wurde die Entstehung von großskaligen Magnetfeldern in protogalaktischen Wolken modelliert. Die Untersuchungen basierten auf dreidimensionalen numerischen Plasma-Neutralgas-Simulationen, die auf Basis der Multifluidtheorie die Dynamik relevanter makroskopischer Größen wie Massendichte, Impulsdichte und Magnetfelder bestimmen.

Im ersten Teil konnte gezeigt werden, dass kleinskalige turbulente Magnetfelder eine bedeutende Heizquelle für das interstellare Medium darstellen. Die Ergebnisse der numerischen Simulationen zeigen, dass magnetische Rekonnexion in dem magnetisierten turbulenten ISM zu Heizraten führt, die zu einer effektiven Ionisation des diffus ionisierten Gases beitragen können. Die berechneten Heizraten sind hinreichend groß, um der sehr effektiven Linien-Kühlung entgegenzuwirken. Insbesondere sind die Werte der Heizraten konsistent mit dem Standardmodell, das die Variation der Verhältnisse der Linienstärke verschiedener Elemente mit der galaktischen Skalenhöhe erfolgreich beschreibt [Reynolds, Haffner, & Tufté, 1999]. Unsere Ergebnisse deuten an, dass das vorgestellte Modell vielleicht sogar in der Lage ist, für sich alleine genug Energie zu dissipieren, um das diffus ionisierte Gas hoch über der galaktischen Scheibe zu ionisieren, wo Photoionisation durch OB-Sterne eher unwahrscheinlich ist. In Abhängigkeit von den lokalen Plasmametern und der Ursache anomaler Resistivität, wie zum Beispiel Mikroinstabilitäten, kann magnetische Rekonnexion prinzipiell dazu führen, dass die Rekonnexionszonen umgebende Gas auf eine Temperatur geheizt wird, bei der das ISM thermische Röntgenstrahlung emittiert.

Die vorliegenden Untersuchungen betrafen den elementaren Heizprozess des interstellaren Mediums auf der räumlichen Skala der kleinen Turbulenzzellen. In weiteren Studien wäre es wünschenswert, diesen Elementarprozess im Rahmen der globalen Dynamik des

ISM zu untersuchen. Dieses setzt jedoch voraus, dass globale Simulationen technisch möglich werden, welche den Elementarprozess räumlich auflösen können. Dafür kämen adaptive Gitterverfahren oder massiv parallelisierte Simulationsalgorithmen in Frage.

Während im ersten Teil gezeigt wurde, wie kleinskalige Magnetfelder zur Lösung des Ionisationsproblems beitragen könnten, sind wir im zweiten Teil der Frage nachgegangen, wie galaktische Magnetfelder überhaupt entstehen können. Es wird allgemein angenommen, dass die beobachteten Magnetfelder in Spiralgalaxien durch Dynamo-Prozesse hervorgerufen werden. Der Dynamo-Prozess setzt aber ein Saatfeld voraus, das er verstärkt und aufrecht erhält. In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass derartige primordiale Saatfelder durch einen natürlichen astrophysikalischen Plasma-Prozess entstehen können. In dreidimensionalen numerischen Simulationen konnten wir nachweisen, dass durch die Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung, die in den Scherströmungen rotierender protogalaktischer Wolken auftritt, signifikante Saatmagnetfelder von  $10^{-16}$  Gauss entstehen können. Es wurde die Dynamik von mehreren rotierenden protogalaktischen Wolken, die sich in einem externen Gravitationspotential befinden, modelliert. Die Gravitationspotentiale spiegelten dabei zum einen die gravitative Wirkung eines supermassiven zentralen Objekts und zum anderen ein *Cold Dark Matter*-Szenario wider. In beiden Fällen entstanden auf einer Zeitskala von  $10^7$  Jahren in etwa gleich starke Magnetfelder, wobei im Beispiel des massiven zentralen Objekts die Felder sich besonders stark im zentralen Bereich ausgebildet haben. In einer weiterführenden Studie konnten diese so erzeugten Saatmagnetfelder infolge der differentiellen Rotation der Protogalaxie auf  $10^{-14}$  Gauss verstärkt werden. Dabei zeigte sich, dass das Magnetfeld durch die Rotationsbewegung in einen gesättigten wohl geordneten Zustand in der protogalaktischen Scheibe übergeführt wurde.

Weitere plasmaphysikalische Prozesse, die auf relativ kleinen räumlichen Skalen agieren, könnten zu einer weiteren Verstärkung der Magnetfelder führen. Auf Grund des limitierten räumlichen und zeitlichen Auflösungsvermögens können diese Prozesse aber derzeit nicht numerisch realisiert werden. In weiteren Untersuchungen könnten auch sehr kleine Saatfelder, die in einer frühen Phase des Universums durch anderweitige Prozesse möglicherweise erzeugt worden sind, im Rahmen des hier dargelegten Modells berücksichtigt werden.

# Literaturverzeichnis

- Akhiezer, A. I., Akhiezer, I. A., Polovin, R. V., Sitenko, A. G., & Stepanov, K. N., 1975, *Plasma Electrodynamics, Volume 1: Linear Theory*, Pergamon Press
- Artsimowitsch, L. A. & Sagdejew, R. S. (1983), *Plasmaphysik für Physiker*, Teubner, Stuttgart
- Becker, R., 1996, in Lesch, H., Dettmar, R.-J., Mebold, U., Schlickeiser, R. eds., *The Physics of Galactic Halos*, Akademie Verlag, Berlin, p. 135
- Beck, R., Shoutenkov, V., Ehle, M., Harnett, J. I., Haynes, R. F., Shukurov, A., Sokoloff, D. D., & Thierbach, M. 2002, *A&A* 391, 83
- Beck, R. 2004, in *The Magnetized Plasma in Galaxy Evolution*, ed. by K. Chyzy, K. Otmianowska-Mazur, M. Soida, and R.-J. Dettmar, Jagiellonian University, Krakow 2005, p. 193
- Biermann, L. 1950, *Z. Naturf. A.*, 5, 65
- Birk, G. T., 1993, *Numerische Untersuchungen zu Entstehung und Eigenschaften diskreter Polarlichtbögen*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum
- Birk, G. T. & Otto, A., 1996, *J. Comput. Phys.*, 125, 513
- Birk, G. T., Lesch, H., & Neukirch, T., 1998, *MNRAS*, 296, 165
- Birk, G. T., Wiechen, H., Lesch, H., & Kronberg, P. P., 2000, *A&A*, 353, 108
- Birk, G. T., Wiechen H., & Lesch H., 2002, *A&A*, 393, 685
- Birk, G. T., Lesch, H., & Konz, C., 2004, *A&A*, 420, 15
- Biskamp, D., 1993, *Nonlinear Magnetohydrodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 127ff
- Blanchard, A., Valls-Gabaud, D., & Mamon, G. A., 1992, *A&A*, 264, 365
- Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B., 1999, *ApJ*, 527, 5
- Carter, T. A., Ji, H., Trintchouk, F., Yamada, M., & Kulsrud, R. M., 2001, *Phys. Rev. Letters*, 88, 5001
- Champeaux, S., Gazol, A., Passot, T., & Sulem, P.-L., 1997, *ApJ* 486, 477

- Collins, J. A. & Rand, R. J., 2001, *ApJ*, 551, 57
- Daly, R. A. & Loeb, A., 1990, *ApJ*, 364, 451
- Dalgarno, A. & McCray, R. A., 1972, *ARA&A*, 10, 375D
- Daughton, W., 2003, *Phys. Plasmas*, 10, 3103
- Daughton, W., Lapenta, G., & Ricci, P., 2004, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 105004
- Davidson, R. C., Gladd, N. T., Wu, C. S., & Huba, J. D., 1977, *Phys. Fluids*, 20, 301
- Davies, G. & Widrow, L. M., 2000, *ApJ*, 540, 755
- Dettmar, R.-J., 1992, *Fundam. Cosm. Phys.*, 15, 143
- Dettmar, R.-J., 1993, *RvMA*, 6, 33
- Dettmar, R.-J., 1998, *LNP*, 506, 527
- Domgörgen, H. & Mathis, J. M., 1994, *ApJ*, 428, 647
- Ensslin, T., Vogt, C., & Pfrommer, C., 2004, in *The Magnetized Plasma in Galaxy Evolution*, ed. by K. Chyzy, K. Otmianowska-Mazur, M. Soida, and R.-J. Dettmar, Jagiellonian University, Krakow 2005, p. 231
- Giovannini, M., 2004, *Int. J. Mod. Phys. D*, 13, 391
- Gnedin, N. Y., Ferrara, A., & Zweibel, E. G., 2000, *ApJ*, 539, 505
- Goldston, R. J. & Rutherford, P. H., 1998, *Plasmaphysik, Eine Einführung*. Vieweg, Kapitel 10.3
- Haehnelt, M. G., Steinmetz, M., & Rauch, M., 1997, *ApJ*, 495, 647
- Haffner, L. M., Reynolds, R. J., & Tufte, S. L., 1999, *ApJ*, 523, 223
- Harrison, E. R., 1970, *MNRAS*, 147, 279
- Hidgon, J. C., 1984, *ApJ*, 285, 109
- Hidgon, J. C., 1986, *ApJ*, 309, 342
- Hoffmann, T., Lieb, S., Pauldarch, A. W. A., Lesch, H., Birk, T. G., 2007, in *Bearbeitung*
- Howk, J. C., Wolfe, A. M., & Prochaska, J. X., 2005 *ApJ*, 622, 81
- Hoyle, F., 1969, *Nature*, 223, 936
- Huba, J. D., 1985, *IAUS*, 107, 315
- Huba, J. D., 1998, *NRL Plasma Formulary*, Naval Research Laboratory, Washington DC
- Huba, J. D. & Fedder, J. A., 1993, *Phys. Fluids B5*, 3799

- Hübner, K., 1982, *Einführung in die Plasmaphysik*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt
- Ichimaru, S., 1973, *Basic Principles of Plasma Physics: A Statistical Approach*, *Frontiers in Physics*, W. A. Benjamin, Inc., Reading, Massachusetts
- Ikeuchi, S., 1988, *Fundam. Cosmic Phys.*, 12, 255
- Kauffmann, G. A. M., 1996, *MNRAS*, 281, 475
- Khersonsky, V. K. & Turnshek, D. A., 1996, *ApJ*, 471, 657
- Kim, K. T., Kronberg, P. P., Giovannini G., & Venturi, T., 1989, *Nature*, 341, 720
- Kim, E., Olinto, A., & Rosner, R., 1996, *ApJ*, 468, 28
- Kippenhahn, R. & Möllenhoff, C., 1975, *Elementare Plasmaphysik*, B.I.-Wissenschaftsverlag, Zürich
- Konz, C., Wiechen, H., & Lesch, H., 2000, *Phys. Plasmas* 7, 5159-5170
- Kronberg, P. P., Perry, J. J., Zukowski, E. L. H., & Edwin, L. H., 1992, *ApJ*, 387, 528
- Kronberg, P. P., Lesch, H., & Hopp, U., 1999, *ApJ*, 511, 56
- Kulsrud, R. M., Cen, R., Ostriker, J. P., & Ryu, D., 1997, *ApJ*, 480, 481
- Lavery, R. J., Seitzer, P., & Suntzeff, N. B., et al., 1996, *ApJ*, 467, 1
- Lazarian, A., 1992, *A&A*, 264, 326
- Lesch, H., Appl, S., & Camenzind, M., 1989, *A&A*, 225, 341
- Lesch, H., Crusius, A., Schlickeiser, R., & Wielebinski, R., 1989, *A&A*, 217, 99
- Lesch, H. & Chiba, M., 1995, *A&A*, 297, 305
- Lesch, H. & Birk, T. G., 1998, *Phys. Plasmas*, 5, 2773
- McCammon, D., Burrows, D. N., Sanders, W. T., & Kraushaar, W. L., 1983, *ApJ* 269, 107
- McKee C. F. & Ostriker J. P., 1977, *ApJ*, 218, 148
- Minter, A. H. & Spangler, S. R., 1996, *ApJ*, 485, 194
- Minter, A. H. & Spangler, S. R., 1997, *ApJ*, 485, 182
- Mishustin, I. N. & Ruzmaikin, A. A., 1972, *Sov. Phys. JETP*, 34, 233
- Norman C. A. & Ikeuchi S., 1989, *ApJ*, 345, 372
- Orszag, S. A. & Tang, C.-M. 1979, *J. Fluid Mech.*, 90, 129
- Parker, E. N., 1957, *J. Geophys. Res.*, 62, 509

- Parker, E. N., 1994, Spontaneous Current Sheets in Magnetic Fields. Oxford University Press, Oxford, ch. 10, 11, 12
- Petschek, H. E., 1964, in Hess, W. N., ed., AAS/NASA Symp. on the Physics of Solar Flares. NASA, Washington DC
- Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A., & Vetterling W. T. (1988), *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge
- Priest, E. R. & Forbes, T. G., 2000, Magnetic Reconnection MHD Theory & Applications, Cambridge University Press
- Prochaska, J. X. & Wolfe, A. M., 1997, ApJ, 487, 73
- Quashnock, J. M., Loeb, A., & Spergel, D. N., 1989, ApJ, 344, L49
- Raichhoudhuri, A., 1998, *The Physics of Fluids and Plasmas*, Cambridge University Press
- Rand, R. J., 1995, ApJ, 462, 712
- Rand, R. J., 1998, ApJ, 501, 137
- Rao, S. M., 2005, to appear in Probing Galaxies through Quasar Absorption Lines, Proceedings IAU Colloquium 199, 2005, ed. Williams, Shu, & Menard, preprint (astro-ph 0505479)
- Ratra, B., 1992, ApJ, 391, 1
- Rossa, J. & Dettmar, R.-J., 2000, A&A, 359, 433
- Rossa, J. & Dettmar, R.-J., 2003, A&A, 406, 493
- Reynolds, R. J., 1990, in Bowyer, S., Leinert, C., eds., Proc. IAU Symp. 139, Galactic & Extragalactic Background Radiation. Kluwer, Dodrecht, p. 157
- Reynolds, R. J., 1997, in *The Physics of Galactic Halos*, proc. of the 156th WE-Heraeus Seminar Bad Honnef, Germany, eds. H. Lesch et al., Akademie Verlag, Berlin, pp. 57
- Reynolds, R. J., Haffner, L. M., & Tufte, S. L. 1999, ApJ, 525, 21
- Scholer, M., Sidorenko, I., Jaroscheck, C., Treumann, R., & Zeiler, A., 2003, Phys. Plasmas 10, 3521
- Sergeev, V., Mitchell, D. G., Russel, C. T., & Williams, D. J., 1993, J. Geophys.Res., 98, 17, 345
- Shapiro, P. R. & Field, G. B., 1976, ApJ, 205, 762
- Sokolowski, J. & Bland-Hawthorn, J., 1991, PASP, 103, 911
- Spitzer, L. (1962), *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, New York
- Sonnerup, B. V. Ö., 1970, Magnetic Field Line Reconnection in a Highly Conducting Incompressible Fluid, Journal of Plasma Physics 4, 161
- Sweet, P. A., 1958, *Electromagnetic Phenomena in Cosmic Physics*, ed. Lehnert, B., IAU Symp. 6, 123

- Tajima, T., Shibata, K., 1997, *Plasma Astrophysics, Frontiers in Physics* 98, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts
- Tegmark, M., Silk, J., Rees, M. J., Blanchard, A., Abel, T., & Palla, F., 1997 *ApJ*, 474, 1
- Turner, M. S. & Widrow, L. M., 1988, *Phys. Rev. D*, 37, 2743
- Vachaspati, V., 1991, *Phys. Lett. B*, 265, 258
- van Dishoeck, E. F. & Black J. N., 1986, *ApJS*, 62, 109
- Wasserman, I., 1978, *ApJ*, 224, 337
- Widrow, L. M., 2002, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 775
- Wiechen, H., Birk, G. T., & Lesch, H., 1998, *A&A*, 334, 388
- Wiechen, H., Birk, G. T., & Lesch, H., 1999, *Ap&SS*, 264, 347
- Wolfe, A. M., Turnshek, D. A., Smith, H. E., & Cohen, R. D., 1986, *ApJS*, 61, 249
- Wolfe, A. M., Lanzetta, K. M., & Oren, A. L., 1992, *ApJ*, 388, 17
- Wolfe, A. M., Lanzetta, K. M., Foltz, C. B., & Chaffee, F. H., 1995, *ApJ*, 454, 698



# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Harald Lesch für die großartige Betreuung während der Zeit an der Universitäts-Sternwarte München und seine unendliche Geduld in der darauf folgenden Zeit. Seine enorme Hilfsbereitschaft hat bis zuletzt nicht nachgelassen und er verstand es, mich immer wieder zu motivieren und für die Wissenschaft zu begeistern.

Für unschätzbare Hilfe möchte ich mich bei Dr. Guido Birk bedanken. Er hat mich während seiner Zeit am Institut außerordentlich gut betreut und mich vor allem in der Endphase der Doktorarbeit mit Rat und Tat unterstützt.

Besonderer Dank gebührt dem Institut für Plasmaphysik in Garching für die großzügige finanzielle Unterstützung, insbesondere Prof. Dr. Hartmut Zohm.

Von meinen Kollegen am astrophysikalischen Institut möchte ich mich besonders bedanken bei Christoph Nodes, der mich als „Leidensgenosse“ auch auf den Durststrecken zu motivieren verstand, bei Dr. Claus Jaroschek, der mir bei den numerischen Simulationen eine große Hilfe war, und bei Matthias Gritschneider für die konstruktiven Diskussionen.

Weiterhin gilt mein Dank der Firma 3points Software, die mir nach meiner Zeit an der Universitäts-Sternwarte die Fortsetzung meiner Arbeit als Doktorand ermöglichte.

Bei meiner Lebensgefährtin Sandra Osterc möchte ich mich für ihre unermüdliche Korrekturarbeit bedanken und auch bei meinen Söhnen Valentin und Lukas, die auf ihre Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.



# Tabellarischer Lebenslauf

## Angaben zur Person

<i>Name</i>	Stefan Lieb
<i>Geburtsdatum</i>	14.07.1972
<i>Geburtsort</i>	Weilheim
<i>Staatsangehörigkeit</i>	deutsch

## Werdegang

<i>1978-1982</i>	Grundschule Stöttwang
<i>1982-1992</i>	Staatliches Gymnasium Kaufbeuren
<i>1992-1993</i>	Grundwehrdienst
<i>1993-1998</i>	Studium der Mathematik und Physik für Lehramt Gymnasium an der Ludwig-Maximilians-Universität
<i>1998-2002</i>	Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München
<i>2002-2003</i>	Diplomarbeit an der Universitäts-Sternwarte München, Thema: <i>Zeitliche Entwicklung Relativistischer Teilchenpopulationen</i>
<i>2004-2006</i>	Promotion an der Universitäts-Sternwarte München
<i>seit April 2006</i>	Selbstständiger Softwareentwickler

München, 8. Februar 2008